НОВОЕ в МАГНЕТИЗМЕ и МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Сборник трудов
XXI Международной конференции
28 июня – 4 июля 2009 г., Москва

Российская Академия Наук
Научный Совет «Физика конденсированных сред»
Секция «Магнетизм»
Подсекция «Физика магнитных пленок и малых частиц»

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
физический факультет

НОВОЕ В МАГНЕТИЗМЕ И МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Сборник трудов
XXI Международной конференции
28 июня – 4 июля 2009 г., Москва

Конференция проводится при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(код проекта 09-02-06069)

Москва – 2009

Новое в магнетизме и магнитных материалах
Сборник трудов XXI Международной конференции
28 июня – 4 июля 2009 г., Москва

В настоящий сборник включены доклады XXI Международной конференции «*Новое в магнетизме и магнитных материалах*» *– НМММ-XXI* (*до 2006 г. – школа-семинар* «*Новые магнитные материалы микроэлектроники*»), *проводимой подсекцией* «*Физика магнитных пленок и малых частиц*» *секции* «*Магнетизм*» *Научного совета РАН* «*Физика конденсированных сред*» *и физическим факультетом Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.*

Тексты докладов прошли рецензирование и рекомендованы к опубликованию Программным комитетом. Доклады, помеченные звездочкой, публикуются в порядке обсуждения.

Доклады воспроизведены с авторских оригиналов, в связи с чем Программный комитет не несет ответственности за допущенные грамматические и синтаксические ошибки, опечатки и стилистические погрешности.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

ISBN 5-8279-0020-6
© Оргкомитет НМММ-XXI, 2009

XXI Международная конференция

Новое в магнетизме и магнитных материалах

НМММ XXI

МГУ им. М.В.Ломоносова

Физический факультет

Москва

28 июня - 4 июля 2009 г.

Организационный комитет

Сопредседатели:	Трухин Владимир Ильич Прозорова Людмила Андреевна Хохлов Дмитрий Рэмович
Заместители председателя:	Лисовский Федор Викторович Логгинов Александр Сергеевич Сысоев Николай Николаевич
Члены оргкомитета:	Лукашева Екатерина Викентьевна Сигов Александр Сергеевич Стеценко Павел Николаевич Сырьев Николай Егорович Прудников Валерий Николаевич Чугуева Ирина Николаевна Буравцова Виктория Евгеньевна
Ученый секретарь:	Пятаков Александр Павлович

Программный комитет

Председатель:	Лисовский Федор Викторович
Заместители председателя:	Звездин Анатолий Константинович Шалыгина Елена Евгеньевна
Ученый секретарь:	Николаева Елена Петровна

Члены программного комитета:

Акципетров О.А.	Крейнес Н.М.
Андреенко А.С.	Лилеев А.С.
Ацаркин В.А.	Логгинов А.С.
Балбашов А.М.	Любутин И.С.
Боков В.А.	Морозов А.И.
Брандт Н.Б.	Муртазаев А.К.
Васильев А.Н.	Мухин А.А.
Вашковский А.В.	Никитин С.А.
Веселаго В.Г.	Овчинников С.Г.
Вызулин С.А.	Перов Н.С.
Ганьшина Е.А.	Писарев Р.В.
Головнев Ю.Ф.	Поляков П.А.
Грановский А.Б.	Попков А.Ф.
Зубков В.И.	Прудников В.Н.
Зубов В.Е.	Рудашевский Е.Г.
Ирхин Ю.П.	Устинов В.В.
Исхаков Р.С.	Фетисов Ю.К.
Кадомцева А.М.	Фраерман А.А.
Калинин Ю.Е.	Филиппов Б.Н.
Кандаурова Г.С.	Четкин М.В.
Камилов И.К.	Шавров В.Г.
Карпасюк В.К.	Шамсутдинов М.А.
Колотов О.С.	Эдельман И.С.
Королева Л.И.	Яковлев Ю.М.

Локальный комитет

Председатель:	Сырьев Николай Егорович
Зам. председателя:	Буравцова Виктория Евгеньевна

Члены локального комитета:

Иванова О.С.	Пятакова З.А
Лукашева Е.В.	Сергеев А.С.
Мешков Г.А.	Сечин Д.А.

СОДЕРЖАНИЕ

Поздравляем юбиляров!

К юбилею Герты Семеновны Кандауровой **8**
К юбилею Антонины Михайловны Кадомцевой **10**

Секция АС Микромагнетизм и доменная структура **12**

Секция АЦ Магнитные пленки и многослойные структуры (1 часть) **62**

Секция АЮ Динамические процессы в магнетиках **140**

Секция БС Магнитооптика и фотомагнетизм **185**

Секция БЦ Магнитные пленки и многослойные структуры (2 часть) **257**
Магнитоэлектрические явления **309**

Секция БЮ Лекционные эксперименты и курсы по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе» **350**
Малые магнитные частицы **377**
Геомагнетизм, палеомагнетизм и магнетизм горных пород **416**

Секция ВС Новые магнитные материалы: синтез и физические свойства (1 часть) **425**

Секция ВЦ Магнитные фазовые переходы и критические явления (1 часть) **496**

Секция ВЮ Магнитные наноструктуры (1 часть) **572**

Секция ГС Новые магнитные материалы: синтез и физические свойства (2 часть) **629**

Секция ГЦ Магнитные фазовые переходы и критические явления (2 часть) **716**

Секция ГЮ Магнитные наноструктуры (2 часть) **779**

Секция ДС Процессы намагничивания и перемагничивания **837**

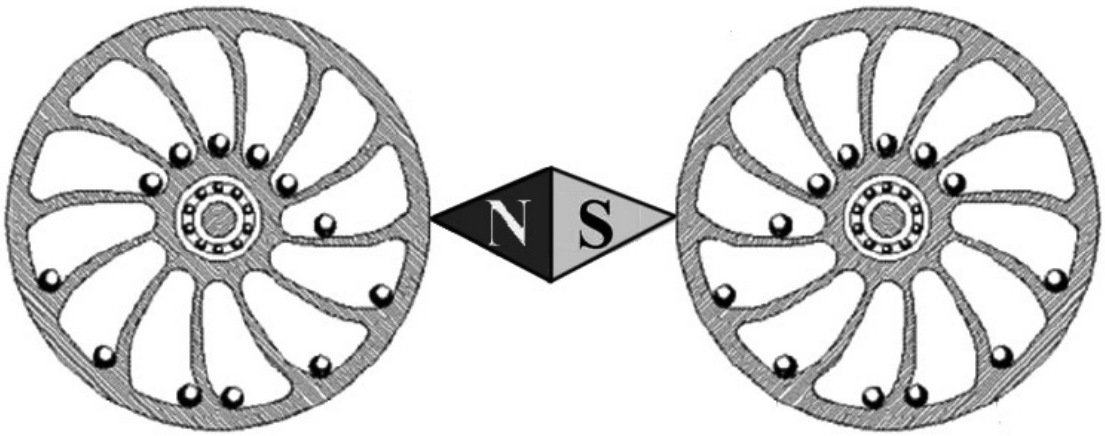
Секция ДЦ Элементарные возбуждения и волновые процессы в магнетиках **893**
Резонансные явления в магнетиках **957**

Секция ДЮ Кинетические эффекты в магнетиках **1003**

Наша история **1040**

Памяти Юрия Андреевича Осипьяна **1041**
В нашей истории исчезло еще одно белое пятно **1043**

Авторский указатель **1047**



К юбилею Герты Семеновны Кандауровой

9 марта 2009 г. – знаменательная дата в биографии замечательного российского физика Кандауровой Герты Семеновны, доктора физико-математических наук, профессора, заслуженного деятеля науки Российской Федерации, действительного члена Российской академии естественных наук, Соросовского профессора, почетного профессора Уральского государственного университета им. А.М. Горького, главного научного сотрудника НИИ физики и прикладной математики УрГУ, научного руководителя лаборатории магнитной доменной структуры НИИ ФПМ УрГУ.

Имя Герты Семеновны Кандауровой вписано золотыми буквами в историю развития и становления физики магнитных явлений в нашей стране. Вклад Герты Семеновны в эту историю поистине огромен.

Путь Герты Семеновны в науке, ее отношение к процессу научного творчества и ее научные достижения были и остаются примером для всех имеющих отношение к магнетизму членов научного сообщества.

Герта Семеновна с момента возникновения нашей подсекции принимала активнейшее участие в ее работе, а также в организации и проведении школ-семинаров «Новые магнитные материалы микроэлектроники».

Члены подсекции «Физика магнитных пленок и малых частиц» секции «Магнетизм» Научного Совета РАН "Физика конденсированных сред" и все участники Международной конференции НМММ-XXI сердечно поздравляют Герту Семеновну Кандаурову с юбилеем и желают ей крепкого здоровья, счастья и успехов во всем!

Это стихотворное поздравление, написанное Н. Калининой в 2004 г., было посвящено 50-летию научной деятельности Герты Семеновны.

«А была она Солнышка краше...» –
Физик, член-корреспондент РАЕН.
Герта Семеновна, Благородие Ваше,
Теперь
Вам не страшен магнитный домен!

Под Вашим оком мудро-кристалльным
Открытия множатся динамически:
Дифракция является не банальная,
А нового типа – магнитооптическая.

За годы работы Вы изучили
Структуры доменные
поперек и вдоль.
И первую премию УрГУ получили,
И самого
Почетного профессора роль!

Весенних дорог Вам
и новых свершений,
Герта Семеновна, Очарование Ваше,
Даже если Вы в физике Гений,
Будьте всегда и «Солнышка краше»!

Калинина Н.
Ах, если б всех собрать... –
Екатеринбург: Издательский Дом «Филантроп», 2007.

К юбилею Антонины Михайловны Кадомцевой

Лауреат Государственной премии СССР, заслуженный научный сотрудник МГУ, руководитель Группы по исследованию материалов с магнитоэлектрическим взаимодействием, Антонина Михайловна Кадомцева яркий пример служения науке и жизни в ней.

Ей принадлежат ряд научных результатов, заложивших основу целых направлений: спин-ориентационных переходов, сред с магнитным, электрическим и тороидным упорядочением, но что не менее важно, Антонина Михайловна завоевала сердца преданных коллег и воспитала многих и многих учеников, питающих глубокую признательность. Двери ее гостеприимного дома-лаборатории всегда открыты. Все это было бы невозможно, не обладай Антонина Михайловна даром привлекать к себе людей, отзывчивостью, эмоциональным сопереживанием, как к научным, так и жизненным проблемам собратьев по труду. Но обо всем этом лучше расскажут строфы из поэмы, сложенной коллегами из ее лаборатории.

От имени участников Международной конференции НМММ-XXI поздравляем Антонину Михайловну с юбилеем. Желаем, чтобы свойственный ей бодрый настрой никогда не покидал ее, здоровья и творческого долголетия!

Антонина в физике
Большой авторитет,
В нашей лучшей половине
Ей, пожалуй, равных нет

Стала асом в магнетизме –
Это ясно и без слов,
Вкруг нее возникло поле
Притяжения умов.

Кандидатов, докторов,
Словно стая комаров,
Вкруг нее всегда кружится,
Чтоб идейкой поживиться.

Обаяния полна,
Всем его дарит она,
Всех в округе привечает,
Крепким чаем угощает,

И за чайною беседой
Обсуждается порой
Целый ряд крутых вопросов,
Что лежат вокруг горой.

Ряд эффектов ей открыто,
Монографии, статьи.
То, что раньше было скрыто,
Стало явным (иль почти).

Стоит ей лишь бросить взгляд –
Спины выстроятся в ряд,
Только бровью поведет –
Станет все наоборот.
Это презентация
Спин-реориентации.

И тороидный момент
Тоже очень нужен
Одно дело – предсказать,
Другое – обнаружить.

Соучастница она
Вот в такой героике
Выдаются на-гора
Мультики-ферроики.

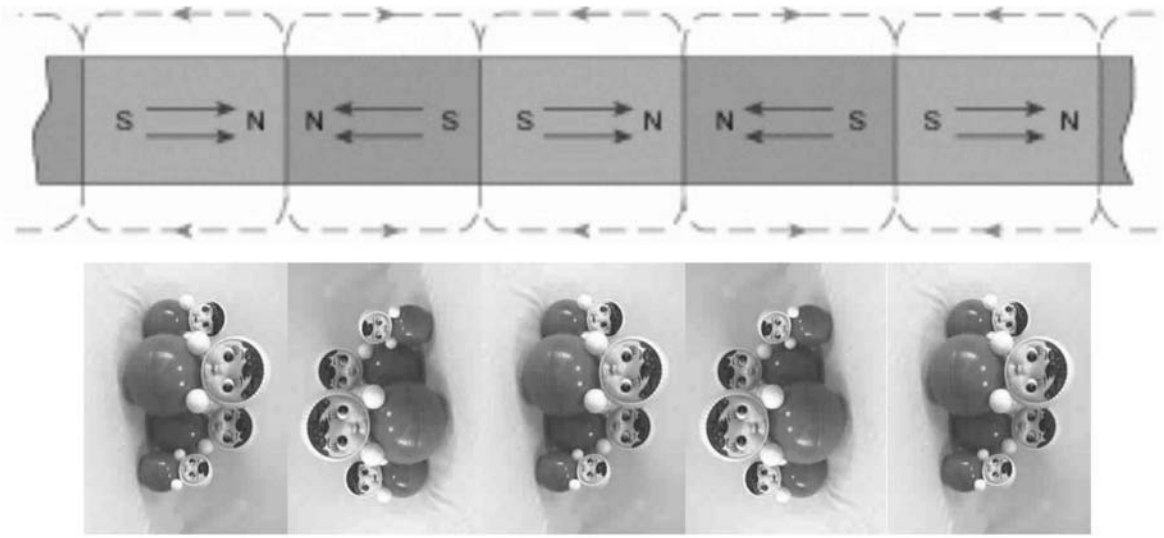
Антонина, дорогая!
С юбилеем поздравляем,
Счастья, творческих успехов
И здоровья Вам желаем.

Чтоб еще нам поработать
Этак годиков до ста,
Невзирая на невзгоды –
Было б здорово тогда!

Секция АС

Если Восток и Юг есть цивилизации этносов, а Запад - цивилизации нуклеарной семьи, то характерным российским явлением является домен, представляющий собой группу людей (10-20 человек), идущих по жизни как единое целое. Именно доменной структуре русский этнос обязан своей эластичностью: ванька-встанька, как известно, является одним из общепризнанных символов русского народа.

Самюэль Хантингтон, «Столкновение цивилизаций»



МИКРОМАГНЕТИЗМ И ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА

ЭФФЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ТОКОМ

К.А. Звездин[1], А.В. Хвальковский[1,2], А.В. Крашенинников[1], J. Grollier[2], V. Cros[2], А.К. Звездин[1], A. Fert[2]

[1]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
[2]Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, Palaiseau Cedex, France

Исследование возбуждения спин-поляризованным током движения доменной стенки (ДС) является предметом активных экспериментальных [1–4] и теоретических исследований [5,6]. Критический ток, необходимый для смещения ДС, является одним из ключевых параметров, обуславливающих возможность практического применения подобных структур для создания твердотельной магнитной памяти на сдвиговых регистрах [7]. В однослойных NiFe нанопроволоках при отсутствии внешнего поля критический ток, текущий вдоль проволоки, составляет величину порядка нескольких 10^7 A/cm^2[2,4]. Было обнаружено, что для трехслойных GMR спин-вентильных структур величина критического тока может быть примерно на порядок ниже, чем для однослойной нанопроволоки (порядка нескольких 10^6A/cm^2 для NiFe/Cu/Co и CoFeB/Cu/Co спиновых вентилей) [1].

В нашей работе рассмотрен механизм возбуждения движения ДС спин-поляризованным током, текущим перпендикулярно плоскости в трехслойном спиновом вентиле, состоящем из магнитожесткого поляризатора и магнитомягкого слоя с доменной стенкой. Было обнаружено, что скорость движения доменной стенки в такой конфигурации может быть существенно (на порядок и более) выше, чем при возбуждении током такой же величины, протекающим в плоскости. Такое существенное различие обуславливается различием в величине вращающих моментов, действующих на ДС в соответствующих конфигурациях [8]. Мы обсуждаем природу и приводим оценку для величины перпендикулярного спинового тока, текущих в спиновых вентилях аналогичных изучаемых в работе [1].

Работа была поддержана РФФИ, грант 09-02-01423.

1. J. Grollier, et al., Appl. Phys. Lett. 83, 509 (2003); S. Laribi et al. Appl. Phy. Lett. 90, 232505 (2007)
2. A. Yamaguchi, et al., Phys. Rev. Lett. 92, 077205 (2004)
3. D. Ravelosona, et al., Appl. Phys. Lett. 90, 072508 (2007)
4. M. Hayashi et al., Science 320, 209 (2008)
5. S. Zhang, P.M. Levy, A. Fert, Phys. Rev. Lett. 88, 236001 (2002); M. Stiles, A. Zangwill, Phys. Rev. B 66, 01440 (2002); A. Brataas, Y. V. Nazarov, and G. E. W. Bauer, Eur. Phys. J. B 22, 99 (2001)
6. S. Zhang and Z. Li, Phys. Rev. Lett. 93, 127204 (2004)
7. S. S. P. Parkin, U. S. Patent 7315470
8. A.V.Khvalkovsiy et al. Phys.Rev.Lett. 102, 067206 (2009)

PROBING OF STATIC AND DYNAMIC MAGNETISATION BEHAVIOR IN EPITAXIAL Fe/Cr(100) FILMS BY SECOND HARMONIC GENERATION

A.A. Rzhevsky*, B.B. Krichevtsov[1], D.E. Bürgler[2] and C.M. Schneider[2].

[1] *Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, 194021 St.-Petersburg, Russia*
[2] *Institut für Festkörperforschung IFF-9 "Elektronische Eigenschaften", *Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52425 Jülich, Germany*

The magnetic properties of the epitaxial Fe/Cr film system as well as the behavior of exchange-coupled Fe/Cr/Fe structures based on it have been studied by a variety of methods such as Brillouin light scattering (BLS), ferromagnetic resonance (FMR), neutron scattering, or the magneto-optical Kerr effect (MOKE) [1–3]. Recently, the transformation between different magnetic states in exchange-coupled Fe/Cr/Fe structures has been probed by magnetization-induced second harmonic generation (MSHG) [4]. The advantages of MSHG are (i) the possibility to detect different components of the in-plane magnetization during the magnetization reversal and (ii) to investigate the interface magnetization originating from two or three atomic layers near the interface.

In this work MSHG is used for investigations of both the domain structure appearing in the magnetic field oriented near the hard axis and the magnetization dynamics induced by ultra-short light pulse in epitaxial Cr/Fe/Ag/GaAs(100) films with biaxial in-plane magnetic anisotropy.

Wedge-shaped Fe films (thickness d=10–50 nm) were grown by molecular beam epitaxy onto GaAs(001) substrates with a Ag(150 nm)/Fe(1 nm) buffer layer. The structure was covered by a Cr(2 nm) protective cap layer. The quality of the films has been monitored *in situ* by reflection high-energy electron diffraction during the growth process. Both Fe and Cr layers crystallize in the bcc structure. The strong demagnetizing field of the thin film geometry confines the static magnetization predominantly in the film plane and the overall magnetic anisotropy of the Fe layers can be described by an effective in-plane, four-fold anisotropy energy.

The static MSHG and MOKE field dependencies were measured in magnetic field **H** up to 3 kOe applied parallel to the sample surface in the plane of the incident light. MSHG experiments were carried out in *pp* and *ss* geometries. The exciting light pulses (λ=800 nm, E_{ph}=1.55 eV) with a duration of 150 fs were generated by a Ti:sapphire regenerative amplifier with 1 kHz repetition rate and 15 μJ pulse power. The pulses were focused into a spot of 1 mm diameter on the sample surface. The SHG was measured in reflection at λ=400 nm (E_{ph}=3.1 eV) at near normal incidence. The dynamic response of the magnetization **M** induced by pump-light pulses was measured by means of the pump-probe technique. Time-resolved MSHG and static MSHG measurements

were performed under the same experimental conditions, using the same experimental setup.

Hysteresis loops in Fe/Cr films measured by MOKE in longitudinal geometry indicate that after saturation in high magnetic field the magnetization rotates to the easy axis closest to the orientation of **H**. Therefore, it is believed that after the external magnetic field is reduced to zero a monodomain state develops. However, if the magnetic field is applied exactly along a hard axis **H**||**h**, there are two equivalent easy axes $\mathbf{e}_1$ and $\mathbf{e}_2$ oriented at angles of 45° to the direction of the magnetic field **H** and the hard axis **h**. In this case lateral fluctuations of the magnetic anisotropy due to defects or local strain, or local variations of the exchange coupling between Fe and Cr magnetic moments at the Fe/Cr interface can induce the appearance of a multidomain structure.

The MSHG field dependencies in an Fe(49 nm)/Cr(2 nm) film in *pp* polarization combination for different azimuthal angles (ξ) from the hard axis are shown in Fig.1. In *pp* polarization the SHG intensity $I_{2\omega}$ is determined by the magnetization component M_y oriented perpendicular to the magnetic field and the plane of incidence: $I_{2\omega} = a+bM_y+cM_y^2$ [5]. The lines in Fig.1 mark the calculations of the MSHG for coherent magnetization rotation to the different easy axes. The evolution of the $I_{2\omega}(H)$ hysteresis loops with ξ indicates the existence of a multidomain state for $|\xi| \leq 0.3°$. The involved magnetic domains are characterized by the same magnetization component M_x and M_y components with different sign. Field dependencies of the relative domain volume (W_1) characterized by a positive M_y component at different azimuths (ξ) of the hard axis are shown in Fig.2.

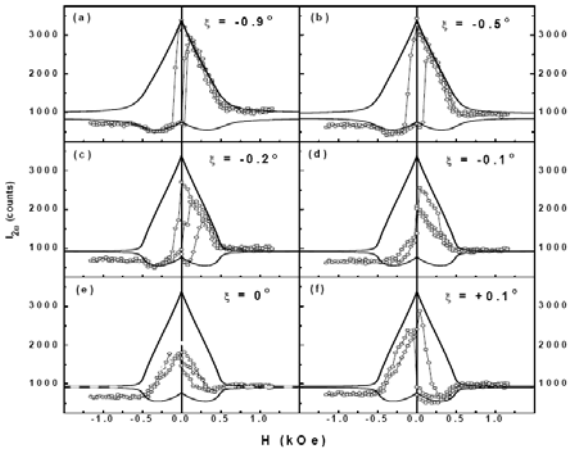


Fig.1 MSHG field dependencies in Fe(49 nm)/Cr(2 nm) film in *pp* polarization combination for different azimuthal angles (ξ) from the hard axis.

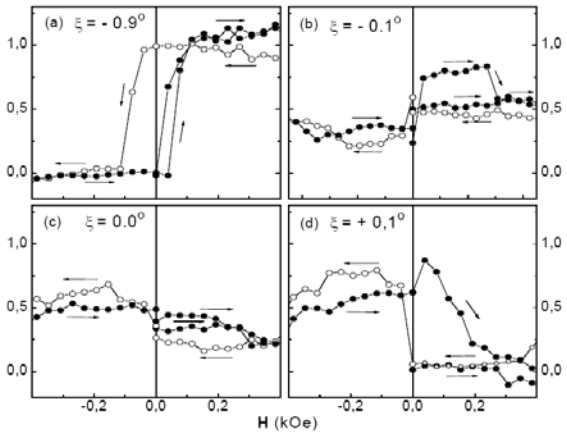


Fig.2 Field dependencies of the relative domain volume (W_1) characterized by a positive M_y component at different azimuths (ξ) of the hard axis.

Fig.3 shows the time profiles of the MSHG and the Kerr rotation in *pp* polarization combination for a Fe(26 nm)/Cr(2 nm) bilayer at H=0.5 kOe and ξ=2°. Oscillations of MSHG and MOKE reflect the magnetization relaxation process to the equilibrium state after excitation by an ultra-short laser pulse.

MSHG oscillations in *pp* polarization combination and MOKE oscillations are related to the in-plane magnetization component M_y and the out-of-plane M_z component, respectively. The frequency F of the oscillations is the same for both cases. The 90°-phase shift between MSHG and MOKE oscillations shows that the magnetization trajectory is elliptical and strongly elongated in the plane of the film. Because both the time-resolved and static MSHG measurements were carried out under the same experimental conditions we were able to calculate the coefficients *a*, *b*, and *c* and to simulate the time variation of the in-plane magnetization component (Fig.4). This gives us the possibility to evaluate the amplitude of in-plane magnetization oscillations as $\Delta\varphi_{max} \approx 13°$. The large value of the amplitude shows that the system for the given excitation power may already be at the threshold of the applicability of the LLG equations. This is confirmed by the observation of small oscillation amplitude at doubled frequency in the Fourier spectrum of the MSHG oscillations [6].

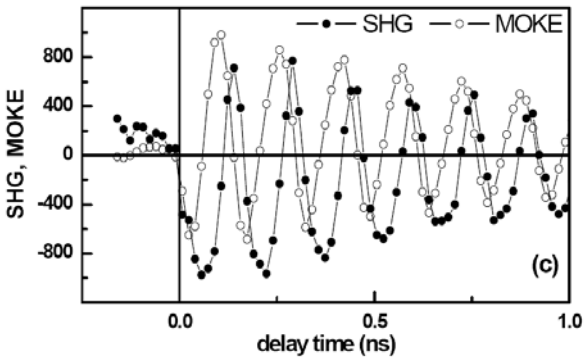


Fig.3 Time profiles of the MSHG and the Kerr rotation in *pp* polarization combination for a Fe(26 nm)/Cr(2 nm) bilayer at H=0.5 kOe and ξ=2°. A constant offset of about 2500 counts is subtracted from SHG

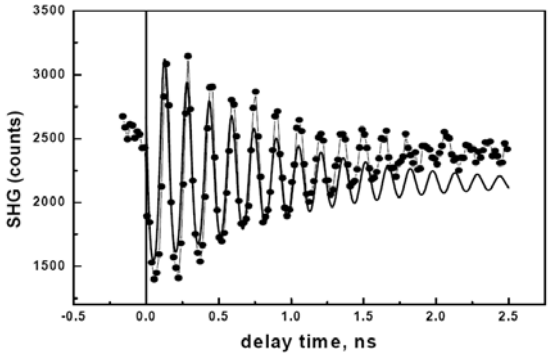


Fig.4 Experimental and calculated temporal MSHG intensity variations in Fe(26 nm) film after applying an ultra-short laser pulse

*) work performed during stay at IFF-9, Jülich

1. R. J. Hicken, S. J. Gray, A. Ercole, C. Daboo, D. J. Freeland, E. Gu, E. Ahmad, and J. A. C. Bland, Phys. Rev. B **55**, 5898 (1997).
2. D. E. Bürgler, P. Grünberg, S. O. Demokritov, and M. T. Johnson, in *Handbook of Magnetic Materials*, edited by K. H. J. Buschow, Elsevier Science, New York, 2001, Vol. 13.
3. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
4. A. A. Rzhevsky, B. B. Krichevtsov, D. E. Bürgler, and C. M. Schneider, Phys. Rev. B **75**, 144416 (2007).
5. A. A. Rzhevsky, B. B. Krichevtsov, D. E. Bürgler, and C. M. Schneider, Phys. Rev. B **77**, 174432 (2008).
6. A. A. Rzhevsky, B. B. Krichevtsov, D. E. Bürgler, and C. M. Schneider, J. Appl. Phys. **104**, 083918 (2008).

ДИНАМИКА СИСТЕМЫ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А.П. Иванов[1], В.С. Власов[1],Л.Н. Котов[1], Ф.Ф. Асадуллин[2], С.М. Полещиков[2], В.В. Коледов[3], В.Г. Шавров[3] , В.И. Щеглов[3],

1. *Сыктывкарский Государственный Университет, Сыктывкар, Россия*
2. *Сыктывкарский Лесной Институт, Сыктывкар, Россия*
3. *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*

Механические модели связанных осцилляторов широко применяются для моделирования магнитной динамики неоднородных образцов. В работах [1-3] показано, что для моделирования динамики доменной структуры в объемных образцах под воздействием переменных полей могут быть использованы механические модели связанных осцилляторов.

Точное описание процессов, обусловленных нелинейной динамикой доменной структуры, очень важно, т.к. выявленные особенности поведения могут быть применены при разработке нового поколения накопителей информации, где считывание информации осуществляется на основе поступательного движения доменов по магнитной дорожке диска без его вращения [4].

Рассмотрим модель доменов, как систему механических осцилляторов, расположенных на кольце. На таком кольце могут реализовываться поступательное и колебательное движение. Модель системы представляет собой замкнутую цепочку, в которой расположены N шариков массой m, соединённых между собой пружинами жёсткостью k. Внешнее воздействие на систему выбирается в виде параметрического возбуждения колебаний, а потери в системе учитываются силой трения, пропорциональной угловой скорости движения. С учетом этого, система дифференциальных уравнений, описывающая динамику осцилляторов, запишется в следующем виде [5]:

$$\ddot{y}_1 + \beta \dot{y}_1 + k_0^N (y_1 - y_N - l_0 + 2\pi)[1 + \alpha_1 (y_1 - y_N - l_0 + 2\pi) + \alpha_2 (y_1 - y_N - l_0 + 2\pi)^2] + k_0^1 (y_1 - y_2 + l_0)[1 + \alpha_1 (y_1 - y_2 + l_0) + \alpha_2 (y_1 - y_2 + l_0)^2] = 0,$$

$$\ddot{y}_i + \beta \dot{y}_i + k_0^{i-1}(y_i - y_{i-1} - l_0)[1 + \alpha_1(y_i - y_{i-1} - l_0) + \alpha_2(y_i - y_{i-1} - l_0)^2] + k_0^i(y_i - y_{i+1} + l_0)[1 + \alpha_1(y_i - y_{i+1} + l_0) + \alpha_2(y_i - y_{i+1} + l_0)^2] = 0, \quad (1)$$

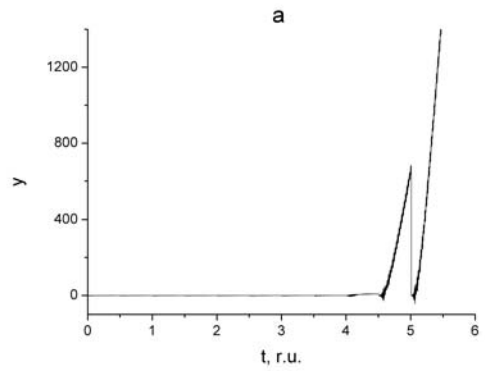
$$\ddot{y}_N + \beta \dot{y}_N + k_0^{N-1}(y_N - y_{N-1} - l_0)[1 + \alpha_1(y_N - y_{N-1} - l_0) + \alpha_2(y_N - y_{N-1} - l_0)^2] + k_0^N(y_N - y_1 + l_0 - 2\pi)[1 + \alpha_1(y_N - y_1 + l_0 - 2\pi) + \alpha_2(y_N - y_1 + l_0 - 2\pi)^2] = 0,$$

где y_i – набор N независимых координат (значений центральных углов) шариков, $\beta = \gamma / m$, γ - коэффициент трения, $k_0^i = \omega_0^2[1 + (-1)^{i-1} A\cos pt]$, $\omega_0^2 = k/m$, $l_0 = 2\pi / N$, A – коэффициент, определяющий глубину модуляции квадратов собственных частот осцилляторов (для краткости, параметр модуляции), циклические граничные условия представлены здесь в форме замкнутости цепочки на 2π.

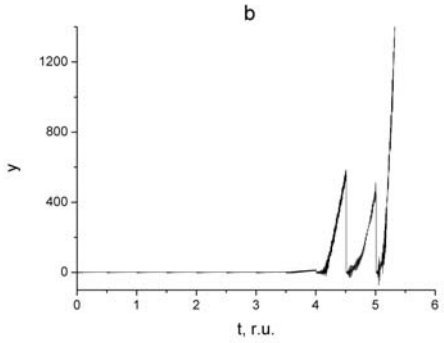
Решение системы неоднородных нелинейных дифференциальных уравнений не может быть получено в явном виде. Численное решение системы N дифференциальных уравнений находилось при помощи метода интегрирования Рунге-Кутта 7-8 порядка. Численное решение системы показывает, что параметрическое возбуждение в отсутствии нелинейности упругих сил ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$) для любого количества связанных осцилляторов приводит к возникновению затухающих модуляционных колебания при любых значениях параметра модуляции A и частоте возбуждения p. Учёт нелинейности упругих сил ($\alpha_1, \alpha_2 \neq 0$) приводит к появлению областей значений материальных параметров в которых возможно поступательное движение. Для двух *(N=2)* связанных осцилляторов поступательное движение в системе не наблюдается при любых значениях параметров.

На рис.1 показаны зависимости угла, определяющего положение первого осциллятора от времени (в относительных единицах), для цепочек с разным количеством осцилляторов. Для нечетного числа осцилляторов наблюдается переход в поступательное движение с наличием серии резких скачков по амплитуде колебаний (рис.1,a,b). Для четного числа осцилляторов наблюдается режим автоколебаний (рис.1,c,d). Для цепочек с опреде-

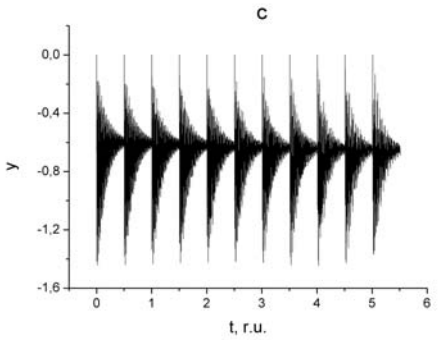
лённым чётным количеством осцилляторов (например, при N=8) возможен переход от режима автоколебаний к поступательному движению (рис. d).



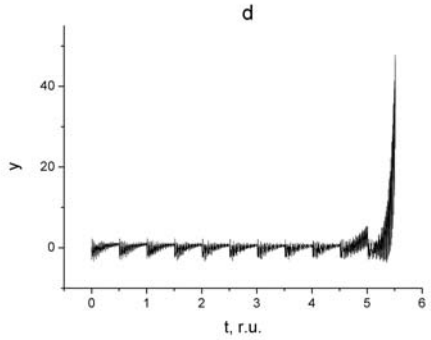
Три осциллятора



Семь осцилляторов



Четыре осциллятора



Восемь осцилляторов

Рис.1. Временные зависимости координаты (центрального угла) 1 шарика для цепочек с разным количеством осцилляторов.

1. W G Zengt, J X Zhangt and G G Siuf., J. Phys.: Condens. Matter, Issue 3, 4783 (1991).

2. М.М. Соловьев, Б.Н. Филиппов, ФТТ, **39**, 2036 (1997).

3. М.М. Соловьев, Б.Н. Филиппов, ФММ, **98**, 12 (2004).

4. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Science, **320**, 190 (2008).

5. Ф.Ф. Асадуллин, В.С. Власов, В.В. Коледов, Л.Н.Котов, С.М. Полещиков, В.Г. Шавров, Сборник трудов НМММ XX, М. 2006, С. 76.

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ЗАРОЖДЕНИЯ 0-ГРАДУСНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ С КВАЗИБЛОХОВСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Магадеев Е.Б., Вахитов Р.М.

Башкирский государственный университет

Известно, что на образование и конфигурацию доменной структуры магнитных материалов влияет множество факторов, в том числе и геометрия образца, и наличие анизотропных взаимодействий высших порядков, и присутствие дефектов в кристалле, и внешнее поле и т.д. Среди разнообразной топологии доменных структур, возникающих в магнетиках, особый интерес представляют магнитные неоднородности уединенного типа, в частности, образующиеся на дефектах. Последние играют важную роль при фазовых переходах типа спиновой переориентации, составляя суть флуктуационного механизма зародышеобразования, в процессах намагничивания и перемагничивания реальных кристаллов, а также при «генерировании» новых структур.

В кубическом ферромагнетике с наведенной вдоль (011) одноосной анизотропией возможны два вида блоховских 0°ДГ, отличающихся ориентацией 0°ДГ относительно кристаллографических осей: в области $1 < \kappa_1 < 4$ (0°ДГ(1)), а также в области $-1 < \kappa_p < -1 - \kappa_1$ (0°ДГ(2)), где $\kappa_1 = K_1 / |K_u|$, $\kappa_p = K_p / |K_u|$ (здесь K_1, K_p, K_u – соответственно константы кубической, орторомбической и наведенной одноосной анизотропий). Устойчивость квазиблоховских 0°ДГ, соответствующих 0°ДГ(1), определяется соотношением $\kappa_p + Q^{-1} > f(\kappa_1)$, где $Q = K_u / 2\pi M_s^2$ – фактор качества магнетика (M_s – намагниченность насыщения). На рисунке 1 показаны оценка сверху (кривая 1) для $f(\kappa_1)$, задаваемая условием

$$f(\kappa_1) < \begin{cases} -\frac{2}{3} - \frac{4}{3\kappa_1} + \kappa_1, & 1 < \kappa_1 < 8/3, \\ -2 + \frac{4}{9\kappa_1} + \frac{5}{4}\kappa_1, & 8/3 < \kappa_1 < 4. \end{cases},$$

приближение для $\kappa_1 \approx 1$ (кривая 3), задаваемое

$$f(\kappa_1) \approx \left(Z\left(\frac{10}{3}\right) - 1 \right)\kappa - Z\left(\frac{10}{3}\right), \text{ где } Z(\alpha) = \frac{2\alpha + 1 - \sqrt{4\alpha + 1}}{2},$$

а также численный результат (кривая 2), полученный путем решения соответствующего дифференциального уравнения.

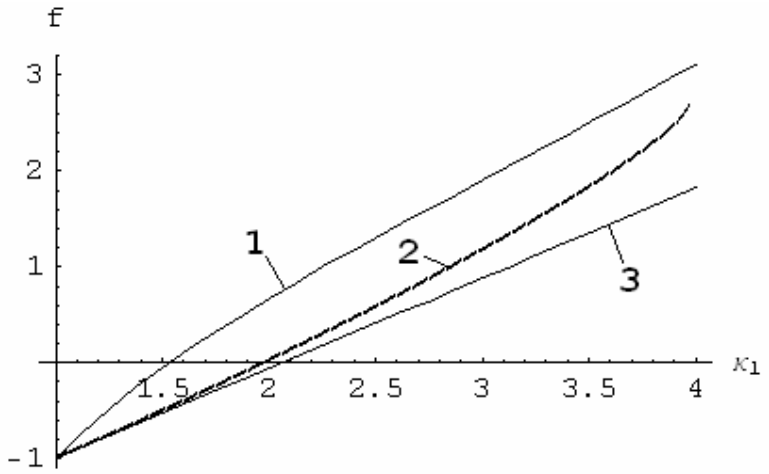


Рисунок 1

Для 0ºДГ(1) в области $\kappa_1 \approx 1$, однако вдали от границы устойчивости, для зависимости угла φ_1, характеризующего выход вектора **M** из плоскости 0ºДГ, от пространственной координаты может быть получено следующее выражение:

$$\varphi_1(\xi) = -\frac{2(\kappa_1 - 1)(\kappa_p + 6)}{3(\kappa_p + 1)(\kappa_p + 1 + Q^{-1})} \frac{1}{\cosh^2 \sqrt{\kappa_1 - 1}\xi}.$$

Предположение $Q << 1$ также позволяет аналитически получить приближенное решение, а именно

$$\varphi_1(\xi) = -Q\left(\frac{1}{\sin\theta_0} - 1 + \frac{5\kappa_1}{2(\kappa_1 + \kappa_p)}(1 - \sin^2\theta_0) \right), \text{ где } \tan\theta_0 = \sqrt{\frac{4 - \kappa_1}{4(\kappa_1 - 1)}} \cosh\sqrt{\kappa_1 - 1}\,\xi.$$

Аналогичные результаты могут быть получены для 0ºДГ(2), а именно, устойчивость ее определяется соотношением $\frac{1 + Q^{-1}}{1 + \kappa_p} > f\left(\frac{\kappa_1}{1 + \kappa_p}\right)$. На рисунке 2 показаны оценка сверху для $f(k)$, задаваемая условием

$$f(k) < \begin{cases} 2 + \frac{1}{k} - \frac{k}{2}, -4/3 < k < -1, \\ -\frac{1}{3k} - \frac{5}{4}k, k < -4/3. \end{cases},$$

оценка снизу, численный результат, а также приближение для $k \approx -1$, задаваемое

$$f(k) \approx -\left(Z(1) + \frac{1}{2} \right) k - Z(1) + 1 .$$

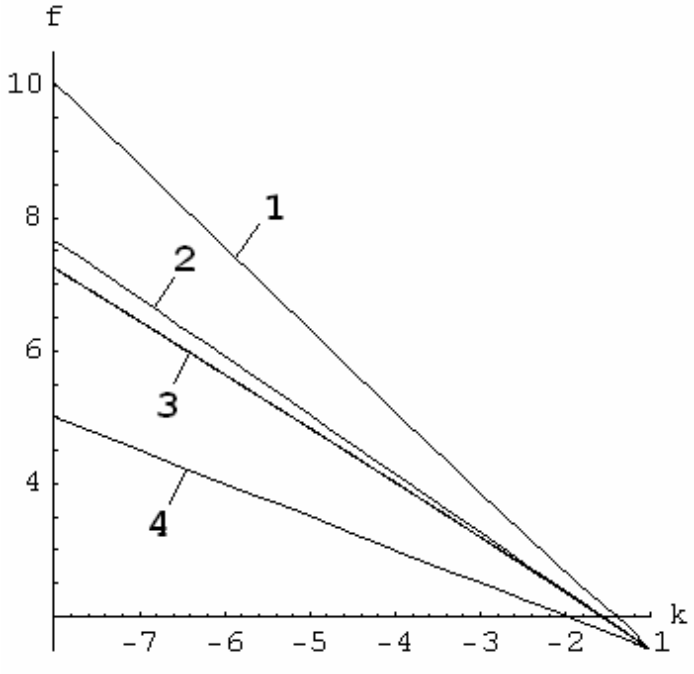


Рисунок 2

Приближенное решение для 0ºДГ(2) при $\kappa_1 + \kappa_p \approx -1$, однако вдали от границы устойчивости, имеет вид

$$\varphi_1(\xi) = \frac{(1 + \kappa_p + \kappa_1)(\kappa_p + 3)}{(\kappa_1 + 1)(3\kappa_p + 1)(3\kappa_p + 1 - 2Q^{-1})} \frac{1}{\cosh^2 \sqrt{-1 - \kappa_p - \kappa_1}\,\xi} .$$

При малых же значениях фактора качества $Q << 1$ для 0ºДГ(2) может быть получено приближенное решение

$$\varphi_1(\xi) = -Q\left(\frac{1}{\sin\theta_0} - 1 - \frac{2\kappa_1}{\kappa_1 - 2\kappa_p}\left(1 - \sin^2\theta_0\right) \right),$$

где

$$\tan\theta_0 = \sqrt{-\frac{1 + \kappa_p}{1 + \kappa_p + \kappa_1}} \cosh \sqrt{-\left(1 + \kappa_p + \kappa_1\right)}\,\xi .$$

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕСТРОЙКИ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ОБЛАСТИ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПЕРВОГО И ВТОРОГО РОДА.

Ю.Г. Пастушенков,

Тверской государственный университет, Россия

На основании исследований магнитной доменной структуры (ДС) в монокристаллах интерметаллических соединений $R_2Fe_{14}B$, $RFe_{11}Ti$, RCo_5, R_2Fe_{17} (R – редкоземельный металл) в области ориентационных фазовых переходов анализируются особенности трансформации ДС в процессе спиновой переориентации [1-3].

На примере интерметаллида $Nd_2Fe_{14}B$ выполнен анализ характера изменения ДС в случае спин-переориентационного фазового перехода второго рода от типа анизотропии ось легкого намагничивания к типу анизотропии конус осей легкого намагничивания. Показано, что основное изменение ДС происходит в области температур $T_{СПП}$=135 К, при этом параллельность доменных границ оси с кристалла в высокотемпературной области сохраняется и при переходе через точку фазового перехода, хотя тип границ изменяется.

Характер изменения ДС в области СПП первого рода исследован на примере соединений $TbFe_{11}Ti$ и $DyFe_{11}Ti$. Обнаружено, что в данном случае доменные границы, разделяющие основные домены в низкотемпературной фазе типа легкая плоскость, перпендикулярны доменным границам высокотемпературной фазы с МКА типа легкий конус и легкая ось.

Влияние внешнего магнитного поля на характер перестройки ДС в области спиновой переориентации и температуры фазовых переходов изучено на примере интерметаллидов систем RCo_5 и R_2Fe_{17}. Выявлено особое поведение ДС в интерметаллиде Ho_2Fe_{17} во внешнем поле в интервале температур 10 – 100 К.

Анализируются модели магнитной доменной структуры, реализующиеся в области несимметричных состояний, характерных для материалов с ориентационными фазовыми переходами.

1. Yu.Pastushenkov, H.Bartolome J.,Larrea A.,Skokov K.P., Ivanova T.I. S.A. Nikitin et al. J. Magn. and Magn. Mat. **238**, 215 (2002).
2. Никитин С.А., Иванова Т.И., Панкратов Н.Ю., Пастушенков Ю.Г. и др. ФТТ, **47**, 501 (2005).
3. Yu.Pastushenkov, H.Bartolome J.,Larrea A.,Skokov K.P., Ivanova T.I., J. Magn. and Magn. Mat. **300**, e514 (2006).

ВЛИЯНИЕ МЕЖЧАСТИЧНОГО МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В СПЛАВАХ НЕОДИМ-ЖЕЛЕЗО-БОР

А.С. Лилеев, А.С. Старикова, В.Н. Викторов

Государственный технологический университет «Московский институт стали и сплавов»

В настоящее время все более широкое применение в приборостроении находят высокоанизотропные одноосные ферромагнетики на основе соединений редкоземельных металлов с 3d-переходными металлами типа $SmCo_5$ и $Nd_2Fe_{14}B$.

Показано [1], что процесс перемагничивания в этих материалах определяется трудностью зарождения доменов обратной намагниченности. Специфической особенностью такого механизма перемагничивания является зависимость величины поля возникновения зародыша обратной намагниченности (H_o) от напряженности предварительно приложенного положительного магнитного поля (H_m) [2,3].

Целью настоящей работы является на основе сравнения экспериментальных данных по исследованию доменных структур в этих материалах с результатами моделирования процессов перемагничивания установить роль магнитостатического взаимодействия в формировании гистерезисных характеристик.

На основании феноменологического подхода к элементарному акту процесса перемагничивания высокоанизотропных одноосных ферромагнетиков составлена программа для моделирования гистезисного поведения материала (FMRM). В основу алгоритма программы заложены следующие индивидуальные параметры микрообъема: намагниченность насыщения m_s, максимальное поле образования зародыша обратной магнитной фазы H_o^{max}, параметр $A=dH_o/dH_m$, описывающий зависимость поля образования зародыша от внешнего намагничивающего поля H_m , поле насыщения микрообъема H_s и угол между направлением внешнего поля и легкой осью микрообъема. Микрообъем определяется как часть материала, имеющая данный набор параметров. Величина константы кристаллической анизотропии материала постоянна для всего объема. Величину поля магнитостатического взаимодействия определяли по методике, предложенной в работе [4].

С целью визуализации магнитного состояния микрообъема создана программа Analyzer (исследование процесса перемагничивания), которая использует в качестве исходных данных результаты машинного эксперимента, рассчитанные в программе FMRM.

Серыми стрелками отображаются микрообъемы, находящиеся в многодоменном состоянии, красными и синими – в однодоменном.

Направление стрелок показывает направление намагниченности микрообъемов, а размер серой стрелки – относительную величину намагниченности данного микрообъема.

Для микрообъемов, обозначенных красными стрелками, величина намагниченности положительная, то есть, направлена в сторону прикладываемого внешнего поля, синими – отрицательная.

Для сравнения результатов моделирования с экспериментальными данным по исследованию доменных структур использовали результаты наблюдения изменений доменной структуры в магнитном поле на спеченных магнитах Nd-Fe-B в работе Ю.Г.Пастушенкова [5].

Рассмотрены случаи образцов с низким и высоким величинами коэрцитивной силы, а также изменения доменной структуры вблизи неметаллических включений. При моделировании и визуализации магнитного состояния микрообъемов использовали такие же значения напряженностей внешних магнитных полей, как в работе [5].

В результате проведенного анализа для образца с низким значением коэрцитивной силы, показано, что магнитостатическое взаимодействие

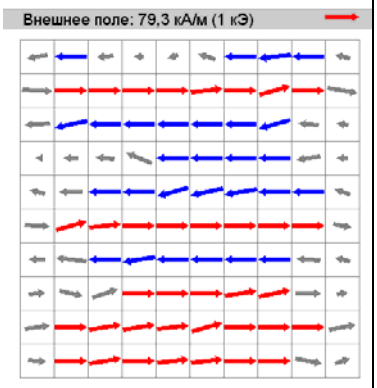
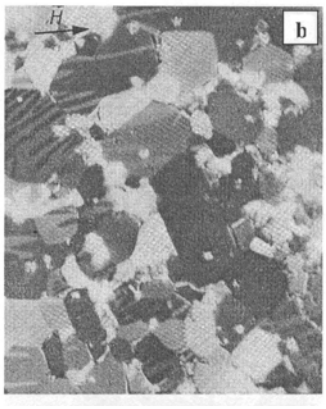
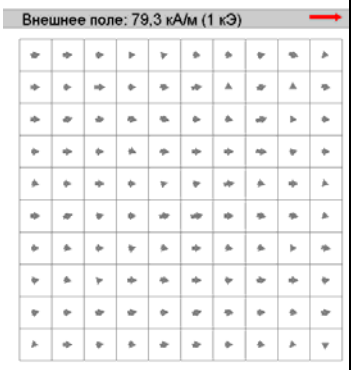
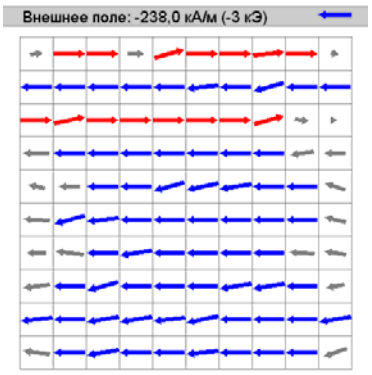
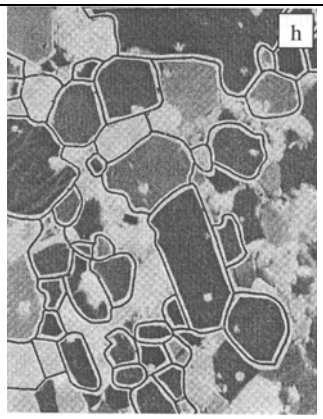
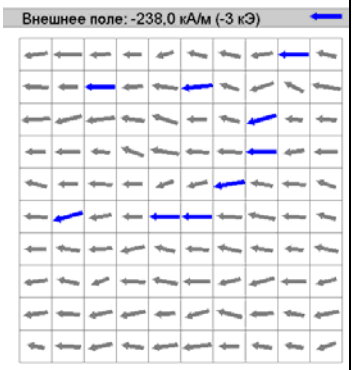
H, кЭ	С взаимодействием	Фото	Без взаимодействия
1,2			
-3,5			

Рис. 1. Результаты моделирования и экспериментальные данные процесса перемагничивания

между зернами магнита может вносить существенные изменения в процесс перемагничивания всего объема материала, а именно, стимулировать

возникновение кооперативного характера перемагничивания, то есть каналов перемагничивания (рис. 1).

Продемонстрирована различная роль микрообъемов, находящихся на поверхности и внутри образца и, наконец, возможность возникновения в результате магнитостатического взаимодействия каналов перемагничивания, имеющих обратное направление намагниченности по сравнению с направлением приложенного поля.

На рис.1 в качестве примера приведены результаты визуализации магнитного состояния одного слоя кубического ансамбля 10x10x10 в поле 1,2 кЭ и -3,0 кЭ (справа с учетом магнитостатического взаимодействия, слева без учета, в середине экспериментально наблюдаемая доменная структура в данных полях).

В случае образца с высоким значением коэрцитивной силы из экспериментальных данных [5] следует, что в состоянии остаточной намагниченности все зерна магнита остались в состоянии магнитного насыщения. Лишь в достаточно больших отрицательных магнитных полях наблюдаются первые изменения намагниченности в отдельных зернах. В поле, равном коэрцитивной силе образца все зерна находятся в однодоменном состоянии. Моделирование подтверждает этот факт и показано, что нулевое значение намагниченности образца реализуется тем, что возникают каналы перемагничивания с противоположным направлением вектора намагниченности.

Как показало моделирование процесса перемагничивания ансамбля, в который введены включения второй фазы, слабомагнитные включения могут являться центрами перемагничивания, однако перераспределение полей магнитостатического взаимодействия в образце может привести даже к торможению перемагничивания некоторых областей. Следовательно, нельзя однозначно определять влияние включений как фактор, облегчающий процесс перемагничивания.

Работа выполнена при поддержке федерального агентства по науке и инновациям, Госконтракт № 02.513.11.3397 и РФФИ, грант 06-02-08082-офи

1. Я.С. Шур, А.А. Глазер, В.Г. Гасе //ДАН СССР 74, 219, №1, с.67-70.
2. H. Zijlstra //Z. ang. Physic Bd.21, H1, 1966, p.6-13.
3. A.M.Gabay, A.S.Lileev, V.P.Menushenkov // JMMM, 117, 1992,s.270-274
4. E. Schabes and A. Aharoni // IEEE Transactions on Magnetics, vol., mag-23, No.6 November 1987, p.3882-3889.
5. Пастушенков Ю.Г. Трансформация доменной структуры в области спин-переориентационных фазовых переходов и в процессе перемагничивания редкоземельных тетрагональных магнетиков на основе железа. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.– Тверь, 1999. 383 с.

СМЕШАННЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ КОНТРАСТ, ВЫЗВАННЫЙ НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ПЛЕНКАХ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ.

В. Е. Иванов

Уральский госуниверситет им. А.М. Горького, Екатеринбург, Россия

Визуализация неоднородных магнитных полей при помощи эпитаксиальных Bi-содержащих феррит-гранатовых пленок становится действенным способом контроля пространственного распределения неоднородного магнитного поля, в особенности имеющего сложную пространственную конфигурацию. Для этого используются пленки с перпендикулярной и плоскостной анизотропией. Визуализация неоднородного поля осуществляется путем наблюдения характерных картин доменной структуры в пленках с перпендикулярной анизотропией. В пленках с плоскостной анизотропией наблюдают аналоговое магнитооптическое (МО) изображение. Яркость этих изображений пропорциональна нормальной компоненте намагниченности индикаторной пленки [1]. Это явление позволяет использовать пленки ферритов-гранатов для аналоговой визуализации и топографирования неоднородных магнитных полей.

В нашей работе анализируются МО-изображения, возникающие в магнитных металлических и аморфных пленках с плоскостной анизотропией под действием сильно неоднородного магнитного поля. Постановка такого эксперимента вызывает интерес с точки зрения характеристик возникающей в индикаторной пленке магнитной структуры и соответствующих этой структуре МО-изображений. С другой стороны, выявление связи этих изображений с магнитной структурой и в конечном итоге с координатной зависимостью неоднородного внешнего поля будет способствовать созданию новых магнитооптических сред для аналоговой визуализации магнитного поля.

Сильно неоднородное поле (рис. 1) создавалось системой из двух постоянных магнитов $SmCo_5$, магнитные моменты которых ориентированы параллельно плоскости индикаторной пленки. В качестве индикаторных пленок использовались поликристаллические пленки Co, Fe, FeCo и аморфные Gd-Co с одноосной наведенной в процессе осаждения анизотропией в плоскости пленок.

МО-изображения наблюдались в геометрии меридионального эффекта Керра и затем применялся метод вычитания и сложения изображений, полученных при положениях поляризатора, отличающихся на 90^o, после чего эти картины проходили процедуру фотометрирования в прикладном пакете MathCAD.

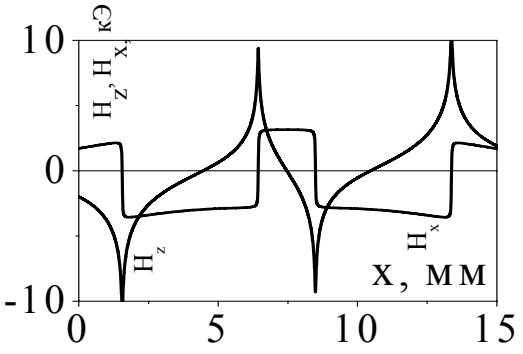
Анализ полученных МО-изображений (рис.1 a,b,c) и кривых фотометрирования позволяет в первом приближении записать: $I(x) \sim H_z(x)$ для полярного эффекта Керра (рис. 2).

Для "меридионального" эффекта Керра (рис. 1 c) кривая I(x) "похожа" на зависимость $H_x(x)$. Очевидно кривая I(x) для "смешанного " МО-контраста несет информацию о поведении обоих компонент намагниченности в индикаторной пленке.

Моделирование яркости МО-изображений проведено при учете координатного распределения намагниченности $\mathbf{J}_s(x)$ (магнитной структуры) в индикаторной пленке в предположении аддитивности вкладов обоих МО-эффектов. Распределение $\mathbf{J}_s(x)$ аналогично [2] находилось из уравнения:

$$H_z/m_z - H_x/m_x = H_a, \qquad (2),$$

соответствующего минимуму энергии: $E = -\mathbf{J}_s(x)\mathbf{H}(x) + K_{eff}\sin^2\varphi$, где $\mathbf{H}(x)$ – поле, создаваемое магнитной системой в точке x, φ - угол между вектором $\mathbf{J}_s$ и плоскостью пленки, $m_x = \cos\varphi = J_{sx}/J_s$, $m_z = \sin\varphi = J_{sz}/J_s$, K_{eff} – эффективная константа анизотропии, определяется величиной одноосной анизотропии в плоскости и анизотропией формы: $K_{eff} = K_u + 2\pi J_s^2$, $H_a = 2K_{eff}/J_s$ - поле анизотропии. Расчет показывает, что координатные зависимости $m_x(x)$ и $m_z(x)$ имеют ярко выраженные особенности (рис. 3), соответствующие изменению знака H_x и резкому возрастанию H_z – компонент.



При моделировании МО - изображений считалось, что яркость изображения линейно зависит от компонент намагниченности и магнитооптических параметров материала [3]:

$$I = I_0 + A_{mer}\, m_x - B_{pol}\, m_z \qquad (3).$$

Магнитооптические параметры A_{mer} и B_{pol} считались подгоночными, однако учитывалось, что $B_{pol} = 3A_{mer}$ [4]. Результаты моделирования I(x) для трех реализаций магнитооптических эффектов находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными кривыми фотометрирования (пример сопоставления для "полярного" эффекта Керра приведен на рис. 2, сплошная кривая). На достаточность условий моделирования указывает так же сравнение экспериментальных (рис. 1) и смоделированных (рис. 3) МО-изображений.

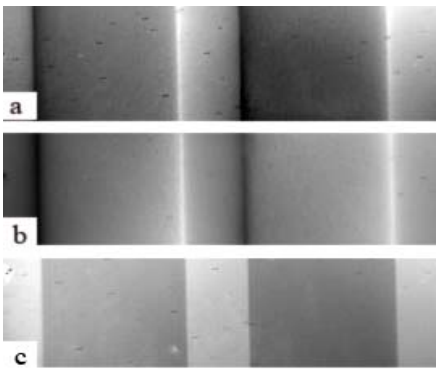


Рис. 1. Распределение поля магнитной системы и аналоговая магнитооптическая визуализация, соответствующая "смешанному" МО-контрасту (a), "полярному" (b), и "меридиональному" (c).

Таким образом, экспериментально показано, что в магнитных металлических и аморфных пленках с плоскостной анизотропией, находящихся в сильно неоднородном внешнем магнитном поле, возникают магнитооптические изображения, характер которых зависит от геометрии наблюдения и конфигурации внешнего поля. Для "полярного" эффекта Керра яркость изображения в первом приближении пропорциональна нормальной компоненте намагниченности в индикаторной пленке и величине нормальной компоненты магнитного поля. При "смешанном" МО – контрасте изображения имеют сложную структуру. Сравнение экспериментального и теоретического распределения яркости показывает, что наблюдаемые изображения являются результатом сложения интенсивностей, являющихся линейными функциями соответственно вертикальной и горизонтальной компонент намагниченности индикаторной пленки и в, целом, эти картины отображают пространственное распределение обеих компонент неоднородного поля.

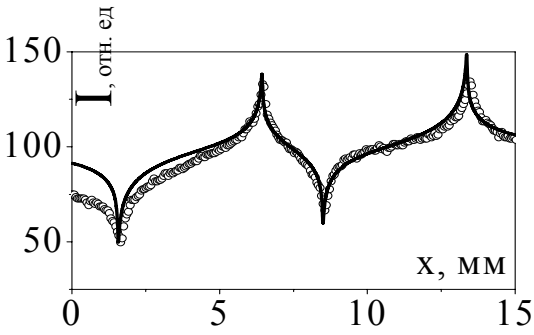


Рис. 2. Экспериментальная и теоретическая яркости МО-изображения, соответствующего "полярному" эффекту Керра

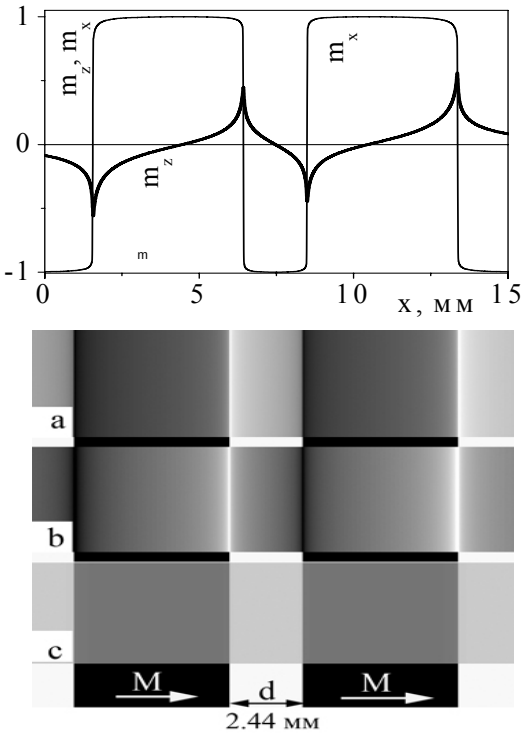


Рис. 3. Рассчитанное распределение намагниченности в индикаторной пленке и смоделированные МО-изображения, соответствующие смешанному контрасту (a), "полярному" (b), и "меридиональному" (c).

Работа выполнена при поддержке гранта 08-02-99081-р_офи.

[1] Grechishkin R.M., Goosev M.Yu., Ilyashenko S.E., Neustroev N.S.// J. Magn. and Magn. Mater. 1996. V. 157/158, P. 305-306.

[2] Ferrari H., Bekeris V., Thibeault M., Johansen T.H. // J. Magn. and Magn.Mater. 2007. V.313. P. 98–106

[3] Червинский М.М., Глаголев С.Ф., Горбунов И.П. Магнитооптические методы и средства определения магнитных характеристик материалов. Л.: "Энергия" , 1980, 124 с.

[4] Хант. Магнитооптика, лазеры и устройства памяти.// Зарубежная радиоэлектроника, 1971, N 2.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В РЕАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин, А.М. Гумеров, Давлетшина А.Д.

Башкирский Государственный Университет

В разнообразных физических приложениях большой интерес представляет характер рассеяния подвижного возбуждения, в том числе солитонов и кинков, на локальных неоднородностях параметров материала, которые моделируют дефекты в изучаемой среде [1]. Для магнетиков в случае одномерных локальных неоднородностей задача при определенных условиях сводится к изучению модифицированного уравнения синус-Гордона с переменными коэффициентами [2]. Хотя имеется хорошо разработанная теория возмущений для этого уравнения [1], для случая произвольных изменений параметров материала необходимо использовать численные методы [3]. Есть и экспериментальные работы, исследующие изменение структуры доменной границы (ДГ) при пересечении дефекта (см. например [4]). Представляет интерес изучение динамики ДГ в ферромагнетиках с произвольной по величине одномерной модуляцией магнитных параметров (например, константы магнитной анизотропии, обменной константы и намагниченности насыщения), в том числе, и с точки зрения возбуждения и излучения нелинейных волн.

Для случая неоднородности константы магнитной анизотропии (НКМА) при определенных условиях наблюдалось отражение ДГ от области НКМА (рис. 1), связанное с резонансным взаимодействием ДГ и магнитной неоднородности типа бризер, возбуждаемой в области НКМА. Также, при наличии нескольких областей НКМА показана возможность квазитунелирования ДГ (т.е. прохождения частицей барьера при скорости ниже предельной) и зарождения магнитных неоднородностей мультисолитонного типа в виде связанного состояния кинка и бризера, синфазно и антифазно колеблющихся бризеров.

Для случая неоднородности константы магнитной анизотропии и обменной константы $\widetilde{A}$ исследована зависимость минимальной скорости прохождения ДГ через область дефекта (рис. 2). Рассмотрены колебания ДГ локализованной в области неоднородности под действием переменного магнитного поля и получена зависимость резонансной частоты (т.е. трансляционной моды колебания ДГ) от параметров области неоднородности. Обнаружено, что после прохождения ДГ дефекта, в этой области остаются локализованные колебания намагниченности среды, которые при определенных условиях приводят к зарождению магнитных неоднородно-

стей типа бризера и солитона. Определены области параметров дефекта, определяющих существование магнитных неоднородностей типа бризера и солитона.

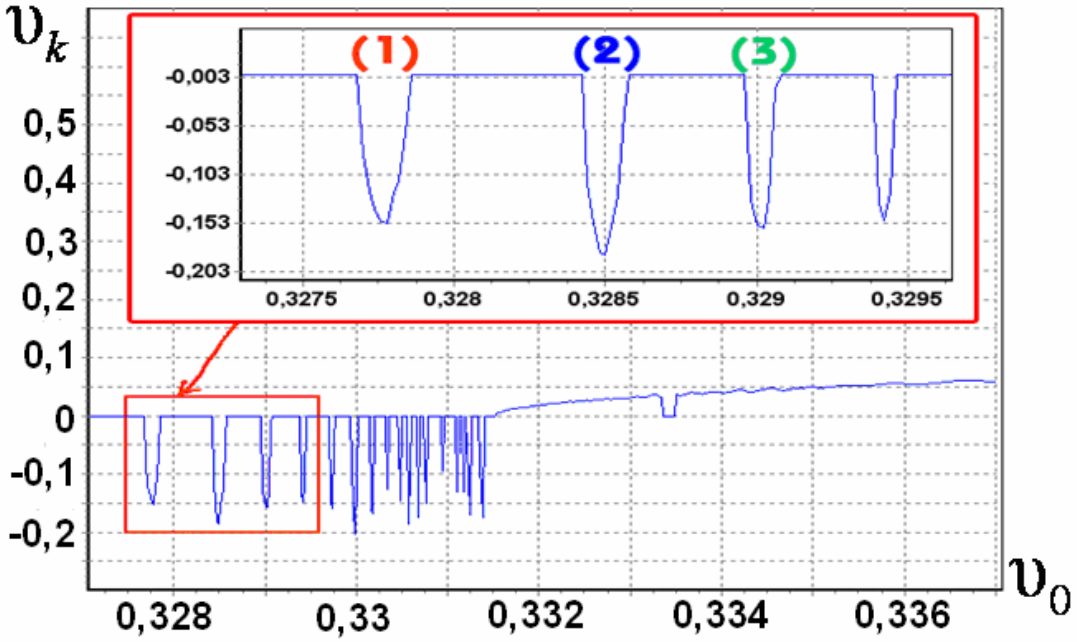


Рис. 1 Резонансное отражение ДГ от области НКМА. (υ_0 - начальная скорость ДГ, υ_k -скорость ДГ после прохождения области НКМА)

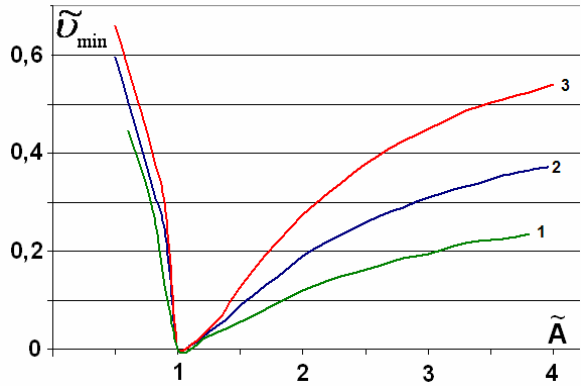


Рис. 2 Зависимость минимальной скорости прохождения ДГ $\upsilon_{\min}$ от $\tilde{A}$ при отсутствии НКМА, ($1-\tilde{W}=0{,}7$, $2-\tilde{W}=1$, $3-\tilde{W}=1{,}5$) $\tilde{W}$ - ширина дефекта.

[1]. О.М. Браун, Ю.С. Кившарь, Модель Френкеля-Контровой. Концепции, методы, приложения Москва: Физматлит (2008) 519 с.
[2] D.J. Paul J. Phys. Solid State Phys, **12**, 585 (1979).
[3] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин. ФММ **105**, 341 (2008).
[4] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, ФТТ **43**, 1503 (2001).

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В АМОРФНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ, ИНДУЦИРУЕМАЯ ПРОЦЕССАМИ АДСОРБЦИИ-ДЕСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ ВОДЫ

В.Е.Зубов, А.Д.Кудаков, Н.Л.Левшин

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Адсорбция является одним из эффективных средств воздействия на магнитные свойства поверхности ферромагнетика. Практический интерес представляет исследование реальной поверхности, которая формируется в результате пребывания образца на воздухе. Все активные центры на реальной поверхности заняты хемосорбированными молекулами, поэтому новые химические связи с молекулами, содержащимися в воздухе, не образуются. Однако возможна адсорбция молекул воды и некоторых других соединений по механизму образования водородных связей. Наблюдалось обратимое влияние слабой адсорбции, протекающей по указанному механизму, на частоту релаксации доменных границ и начальную магнитную восприимчивость в аморфном ферромагнетике [1]. Для объяснения эффектов влияния слабой адсорбции, протекающей по механизму образования водородных связей, на магнитные свойства аморфного ферромагнетика ранее была выдвинута гипотеза о том, что указанная адсорбция приводит к появлению поверхностной перпендикулярной магнитной анизотропии [1]. В настоящей работе впервые наблюдалось поверхностная перпендикулярная магнитная анизотропия, индуцированная процессами адсорбции-десорбции молекул воды в аморфном магнитомягком ферромагнетике на основе железа.

Проведено исследование влияния слабой адсорбции молекул воды на доменную структуру образцов аморфного магнитомягкого ферромагнетика, приготовленных методом спиннингования**.** Перед спиннингованием расплав подвергался специальной термовременной обработке для повышения однородности сплава и улучшения его магнитомягких свойств. Состав аморфного сплава $Fe_{76,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_6$. Толщина образцов составляла 28 мкм, ширина 0,5 мм и длина 15-20 мм. Исходная магнитная структура образцов представляла собой два продольно намагниченных домена, разделенных одной 180-градусной доменной границей. Индукция насыщения образцов - 1,2 Тл. При вакуумировании образцов их доменная структура существенно изменялась: вместо одной 180-градусной ДГ, ориентированной параллельно длинной оси образца, появлялось несколько ДГ, ориентированных примерно под углом 30-35 градусов к длинной стороне образца. Результаты магнитооптического исследования доменной структуры фраг-

мента образца шириной 0,5 мм и длиной 2 мм в исходном состоянии представлены на рис.1 и после выдержки в вакууме с давлением ~1 Па – на рис.2. Координатные оси x и y расположены в плоскости образца, ось y ориентирована вдоль его длинной стороны. Напуск паров воды в предварительно вакуумированную ячейку с образцом до давления ~0,5p_s (p_s - давление насыщенных паров) приводит к изменению доменной структуры: происходит переход от структуры, показанной на рис.2, к структуре, представленной на рис.1.

Изменение доменной структуры образца может быть объяснено с использованием следующей модели. При вакуумировании ячейки с образцом происходит десорбция молекул воды, что приводит к появлению механического напряжения в приповерхностной области образца. Механическое напряжение благодаря магнитоупругой энергии индуцирует перпендикулярную магнитную анизотропию, что приводит к возникновению нормальной составляющей намагниченности на поверхности и дополнительным магнитным полям рассеяния. Увеличение числа доменов в этом случае является энергетически выгодным, так как происходит перемешивание эффективных магнитных зарядов и вследствие этого уменьшается энергия полей рассеяния. С целью проверки указанной модели были проведены измерения нормальной составляющей намагниченности на поверхности аморфных ферромагнетиков с использованием магнитооптического полярного эффекта Керра (ПЭК), пропорционального этой компоненте намагниченности. Измерения ПЭК проводились при нормальном падении света в переменном магнитном поле амплитудой H=60-600 А/м, направленном вдоль длинной оси образца. В исходном состоянии образца с двумя доменами и одной прямой доменной границей полярный эффект отсутствует. Результаты измерения ПЭК (δ) при H=600 А/м в образце, находящемся в вакууме, показаны на рис.3. В поле H~600 А/м образец намагничивается практически до насыщения. Измерение ПЭК производилось в центре образца при сканировании светового пятна вдоль оси y. Из рисунка видно, что зависимость $\delta(y)$ имеет осцилляционный вид. Период осцилляций примерно равен периоду доменной структуры, показанной на рис.2. Максимальное значение δ на рис.3 составляет $4\cdot10^{-6}$. Оценка показывает, что нормальная составляющая намагниченности, индуцируемая обратимыми процессами адсорбции-десорбции молекул воды на поверхности аморфного ферромагнетика, составляет ~0,2% от намагниченности насыщения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00892).

1. Зубов В.Е., Кудаков А.Д., Левшин Н.Л., Федулова Т.С. Поверхность. Физика, химия, механика. 2005, №10, с.47-57.

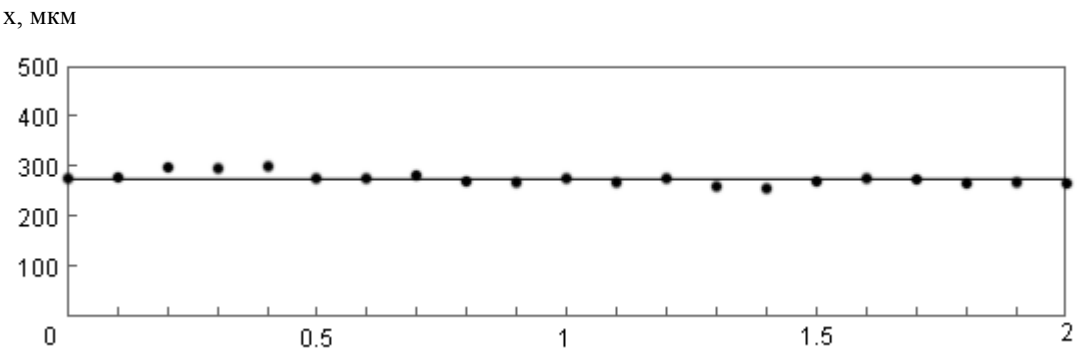


Рис.1.

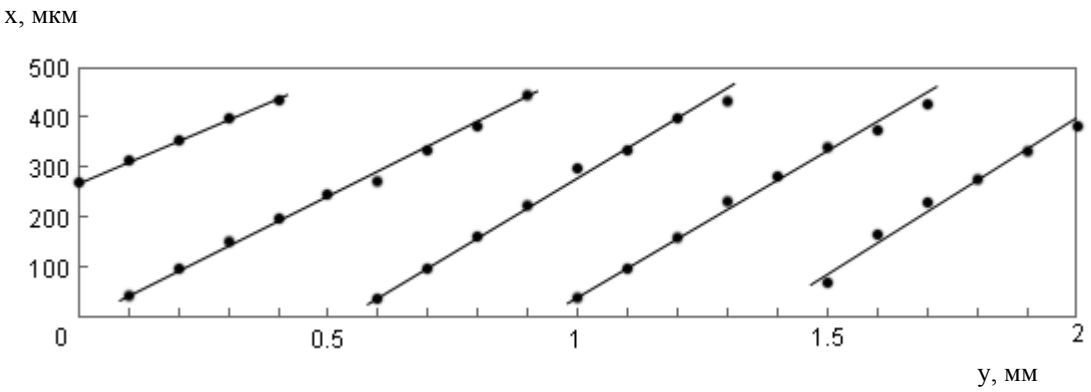


Рис.2.

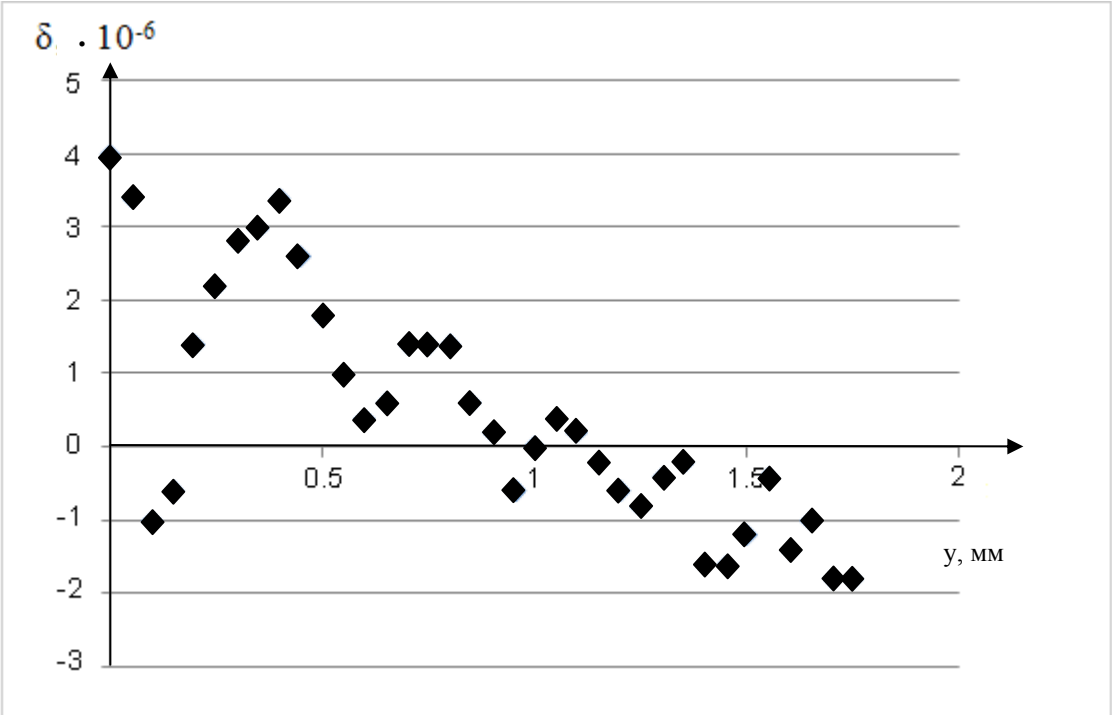


Рис. 3.

ВЫНУЖДЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ УЕДИНЕННЫХ ДОМЕНОВ И ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПОЛЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНЫ НАМАГНИЧЕННОСТИ

В.В. Киселев, А.А. Расковалов

ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург

К настоящему времени одномерные солитоны на фоне однородного основного состояния ферромагнетика с анизотропией типа “легкая ось” хорошо изучены [1]. Они делятся на доменные стенки и бризеры. Доменные стенки разделяют разные равновесные состояния ферромагнетика. Бризеры при определенных значениях параметров можно трактовать как уединенные домены – зародыши перемагничивания материала.

Уравнение Ландау -Лифшица для квазиодномерного ферромагнетика с анизотропией типа “легкая ось” является полностью интегрируемым. Поэтому можно найти его явные решения, описывающие взаимодействие доменной границы или уединенного домена с нелинейной волной намагниченности. В полной мере это не сделано до сих пор, ввиду значительных трудностей, обусловленных существенной нелинейностью уравнения Ландау - Лифшица и наличием нетривиального неоднородного фона. Решение для вынужденного движения доменной стенки в поле спиновой волны впервые приведено в работе [2]. К сожалению, оно содержит неточности, т.к. не удовлетворяет исходному уравнению.

Теоретическое описание нелинейных возбуждений на пространственно нелокализованном фоне в настоящее время возможно только с помощью модификаций метода обратной задачи рассеяния. Среди них, метод одевания наиболее приспособлен для описания всевозможных локализованных возбуждений на неоднородном фоне. Например, на фоне полосовой доменной структуры ферромагнетика, или, как в данном случае, на фоне пространственно нелокализованной нелинейной волны намагниченности.

В данной работе этим методом построено точное решение, описывающее взаимодействие бризера и, в частности, уединенного домена, с прецессионной волной намагниченности произвольной амплитуды, а также исправлены формулы работы [2], иллюстрирующие вынужденное движение доменной стенки в поле волны. В отсутствии спиновой волны найденные нами солитонные состояния сводятся к известным ранее доменным стенкам и бризерам на фоне однородного основного состояния ферромагнетика [1]. Это косвенно подтверждает справедливость полученных решений.

В результате взаимодействия волны с доменной стенкой тип стенки изменяется. Например, первоначально блоховская стенка становится промежуточной между блоховской и неелевской. Однако, даже в поле волны существуют стенки преимущественно блоховского или неелевского типа. Вследствие распространения волны, в пределах доменной стенки намагниченность совершает неоднородную эллиптическую прецессию с нутационными колебаниями оси прецессии.

Бризер представляет пространственно локализованную модуляцию волны накачки, которая движется на фоне волны подобно частице. В области локализации солитона происходят обусловленные волной дополнительные пульсации намагниченности. Пульсации распространяются по области локализации бризера, зарождаясь у одного его края и исчезая у другого.

При определенных значениях параметров бризер представляет протяженную область перемагниченного материала, ограниченную двумя доменными стенками с противоположными топологическими зарядами.

Интересно, что под действием волны уединенный домен и отдельная доменная стенка движутся навстречу волне с одинаковой по величине скоростью. Это свидетельствует о том, что скорость вынужденного движения доменных стенок не зависит от знака их топологического заряда.

Для солитонов на фоне волны намагниченности справедлив ослабленный принцип суперпозиции, который состоит в следующем. Солитоны на фоне волны, как и солитоны на фоне однородного основного состояния ферромагнетика, после столкновений друг с другом восстанавливают свою первоначальную форму. Однако, при больших расстояниях между солитонами их внутренняя структура зависит не только от данных дискретного спектра, которыми параметризуется солитон в отсутствии волны, но и от характеристик самой волны – ее волнового числа и амплитуды. Это обстоятельство следует учитывать при анализе физических свойств солитонов. В частности, найдены условия, при которых нелинейная волна намагниченности приводит к разрушению бризеров и, в частности, уединенных доменов.

Бегущая волна намагниченности после прохождения через уединенный домен приобретает специфический фазовый сдвиг. Это можно использовать для обнаружения зародышей перемагничивания в ферромагнитных образцах.

Найдена бесконечная серия интегралов движения, гарантирующая динамическую стабильность солитонов на фоне волны.

1. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка (1983).
2. А. И. Яремчук. ТМФ, **62**, 1 (1985).

МАГНИТНАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА МОНОКРИСТАЛЛОВ $TbFe_{11-x}Ti$

Е.М. Семенова, М.Б. Ляхова, Ю.Г. Пастушенков, К.П. Скоков, М.С. Мурзанов, Д.А. Дмитриев

Физико-технический факультет ТвГУ, г. Тверь, Россия

Соединение $TbFe_{11}Ti$ кристаллизуется в тетрагональную кристаллическую структуру типа $ThMn_{12}$ пространственной группы *I4/mmm* и характеризуется широкой областью гомогенности. Магнитные свойства подробно рассмотрены в работах [1-3]: температура магнитного упорядочения $TbFe_{11}Ti$ составляет T_C=554К, спин-переориентационный переход от магнитокристаллической анизотропии (МКА) типа «легкая плоскость» (ЛП) к МКА «легкая ось» (ЛО) наблюдается при T_{SR}= 320 К. Уменьшение содержания железа в образцах $TbFe_{11-x}Ti$ (x=0-2) приводит к понижению температур СПП. Таким образом, при комнатной температуре в зависимости от величины *x* в образцах реализуется МКА типа ЛП и ЛО.

Исследованию магнитной доменной структуры (ДС) этих материалов посвящено несколько работ [4-6]. В [4] приведены интересные данные анализа ДС монокристаллов $TbFe_{12-x}Ti_x$. Однако отдельные результаты, связанные с характеристиками ДС образцов с МКА типа ЛП, требуют уточнения, поскольку наблюдение ДС в этих условиях осложняется напряжениями, возникающими в приповерхностном слое в процессе подготовки шлифа. Отжиг практически полностью снимает напряжения, вызванные механическим воздействием на образец, но, как показано в работах [5,6] поверхностная ДС массивных образцов претерпевает заметные изменения при наличии даже незначительных внешних воздействий.

В данной работе были проведены исследования не только поверхностной доменной структуры монокристаллических образцов $TbFe_{11-x}Ti$ на базисной и призматической плоскостях, но и описаны конфигурации основных доменов. Также были проанализированы долговременные релаксационные процессы ДС, о которых сообщалось в работе [6].

Для выявления ДС применялись методы оптической металлографии и магнитно-силовой микроскопии.

С помощью индикаторных пленок феррита-граната на базисной и призматической плоскостях образцов с разным содержанием железа была выявлена структура основных доменов. Во всех случаях наблюдаются 180-градусные полосовые домены, ориентация которых в базисной плоскости меняется в зависимости от типа магнитокристаллической анизотропии.

Поверхностная ДС, которая выявлялась методами полярного эффекта Керра, магнитного коллоида и магнитно-силовой микроскопии,

представляет собой сложную картину измельченных неупорядоченных лабиринтов для составов с МКА типа ЛП или замыкающих доменов типа «звездочки» для образцов с МКА типа ЛО.

В качестве примера на рис.1а представлена структура основных доменов на базисной (001) плоскости монокристалла $TbFe_{11}Ti$, выявленная с помощью индикаторной пленки феррита-граната: видны полосовые 180-градусные домены с выделенным направлением вдоль [110]. Искажение в центре кристалла связано с наличием винтовой дислокации. В то же время методом магнитного коллоида на поверхности образца выявляется измельченная неупрядоченная лабиринтная структура (рис.1б), которая соответствует напряженному слою, сформировавшемуся на поверхности шлифа в процессе механической полировки.

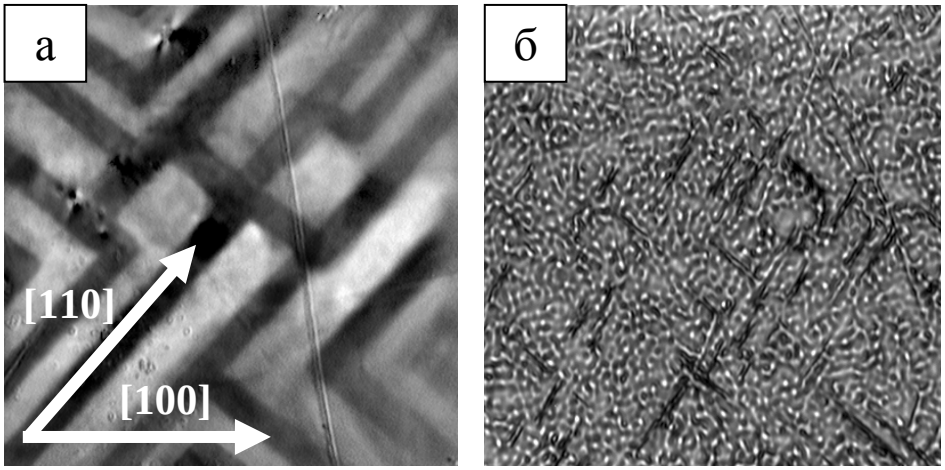


Рис.1. Доменная структура, выявленная на базисной плоскости монокристалла $TbFe_{11}Ti$ с помощью индикаторной пленки феррита-граната (а) и методом Акулова-Битера (б).

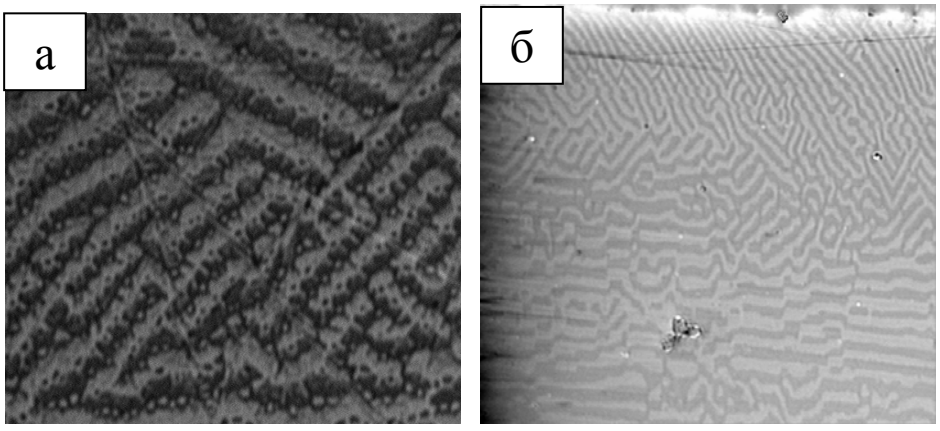


Рис.2. Доменная структура, выявленная на призматической плоскости монокристаллов $TbFe_{11}Ti$ (а) и $TbFe_9Ti$ (б) методом полярного эффекта Керра.

На призматической плоскости образцов также была выявлена полосовая глубинная ДС. В то же время конфигурация поверхностной ДС

монокристаллов (рис.2) соответствует доменам, наблюдавшимся ранее в нормально осажденных пленках под действием растягивающих напряжений [7]. Авторами [7] было показано, что одноосные растягивающие напряжения в пленках с положительной магнитострикцией индуцируют анизотропию, ось легкого намагничивания (ОЛН) которой составляет с исходной угол 90^{o}. Увеличение напряжений приводило к возникновению ДС с полосами, составляющими угол 45^{o} с ОЛН. Было показано, что индуцированная напряжениями магнитная анизотропия обусловливает изменение доменной структуры [7].

Процессы аналогичные растягивающим напряжениям в тонких пленках происходят в результате механической полировки массивных образцов. Напряжения затрагивают тонкий приповерхностный слой, и приводят к изменению ориентации ОЛН, вследствие чего доменная структура поверхности формируется с учетом магнитоупругих взаимодействий, вызванных отклонением магнитного момента от оси легкого намагничивания.

---

1. A.A. Kazakov, N.V. Kudrevatykh, P.E. Markin, J. Magn. Magn. Mater. **146** 208-210 (1995).
2. T.I. Ivanova, Yu.G. Pastushenkov, K.P. Skokov, I.V. Telegina, I.A. Tskhadadze, J. Alloys Comp., **280,** 20-25 (1998).
3. Jianli Wang, Guangheng Wu, Ning Tang, Dong Yang, and Fuming Yang, F.R. de Boer, Y. Janssen, J.C.P. Klaasse, E. Bruck, and K.H.J. Buschow, J. Appl. Phys. Lett. **76,** 1170 (2000).
4. Y.N. Han. Z.R. Zhang, J.L. Wang, G.H. Wu, X.F. Han, B.S. Han, J. Magn. Magn. Mater. **320** (21), 2831-2834 (2008).
5. Yu. Pastushenkov, J. Bartolome, N. Suponev, K. Skokov, T. Ivanova, A. Larrea, M. Lyakhova, E. Semenova, S. Smirnov, J. Alloys Comp., **451,** 488-491 (2008).
6. А.Г. Грушичев, Е.М. Семенова, М.Б. Ляхова, К.П. Скоков, Л.В. Лебедева, Сб.трудов XX Международной школы-семинара «НМММ-20» , Москва, 502–503 (2006).
7. Л.С. Палатник, А.Г. Равлик, В.Н. Самофалов, Е.Н. Ионова, В.А. Полоцкий, Физика металлов и металловедение, **47**, Вып.5. 954-961 (1979).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-01274.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ МИКРОСТРУКТУРЫ И ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ

Б.А. Беляев[1], А.В. Изотов[2], Ан.А. Лексиков[1]

[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*
[2]*Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия*

Интерес к наноматериалам, в том числе и к магнитным [1,2], обусловлен большими возможностями их практического применения. Возможности современной вычислительной техники позволяют изучать свойства таких материалов численным решением задач на моделях, отражающих микродискретность строения реальной среды. В таких моделях среда рассматривается как совокупность магнитных диполей, под которыми в зависимости от уровня детализации могут пониматься как отдельные спины, так и магнитные моменты наночастиц, из которых состоит среда.

Ферромагнетик представляется дискретной средой, состоящей из N одинаковых (объемом V) диполей $\boldsymbol{\mu}_i$ (i=1,2,..,N), которые однородно заполняют все тело, имея постоянную величину намагниченности насыщения M_s. Обозначая направление i-го диполя как $\mathbf{m}_i$, можно записать выражение для плотности свободной энергии данной системы E, учитывая энергию Зеемана, энергию обменного и дипольного взаимодействия, а также энергию одноосной магнитной анизотропии.

$$E(\mathbf{m}_1,\mathbf{m}_2,..,\mathbf{m}_N) = -M_s\mathbf{H}\sum_{i=1}^{N}\mathbf{m}_i + J\sum_{i=1}^{N}\sum_{n}(1-\mathbf{m}_i\mathbf{m}_n)$$
$$+\frac{M_s^2V}{2}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j\neq i}\left[\frac{\mathbf{m}_i\mathbf{m}_j}{r_{ij}^3}-\frac{3(\mathbf{m}_i\mathbf{r}_{ij})(\mathbf{m}_j\mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5}\right]-\sum_{i=1}^{N}K_i(\mathbf{m}_i\mathbf{n}_i)^2 . \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{H}$ – внешнее магнитное поле, J – постоянная обменного взаимодействия, при этом второй знак суммы по n распространяется только на ближайших соседей i-го диполя. $\boldsymbol{r}_{ij}$ – вектор, соединяющий i и j диполи, K_i – константа одноосной магнитной анизотропии, а $\mathbf{n}_i$ – единичный вектор, совпадающий с направлением оси легкого намагничивания. Условием равновесия системы является минимум свободной энергии:

$$\delta E(\mathbf{m}_1,\mathbf{m}_2,..,\mathbf{m}_N) = 0, \qquad (2)$$

при дополнительном условии постоянства длины каждого диполя

$$\mathbf{m}_i^2 = m_{ix}^2 + m_{iy}^2 + m_{iz}^2 = const = 1 \ (i=1,2,..,N). \qquad (3)$$

Разработанный нами метод позволяет свести задачу определения равновесного состояния большого числа взаимодействующих диполей к задаче линейной алгебры, для решения которой можно применять эффективные численные методы и параллельные вычисления [3].

Эффективность подхода демонстрирует расчет равновесного распределения магнитных моментов в пленках из наночастиц со случайным распределением осей анизотропии. Для сравнения результатов и оценки надежности расчета параметры наночастиц и параметры самой модели пленки были взяты из работы [1], в которой авторы методом Монте-Карло получили равновесное распределение магнитных моментов в пленке никеля из плотноупакованных наночастиц (гранул). В работе пренебрегалось дисперсией размеров частиц и считалось, что гранулы имеют размеры 2.5 nm, то есть в них, по оценке авторов, должно содержаться ~600 атомов. Также предполагалось, что контакт между частицами характеризуется наличием туннельных барьеров, что приводит к ослаблению обменного взаимодействия, характеризуемого эффективной обменной постоянной J^{eff}. Считалось, что частицы имеют намагниченность насыщения M_s=495 Gs и константу одноосной магнитной анизотропии $K_u=8\cdot10^5$ erg/cm^3.

На рис. 1 показаны результаты расчета конфигурации магнитных моментов в рассмотренной модели пленки со случайным распределением осей анизотропии в гранулах. Как и в работе [1], моделировалась пленка лишь из одного слоя наночастиц размером 50×50, в отсутствии внешнего магнитного поля. Для исключения влияния границ структуры представлены конфигурации только ее внутренних областей размером 20×20. В данном исследовании предполагалось, что оси всех наночастиц лежат в плоскости пленки, а поведение системы определяется единственным параметром γ, представляющим собой отношение обменной энергии к энергии магнитной анизотропии $\gamma=J^{eff}/K_u$. Конфигурации магнитных моментов, полученные, как и в [1], в отсутствие диполь-дипольного взаимодействия между частицами для $\gamma=0$, $\gamma=1$ и $\gamma=2$, представлены на рис. 1 *a-c* соответственно. Результаты расчета с учетом диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов, как и [1], попадающих в сферу с радиусом пять размеров гранул, показаны на рис. 1 *d* для $\gamma=1.25$. Видно, что с ростом энергии обмена растет и характерный размер областей, в которых магнитные моменты практически параллельны друг другу – прообразы возникающих в системе доменов. Важно отметить, что все полученные результаты расчета демонстрируют хорошее согласие с результатами работы [1].

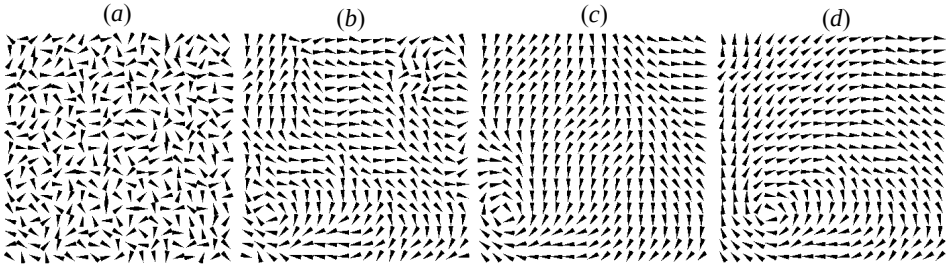


Рис. 1. Конфигурация магнитных моментов в пленке со случайным планарным распределением осей анизотропии. *a*, *b*, *c* – без учета диполь-дипольного взаимодействия при γ=0, 1, 2 соответственно; *d* – с учетом диполь-дипольного взаимодействия при γ = 1.25

Аналогичные расчеты были выполнены для случая, когда распределение осей анизотропии было случайным в пространстве. В этом случае с ростом обмена увеличивается характерный размер "доменов", а учет диполь-дипольного взаимодействия приводит не только к формированию вихревой структуры, но и к преимущественной ориентации магнитных моментов в плоскости пленки. Очевидно, что это обусловлено размагничивающими полями, направленными ортогонально поверхности пленки.

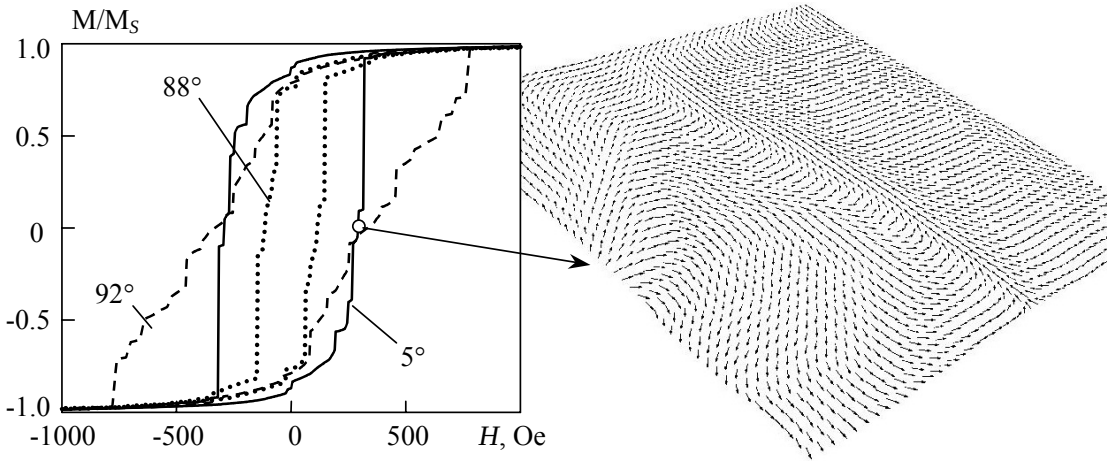


Рис. 2. Петли гистерезиса для структуры со случайным распределением осей анизотропии диполей, построенные при различных углах ориентации магнитного поля. Справа равновесная конфигурация магнитных моментов в постоянном магнитном поле *H*=250 Oe

Разработанный подход к определению равновесной конфигурации магнитных моментов в дискретной модели ферромагнетика позволяет не только определять равновесное распределение магнитных моментов для определенных заданных параметров исследуемой структуры, но и изучать процессы ее перемагничивания. На рис. 2 показаны петли гистерезиса для пленки с размерами кристаллитов 2.5 nm, содержащей 50×50 диполей со случайным распределением осей анизотропии в плоскости, рассчитанные при различных углах ориентации плоскостного намагничивающего поля. В расчете считалось, что поле анизотропии отдельного диполя H_k=3.5 kOe, его намагниченность насыщения M_S=1250 Gs, а константа обмена $8 \cdot 10^6$ erg/cm^3, при этом диполь-дипольное взаимодействие между частицами учитывалось до расстояния, равного восьми радиусам корреляции обмена.

В работе исследовано поведение коэрцитивной силы и поля насыщения от величины константы обмена, локальной анизотропии, диполь-дипольного взаимодействия.

1. Д.С. Ильющенков, В.И. Козуб, И.Н. Яссиевич. // ФТТ **49,** 1853 (2007).
2. Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов. // ФТТ, **50**, 650 (2008).
3. А.В. Изотов, Б.А. Беляев // Известия ВУЗов. Физика, **51**, 9/2, 180 (2008).

ДОМЕННАЯ ГРАНИЦА НЕЕЛЯ В ОДНОСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ

В. С. Семенов

Институт проблем управления РАН им. В.А.Трапезникова, Москва, Россия

Направляющие косинусы вектора намагниченности

$$\vec{M} = M_x \vec{i} + M_y \vec{j} + M_z \vec{k} = M_S (m_x \vec{i} + m_y \vec{j} + m_z \vec{k})$$

в доменной границе (ДГ) Нееля ($\left|\vec{M}\right| = M_S$ - намагниченность насыщения магнитной пленки) задаем в следующем виде:

$$m_x = m_x(x),$$

$$m_y = m_y(x,y) = -c\,(y - y_0)\frac{dm_x}{dx}, \qquad (1)$$

$$m_z = m_z(x,y) = sign(x)\sqrt{1 - m_x^2(x) - m_y^2(x,y)}.$$

Объемные магнитные заряды определяются согласно выражению:

$$\rho_v = -div\,\vec{M} = -M_S\left(\frac{dm_x}{dx} + \frac{dm_y}{dy}\right). \qquad (2)$$

Согласно (1) $dm_y/dy = -c\,dm_x/dx$ и, подставляя это выражение в (2), получим выражение для объемных магнитных зарядов:

$$\rho(x) = -M_S\,(1-c)\frac{dm_x}{dx}. \qquad (3)$$

Как видно из (3), распределение объемных магнитных зарядов изменяется только по ширине доменной границы (зависит только от переменной x) и не изменяется по толщине пленки, хотя направляющий косинус $m_y = m_y(x,y)$ изменяется как поперек доменной границы, так и по толщине пленки.

Поверхностные магнитные заряды:

$$\sigma_s = -(\vec{M}_n\,\vec{n}). \qquad (4)$$

Для верхней поверхности пленки ($M_n = M_y(x, y = D), \vec{n} = 1$) плотность поверхностных магнитных зарядов ($2D$ - толщина пленки):

$$\sigma_s(x, y = D) = -M_S\,m_y(x, y = D) = M_S\,c(D - y_0)\frac{dm_x}{dx}. \qquad (5)$$

Для нижней поверхности пленки ($M_n = M_y(x, y = -D), \vec{n} = -1$) плотность поверхностных магнитных зарядов распределена следующим образом:

$$\sigma_s(x, y = -D) = -M_S\,m_y(x, y = -D) = M_S\,c(-D - y_0)\frac{dm_x}{dx}. \qquad (6)$$

Параметр c изменяется от нуля до единицы.

При $c = 0$, когда направляющий косинус $m_y = 0$, полностью отсутствуют поверхностные магнитные заряды, и изменение намагниченности в ДГ происходит только в плоскости пленки, что соответствует изменению намагниченности классической ДГ Нееля. Магнитостатическая энергия в этом случае определяется только объемными магнитными зарядами (3).

Для другого крайнего случая, когда $c = 1$, в ДГ отсутствуют объемные магнитные заряды. Магнитостатическая энергия в этом случае определяется только поверхностными магнитными зарядами, распределенными на поверхностях пленки в соответствии с выражениями (5) и (6).

Следует также отметить, что при значении параметра $c = 1$, распределение намагниченности в ДГ имеет двумерный характер. При этом отсутствуют объемные магнитные заряды, а магнитостатическая энергия ДГ в этом случае определяется только взаимодействием поверхностных зарядов различной плотности в зависимости от переменного параметра y_0: при $y_0 = D$ - поверхностные магнитные заряды полностью расположены на нижней поверхности пленки; при $y_0 = -D$ - поверхностные магнитные заряды полностью расположены на верхней поверхности пленки; при $y_0 = 0$ - поверхностные магнитные заряды распределены на разных поверхностях пленки.

В общем случае, когда переменный параметр c $(0 \le c \le 1)$ не принимает свои крайние значения (0 или 1), в области доменной границы присутствуют как объемные, так и поверхностные магнитные заряды. Магнитостатическая энергия в этом случае определяется как собственной магнитостатической энергией (объемных или поверхностных) зарядов, так и энергией их взаимодействия.

Параметр y_0 задает симметрию распределения намагниченности в доменной границе по толщине пленки: если $y_0 = 0$, то распределение намагниченности по толщине пленки будет симметрично относительно середины пленки, в противном случае $y_0 < |D|$ распределение намагниченности по толщине пленки будет асимметрично.

Для численного исследования рассматриваемой доменной границы Нееля изменение направляющего косинуса $m_y(x)$ разбивается на три зоны: ядро (вторая зона) и довороты (первая и третья зоны). Изменение $m_x(x)$ в ядре и доворотах описываются такими же зависимостями, что и в работе [1] при исследовании одномерной ДГ Нееля. При исследовании ДГ используются три переменных параметра: $(180^\circ - 2\alpha_0)$ - угол поворота намагниченности в ядре, $2\,w_0$ - ширина ядра, R - ширина доворотов. Численные расчеты проводились для следующих параметров магнитной пленки: толщина пленки $2D = 300\,A^\circ$, обменная константа $A = 10^{-6}\,эрг/см$, константы анизотропии $K = 10^3\,эрг/см^3$ и намагниченности насыщения $M_S = 800\,Гс$.

Расчеты показали, что для $c = 1$, когда отсутствуют объемные магнитные заряды, минимальное значение полной энергии ДГ получено при $y_0 = 0$, то есть при симметричном относительно середины пленки распределением намагниченности (Рис. 1b), и равным выходом намагниченности на поверхностях пленки (Рис. 1a).

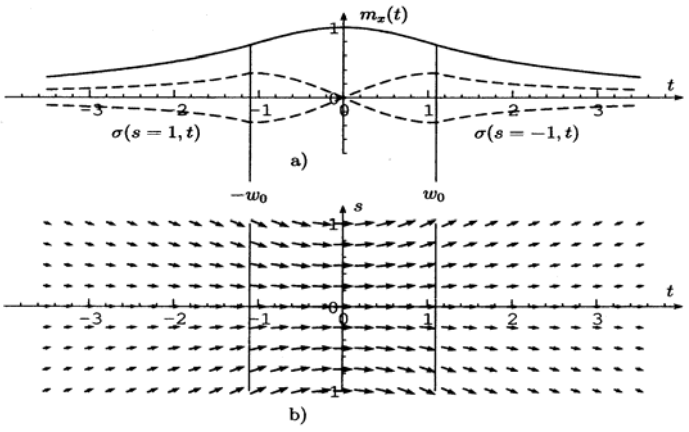


Рис.1. a) Изменение направляющего косинуса $m_x(t = x/D)$ и распределение поверхностного магнитого заряда на верхней поверхности $\sigma_s(y/D = 1, t)$ и на нижней поверхности $\sigma_s(y/D = -1, t)$; b) двумерное симметричное распределение намагниченности при $c = 1, y_0 = 0$.

Однако при симметричном распределении намагниченности и значении параметра $c = 1$ полная энергия такой ДГ несколько выше полной энергии классической ДГ Нееля в основном за счет обменной энергии.

Далее был проведен расчет полной энергии ДГ для симметричного распределения намагниченности (Рис.1), изменяя переменный параметр c, который определяет в ДГ степень присутствия объемных магнитных зарядов. Было получено, что для значения $c = 0{,}2$, значение энергии ниже значения энергии классической одномерной ДГ Нееля.

Далее был проведен расчет, допуская, что параметр c может иметь различные значения в области ядра и в области доворотов: параметр c_w изменяется в области ядра, а параметр c_r изменяется в области доворотов. Минимальное значение полной энергии ДГ Нееля в этом случае достигается при различных значениях параметров: $c_w = 0{,}6$; $c_r = 0{,}2$. В области ядра выход намагниченности из плоскости пленки гораздо больше по сравнению с выходом намагниченности в области доворотов, и это значение полной энергии ДГ Нееля является самым минимальным, полученным до сих пор.

1. В. С. Семенов, ФММ, **№7**, 21 (1992).

ДОМЕННАЯ ГРАНИЦА НЕЕЛЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ

В. С. Семенов

Институт проблем управления РАН им. В.А.Трапезникова, Москва, Россия

Возникновение квази-ДГ Нееля во втором слое пленки является реакцией существования доменной границы (ДГ) Нееля в первом слое двухслойной магнитной пленки. Каждый слой отделен друг от друга немагнитным слоем толщиной b. Направляющие косинусы намагниченности в квази-ДГ Нееля изменяются таким образом, что полная энергия системы из этих двух ДГ становится меньше полной энергии ДГ Нееля в однослойной пленке. Это существенное уменьшение энергии происходит за счет взаимодействия магнитных зарядов, распределение которых в квази-ДГ Нееля противоположно распределению магнитных зарядов в основной ДГ Нееля и при этом разнополярные магнитные заряды в этих ДГ расположены друг под другом.

Для формального написания направляющих косинусов в квази-ДГ Нееля при заданных зависимостях направляющих косинусов в основной ДГ Нееля необходимо:

1) изменить знак направляющего косинуса m_x;
2) вид направляющего косинуса m_y остается без изменения;
3) изменение направляющего косинуса m_z в квази-ДГ Нееля происходит таким образом, чтобы на флангах ДГ ($x = \pm\infty$) направление намагниченности было одинаково. (В одной доменной границе направление намагниченности на флангах противоположно.)

Направляющие косинусы вектора намагниченности в основной доменной границе Нееля (левый столбец) и квази-ДГ Нееля (правый столбец) задаем в следующем виде:

$$m_x = m_x(x), \qquad m_x = -m_x(x),$$

$$m_y = m_y(x,y) = -c\,(y - y_0)\frac{dm_x}{dx}, \qquad m_y = -c\,(y - y_0)\frac{dm_x}{dx},$$

$$m_z = m_z(x,y) = \sqrt{1 - m_x^2(x) - m_y^2(x,y)}, \qquad m_z = \sqrt{1 - m_x^2(x) - m_y^2(x,y)}.$$

(В данной работе используются те же обозначения для физических параметров пленки ($M_S, A, K, 2D$) и те же функциональные зависимости для направляющих косинусов, что и в работе [1].)

Численные расчеты проводились для следующих параметров магнитной пленки: толщина пленки $2D = 300\,A^\circ$, обменная константа $A = 10^{-6}\ эрг/см$, константы анизотропии $K = 10^3\ эрг/см^3$ и намагниченности насыщения $M_S = 800\,Гс$. Для одинаковых толщин слоев пленки и расстояния между слоями $b = 40\,A^\circ$ были проведены расчеты для случая

Параметры	1	2	3
α_0, град	50	50	40
$2w_0, A^\circ$	660	8400	9600
R, мкм	56	3,6	1,8
ω_A	1,119	0,216	0,421
ω_K	0,714	0,835	0,593
ω_S	5,067	0,653	0,176
ω	6,900	1,704	1,190

Таблица. Результаты расчета для классической ДГ Нееля в однослойной пленке (столбец 1), для ДГ Нееля в двухслойной пленке с объемными магнитными зарядами (столбец 2) и для ДГ Нееля с поверхностными магнитными зарядами , распределенными на внутренних поверхностях двухслойной пленки (столбец 3).

классической ДГ Нееля, когда магнитостатическая энергия определяется только взаимодействием объемных магнитных зарядов. В таблице 1 в 1-ом столбце представлены результаты расчета для ДГ Нееля в однослойной , а во 2-ом столбце этой таблицы представлены значения ДГ Нееля в двухслойной пленке. Как видно из табл. 1, полная энергия ДГ Нееля в д двухслойной пленке значительно меньше полной энергии ДГ Нееля в однослойной пленке.

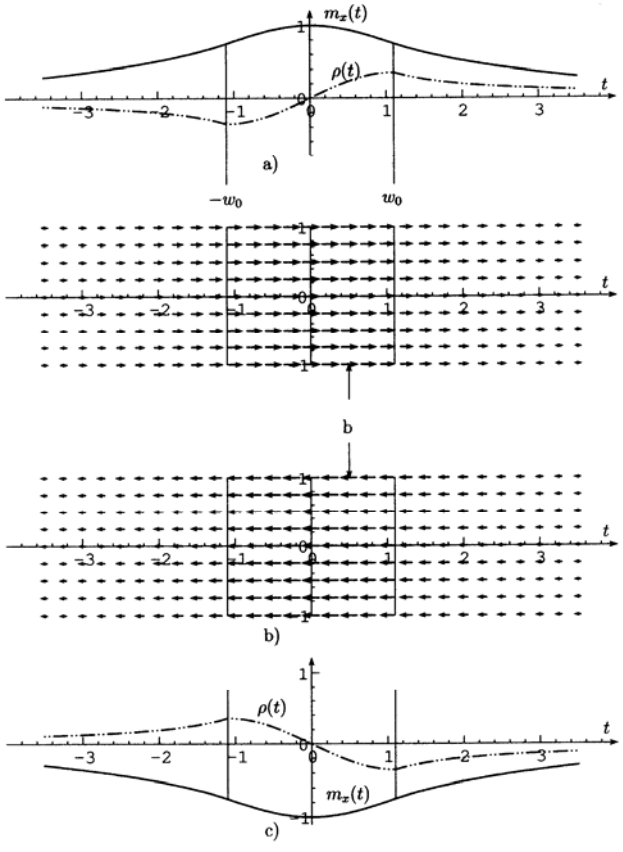


Рис.1. a) Изменение направляющего косинуса $m_x(t = x/D)$ и распределение объемного магнитного заряда $\rho(t)$ в верхнем слое; b) распределение намагниченности в двухслойной пленке с одномерным изменением намагниченности в каждом слое; c) изменение направляющего косинуса $m_x(t = x/D)$ и распределение объемного магнитного заряда $\rho(t)$ в нижнем слое.

Основное уменьшение полной энергии ω происходит вследствие значительного уменьшения магнитостатической энергии ω_S, уменьшение которой происходит за счет взаимодействия разнополярных магнитных зарядов, распределенных в различных слоях двухслойной пленки (см. Рис.1). Кроме этого основного результата по сравнению с классической ДГ Нееля нужно отметить следующее:

- угол поворота намагниченности (α_0) в ядре не изменился;
- значительно увеличилась ширина ядра ($2w_0$);
- значительно уменьшились довороты (R);
- обменная энергия ω_A стала меньше за счет

большей ширины ядра;

- энергия анизотропии увеличилась незначительно.

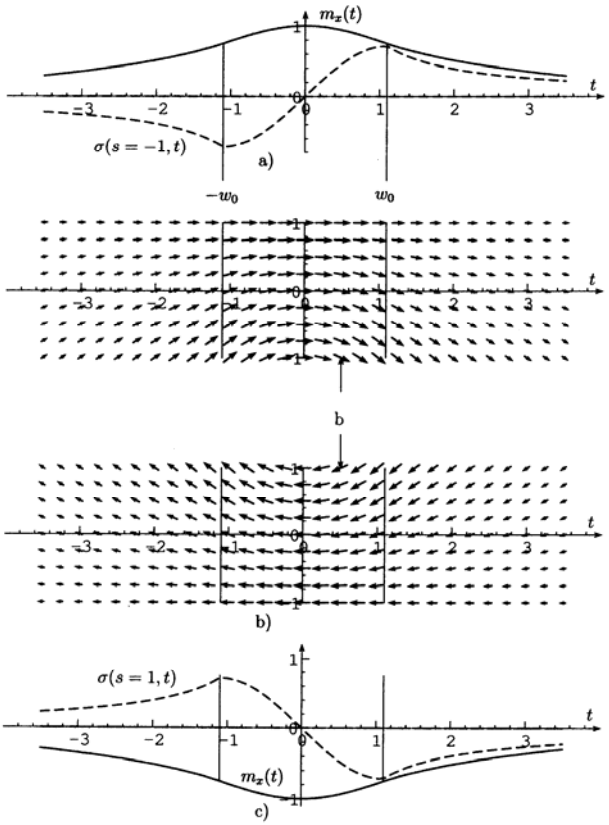


Рис.2. a) Изменение направляющего косинуса $m_x(t)$ и распределение поверхностного магнитного заряда $\sigma(y/D=1,t)$ в верхнем слое; b) распределение намагниченности в двухслойной пленке с двумерным изменением намагниченности в каждом слое; c) изменение направляющего косинуса $m_x(t)$ и распределение объемного магнитного заряда $\sigma(y/D=-1,t)$ в нижнем слое.

В таблице 1 (столбец 3) представлены результаты расчета ДГ Нееля, когда поверхностные магнитные заряды распределены на внутренних поверхностях двухслойной пленки (Рис.2). Как видно из таблицы, полная энергия, так и ее составляющие меньше полной энергии доменной границы и ее составляющих с объемными магнитными зарядами (Рис.1). Следует заметить, что еще более уменьшилось значение магнитостатической энергии, и ширина ядра ДГ Нееля стала больше.

Проведенные расчеты доменной границы Нееля в двухслойной пленке показали, что энергия ДГ Нееля в двухслойной пленке значительно меньше энергии ДГ Нееля в однослойной пленке, что вызвано значительным уменьшением магнитостатической энергии, которая обусловлена взаимодействием только поверхностных магнитных зарядов, распределенных на внутренних поверхностях (в зазоре) двухслойной пленки.

1. В. С. Семенов. Доменная граница в однослойной пленке. Труды международной конференции НМММ-21, доклад АС-13

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

В.С. Герасимчук[1], А.А. Шитов[2]

1. Национальный технический университет Украины "КПИ".
2. Донбасская национальная академия строительства и архитектуры.

Представлены результаты теоретического исследования влияния электрического и магнитного полей на динамику доменных границ (ДГ). Объектом исследования является 180-градусные блоховские ДГ в ферромагнетике (ФМ). В энергии ФМ учитываются обменное взаимодействие, энергия магнитной анизотропии, магнитостатическая энергия, магнитное затухание. Взаимодействие с внешними полями включает зеемановскую энергию ($-\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{H}$, где $\boldsymbol{M}$ – намагниченность ФМ, $\boldsymbol{H}$ – переменное магнитное поле) и *квадратичное* магнитоэлектрическое (МЭ) взаимодействие ($b_i E_j E_k M_k M_l$, где b_i – константа МЭ взаимодействия, E_j – электрическое поле, имеющее постоянную и переменную составляющие). Известные исследования в этой области в основном посвящены изучению влияния переменного магнитного поля на динамику ДГ [1,2], а учет МЭ взаимодействия ограничивался линейным приближением [3].

Найдены решения уравнения Ландау-Лифшица в рамках теории возмущений в предположении малости амплитуд электрического и магнитного полей. Проведен анализ колебательного режима движения ДГ на основе решений уравнений первого порядка теории возмущений. Установлена возможность колебаний ДГ под действием электрического поля, обусловленная квадратичным МЭ взаимодействием. При учете только линейного МЭ взаимодействия, например, в слабых ферромагнетиках, колебания ДГ под действием электрического поля не возбуждаются [3].

Проведен детальный анализ дрейфового движение ДГ на основе решений уравнений второго порядка теории возмущений. Показано, что такое движение ДГ возможно как при определенных комбинациях составляющих электрического и магнитного полей, так и в чисто магнитном, или в чисто электрическом полях. Оценки показывают, что скорость дрейфа ДГ в электрических полях может достигать нескольких м/с.

1. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов, ЖЭТФ, **98**, 1345 (1990).
2. V.S. Gerasimchuk, A.L. Sukstanskii, Physical Review **B**., **59**, 6966 (1999).
3. В.С. Герасимчук, А.А. Шитов, Известия РАН, серия физическая, **73**(7), (2009).

ЗАРОЖДЕНИЕ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТИПА ПУЛЬСОНОВ И ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ УЕДИНЕННЫХ ИЗГИБНЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

Е. Г. Екомасов, Ш. А. Азаматов, Р. Р. Муртазин

Башкирский государственный университет

Известно, что наличие доменных границ (ДГ) в слабых ферромагнетиках (СФМ) приводит к появлению в спектре возбуждениия спиновых волн внутриграничных магнонов пульсационного и трансляционного типа. В данных материалах также реализуется режим движения ДГ описываемый локализованным решением в виде кинка нелинейного уравнения синус-Гордона. Можно отметить также, что возбуждение изгибных колебаний ДГ соответствует возбуждению внутренних мод колебаний кинков модифицированного уравнения синус - Гордона, вызывающих в последние годы повышенный интерес у исследователей в области физики нелинейных явлений [1]. Существуют и современные многочисленные эксперименты по изучению нелинейной динамики ДГ в СФМ типа редкоземельных ортоферритов, в том числе и с локальными дефектами [2], Наличие дефектов в реальных магнетиках (например - различного типа структурные и химические неоднородности, а так же и локальное воздействие) приводит к появлению локальных изменений магнитных параметров [3]. В данной работе изучено зарождение магнитных неоднородностей типа пульсонов и динамика уединенных изгибных волн появляющихся при пересечении ДГ двумерной локальной области материала с параметрами магнитной анизотропии, отличными от параметров в остальном объеме бесконечного СФМ. Показано, что уединенная изгибная волна является «кинком на кинке». Найдены зависимости максимальной амплитуды изгибной волны от скорости ДГ и параметров неоднородности материала для случаев движения ДГ по инерции и во внешнем магнитном поле. Полученное аналитическое выражение для амплитуды изгибной волны, качественно описывает численные результаты. Исследована также возможность возбуждения в области дефекта и эволюция магнитной неоднородности типа слабоизлучающего пульсона. Найдены зависимости максимальной величины амплитуды пульсона от времени, параметров неоднородности и скорости ДГ.

[1] О.М. Браун, Ю.С. Кившарь, Модель Френкеля-Контровой. Концепции, методы, приложения Москва: Физматлит (2008) 519 с.
[2] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, ФТТ **43**, 1503 (2001).
[3]А.И. Мицек, С.С. Семянников. ФТТ **11,** 5, 1103. (1969).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ИСХОДНЫХ И ОТОЖЖЕННЫХ КОБАЛЬТ-ОБОГАЩЕННЫХ АМОРФНЫХ ЛЕНТ

Е. Е. Шалыгина[1], М.А.Комарова[1], А.Н. Шалыгин[1], В.А. Мельников[1], В.В. Молоканов[2]

[1]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
[2]Институт Металлургии и Металловедения им. А.А. Байкова РАН

Несмотря на то, что аморфные магнитные материалы были открыты почти пятьдесят лет назад, интерес к исследованию их физических свойств не ослабевает и по настоящее время. Объясняется это в первую очередь возможностью широкого использования аморфных материалов в современной микроэлектронике при относительно низкой цене их изготовления. Данная работа посвящена магнитооптическому исследованию приповерхностной микромагнитной структуры и магнитных характеристик исходных и отожженных кобальтобогащенных аморфных лент.

Изучаемые ленты шириной 10 мм и толщиной 35 мкм были получены методом закалки расплава на быстровращающемся барабане. Состав, значения индукции насыщения, B_S, и магнитострикции, λ_S, изучаемых лент приведены в таблице. Особенностью этих образцов является заметное различие значений λ_S. Образцы №1, 2 и 4, характеризующиеся наиболее магнитомягкими свойствами, были отожжены в вакууме в течение одного часа при температуре T = 400, 550 и 650^o С.

Таблица.

№	Сплав	B_S,Т	λ_S,10^{-6}
1	$Co_{63}Fe_7Zr_{10}B_{20}$	0.6	2,5
2	$Co_{62}Fe_{10}Zr_8B_{20}$	0.65	4
3	$Co_{60}Fe_{10}Zr_{10}B_{20}$	0.6	5
4	$Co_{50}Fe_{20}Zr_{10}B_{20}$	0.68	7

Изучение магнитных свойств описанных выше образцов было выполнено с помощью экваториального эффекта Керра на магнитооптическом микромагнетометре. Магнитное поле H было приложено параллельно поверхности образцов и перпендикулярно плоскости падения света. Локальные кривые намагничивания и петли гистерезиса были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H. В одном случае H было параллельно длине лент (обозначено как D1), а в другом - перпендикулярно D1 (обозначено как D2). Распределения плоскостных компонент намагниченности были измерены при смещении светового пятна диаметром 20 мкм по поверхности изучаемых лент.

Анализ полученных экспериментальных данных показал следующее. Кривые намагничивания и петли гистерезиса, измеренные в магнитных

полях, приложенных вдоль направлений D1 и D2, различаются, что свидетельствует о наличии магнитной анизотропии в изучаемых лентах. Легкая ось намагничивания параллельна длине ленты (направление D1), что обычно наблюдается для аморфных материалов с положительным значением λ_S. Значение полей насыщения H_S в исследуемых лентах увеличивается с ростом λ_S. Этот факт был объяснен ростом эффективной константы магнитной анизотропии (имеющей в данном случае преимущественно магнитоупругое происхождение) с увеличением значений λ_S: $K_{эфф} \propto \lambda_S\sigma$, где σ - напряжения, существующие в процессе изготовления лент.

Значения полей насыщения на свободных сторонах лент меньше, чем на контактных, что обусловлено различающимися остаточными напряжениями σ, возникающими вблизи контактной и сводной сторон лент в процессе их изготовления методом закалки расплава на быстровращающемся барабане, а также различающейся морфологией этих сторон.

Было найдено, что локальные кривые намагничивания для всех исходных образцов различаются, что свидетельствует о наличии в них магнитных неоднородностей (см. приведенные для иллюстрации рис. 1 и 2).

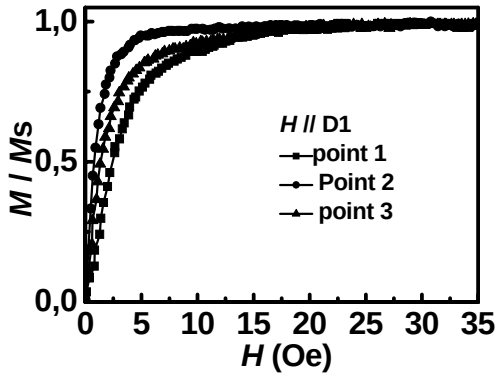


Рис.1. *Типичные приповерхностные локальные кривые намагничивания, наблюдаемые для свободной стороны образца №2.*

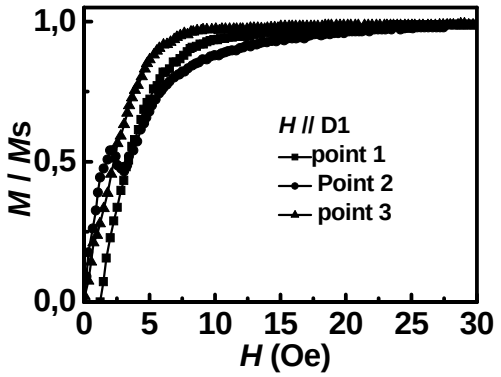


Рис.2. *Типичные приповерхностные локальные кривые намагничивания, наблюдаемые для свободной стороны образца №3.*

Оценить размер приповерхностных магнитных неоднородностей можно по расстоянию между максимумами или минимумами, наблюдаемыми на распределениях намагниченности. Было обнаружено, что размер магнитных неоднородностей, d, больше для образца №1, который характеризуется меньшим значением λ_S, и соответственно меньшим значением эффективной константы магнитной анизотропии $K_{эфф}$. Было найдено, что значения d имеют обратно-пропорциональную зависимость от $K_{эфф}$.

Термическая обработка существенно влияет на магнитные характеристики изучаемых лент. При этом обнаружено, что температурный режим по-разному влияет на величину поля насыщения H_S и коэрцитивную силу H_C. В частности, после отжига образцов № 1 и 2 при T = 400 ^oC значения H_S на свободных сторонах лент в поле, параллельном направлению D1, соответственно равны 7 и 6 Э, что примерно в полтора и два раза меньше,

чем H_S исходных образцов. Вместе с тем, отжиг этих образцов при T = 550 и 650 °С сопровождается резким увеличением H_S (см. рисунки 3 и 4, где для иллюстрации этого факта приведены температурные зависимости поля насыщения, наблюдаемые для контактных и свободных сторон образцов № 1 и 2). Вместе с тем было найдено, что после термической обработки лент № 1 и 2 при T = 400, 550 и 650 °С однородность их локальных магнитных свойств повышается с ростом температуры отжига.

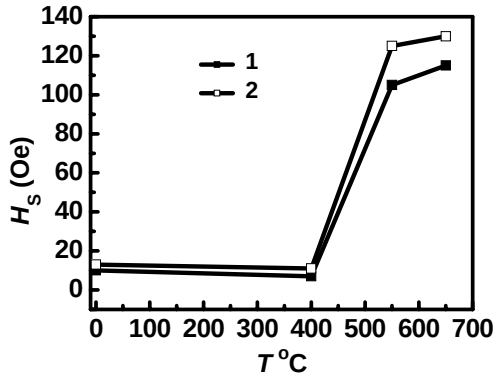


Рис. 3. *Зависимости поля насыщения от температуры отжига, наблюдаемые для свободной (кривая 1) и контактной сторон (2) образца №1 при его намагничивании вдоль направления D1.*

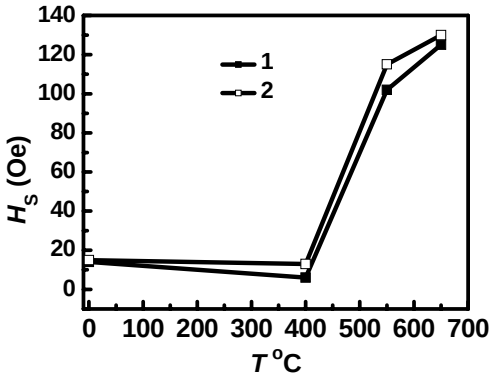


Рис. 4. *Зависимости поля насыщения от температуры отжига, наблюдаемые для свободной (кривая 1) и контактной (2) сторон образца №2 при его намагничивании вдоль направления D1.*

Другое поведение магнитных свойств был обнаружено для ленты №4. Оказалось, что поле насыщения образца, отожженного даже при T = 400 °С, увеличивается примерно в 3.4 раза (65 Э вместо 19 Э). Отжиг образца №4 при T = 550 и 650 °С приводит к дальнейшему росту почти на порядок значений H_S и повышению однородности локальных магнитных свойств.

Полученные данные можно объяснить микроструктурными особенностями изучаемых лент. Анализ рентгеноструктурных данных показал, что для лент № 1 и 2 температура $T \sim 430$ °С соответствует начальной стадии изотермической кристаллизации образцов. Вследствие этого исходные и отожженные при T = 400 °С образцы № 1 и 2 остаются аморфными. Уменьшение H_S отожженных при T = 400 °С образцов по сравнению с исходным можно объяснить уменьшением значения $K_{эфф}$ за счет уменьшения σ благодаря термической обработке. Дальнейшее увеличение температуры отжига сопровождается началом процессов кристаллизации лент № 1 и 2, что приводит к увеличению значений поля насыщения. В случае образца №4 процессы кристаллизации начинаются уже при температуре $T \sim 400$ °С, что обуславливает рост H_S.

В целом результаты проведенных исследований показали, что благодаря термической обработке аморфных лент возможен переход из магнитомягкого состояния в магнитожесткое без изменения их состава.

ПРОЦЕССЫ БЛИЖНЕГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В МАГНИТОМЯГКОМ СПЛАВЕ ЖЕЛЕЗО-КРЕМНИЙ. ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ РАСЧЕТЫ

А.Р. Кузнецов[1,2], О.И. Горбатов[2], Ю.Н. Горностырев[1,2], Н.В. Ершов[1]

[1] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2] *ЗАО Институт квантового материаловедения, Екатеринбург, Россия*

Рентгеновская дифракция [1] и мессбауэровская спектроскопия [2] показали, что домены фазы $D0_3$ появляются и сосуществуют с кластерами $B2$ фазы в сплаве $Fe_{1-x}Si_x$, где $x = 0.08$. После упорядочивающего отжига был зарегистрирован рост объемной доли конфигурации пар атомов Si-Si, являющихся четвертыми соседями друг друга.

С целью выяснения механизма формирования ближнего порядка в разбавленных твердых растворах Si в Fe в работе рассчитана энтальпия растворения Si, атомные смещения вблизи атомов Si и энергии эффективного взаимодействия атомов Si в ферромагнитном Fe. Расчет проведен на основе теории функционала электронной плотности (метод PAW-VASP). Показано, что растворение атомов Si в ОЦК Fe энергетически выгодно, а направленный характер химической связи Si-Fe, возникающей в результате гибридизации *p*Si и *d*Fe состояний, влечет за собой анизотропию атомных смещений вблизи атомов Si. С увеличением концентрации атомы Si предпочитают занимать позиции в одной из подрешеток, в результате чего формируются упорядоченные фазы в соответствии с диаграммой Fe-Si.

Выполнены расчеты энергии парных и многочастичных взаимодействий Si-Si в зависимости от магнитного состояния ОЦК Fe в приближении когерентного потенциала с использованием метода функций Грина. Установлено, что для парамагнитного состояния взаимодействие Si-Si значительно слабее по сравнению со случаем ферромагнитного состояния, поэтому формирование ближнего порядка атомов кремния при $T > T_C$ маловероятно. Используя рассчитанные взаимодействия Si-Si, проведено Монте-Карло моделирование формирования областей ближнего порядка и найдены их атомные и магнитные конфигурации. Показано, что наиболее энергетически предпочтительной является конфигурация, в которой два атома Si находятся в положении 3-х и 4-х соседей при сравнительно низких температурах, в то время как при более высоких температурах – конфигурация, в которой два атома Si находятся в положении 2-х и 3-х соседей. Результаты расчета и Монте-Карло моделирования сплава $Fe_{0.92}Si_{0.08}$ в зависимости от температуры позволили объяснить особенности ближнего упорядочения, наблюдаемые экспериментально для сплава Fe-Si.

1. Н.В. Ершов, Ю.П. Черненков и др., ФТТ, **51**, 417 (2009).
2. Н.В. Ершов, Н.М. Клейнерман и др., ФТТ, **51**, 1165 (2009).

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В ГЕТЕРОГЕННЫХ МАГНИТОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛАХ ТИПА R-Co-M

А. А. Лукин [a], Е. А. Лукина [b]

[a] *ООО «НПК «Магниты и магнитные системы» Москва, 127238, Дмитровское ш. 58*
[b] *"МАТИ"-РГТУ им. К.Э. Циолковского, Москва, 121552, Оршанская 3,*
e-mail: elenaalukina@rambler.ru

Одним из эффективных методов изучения механизма формирования высококоэрцитивного состояния является исследование доменной структуры. В работе предпринята попытка выяснения механизма перемагничивания постоянных магнитов (ПМ) типа $(Sm,R)(Co,Fe,Cu,Zr,M)_z$ на основе сопоставительного анализа с доменной структурой (ДС) соединений типа $(Sm,R)(Co,Fe,Cu,M)_{5\text{-}6}$.

Обнаружена корреляция ДС и магнитных свойств в ПМ типа $(Sm,R)(Co,Fe,Cu,Zr,M)_z$ и монокристаллах $(Sm,R)(Co,Fe,Cu,M)_{5\text{-}6}$. Эти данные, с учетом работ [1-3], проведенных с помощью ПРЭМ и локального химанализа с разрешением 1 нм, позволяют полагать, что в этих магнитах при температурах ниже $T_c^{1\text{-}5}$ реализуется механизм задержки смещения доменных границ (ДГ) внутри фазы 1-5 (в центральной части с максимальным содержанием Cu). Для высококоэрцитивных ($_iH_c$ > 1600 кА/м) ПМ из-за близости значений полей смещения ДГ в фазе 1-5 и анизотропии (H_a) фазы 2-17 (это характерно для промышленных сплавов с содержанием железа более 15 масс.%, а также при легировании такими элементами, как Gd, Er, Dy, Ho, Tb, понижающим H_a фазы 2-17), наблюдаемое уменьшение $_iH_c$, особенно при одновременном наличии поперечной составляющей магнитного поля (уменьшение $_iH_c$ при наличие поперечного поля обычно не учитывается при расчете магнитных систем), можно связать с обменным взаимодействием между фазами 1-5 и 2-17. Уменьшение содержания железа в сплаве до уровня 7-8 масс.% в высокотемпературных магнитах, соответствующее максимальному значению H_a фазы $Sm(Co_{0.9}Fe_{0.1})_{17}$, приводит к существенному росту $_iH_c$ (800 кА/м, 775К, 3200 кА/м, 300К). При $T_c^{Cu\text{-}max} < T < T_c^{Cu\text{-}min}$ обменное взаимодействие между фазами 2-17 и $1\text{-}5^{Cu\text{-}min}$ также может приводить к уменьшению $_iH_c$. При этом максимум $_iH_c$ будет при $T= T_c^{Cu\text{-}min}$ в фазе 1-5.

В высококоэрцитивном состоянии обогащенные медью области с размером в несколько нанометров могут представлять собой, предположительно, как разупорядоченную фазу типа 1-5, так и области с метамагнитным упорядочением.

1.Y. Zhang, A. M. Gabay, et al., Appl. Phys. Lett. 87 (2005) 141910.
2. X. Y. Xiong, T. Onkubo, et al., Acta Mater. 52 (2004) 737.
3.D. Goll, H. Kronmuller, et al., J. Appl. Phys. 96 (2004) 2903

.

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА Mn-Al-C

Г.Ф. Корзникова

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа

Ферромагнетизм сплавов системы *Mn-Al* обусловлен метастабильной ферромагнитной τ- фазой, которая может быть стабилизирована за счет небольшой добавки С. τ- фаза образуется при определенных условиях термообработки, имеет упорядоченную структуру типа $L1_0$ с гранецентрированной тетрагональной решеткой и характеризуется высокой константой магнитной анизотропии. В литом состоянии коэрцитивная сила низка и для улучшения гистерезисных магнитных свойств используют пластическую деформацию. Для изучения гистерезисных свойств и доменной структуры сплава $Mn_{55.5}Al_{44}C_{0.5}$ методами деформационно - термической обработки были подготовлены образцы с различными структурным состоянием τ- фазы (см. таблицу 1).

Литые образцы сплава $Mn_{55.5}Al_{44}C_{0.5}$ после отжига при 1173К охлаждали в масло. При этом крупнозернистая немагнитная ε- фаза превращалась в дисперсную τ- фазу игольчатого типа. Использование последующей экструзии в различных температурно – скоростных режимах и дополнительных отжигов позволило получить различные структурные состояния τ- фазы зеренного типа в субмикронном диапазоне размеров зерен (0,5-0,7) мкм различающиеся плотностью дислокаций $(10^9\text{-}10^{10})$см$^{-2}$. Часть образцов была подвергнута интенсивной пластической (ИПД) кручением под высоким давлением. Анализ структурного состояния после ИПД показал, что в образце 4 сформировалось наноструктурное состояние с размером зерен 60 нм. последующий отжиг при 723К приводит к частичному выделению небольшого количества немагнитных έ и β фаз.

Таблица 1

№	Вид обработки	Степень деформации, e	Размер зерен D (мкм)	Плотность дислокаций ρ (см$^{-2}$)	Фазовый состав	H_c, кА/м	σ, А м^2/кг)
1	Экструзия при 1273К	1,2	0,7±0,2	10^9	τ	203	105
2	Экструзия +отжиг 873К	1,2	0,7±0,2	10^{10}	τ	200	105
3	Экструзия при 973К	1,4	0,5±0,1	10^9	τ	293	109
4	1+ИПД + 723К	5,0	0,06	-	τ+β+ έ	368	81

Было обнаружено, что коэрцитивная сила H_c повышается с 203 кА/м до 368 кА/м с уменьшением размера зерен в этом интервале и практически не зависит от плотности дислокаций в рекристаллизованном сплаве.

Исследования методом Лоренцевой микроскопии показали, что в состояниях 1, 2, 3 доменная структура (ДС) образцов отличается незначительно. Во всех образцах зерна в исходном размагниченном состоянии оказались многодоменными и содержащими несколько доменов с чередующимся антипараллельными направлениями намагниченности, разделенными прямыми параллельными доменными стенками блоховского типа. В состоянии 3 более однородной и мелкозернистой структуре соответствует более однородная ДС. Средний размер доменов составил 0,34 мкм. В целом, наблюдаемая ДС характерна для поликристаллических высокоанизотропных ферромагнетиков. На рис. 1а в качестве примера приведена ДС размагниченного образца в состоянии 2. Совмещение ДС с режимом изображения показывает, что многие доменные стенки локализованы на двойниковых границах. Кроме того, доменные стенки локализованы и на границах зерен, однако контраст этих границ несколько слабее, что может быть связано с тем, что градусность этих стенок отличается от 180.

Качественно иная ДС наблюдалась в нанокристаллическом структурном состоянии. Сильно диспергированной, состоящей из фрагментов размером порядка 0,05 мкм структуре образца N 4 соответствует ДС не имеющая регулярного строения (рис. 1.б). Мелкие домены (средняя ширина не превышает 0,2 мкм) имеют характерную направленность доменных стенок в пределах, отдельных областей. Доменные стенки не ограничивают отдельные фрагменты, а охватывают множество разориентированных микрокристаллитов. При этом доменные стенки изогнуты и не являются, по-видимому, чисто блоховскими.

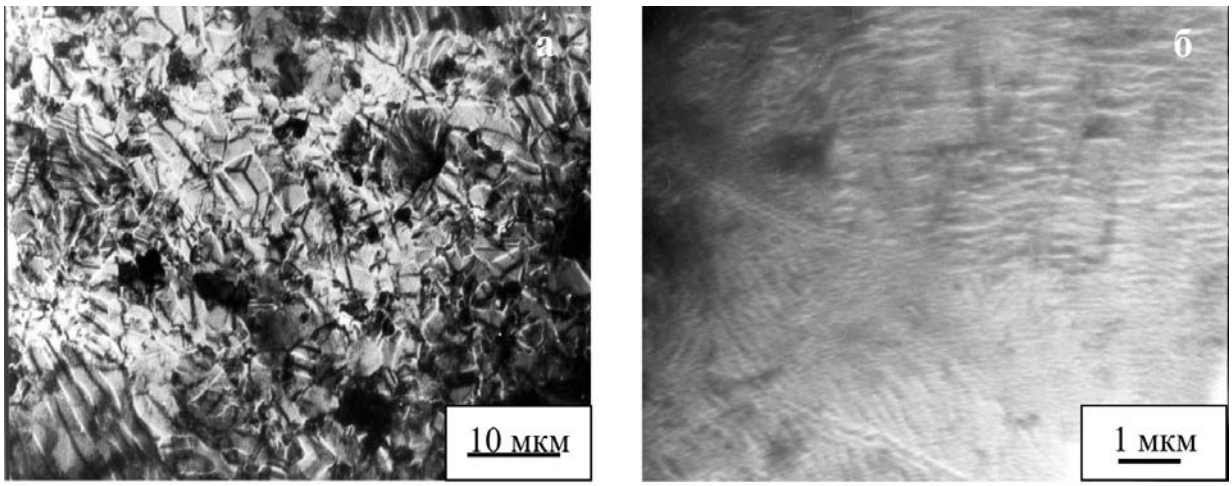


Рис. 1. Доменная структура размагниченных образцов сплава *MnAlC* в структурных состояниях 2 (а) и 4 (б).

Расчет критического размера абсолютной и относительной однодоменности по теории Кондорского для этого сплава дает значения размера

кристаллитов соответственно 0,08 и 0,9 мкм. Размер зерен в исследуемых образцах лежит в этом интервале, и перемагничивание в этом случае должно осуществляться путем когерентного вращения векторов намагниченности, однако прямые наблюдения не подтвердили этого.

В образцах 1,2.,3 при воздействии вертикального магнитного поля происходит смещение доменных стенок таким образом, что домены имеющие компоненту намагниченности параллельную полю расширяются, а с антипараллельной компонентой сужаются (рис 2). Это наглядно видно в крупном зерне на рисунке 2.

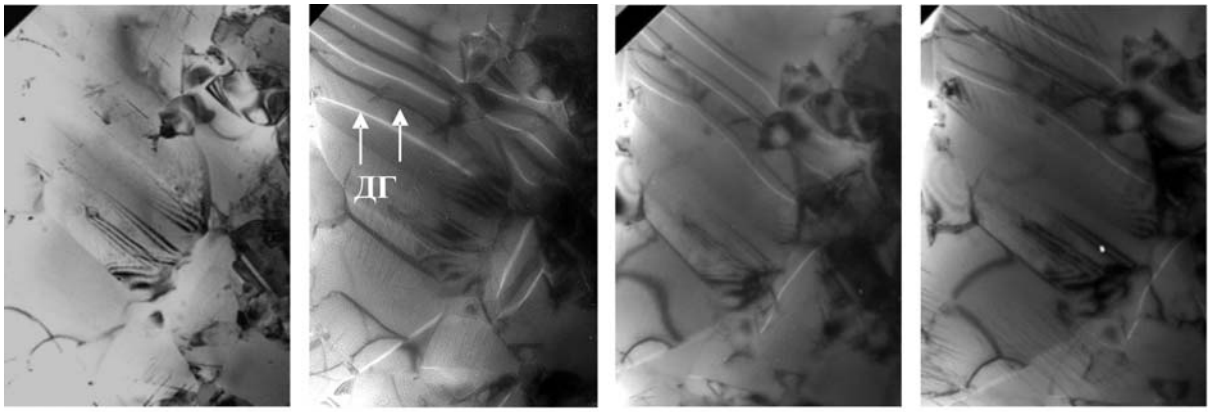


Рис. 2. Смещение доменных границ (ДГ) при воздействии вертикального поля в образце 2 сплава *Mn-Al-C* . Метод дефокусировки
а) H=0 изображение в фокусе; б) H = 0; в) H=76 кА/м; г) H = 96 кА/м.

В образце 4 с наноструктурой при воздействии магнитного поля в колонне микроскопа движения доменных стенок не наблюдалось. Возможно, это связано с недостаточной величиной приложенного поля. Поскольку средний размер кристаллитов меньше абсолютного размера однодоменности (d_c~0.1 мкм), однодоменное состояние здесь также не реализуется, как и в образцах с размером зерен порядка 0,5 мкм. Анализ кривых перемагничивания указывает, что в нанокристаллическом образце основным механизмом перемагничивания, по-видимому, является смещение доменных стенок.

Это означает, что, несмотря на существенное измельчение структуры деформационными методами в сплаве *Mn-Al-C*, получить однодоменное состояние не удается. Поэтому в этом материале достигнутые значения коэрцитивной силы остаются на порядок меньше поля анизотропии τ -фазы, которое составляет 2800 кА/м.

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ НАСЫЩЕНИЯ БОЛЬШЕЙ ПОЛЯ АНИЗОТРОПИИ

Э.Г.Локк, М.П.Темирязева, В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Свойства доменной структуры магнетиков являются предметом интенсивных исследований [1, 2]. В связи работами по цилиндрическим доменам (ЦМД), внимание исследователей было обращено на одноосные материалы, поле анизотропии которых значительно превышает намагниченность насыщения [3, 4]. С другой стороны, доменная структура в материалах со сравнительно малой анизотропией обладает весьма большим разнообразием, что побуждает исследовать ее свойства более подробно.

Исследовались домены в пленках с одноосной и кубической анизотропией в условиях перехода от случая анизотропии меньшей намагниченности к случаю анизотропии большей намагниченности. Рассчитаны поля рассеяния, образованные выходом вектора намагниченности на поверхность пленки, а также плотность энергии доменных границ. Основные виды исследованных структур следующие:

а - структура с замыкающими доменами, ширина которых равна ширине основных доменов пленки, причем ориентация намагниченности в замыкающих доменах является двунаправленной: векторы намагниченности в соседних доменах ориентированы навстречу друг другу;

б - структура с замыкающими доменами, ширина которых в два раза превышает ширину основных доменов, причем ориентация намагниченности в замыкающих доменах является однонаправленной: векторы намагниченности в соседних доменах ориентированы в одном направлении;

Необходимым условием реализации структуры типа “б”, является наличие дополнительной одноосной анизотропии в плоскости пленки. Рассмотрены два варианта: 1) дополнительная анизотропия существует по всей толщине пленки; 2) дополнительная анизотропия существует в тонком приповерхностном слое пленки. В первом случае распределение полей рассеяния имеет вид прямых полос, параллельных доменным границам, причем для структуры типа “а” эти полосы локализуются посередине между основными доменными границами, а для структуры типа “б” - точно над ними через одну. Во втором случае, благодаря кубической анизотропии типа (111), оси которой составляют с плоскостью пленки углы порядка 20 градусов, вектор намагниченности в замыкающих доменах выходит из плоскости, что является причиной возникновения приповерхностной

доменной структуры, ориентация границ которой составляет угол близкий к 90 градусам относительно границ основных доменов. Схема образования приповерхностной структуры показана на рис.1.

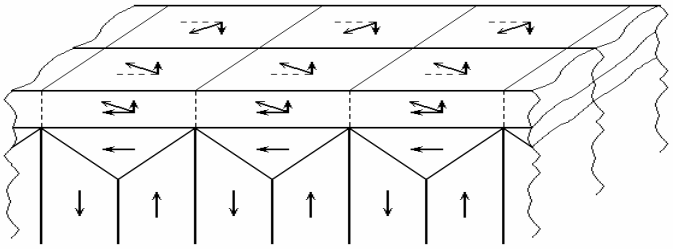


Рис.1.

Из рисунка видно, что намагниченность основных доменов замыкается внутри объема пленки, не выходя на поверхность, в результате чего доменные границы основных доменов до поверхности пленки не доходят и полей рассеяния на поверхности пленки не создают. В этом случае поля рассеяния обусловлены только приповерхностными доменами, которые ориентированы перпендикулярно доменам в основной толщине пленки.

Для проверки выдвинутых положений с помощью магнитного силового микроскопа проведено экспериментальное исследование полей рассеяния доменов вблизи поверхности пленки железоиттриевого граната (ЖИГ) типа (111). Выявлено существование приповерхностной структуры, домены в которой в размагниченном состоянии ориентированы перпендикулярно доменам в основной толщине пленки. Намагничивание пленки полем в плоскости вдоль направления основных доменов приводит к повороту приповерхностных доменов к направлению поля.

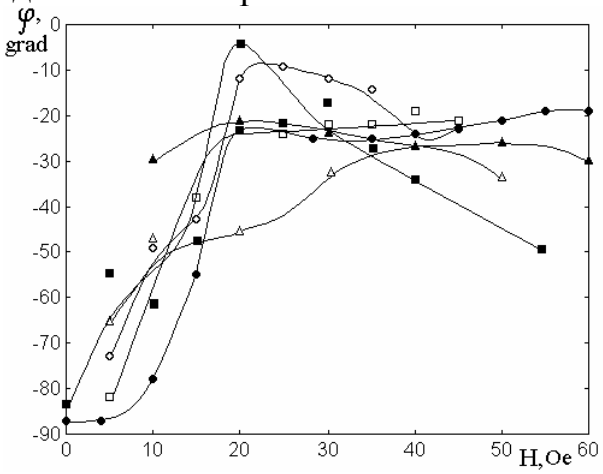


Рис.2.

Зависимость угла между направлением поля и приповерхностных доменов от величины поля для различных пленок ЖИГ показана на рис.2. Видно, что во всех пленках при увеличении поля приповерхностная структура испытывает ориентационный переход почти на 90 градусов. Переход приповерхностных доменов происходит в полях, как правило меньших,

чем переход от симметричного характера к несимметричному для основных доменов. Так для пленок, представленных на рис.2, поле ориентационного перехода приповерхностных доменов составляет 10-20 Э, а поле перехода от симметричной к несимметричной структуре в основной толщине пленки составляет 30-40 Э. Сопоставление результатов экспериментов с описанной моделью выявило хорошее соответствие.

Следует заметить, что впервые доменная структура пленок с неоднородностью параметров по толщине, в частности со структурной стратификацией, исследовалась в работах [5, 6]. Несмотря на преобладание одноосной анизотропии, неоднородность намагниченности приводила к образованию внутриобъемных несквозных доменов, в том числе ЦМД, имевших “дно” в виде полусферы. Можно полагать, что в настоящей работе также выявлена “несквозная” доменная структура в пленках, обладающих неоднородностью анизотропии в приповерхностном слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00233-а).

1. С.В.Вонсовский, Я.С.Шур. Ферромагнетизм. М.: ОГИЗ Гостехиздат (1948).
2. Hubert A., Schafer R. Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures. Berlin Heidelberg: Springer (1998).
3. А.Малоземов, Дж.Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир (1982).
4. Ф.В.Лисовский. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов.Радио (1979).
5. Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, Письма в ЖТФ, **4**, 1268 (1978).
6. И.Г.Аваева, Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова, Е.И.Сальникова, А.Я.Червоненкис, ФТТ, **21**, 406 (1979).

Секция АЦ

Дороги в России выделяются на окружающей местности покрытием из многослойного мата.

Стас Янковский

МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ И МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ I

ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕЙСА НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

А. Телегин[1], Ю. Сухоруков[1], Е. Ганьшина[2], Е. Степанцов[3], F. Lombardi[4], D. Winkler[4]

[1)] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2)] *МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[3)] *Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия*
[4)] *Chalmers University of Technology, Goteborg, Sweden*
e-mail: telegin@imp.uran.ru

Эффект гигантского отрицательного магнитопропускания (МП) в манганитах лантана – относительное изменение прозрачности образца в ИК-диапазоне под действием магнитного поля — является оптическим откликом на колоссальное магнитосопротивление (МС) [1]. Эффект достигает десятки процентов и наблюдается в узком температурном интервале с максимумом вблизи температуры Кюри (T_C). В оптоэлектронных устройствах это свойство является отрицательным, поскольку требуется сложная система термостабилизации. Нами было показано, что проблема может быть решена путём создания гетероструктуры, состоящей из слоёв манганитов, обладающих магнитопропусканием и разными температурами Кюри. В этом случае можно получить магнитопропускание со слабой температурной зависимостью [2]. Важным является то, что в МП для такой гетероструктуры был получен отклик от интерфейсного слоя пленка/пленка по свойствам близкому к манганиту промежуточного состава. При этом величина МП интерфейсного слоя толщиной ~10 нм оказалась сравнимой с величиной эффекта в объёмных плёнках. Таким образом изучение свойств интерфейсного слоя представляет большой прикладной и научный интерес.

Целью данной работы было изучения влияния интерфейса пленка/пленка на формирование магнитооптических (эффект Керра, магнитопропускание) и магнитотранспортных свойств (уд. электросопротивление, магнитосопротивление) в гетероструктурах $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ (70 нм)/$La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$(90 нм) на подложке $SrTiO_3$, разделённых немагнитной диэлектрической прослойкой из $SrTiO_3$ (2 нм) и без прослойки. Гетероструктуры были выращены методом лазерного импульсного осаждения при температуре подложки 750 градусов. Толщины слоёв отличаются незначительно и заданы из условия превышения толщины псевдоморфного слоя. Толщина прослойки определялась из условия экспериментально определённой минимальной шероховатости слоя ~1 нм. Для проведения электрических измерений на торцевую часть гетероструктуры и

верхний слой манганита были напылены золотые контакты толщиной 500 нм.

Показано, что спектры экваториального эффекта Керра обеих гетероструктур подобны спектрам однослойных плёнок и связаны с переходами в октаэдрических комплексах MnO_6 и/или ионах Mn разной валентности [3]. Однако в гетероструктурах наблюдается существенное уменьшение эффекта Керра и T_C относительно данных для однослойных плёнок, что связано с уменьшением объёма ферромагнитной фазы вследствие большой дефектности слоев гетероструктур.

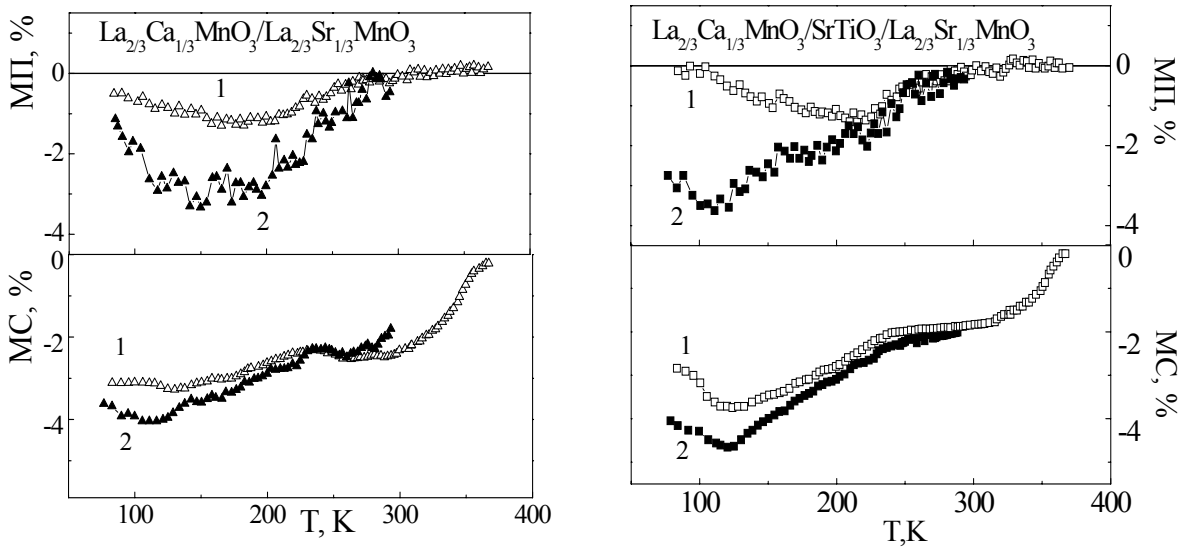


Рис.1 Температурные зависимости магнитопропускания (МП) при λ=6 мкм и магнитосопротивления (МС) гетероструктур: без прослойки – слева, с прослойкой – справа. В поле 8 кЭ перпендикулярном (1) и параллельном (2) поверхности гетероструктуры.

Эффект МП в гетероструктурах наблюдается в широком температурном интервале от 80 К до 300 К и достигает ~4 % в поле 8 кЭ при 200 К (Рис.1). Величина эффекта сравнима с магнитопропусканием в пленках $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, но существенно меньше магнитопропускания в пленках $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ [1]. Показано, что более
высокая дефектность гетероструктур по сравнению с однослойными пленками такого же состава приводит к уменьшению эффективной T^*_C слоёв, уменьшению эффекта Керра, эффектов МП и МС и сопровождается уширением температурного диапазона магнитооптических эффектов. Уширение температурного интервала МП связано с вкладом в магнитопропускание межслойного интерфейса гетероструктуры и областей магнитных неоднородностей, температура Кюри которых ниже T_C основного состава плёнок. На основании экспериментальных данных было предположено, что межслойный интерфейс в гетероструктурах формируется за счёт наложения одного слоя на другой, заполняя шероховатость нижнего слоя, и вносит существенный вклад в магнитопропускание. При этом положение максимума МП при 200 К связывается с T^*_C межслойного интерфейса гетероструктур.

Наличие тонкой прослойки $SrTiO_3$ не влияет на форму температурной зависимости МП и МС в поле, направленном перпендикулярно поверхности гетероструктуры. Однако в поле, направленном вдоль плоскости гетероструктуры, наличие прослойки приводит к усилению МП, связанного с вкладом в магнитопропускание слоя $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ за счет более интенсивного подавления магнитных флуктуаций в объеме ферромагнитной фазы. Наличие прослойки приводит также к усилению вклада низкотемпературного МС, связанного с туннелированием спин-поляризованных электронов через прослойку (Рис.1). Полевая зависимость магнитопропускания обеих гетероструктур является характерной для однослойных плёнок, т.е. демонстрирует отсутствие насыщения в магнитном поле до 10 kOe, что связано с подавлением магнитным полем магнитных флуктуаций в ферромагнитных областях вблизи T_C.

Таким образом, магнитооптические свойства гетероструктур чрезвычайно чувствительны к дефектности слоев и наличию интерфейсного слоя или тонкой немагнитной изолирующей прослойки. Изучение магнитооптических свойств гетероструктур на основе магнитных полупроводников важно для создания различных оптоэлектронных устройств ИК-диапазона [4].

Работа выполнена при частичной поддержке Проекта РФФИ № 07-02-00068, Программы № 5 Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред».

[1] Gan’shina E., Loshkareva N., Sukhorukov Yu. et al., JMMM, 300, 62 (2006).

[2] Сухоруков Ю. П., Ганьшина Е. А. и др., ЖТФ, 78, 6 (2008).

[3] Ю.П.Сухоруков, Е.А.Ганьшина, Н.Н.Лошкарева и др., ЖЭТФ, 131, 4 (2007).

[4] Ю.П. Сухоруков, Б.А. Гижевский, Н.Н. Лошкарева и др., Патент на изобретение № 2346315. Бил. № 4 от 10.02.2009.

МАГНИТО-ХИМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАБОТКЕ В КИСЛОЙ СРЕДЕ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Агапонова А.В.*, Быков И.В.*, Маклаков С.А.*, Пухов А.А.*, Рыжиков И.А.*, Седова М.В.*, Якубов И.Т.*, Шалыгина Е.Е.**

**Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская 13/19*

******* *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет. 119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 2*

В последнее время большое внимание уделяется поиску магнитных материалов для использования их в высокочастотных устройствах микроэлектроники. Перспективными для этих целей являются магнитные пленки Fe-FeN и многослойные структуры на их основе. В связи с этим исследования физических свойств указанных материалов заслуживают особого внимания. В данной работе с помощью различных методов визуализации полей рассеяния были изучены исходные магнитные пленки Fe-FeN и многослойные структуры на их основе, а также аналогичные образцы после химической обработки.

Изучаемые образцы были получены методом магнетронного распыления. Многослойные образцы, представляли с чередующиеся слои оксида кремния и металла. Толщина однослойных образцов была равна 0.25 мкм, а в трех- и пятислойных тонкопленочных системах – толщина магнитных слоев была равна 0.07 мкм.

Один из используемых в работе методов основан на окислении поверхности магнитных пленок в специально подобранной кислой среде. При этом на поверхности образца проявляется цветной рисунок, соответствующий структуре полей рассеивания. Впервые подобная картина была обнаружена после экспозиции на воздухе многослойной структуры пермаллой-фоторезист на полиимидной пленке, а также при окислении этой структуры 35%-й уксусной кислотой.

Используя описанный выше метод, для изучаемых Fe-FeN тонкопленочных систем были получены оптические изображения их поверхностей после химической обработки без магнитного поля и в поле, параллельном и перпендикулярном плоскости образца (см. приведенный для иллюстрации рисунок 1). Величина поля варьировалась от 0 до 500 Э.

Обнаружено, что картины, наблюдаемые с помощью высокоразрешающего микроскопа, свидетельствуют о влиянии кислых сред и внешних магнитных полей на структуру образовавшегося на поверхности слоя. Причем наблюдаемые картины зависят как от состава кислой среды, так и времени экспозиции в ней, а также от величины и ориентации магнитного поля, приложенного во время химической обработки образцов.

а) б) в)

Рис. 1. Оптическое изображение поверхности однослойной ферромагнитной плёнки: а) после обработки в растворе 35% уксусной кислоты; б) после обработки в растворе 35% уксусной кислоты и при воздействии магнитного поля H = 100 Э, парралельного плоскости образца; в) после обработки в растворе 35% уксусной кислоты при воздействии магнитного поля H = 10 0 Э, перпендикуляряного плоскости образца.

Далее влияние химической обработки в магнитном поле различной ориентации на оптическое изображение поверхностей изучаемых образцов было изучено с помощью феррит-гранатовой (ФГ) пленки, используемой в качестве индикатора. Изначально ФГ пленка имела в нулевом магнитном поле характерную для этих материалов лабиринтную доменную структуру, которая была нами зарегистрирована с помощью двойного эффекта Фарадея на высокоразрешающем микроскопе, сопряженного с помощью цифровой камеры с компьютером. Затем доменная структура ФГ пленки наблюдалась при наложении ее на поверхность изучаемых тонкопленочных систем. Некоторые результаты этих исследований приведены на рисунке 2. Из рисунка 2 можно видеть, что химическая обработка в магнитном поле разной ориентации приводит к существенному изменению доменной структуры индикаторной ФГ пленки, что фактически отражает видоизменение распределения полей рассеяния на поверхности изучаемой пленки.

а) б) в)

Рис. 2. Типичные картины доменной структуры висмут-содержащей феррит-гранатовой пленки, находящейся в оптическом контакте с изучаемой однослойной ферромагнитной пленкой: а) без обработки; б) после обработки в растворе 35% уксусной кислоты и при воздействии магнитного поля H = 50 Э, парралельного плоскости образца; в) после обработки в растворе 35% уксусной кислоты при воздействии магнитного поля H = 50 Э, перпендикуляряного плоскости образца.

В целом было обнаружено, что изменения, наблюдаемые на поверхности изучаемых образцов, зависят от направления и величины приложенного магнитного поля, а также от времени химической обработки.

Наконец, атомно-силовая микроскопия (АСМ) была использована в качестве дополнительного метода исследования особенностей рельефа поверхности пленок после их травления. Полученные АСМ данные свидетельствовали о том, что проявившиеся после химической обработки образования на поверхности пленок железа представляют собой рельефные объекты, высота которых над поверхностью окисленных образцов порядка 250 ÷ 300 нм (см. приведенный для иллюстрации рисунок 3).

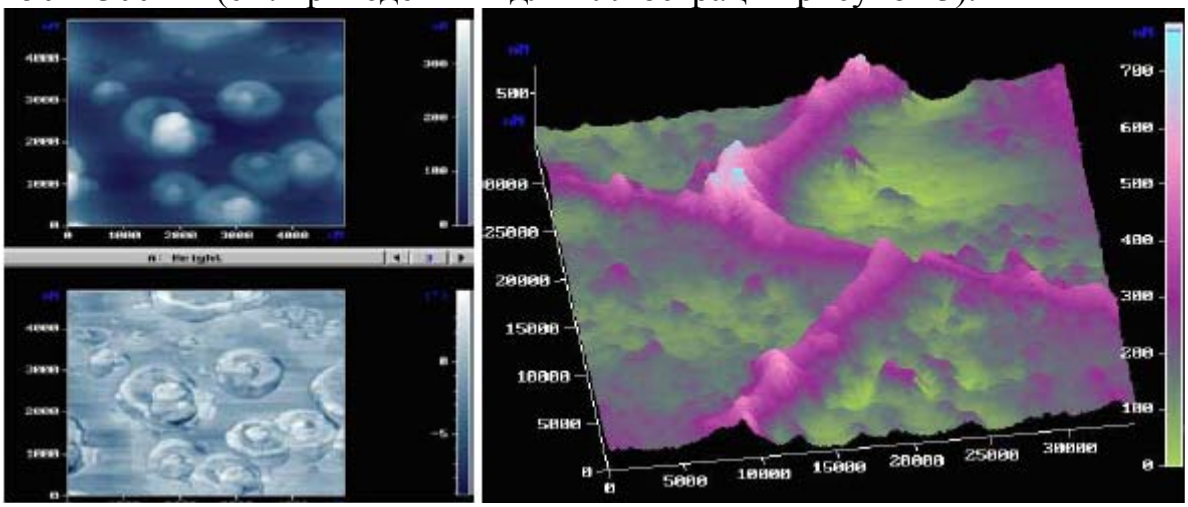


Рис. 3. Изображение, полученное методом атомно-силовой микроскопии.

Объяснение приведенных выше экспериментальных результатов может состоять в следующем. Магнитное поле влияет на скорость реакции образования окисла (или кристаллогидратов уксусной кислоты) и травления поверхности железа по магнито-спиновому механизму. При этом скорость реакции повышается в местах выхода полей рассеяния, что приводит к появлению на поверхности рельефа, совпадающего с распределением полей рассеяния. Высота наблюдаемого рельефа, согласуется с некоторыми оценками по различию скоростей реакции в присутствии поля и без него.

В заключении следует отметить, что результаты измерений приповерхностных локальных кривых намагничивания свидетельствовали о существенном различии магнитных характеристик изучаемых образцов до и после химической обработки. Измерения были выполнены на магнитооптическом микромагнетометре, позволяющем получать информацию о магнитных характеристиках приповерхностного слоя толщиной 20-30 нм. Диаметр измеряемого локального участка поверхности в данном случае был порядка 50 мкм. Было обнаружено, что исходные образцы характеризуются достаточно высокой однородностью локальных магнитных свойств. В частности, различие локальных значений поля насыщения H_S не превышает 5 %. Вместе с тем, после травления различие локальных значений H_S повышалось до 20 %. При этом абсолютные значения H_S увеличивались примерно в 1.5-2 раза по сравнению с исходными образцами.

ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ЖЕЛЕЗО/ХРОМ

С.А. Гудин, М.И. Куркин, А.В. Гапонцев, Н.Б. Орлова
Институт физики металлов УрО РАН, С.Ковалевской 18, Екатеринбург Россия

На основе полученного термодинамического потенциала [1] исследуются тонкие трехслойные пленки Fe/Cr/Fe (Рис.1.). Рассматриваются ферромагнитные, антиферромагнитные и скошенные магнитные структуры этих пленок, с наномасштабными геометрическими неоднородностями интерфейсов.

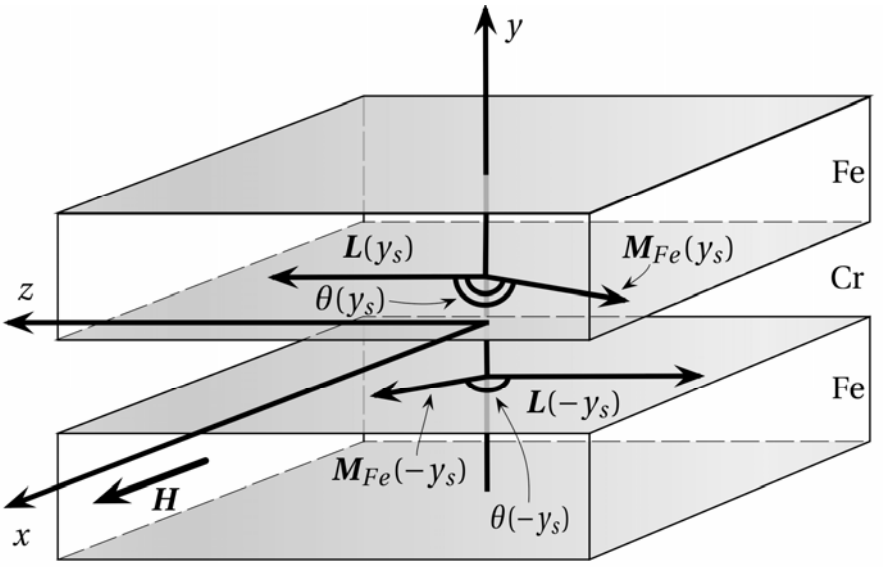


Рис.1. Взаимное упорядочение намагниченностей соседних слоев железа в трехслойной пленке Fe/Cr/Fe. $\theta(y_S)$, $\theta(-y_S)$ — углы между магнитными моментами верхнего $M_{Fe}(y_S)$ и нижнего $M_{Fe}(-y_S)$ слоев железа и вектором антиферромагнтизма хрома.

В расчете учитывается существование специфической несоизмеримой антиферромагнитной структуры прослойки хрома в виде линейно поляризованной волны спиновой плотности (лВСП). В лВСП вектор антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{r})$ зависит от координаты $\boldsymbol{r}$ по закону: $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{L}_0 \cos(\boldsymbol{qr} + \varphi_0)$, $\boldsymbol{L}_0$ - амплитуда лВСП, $\boldsymbol{q}$- её волновой вектор, φ_0 - фаза волны. Получены кривые намагничивания $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H})$ пленок Fe/Cr/Fe в магнитном поле $\boldsymbol{H}$, приложенном в плоскости пленки. Предсказана возможность существования скачков на кривых намагничивания мультислоёв Fe/Cr, обусловленных фазовыми переходами первого рода в магнитной структуре пленки Fe/Cr/Fe. Получено выражение для интервала толщин прослоек хрома, в котором можно ожидать появления скачков на кривых намагничивания. Оценены величины этих скачков, показано, что они могут превышать половину намагниченности насыщения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект РФФИ 08-02-00904) и Президиума РАН, фонда некоммерческих программ "Династия".

1. С.А. Гудин, А.В. Гапонцев, Н.Б. Бакулина, М.И. Куркин, В.В. Устинов ФММ, т. **107** в.3, с.1-13 (2009).

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ НЕЙТРОННОЙ И РЕЗОНАНСНОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ МАГНИТНОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ В СВЕРХРЕШЁТКАХ Fe/Gd

Е. Кравцов [1,2], D. Haskel [2], S.G.E. te Velthuis [3], J.S. Jiang [3], B.J. Kirby [4]

[1] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2] *Advanced Photon Source, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA*
[3] *Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA*
[4] *NIST Center for Neutron Research, Gaithersburg, MD, USA*

Эволюция магнитной структуры в сверхрешётке [Fe (35Å)/Gd (50 Å)]$_5$ в зависимости от температуры и приложенного магнитного поля была определена с помощью комбинированного подхода, сочетающего поляризационную нейтронную (ПНР) и резонансную рентгеновскую магнитную (РРМР) рефлектометрию. Наш подход предполагает проведение комплиментарных ПНР и РРМР измерений, а также одновременный анализ рентгеновских и нейтронных спектров с использованием единой параметризованной модели. Применённый самосогласованный анализ позволил определить элемент- и толщинно-зависимые профили намагниченности в сверхрешётке с беспрецендентной точностью, включая определение неоднородной внутрислойной магнитной структуры с разрешением близким к атомному. Мы подчёркиваем важность такого комбинированного подхода, поскольку данные результаты невозможно получить используя только одну из двух указаных экспериментальных методик. Суммарный магнитный момент, полученный интегрированием по толщине найденного профиля намагниченности, прекрасно согласуется с данными SQUID-магнетометрии и рентгеновского магнитного циркулярного дихроизма, полученными независимо. Установлено, что малое число периодов в сочетании с асимметричной структурой приводит к появлению новой низкотемпературной магнитной фазы, которая характеризуется неколлинеарным упорядочением магнитных моментов Fe и Gd, а также неоднородным распределением вектора намагниченности внутри слоёв Gd Неколлинеарное магнитное состояние остаётся стабильным при температурах значительно ниже температуры компенсации системы. В сильных магнитных полях распределение намагниченности в сверхрешётке становится сильно неоднородным, причём магнитные моменты слоёв Fe и центральной части слоёв Gd ориентированы в направлении магнитного поля, а Gd моменты в интерфейсных областях – против поля.

Работа в Аргонне поддержана the U.S. Department of Energy, Office of Science, Office of Basic Energy Sciences, under Contract No. DE-AC02-06CH11357.

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В СЛОЯХ КРЕМНИЯ, СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ

С.Н. Николаев[1], Б.А. Аронзон[1], В.В. Рыльков[1,3], В.В. Тугушев[1], Е.С. Демидов[2], А.С. Левчук[2], В.П. Лесников[2], В.В. Подольский[2]

[1]Российский научный центр «Курчатовский Институт», 123182 Москва, Россия
[2]Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия
[3]Институт радиотехники и электроники РАН, 141190 Фрязино, Россия

Сильно вырожденные магнитные полупроводники (МП) с концентрацией свободных носителей более 10^{21} см$^{-3}$ представляют большой интерес для возможного использования при создании устройств спинтроники, так как могут обеспечить эффективную спиновую инжекцию в немагнитные полупроводники [1]. В последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств МП на основе Ge и Si, поскольку такие материалы легко могут быть интегрируемы в существующую микроэлектронную технологию. В основном, полученные результаты (в частности, для Mn_xSi_{1-x}) базируются на изучении намагниченности этих материалов (см. [2] и ссылки там), которая может однозначно указывать на наличии спиновой поляризации носителей только в однофазных МП. В двухфазных системах (при наличии ферромагнитных (ФМ) кластеров) гистерезис в намагниченности может наблюдаться даже при температурах выше комнатной. При этом, однако, эффект Холла (ЭХ) может иметь нормальный (линейный) характер, обусловленный силой Лоренца, как в немагнитном полупроводнике в отсутствие спиновой поляризации носителей [3].

В работе представлены результаты исследования транспортных и магнитных свойств Mn_xSi_{1-x} пленок с содержанием Mn около 35 %, полученных методом лазерного осаждения на Al_2O_3 подложках при температурах роста 300-350 ^oC. Исследования выполнены при температурах 5-300 К в магнитных полях до 2.5 Тл. Показано, что полученные слои обладают металлическим типом проводимости, демонстрируя слабое изменение намагниченности в диапазоне T = 50-200 К. Впервые в Mn_xSi_{1-x} системе обнаружен аномальный эффект Холла (АЭХ), имеющий в области температур ≥ 50 К существенно гистерезисный характер (рис.1), который не наблюдается в силицидах Mn (слабых зонных ФМ) типа Mn_4Si_7 с $T_c \approx 43$ К [4]. При этом знак аномальной компоненты ЭХ противоположен знаку его нормальной компоненты, отвечающей дырочному типу проводимости Mn_xSi_{1-x}. Установлено также, что аномальная компонента ЭХ полностью определяет его поведение вплоть до 300 К, сохраняя гистерезисный характер до ≈ 230 К (рис.2).

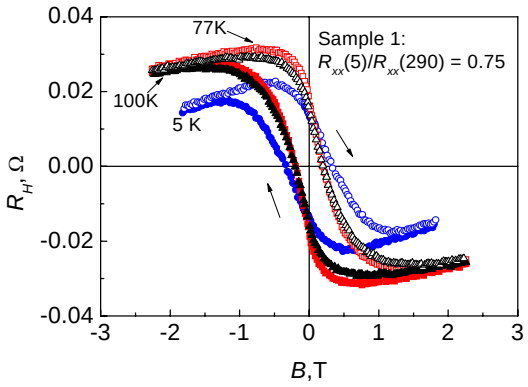


Рис.1. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H для образца 1 при низких температурах ($T \leq 100$ К) в полях до 2.5 Тл.

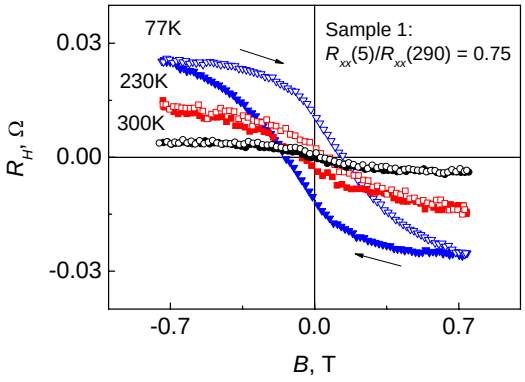


Рис.2. Магнитополевые зависимости холловскго сопротивления R_H для образца 1 при высоких температурах ($T \geq 77$ К) в полях до 1 Тл.

В рамках однофазной системы, очевидно, невозможно объяснить сильный ФМ полученных пленок за счет формирования магнитных силицидов марганца, поскольку температура Кюри последних не превышает 50 К. Мы полагаем, что исследованная система не является однофазной, причем важную роль в ее магнитном упорядочении играют ФМ кластеры, содержащие междоузельные ионы Mn с локальным спином $S \approx 2$ (см.[5]) и находящиеся в матрице слабого зонного ФМ типа $MnSi_{2-x}$ (x = 0.25-0.3). Дальний ФМ порядок при высокой температуре обусловлен как обычным РККИ - обменом этих кластеров через свободные носители, концентрация которых в матрице достигает $2 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, так и обменом через спиновые флуктуации (парамагноны) матрицы [6]. Об эффекте вымораживания этих спиновых флуктуаций при понижении температуры свидетельствует резкое уменьшение сопротивления образцов ниже 40 К и необычное поведение петли гистерезиса АЭХ в этих условиях - вплоть до уменьшения коэрцитивного поля с понижением температуры в образце с минимальным содержанием кластеров (рис.3).

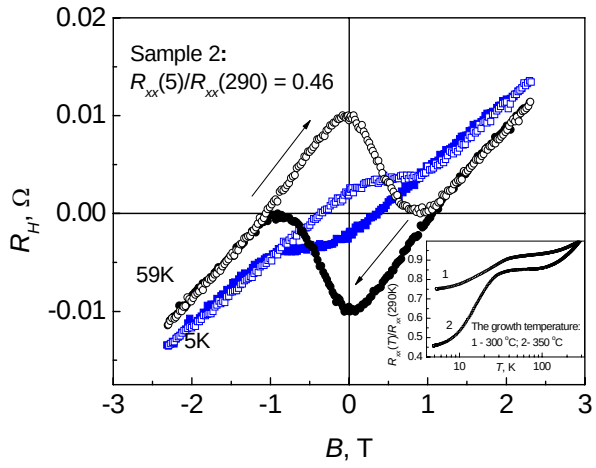


Рис.3. Магнитополевые зависимости холловскго сопротивления R_H для образца 2 с минимальным содержанием дефектов. На вставке - температурные зависимости сопротивления образцов 1,2.

1. I. Žutić, O. Fabian, S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
2. S.H. Chiu, H.S. Hsu, J.C.A. Huang, J. Appl. Phys. **103**, 07D110 (2008).
3. В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, Ю.А. Данилов и др., ЖЭТФ **127**, 838 (2005).
4. Andre Sulpice et al., J. Magn. Magn. Mater. **272–276**, 519 (2004).
5. Qinghua Liu et al., Phys. Rev. B **77**, 245211 (2008).
6. V.V. Tugushev, E. Kulatov, V. Menshov, Physica B **378-380**, P1100 (2006).

РЕТРОСПЕКТИВА И ПЕРСПЕКТИВА ИССЛЕДОВАНИЙ ОБМЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ В МАГНИТОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ

Г.И. Фролов

[a] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок*
[b] *Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск*

Многослойные пленочные структуры, в которых существенную роль играют эффекты взаимодействия между слоями, проявляют необычные свойства, представляющие большой научный и прикладной интерес. В частности, обменное взаимодействие между магнитомягкими и магнитожесткими слоями приводит к возникновению однонаправленной анизотропии, проявляющейся в сдвиге петли гистерезиса магнитомягкого слоя (H_E) вдоль перемагничивающего поля. История изучения этого явления насчитывает большой срок, но вопрос о создании точной микроскопической модели далек от завершения.

Большой круг исследований природы однонаправленной анизотропии проведен на ферро-антиферромагнитных (FM/AF) структурах. В первой модели механизма формирования данной анизотропии предполагалось, что при перемагничивании этой структуры магнитное состояние AF-слоя сохраняется и наблюдается вращение магнитного момента в FM-слое [1]. Однако выводы этой модели о величине поля H_E и ее зависимости от толщины FM-слоя не получили экспериментального подтверждения. Поэтому в 80-х годах была предложена другая модель, в основу которой была заложена идея формирования интерфейса в магнитожестком слое [2]. Из этого подхода следовало, что величина обменного взаимодействия между слоями эквивалентна энергии планарной доменной стенки, а толщина интерфейса соответствует ширине доменной стенки. Эксперименты, проведенные на FM/AF пленочных структурах, показали, что последнее условие нарушается: толщина интерфейса на порядок меньше ширины доменной стенки [3]. Для объяснения этого различия может быть использована модель [4], предполагающая образование блоховской доменной стенки. Однако на сегодняшний день нет четкого представления о структуре этого интерфейса [5]. Решение данной задачи применительно к ферро– антиферромагнитным структурам затруднено из-за малой толщины интерфейса.

В начале 80-х годов однонаправленная анизотропия была обнаружена в ферро–ферримагнитных пленках, где в качестве магнитожесткого слоя выступают аморфные сплавы редкоземельных и аморфных металлов. В этих образцах намагниченность магнитожесткого слоя расположена по нормали к плоскости пленки, а величина H_E значительно больше, чем в FM/AF пленках [6]. В пленочной структуре NiFe/TbCo было обнаружено,

что толщина интерфейса в ферримагнитном слое составляет ~ 50 нм, т.е. на порядок больше, чем в FM/AF пленках, и на базе этих измерений предложена модель магнитной структуры интерфейса [7]. Однако, в других ферро–ферримагнитных структурах обнаружен ряд особенностей [8,9], которые трудно объяснить с позиций этой модели, т.е. вопрос о природе этого явления остается открытым.

В то же время к данным материалам проявляется большой прикладной интерес, связанный с перспективами их использования в устройствах памяти с произвольной выборкой информации (MRAM), в устройствах с пониженным уровнем магнитного шума и для создания новых постоянных магнитов (spring magnets). Это создает мощную мотивацию для изучения природы обменной анизотропии в магнитопленочных структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» (проект 2.1.1.4399).

Литература

1. W. H. Meiklejohn, C. B. Bean, Phys. Rev., **105**, 904 (1957).
2. D. Mauri, M.C. Siegmam, P.S. Bagus, E. Kay, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
3. R. Junglut, R. Coehoorn, M.T. Johnson et al, J. Appl. Phys., **75**, 6659 (1994).
4. A.P. Malozemoff, J. Appl. Phys. **63**, 3874 (1988).
5. M. Ali, C.H. Marrows, B.J. Hickley, Phys. Rev., **B 67**, 172405 (2003).
6. В.А. Середкин, Г.И. Фролов, В.Ю. Яковчук, Письма в ЖТФ, **9**, 1446 (1983).
7. W.C. Cain, M.H. Wryder, J. Appl. Phys. **67**, 5722 (1990).
8. F.Hellman, R.B. Dover, E.M. Georgy, Appl. Phys. Lett. **50**, 296 (1987).
9. Г.И. Фролов, В.А. Середкин, В.Ю. Яковчук (тезисы данной конференции).

ФОРМИРОВАНИЕ ГАММА-ЖЕЛЕЗА ТВЕРДОФАЗНЫМ СИНТЕЗОМ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ Cu/Fe(001) ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

В.Г. Мягков, О.А. Баюков, Л.Е. Быкова, В.С. Жигалов[1], Г.Н. Бондаренко[2]

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия
[1]Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия
[2]Институт химии и химической технологии СО РАН, Красноярск, Россия

Электронные и магнитные свойства гамма-железа (γ-Fe) являются объектом интенсивных исследований в физике магнетизма. Экспериментальные изучения магнитных свойств γ-Fe стимулированы первопринципными расчётами, предсказывающими формирование множества различных спиновых состояний в γ-Fe в зависимости от параметров решётки. Параметры решётки Cu и γ-Fe близки и поэтому Cu часто в экспериментах выбирается для стабилизации γ-Fe при комнатной температуре [1]. С одной стороны существуют попытки стабилизации нескольких монослоёв γ-Fe эпитаксиальным ростом на поверхности Cu(001). С другой стороны преципитаты парамагнитного гамма-железа в медной матрице могут существовать при комнатной температуре. Такие образцы получаются старением метастабильного твёрдого раствора железа в меди при температуре 300°C - 600°C [1].

В данной работе предлагается и обосновывается новый твёрдофазный метод получения γ-Fe в Cu матрице. Наши предшествующие результаты показали, что массоперенос и формирование соединений в двухслойных плёнках и мультислоях стартуют при минимальной температуре твёрдофазного превращения в данной бинарной системе. В Fe-Cu системе имеется только один эвтектоидный переход при температуре 850°C. Согласно упомянутому выше предположению структурные преобразования на границе раздела пленок железа и меди должны стартовать при температуре 850°C.

Результаты магнитных измерений Cu(001)/Fe(001) двухслойных образцов показали, что константа магнитокристаллографической анизотропии K_1 и намагниченность M_S не меняются при изменении температуры отжига вплоть до 800°C, а затем K_1 и M_S резко уменьшаются при 850°C, что указывает на формирование немагнитной фазы на интерфейсе.

Результаты мессбауэровского измерения (рис. 1 и Таблица 1) показали, что после отжига образцов при 850°C продукты реакции содержат четырехфазную систему. Около 42 % образовалось α-Fe фазы. 14% железа включено в α-Fe(Cu) сплав. Третья образовавшаяся фаза - γ-Fe + γ-Fe(Cu) твердый раствор. Содержание железа в этой фазе 32%. Четвертая фаза представляет собой оксиды железа и составляет 12%.

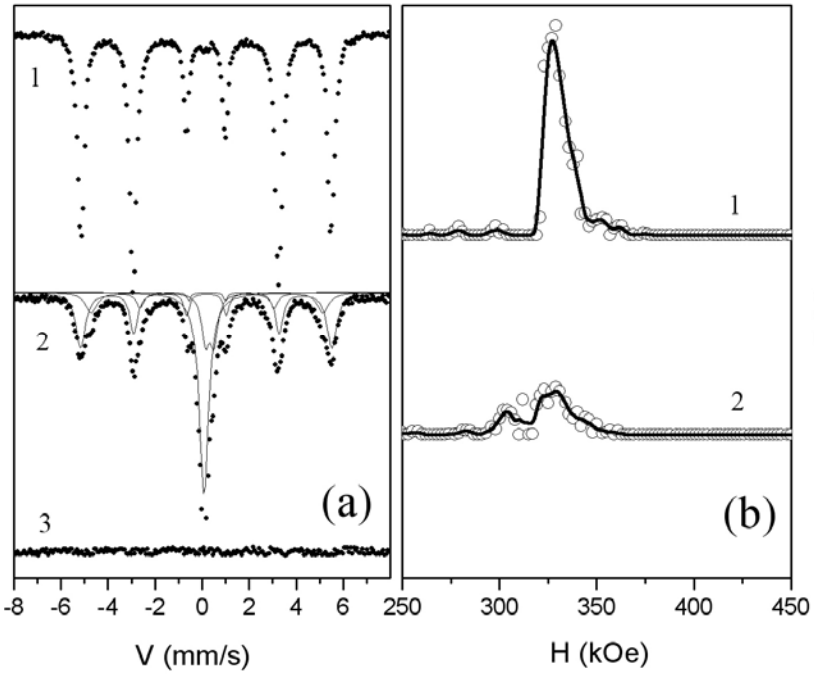


Рис. 1. Мессбауэровские спектры (a) и распределение сверхтонких полей для Cu(001)/Fe(001) образцов (b):
1- исходные образцы,
2- образцы после отжига при 850°C,
3-кривая разности между расчетными и экспериментальными данными.

Таблица 1

Образцы	IS mm/c	H kOe	QS mm/c	W mm/c	S	Фазы
исходные	0	330	0.01	0.35	1	α-Fe
после	0.01	330	-0.02	0.23	0.42	α-Fe
отжига при	0.05	304	0	0.20	0.14	α-Fe(Cu)
850°C	-0.09	-	0.01	0.46	0.32	γ-Fe + γ-Fe(Cu)
	0.16	-	0.34	0.37	0.12	окислы Fe

На дифрактограммах исходных Cu(001)/Fe(001) двухслойных образцов (рис. 2) присутствует пик Cu(002) с параметром решетки **a(**Cu) = 0.3610 nm. После отжига при температуре 850°C пик Cu(002) уменьшается и формируется пик γ-Fe(002) с параметром решетки **a(**γ-Fe) = 0.3594 ± 0.0005 nm. Грубая оценка размера зерна γ-Fe в матрице Cu по формуле Шеррера дала значение ~ 30 nm. Близкие параметры решеток γ-Fe и Cu приводят к совпадению их пиков на дифрактограмме. Отсутствие других пиков позволяет нам сделать предположение о когерентном росте γ-Fe преципитатов в матрице меди согласно ориентационным соотношениям [100](001)Cu || [100](001)γ-Fe.

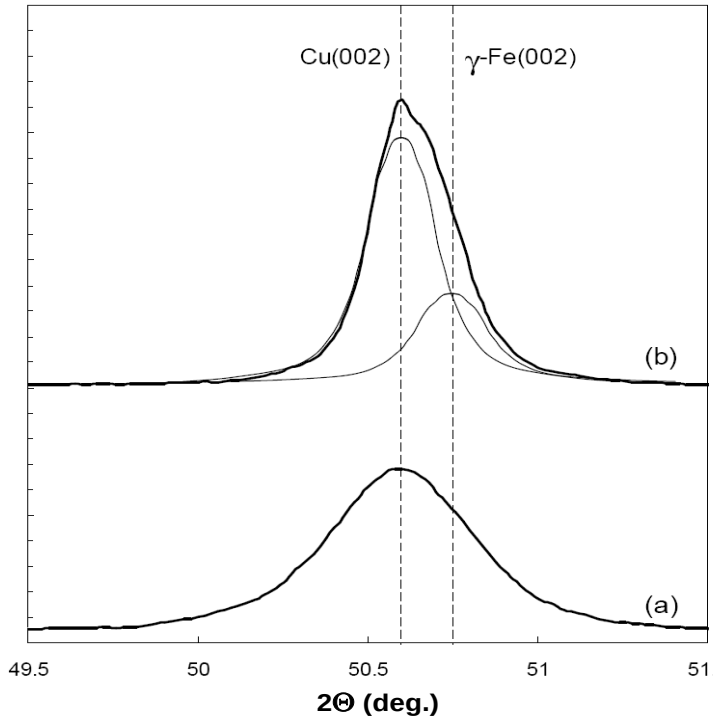


Рис. 2. Дифрактограммы:
a - исходных Cu(001)/Fe(001) двухслойных образцов и
b - после отжига при 850°C.

Нужно отметить, что начало формирования γ-Fe фазы идет после отжига при температуре 850°C, которая совпадает с температурой эвтектоидного распада в Fe-Cu системе. Это предполагает следующий сценарий развития структурных преобразований при 850°C. С увеличением температуры выше 850°C атомы железа вступают в эвтектоидную реакцию Cu + α-Fe → γ(FeCu) с поверхностными атомами меди и формируют слой твёрдого γ(FeCu) раствора. С понижением температуры ниже 850°C эвтектоидной распад γ(FeCu) → α-Cu(Fe) + γ-Fe(Cu) + γ-Fe приводит к формированию парамагнитной γ-Fe фазы. Близкие параметры γ(CuFe), γ-Fe(Cu) и γ-Fe решёток и образование химических связей между Cu и Fe атомами при температурах выше 850°C могут быть решающими факторами в стабилизации γ-Fe преципитатов, когерентных с Cu матрицей.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант no. 07-03-00190) и Аналитической целевой программой “Развитие научного потенциала Высшей школы” (грант no. 2.1.1/4399 2009-2010 г.).

[1] В.Л. Седов, Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема Инвара, М.: Наука (1987) 287 с.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ И СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ТРЕХСЛОЙНЫХ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ СТРУКТУРАХ NiFe/Cu/NiFe

Р.С.Исхаков [1], С.В.Столяр [1,2], Л.А.Чеканова[1], В.Ю.Яковчук [1], М.В.Чижик [2]

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, г. Красноярск*
[2]*Сибирский федеральный университет, г. Красноярск*

В трехслойной системе NiFe/Cu/NiFe методом ФМР установлена зависимость величины обменного взаимодействия ферромагнитных слоев от толщины прослойки меди в диапазоне от 1 до 8 nm. Показано, что это взаимодействие меняется не только по величине, но и по знаку (в изучаемом интервале толщин меди знак менялся трижды). Методом СВР в этой трехслойной системе установлено, что знак указанного взаимодействия влияет на полевые координаты как акустических обменных спин-волновых мод, так и координаты их оптических сателлитов. Обнаружено, что резонансные поля акустических спин-волновых мод удовлетворяют киттелевскому соотношению $H_r(n_i) \sim n_i^2$ (n-номер моды), тогда как полевые координаты их оптических сателлитов описываются соотношением $H_r(n_i) \sim n_i^{5/2}$. Трехслойные структуры NiFe/Cu/NiFe были получены последовательным напылением слоев $Ni_{80}Fe_{20}$ и Cu на стеклянные подложки. Толщина ферромагнитных слоев варьировалась от 40 до 100 nm, слоя Cu - от 0,8 до 8 nm. СВЧ спектр измерялся в двух геометриях: внешнее поле параллельно плоскости композитной пленки (ФМР), либо перпендикулярно плоскости пленки. В этом случае, при толщинах индивидуальных слоев ферромагнетика 40-50 nm, наблюдается (как и при параллельной геометрии) только ФМР, а при толщинах 60-100 nm уже наблюдается спектр СВР, содержащий от 6 до 10 спин-волновых мод. Спектр ФМР трехслойных структур NiFe/Cu/NiFe содержал две резонансные моды, интенсивности которых свидетельствовали об “акустическом” и “оптическом” характере этих резонансов. Разница полевых координат этих мод, как и порядок их расположения, определяется величиной и “знаком” обменного взаимодействия ферромагнитных слоев NiFe через слой меди. На рис.1 представлена зависимость величины обменного взаимодействия ферромагнитных слоев J от толщины прослойки меди, определенная из ФМР (параллельная геометрия). На рис.2 представ-

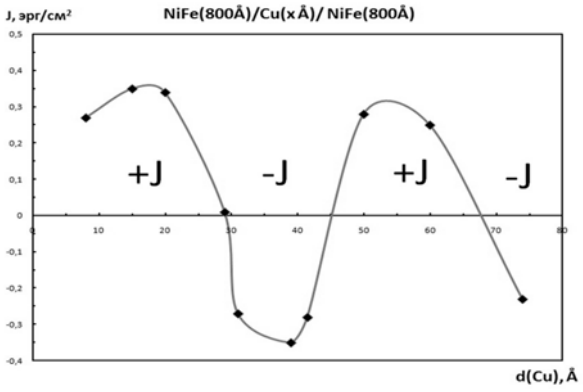


Рис.1 Зависимость величины обменного взаимодействия ферромагнитных слоев J от толщины прослойки меди, определенная из ФМР в системе NiFe/Cu/NiFe.

лена зависимость эффективного неоднородного обмена A_{eff}, определяемого из спектров СВР по киттелевской формуле по выражению:

$$A_{eff} = \frac{M}{2}\left(\frac{d^2}{\pi^2}\right)\frac{H_i - H_j}{n_j^2 - n_i^2} \quad (1).$$

Изменения величины A_{eff} коррелирует с изменением знака J: при отрицательной J наблюдается большие величины A_{eff}, а при положительных J - меньшие величины A_{eff}. Достоверность представленных результатов подтверждается их повторяемостью при неоднократных проверках.

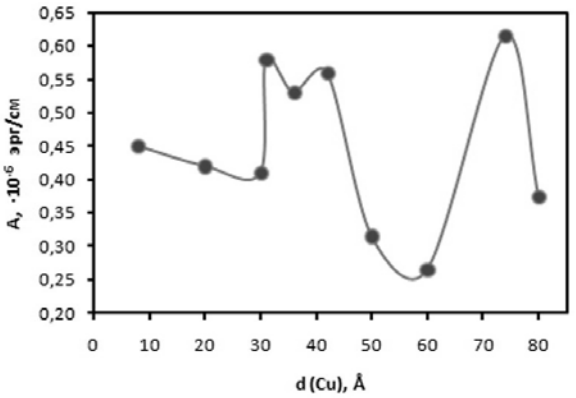


Рис.2) Зависимость эффективного неоднородного обмена $A_{эфф}$ от d(Cu), установленная из анализа спектров СВР в системе NiFe/Cu/NiFe.

В то же время, если мы обратимся к физическому смыслу параметра неоднородного обмена, определяемого, например для кубического ферромагнетика соотношением $A \approx J\langle S\rangle^2/a$, где J-обменный интеграл между ближайшими соседями, $\langle S\rangle$ - средний магнитный спин на узле, a - параметр элементарной кристаллической ячейки, т.е. характеристики ближайшего атомного порядка, то мы приходим к выводу, что величина A может меняться только монотонно. Полученная экспериментальная зависимость $A_{eff}(d_{Cu})$ допускает единственную интерпретацию: узел стоячей спиновой волны смещается с внутренней поверхности слоя NiFe внутрь ферромагнитного слоя. В этом случае эффективная толщина ферромагнитного слоя будет меньше технологически обусловленной и тангенс зависимости $H_r(n^2)$ увеличивается. Постулируемое смещение узла спиновой волны с внутренней поверхности обусловлено антиферромагнитным взаимодействием ферромагнитных слоев через слой меди. Считая, что параметр неоднородного обмена A остается неизменным, можно оценить пространственную характеристику смещения узла спиновой волны. Для наших данных получаем δ=80Å (технологическая толщина слоя 740 Å, толщина по узлу стоячих волн 660Å). Также оригинальным и новым является обнаружение того факта, что оптические сателлиты обменных спин-волновых мод, характеризуются своей, отличной от стандартной киттелевской, зависимостью от номера моды: $H_r^{опт}(n) \sim n^{5/2}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (2009-2010)- РНП 2.1.1/3498

ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЕВ MnAs И MnP МЕТОДОМ РЕАКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Б.Н. Звонков[1], О.В. Вихрова[1], Ю.А. Данилов[1,2], Ю.Н. Дроздов[3], А.В. Кудрин[1,4], С.А. Левчук[4], Е.А. Питиримова[4], М.В. Сапожников[3]

[1] *Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород*
[2] *Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ, Нижний Новгород*
[3] *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород*
[4] *Физический факультет ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород*

В процессе развития спиновой электроники выявлен значительный интерес к получению и исследованию полуметаллических ферромагнитных соединений (в первую очередь, MnAs и MnP). Известно, что эти материалы имеют канал металлической проводимости для носителей с одним направлением спина и изолирующий (полупроводниковый) канал для носителей с противоположной ориентацией спина [1]. Поэтому в идеальном случае полуметаллы могут проводить ток, поляризованный по спину на 100 %. Кроме того, обычно полуметаллические материалы имеют большие значения температуры Кюри (313 К для MnAs и 291.5 К для MnP [1,2]) и обладают лучшей по сравнению с ферромагнитными металлами технологической совместимостью с полупроводниками. Эти факторы делают их перспективными для создания такого важного элемента приборов спинтроники, как спиновый инжектор. Формирование слоев MnAs и MnP, как правило, осуществляется методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии [2,3].

Данная работа посвящена получению слоев MnAs и MnP методом распыления металлической мишени марганца импульсным АИГ:Nd лазером и исследованию их свойств. В случае MnAs процесс выращивания происходил в потоке водорода и арсина, а для получения MnP в реактор дополнительно к водороду подавался фосфин. В качестве подложек использовались пластины *i*-GaAs (001). При формировании слоев (толщиной ~ 0.1 мкм) варьировались температура подложки (T_g) в пределах от 300 до 450°С и количество подаваемого арсина (фосфина). Кристаллическая структура исследовалась методами рентгеновской дифракции и электронографии. Магнитные свойства изучались посредством меридионального магнитооптического эффекта Керра (300 К). Исследование гальваномагнитных характеристик осуществлялось в диапазоне напряженности магнитного поля (H) ± 7500 Э при 77 и 300 К с использованием меза-структур типа «холловский мостик», изготовленных путем химического травления.

Обнаружено, что слои MnAs имеют мозаичную монокристаллическую структуру, а присутствие в дифракционных спектрах пиков, относящихся к ферромагнитной гексагональной α-фазе и парамагнитной орторомбической

β-фазе MnAs, зависит от температуры выращивания и величины потока арсина. Понижение T_g от 400 до 300°С или уменьшение концентрации арсина до 0.005 мол.% приводило к отсутствию пика от α-фазы. Зависимости угла Керра от магнитного поля ($\varphi(H)$) имели нелинейный вид и содержали петлю гистерезиса для всех изученных слоев MnAs. Поэтому можно предположить, что ферромагнитная фаза присутствует во всех слоях, даже если на дифракционном спектре она не проявляется. Вместе с тем, в случае регистрации α-фазы по дифракционным спектрам при измерении эффекиа Керра наблюдалась сильная анизотропия $\varphi(H)$ при переходе от направления магнитного поля вдоль [110] к [1-10]. В случае обнаружения отклика только от β-фазы вид зависимости $\varphi(H)$ слабо зависел от ориентации магнитного поля в плоскости слоя.

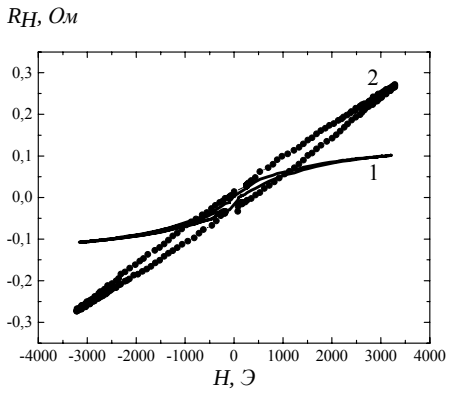


Рис.1 Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для слоев MnAs при температуре измерения 300 К: 1 – температура выращивания = 300ºС; 2 - 400ºС. Концентрация арсина 0.1 мол.%

Магнитополевые зависимости сопротивления Холла ($R_H(H)$) образцов со слоями MnAs подтверждают наличие ферромагнитных свойств при 300 К (рис.1). Для образца 1, выращенного при 300ºС, кривая $R_H(H)$ выходит на насыщение в малых полях, а значение коэрцитивной силы составляет около 80 Э. Напротив, магнитного поля 3200 Э оказалось недостаточно, чтобы наблюдать насыщение $R_H(H)$ в случае образца 2, где слой MnAs был выращен при 400ºС. Коэрцитивная сила при этом составляет ~ 280 Э. Очевидно, такое отличие в характеристиках связано с расположением вектора намагниченности относительно плоскости слоя MnAs. Данные по зависимостям угла Керра от магнитного поля позволяют предположить существование перпендикулярной к поверхности составляющей вектора намагниченности в случае образца 1 и расположение оси легкого намагничивания в плоскости образца 2 параллельно одному из направлений [110] или [1-10]. Отрицательное магнитосопротивление при 300 К регистрировалось для всех изученных образцов MnAs и достигало 0.1 % в поле 3200 Э. С увеличением температуры измерений от 77 до 320 К слоевое сопротивление возрастало, и далее наблюдалось насыщение, что позволяет оценить температуру Кюри слоев MnAs ~ 320 К.

Слои MnP по рентгеновским данным и исследованиям электронографии представляли собой текстурированный поликристалл. Как видно из характеристик слоев MnP, полученных методом лазерного распыления при различных температурах, угол рассеяния осевой текстуры снижается с увеличением T_g до 450°С. При этом изменяется и положение вектора намагниченности. По мере возрастания T_g начинает преобладать составляющая намагниченности, расположенная в плоскости слоя MnP. Об этом свидетельству-

ет различный вид зависимостей сопротивления Холла от магнитного поля (77 K) для образцов MnP, выращенных при T_g = 300ºC (рис.2) и T_g = 400ºC.

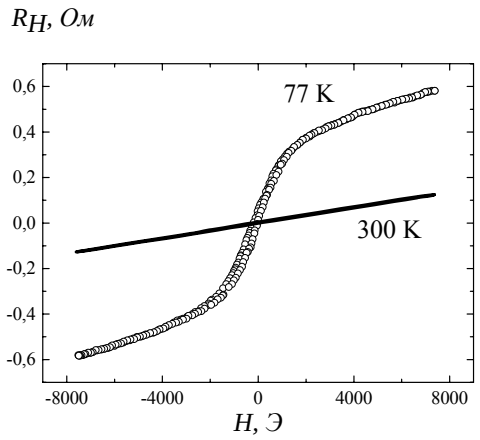


Рис.2. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для слоев MnP, выращенных при 300ºC, при двух температурах измерения.

Кроме того, зависимости $R_H(H)$ для случая 300 К свидетельствуют о сохранении ферромагнитных свойств слоев MnP с T_g = 400ºC вплоть до комнатной температуры. Ранее сообщалось о наблюдении ферромагнетизма при 300 К в слоях MnP, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, только по измерениям намагниченности [2]. Авторы [2] связывали подобное увеличение температурного диапазона существования ферромагнитного упорядочения по сравнению с объемным MnP с влиянием напряжений, возникающих на границе раздела слоев MnP с подложкой GaAs.

Таким образом, представленные результаты позволяют заключить, что метод лазерного распыления мишени марганца в потоке водорода и арсина (фосфина) позволяет получать на подложках GaAs кристаллические полуметаллические ферромагнитные слои MnAs и MnP, которые могут быть использованы при формировании приборов спинтроники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 08-02-00548а и 08-02-97038а_р_поволжье), программы «Развитие потенциала высшей школы» (проект 2.2.2.2/4297), программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF BP4M01) и программы ОФН РАН «Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника».

1. Ph. Mavropoulos, I. Galanakis, J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 315221 (2007).
2. J. Choi, S. Choi, M.H. Sohn, H. Park, Y. Park, H.M. Park, S.C.Hong, S. Cho, J. Magn. Magn. Mater., **304**, e112 (2006).
3. J.J. Berry, S.J. Potashnic, S.H. Chun, K.C. Ku, P. Schiffer, N. Samarth, Phys. Rev. B, 64, 052408 (2001).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СИСТЕМЕ ПЛЕНКА-ПОДЛОЖКА ИЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

[1,2]А.С. Паршин, [1]С.А. Кущенков, [1]Г.А. Александрова

Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

Количественная информация о сечении неупругого рассеяния электронов в твердом теле играет важную роль в поверхностно-чувствительных методах исследования поверхности. Этот параметр определяет среднюю длину неупругого пробега электронов, фон электронных спектров, вклад поверхностных возбуждений в электронный спектр. Дифференциальное сечение рассеяния электронов по потерям энергии $\hbar\omega$ определяется выражением [1]

$$K(E,\hbar\omega)=\frac{1}{\pi a_0 E}\int_{k^-}^{k^+}\frac{dk}{k}\,\mathrm{Im}\left(-\frac{1}{\varepsilon(k,\omega)}\right), \qquad (1)$$

здесь E - энергия электрона, a_0 - радиус Бора, $k^{\pm}=\pm\sqrt{2m/\hbar^2}\left(\sqrt{E}\pm\sqrt{E-\hbar\omega}\right)$ - максимальное и минимальное значения волнового числа, определяемые законами сохранения энергии и импульса, $\varepsilon(k,\omega)$ - диэлектрическая функция материала. Комплексная диэлектрическая функция среды, согласно модели Друде-Линдхарда, может быть представлена в виде суперпозиции лоренцевых осцилляторов [2]. Число осцилляторов, частота, сила и коэффициент затухания каждого из них обычно определяют из оптических данных или экспериментов по неупругому рассеянию электронов

Наша работа основывается на модели Юберо-Тоугаарда [3], развитой для взаимодействия электронов с полубесконечным однородным образцом. Мы распространили ее на систему, состоящую из тонкой пленки, нанесенной на подложку из материала с другими диэлектрическими свойствами. Предполагается что граница раздела между пленкой и подложкой резкая и вклады в сечение неупругого рассеяния электронов, потерявших энергию в результате неупругого взаимодействия на определенном расстоянии x от поверхности слоистой структуры, определяется диэлектрическими свойствами среды в данной точке с соответствующей весовой функцией. При этих предположениях интегральное сечение однократного неупругого рассеяния будет аддитивной суммой эффективных сечений в пленке и подложке:

$$\lambda K(E,\hbar\omega) = \frac{1}{\lambda_f}\int_0^{2d} x\exp(-x/\lambda_f)K_{eff}(E,\omega,x,\varepsilon_f)dx + \\ + \frac{1}{\lambda_s}\int_{2d}^{\infty} x\exp(-x/\lambda_s)K_{eff}(E,\omega,x,\varepsilon_s)dx \quad , \qquad (2)$$

где индексы f и s относятся соответственно к длине свободного неупругого пробега и диэлектрической функции для верхнего слоя (пленки) и подложки; d - толщина пленки.

На рис. 1 представлены результаты компьютерного моделирования произведения средней длины неупругого пробега на сечение неупругого рассеяния электронов в зависимости от толщины пленки железа на крем-

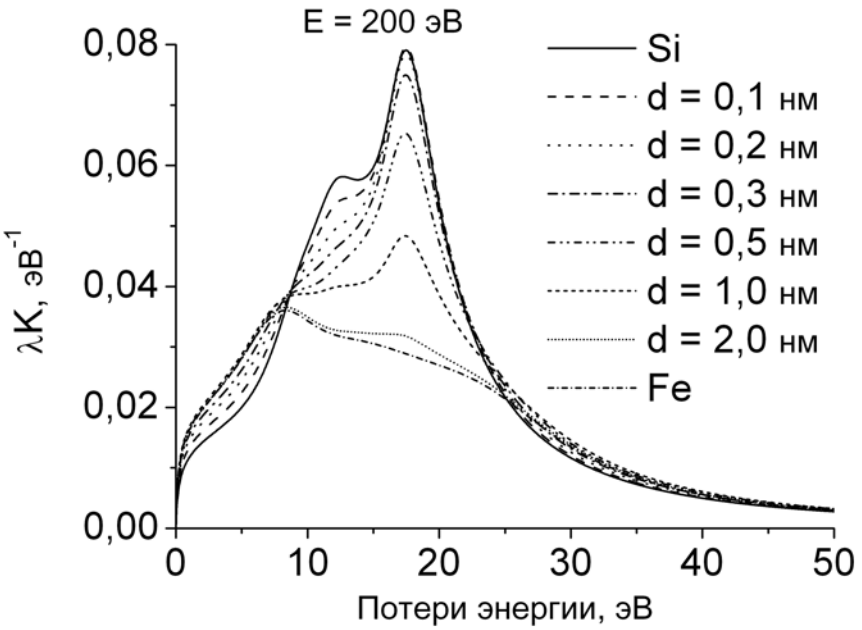


Рис. 1. Зависимости $\lambda K(E,\hbar\omega)$ для пленки Fe на

ниевой подложке при энергии первичных электронов 200 эВ. Обращает на себя внимание, что при очень малых толщинах пленки железа (0,1 – 0,2 нм) заметно изменение интенсивности поверхностных потерь, в то время как сечение рассеяния объемных потерь меняется незначительно. Этот факт может служить основой для идентификации покрытий очень малой толщины на поверхности кремния.

Выражение (2) несложно модифицировать для расчета островкового механизма роста тонких пленок. Если через θ обозначить степень покрытия подложки островками материала пленки высотой d, то расчет будет выполняться по формуле

$$\lambda K_{isl}(E,\omega) = \frac{\theta}{\lambda_f}\int_0^{2d} x\exp(-x/\lambda_f)K_{eff}(E,\omega,x,\varepsilon_f)dx + \\ + \frac{1}{\lambda_s}\int_{2d}^{\infty} x\exp(-x/\lambda_s)K_{eff}(E,\omega,x,\varepsilon_s)dx \qquad (3)$$

На рис. 2 представлены результаты компьютерного моделирования для разных механизмов роста пленки железа на кремниевой подложке, которые свидетельствуют о возможности использования сечения неупругого рассеяния отраженных электронов для исследования механизмов роста тонких пленок.

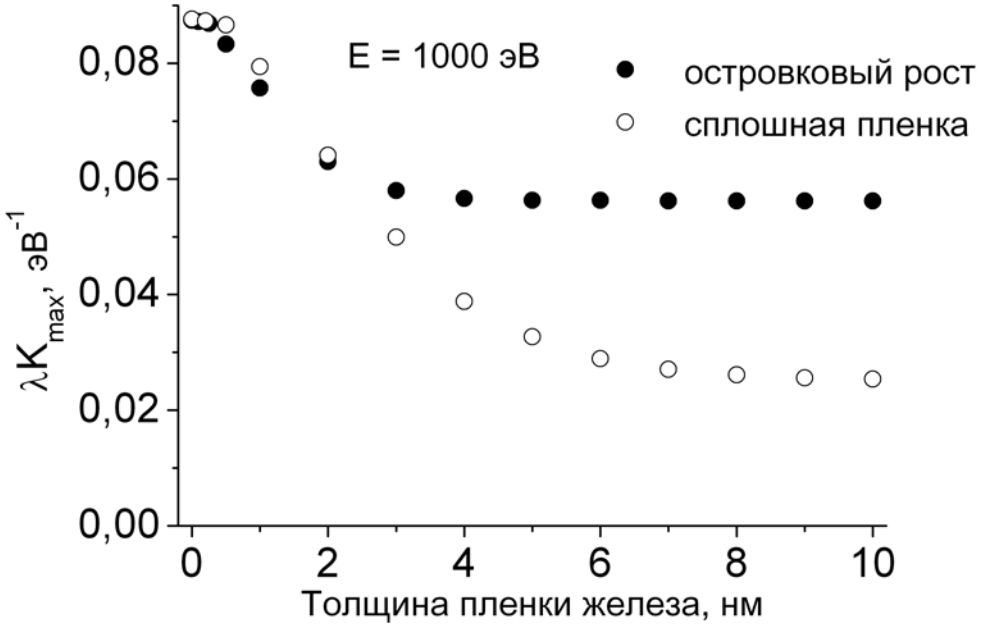


Рис. 2. Зависимости максимального значения $\lambda K(d)$ для пленки Fe на кремнии для разных механизмов роста

Работа выполнена в рамках проекта АВЦП «РНП ВШ» 2.1.1/3656, интеграционного проекта СО РАН – ДВО РАН № 22, программы ОФН РАН «Спинтроника», при поддержке РФФИ (грант № 07-03-00320).

1. S. Tougaard, I. Chorkendorff, Phys. Rev. B. **35**, 6570 (1987).
2. H. Raether. Excitation of Plasmons and Interband Transitions by Electrons. Springer Tracts in Modern Physics. – Springer Verlag. Berlin, Heidelberg, New York. (1980).
3. F. Yubero, S. Tougaard, Phys. Rev. B. **46**, 2486. (1992).

НЕРЕГУЛЯРНОСТЬ ПОВЕДЕНИЯ СПИН-ВОЛНОВЫХ МОД В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

А.М.Зюзин, В.В.Радайкин, М.А.Бакулин, С.Н.Сабаев

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева

В работе экспериментально и теоретически исследовались двухслойные пленки ферритов-гранатов. Один из слоев (слой №1) исследуемой пленки имел следующий состав и параметры: $(BiSmTm)_3(FeGa)_5O_{12}$, гиромагнитное отношение $\gamma_1 = 1.6 \cdot 10^7\ Э^{-1} \cdot c^{-1}$, намагниченность насыщения $4\pi M_{01} = 600\ Гс$, эффективное поле одноосной анизотропии $H_{k1} = -231\ Э$, параметр затухания Гильберта $\alpha_2 = 0.013$ и толщину $d_1 = 1.23$ мкм. Состав и аналогичные параметры второго слоя (слой №2): $(YSm)_3 Fe_5O_{12}$, $\gamma = 1.78 \cdot 10^7\ Э^{-1} \cdot c^{-1}$, $4\pi M_{02} = 1720\ Гс$, $H_{k2} = -1660\ Э$, $\alpha_2 = 0.003$, $d_2 = 0.49$ мкм. Регистрация спектров производной линии резонансного поглощения проводилась на радиоспектрометре РЭ 1301 на частоте $9.34 \cdot 10^9$ Гц, при ориентации вектора постоянного магнитного поля в плоскости образца (параллельная ориентация) и перпендикулярно плоскости (перпендикулярная ориентация). Высокочастотное поле при этом было ориентировано в плоскости образца.

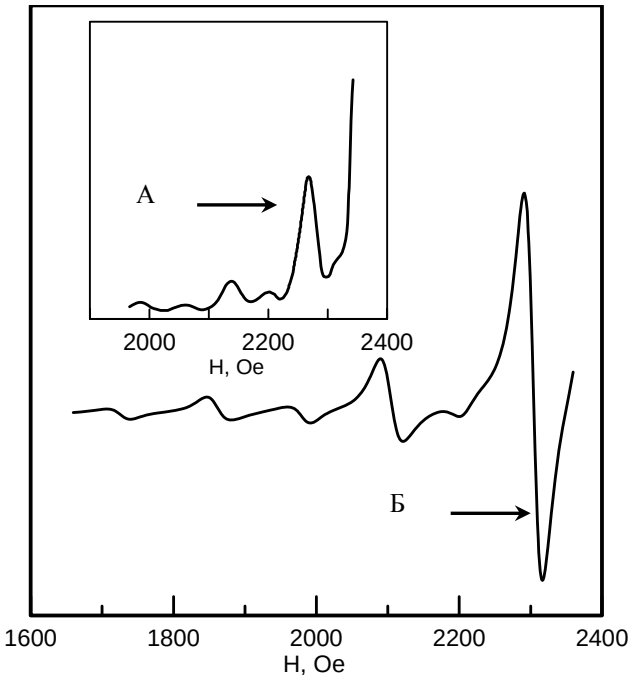


Рис. 1. Спектр производной линии поглощения при параллельной ориентации; **А** – эксперимент, **Б** – теоретический расчет

В результате проведенных экспериментальных исследований были получены спектры спин-волнового резонанса (рис. 1). Характерными особенностями данных спектров являлось, во-первых, отмеченное в работе [1] «аномальное» возрастание интенсивности спин-волновых (СВ) мод с увеличением номера моды при параллельной ориентации в области полей $H_{01} < H_0 < H_{02}$, где H_{01}, H_{02} – поля однородного резонанса слоев №1 и №2, соответственно; во-вторых, наличие спин-волновых мод в области полей

$H_0 < H_{01}, H_{02}$, наблюдаемое только при параллельной ориентации. Причем в этом случае на спектрах явно выражена нерегулярность поведения ширины $2\Delta H$ и интенсивности J линии поглощения наблюдаемых СВ мод. Эта нерегулярность проявляется в чередовании линий поглощения с большей и меньшей интенсивностью соседних мод а, также соответствующих значений $2\Delta H$. Экспериментальные и теоретические значения нормированной интенсивности и ширины линии поглощения приведены на рисунках 2 и 3.

Для проведения теоретического расчета использовались решения для переменных намагниченностей в слоях, полученные для линеаризованного уравнения Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [2,3]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma\left(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}\right) + \frac{\alpha}{M}\left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}\right),$$

$$\begin{cases} \vec{m}_1(z) = \tilde{\vec{m}}_1(z) + \bar{\vec{m}}_1 = \vec{m}_{01}^{I} \cdot e^{\kappa_1 \cdot z} + \vec{m}_{01}^{II} \cdot e^{-\kappa_1 \cdot z} + \\ + \vec{m}_{01}^{III} \cdot e^{i \cdot k_1 \cdot z} + \vec{m}_{01}^{IV} \cdot e^{-i \cdot k_1 \cdot z} \\ \vec{m}_2(z) = \tilde{\vec{m}}_2(z) + \bar{\vec{m}}_2 = \vec{m}_{02}^{I} \cdot e^{\kappa_2 \cdot z} + \vec{m}_{02}^{II} \cdot e^{-\kappa_2 \cdot z} + \\ + \vec{m}_{02}^{III} \cdot e^{i \cdot k_2 \cdot z} + \vec{m}_{02}^{IV} \cdot e^{-i \cdot k_2 \cdot z} \end{cases},$$

где нижние индексы соответствуют номерам слоев, верхние индексы нумеруют амплитуды решений. Переменные намагниченности представлены

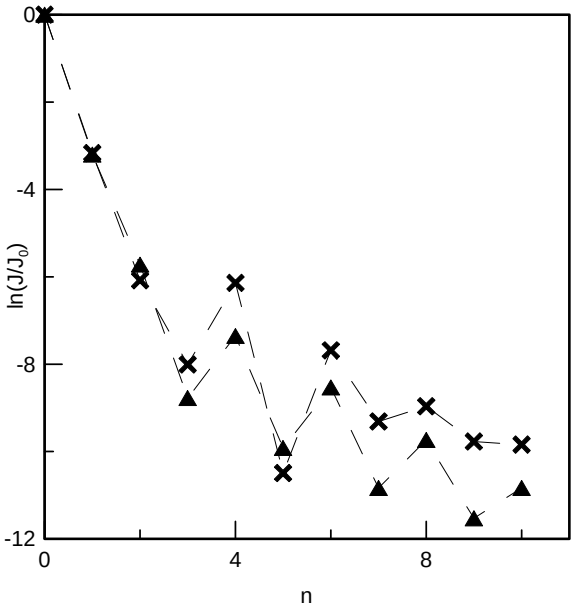


Рис. 2. Зависимость экспериментальных – ▲ и теоретических – × значений нормированной интенсивности от номера моды n

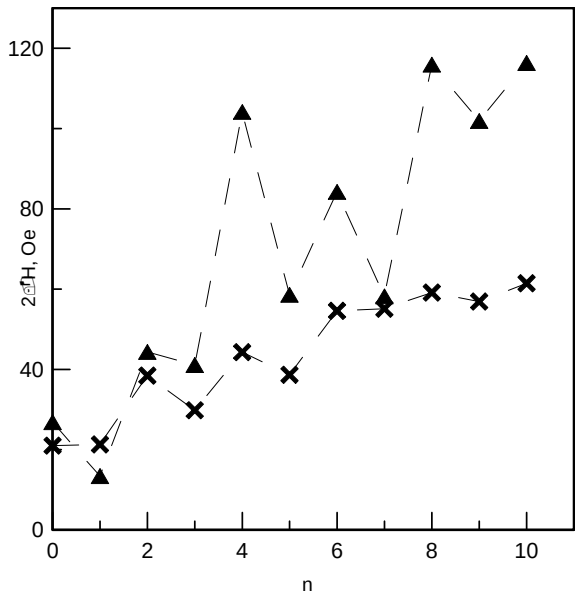


Рис. 3. Зависимость экспериментальных – ▲ и теоретических – × значений ширины линии от номера моды n

в виде суммы намагниченностей $\vec{\tilde{m}}_i(z)$ зависящих от координаты z, изменяющейся по нормали к пленке, и, постоянных по толщине слоев намагниченностей $\vec{m}_i$. Волновые вектора κ_i и k_i соответствуют намагниченностям с левой и правой поляризацией, соответственно.

Для получения выражений амплитуд переменных намагниченностей использовались обменные граничные условия на свободных границах пленки и межслойной границе:

$$\left.\frac{\partial \vec{m}_1}{\partial z}\right|_{z=-d_1} = 0$$ – на свободной границе первого слоя;

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\vec{m}_1}{M_{01}} = \dfrac{\vec{m}_2}{M_{02}} \\ \dfrac{2A_1}{M_{01}} \cdot \dfrac{\partial \vec{m}_1}{\partial z} = \dfrac{2A_2}{M_{02}} \cdot \dfrac{\partial \vec{m}_2}{\partial z} \end{array}\right|_{z=0}$$ – на межслойной границе;

$$\left.\frac{\partial \vec{m}_2}{\partial z}\right|_{z=d_2} = 0$$ – на свободной границе второго слоя.

Поглощаемая образцом мощность высокочастотной энергии рассчитывалась согласно выражению:

$$P \sim -\int_{-d_1}^{d_2} \mathrm{Im}\left(\vec{h}^{*} \cdot \vec{m}\right) dz .$$

На основании приведенных результатов можно сделать вывод об удовлетворительном качественном соответствии экспериментальных и теоретических зависимостей интенсивности и ширины линии поглощения спин-волновых мод в двухслойной магнитной пленке.

Литература:

1. А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, А.В. Куляпин. Письма в ЖТФ, т. 27, в. 4, 33-37 (2001).
2. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
3. Р.Н. Носов, Д.И. Семенцов. ФММ **90,** 5 (2000).

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОВЕДЕНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК Fe/Co/Mo; Mo/Co/Fe И Fe/Mo/Co

С.Д.Антипов, Г.Е.Горюнов, Г.В. Смирницкая, В.А. Сенина, П.Н. Стеценко.
Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова,

Интерес к исследованиям свойств магнитных трехкомпонентных сверхрешеток (МТСР) на основе Fe/Co/Mo вызван как разнообразием их фундаментальных свойств [1], [2], [3], так и возможностью их использования в качестве элементов устройств спинтроники. Это обусловлено перспективами преодоления «суперпарамагнитного предела» за счет формирования больших величин атомных магнитных моментов и повышения степени поляризации электронов проводимости >50% за счет использования слоев Co в качестве высокоанизотропного магнитного барьера.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных свойств трехкомпонентных сверхрешеток: [Fe(14Å)Co(21Å)Mo(12Å)]*100; [Mo(12Å)Co(21Å)Fe(14Å)]*100 и [Fe(14Å)Mo(12Å)Co(21Å)]*100 с целью выяснения роли последовательности напыления слоев компонент МТСР и влияния первого напыляемого на подложку слоя.

Синтез всех трех МТСР осуществлялся методом катодного распыления в разряде с осциллирующими электронами в атмосфере инертного газа Kr. Напыление пленок проводилось при одних и тех же величинах параметров разряда: $P \approx 10^{-5}$ торр, H=320 Э, U_a=2 кВ, которые соответствуют существованию плазменного режима со скоростями напыления компонент: $S_{Fe} = 0.03\,\mathring{A}/c \cdot мА, S_{Co} = 0.08\,\mathring{A}/c \cdot мА, S_{Mo} = 0.04\,\mathring{A}/c \cdot мА$. Скорость напыления на величину разрядного тока S[Å/$c \cdot мА$] остается постоянной для данного режима разряда и материала катода. Это позволяет, изменяя ток разряда и время напыления, управлять толщиной напыляемого слоя. Для получения МТСР с чередующимися слоями Fe, Co, Mo была сконструирована, изготовлена и налажена новая распылительная камера с шестью катодами мишенями с автоматизированной сменой катодов в процессе напыления.

В качестве подложек использовались слюдяные(мусковит) пластины размером (15×10) $мм^2$, толщиной 0,02 мм, вырезанные из одной большой пластины слюды размером (60×60) $мм^2$. Для проверки идентичности получаемых образцов пленок одновременно напылялись по две одинаковые пленки при одних и тех же фиксированных параметрах напыления и одной и той же последовательности напыляемых компонент. Температура подложек во время напыления составляла ~70ºC. Чистота исходных материалов катодов была: 99,9% для Fe, 99,95% для Co и 99,9% для Mo.

Перед напылением МТСР: а) вакуумная система откачивалась магниторазрядным насосом до $P = 10^{-7}$ торр, б) подложки прогревались при температуре ~550ºC в течение часа при давлении $P = 3 \cdot 10^{-6}$ торр для того, чтобы удалить с поверхности подложек адсорбированные газы, в) включался разряд, и для очищения поверхности катодов от молекул примесных газов они бомбардировались потоком электронов в течение ~0,5ч.

Все полученные МТСР имели одинаковое число напыляемых слоев Fe, Co, Mo равное 100, и они напылялись на подложки в последовательности: а)Fe/Co/Mo…Fe/Co/Mo для образцов [Fe(14Å)Co(21Å)Mo(12Å)]*100; б) Mo/Co/Fe…Mo/Co/Fe для образцов [Mo(12Å)Co(21Å)Fe(14Å)]*100 и в) Fe/Mo/Co…Fe/Mo/Co для образцов [Fe(14Å)Mo(12Å)Co(21Å)]*100.
Рентгеновский анализ всех полученных образцов установил существование в них аморфных состояний, поскольку дифрактограммы, снятые на излучении Cu K_α (λ=1,542 Å) обнаружили только наличие широкого гало в области 2θ=(45±5)º и рефлексов от слюды. Съемка рентгенограмм проводилась на дифрактометре STOE STADY P при комнатной температуре.

Измерения петель гистерезиса и кривых намагничивания были выполнены при комнатной температуре на компьютеризированном вибрационном магнетометре с чувствительностью $\sim 2\cdot 10^{-7}$ эме в магнитных полях напряженностью до ±8 кЭ.

Результаты измерений магнитных характеристик показали, что все исследуемые МТСР обладают значительной, наведенной в процессе напыления магнитной анизотропией в плоскости относительно направления внешнего магнитного поля при напылении. Направление легкой оси для всех МТСР совпадает с направлением перпендикулярным к полю напыления в разрядном промежутке.

Формы петель гистерезиса и величины магнитных характеристик резко отличаются. В таблице представлены величины спонтанной намагниченности J_{SO} и коэрцитивной силы H_C для всех трех МТСР.

№	система	J_{SO} [Гс]	H_C [Э]	Смещение петли гистерезиса
I	[Fe(14Å)Co(21Å)Mo(12Å)]*100	2010	±20Э	отсутствует
II	[Mo(12Å)Co(21Å)Fe(14Å)]*100	2300	H_{C1}=-10Э, H_{C2}=15Э	ΔH_C=5Э
III	[Fe(14Å)Mo(12Å)Co(21Å)]*100	1020	±7,5Э	отсутствует

Из приведенных данных видно, что для первой и второй систем величины J_{SO} превосходят таковую для чистого массивного Fe (J_{SO}(Fe)=1710 Гс), а для третьей – существенно меньше. Все полученные МТСР оказались магнитомягкими: H_C<20Э. Коэффициент прямоугольности петель гистерезиса, снятых в направлении перпендикулярно полю напыления оказался $K = J_r / J_{SO}$>0,95.

Ранее проведенные нами исследования МТСР [Mo(12Å)Co(21Å)Fe(14Å)]*100 с помощью сканирующего зондового микроскопа, эффекта Мессбауэра и электронного спинового резонанса показали [3], что сверхрешетка содержит ансамбли кластеров $Fe_m, Co_n, Fe_mCo_n, Fe_mMo_n, Co_mMo_n$ (где n,m – число атомов в кластере m,n≥2). Значительное уменьшение величины J_{SO} для МТСР III системы мы связываем с образованием кластеров с б**о**льшим количеством атомов m,n >>2, т.к. с увеличением числа атомов переходных элементов в кластерах величина магнитного момента на атом существенно уменьшается [4].

На процессы намагничивания МТСР также оказывает значительное влияние поверхностная анизотропия образующихся интерфейсов при напылении. Рассмотрим чередование образующихся слоев для трех изучаемых систем I–Fe/Co/Mo; II–Mo/Co/Fe; III–Fe/Mo/Co (см. таблицу).

№	Система	Последовательность слоев		
I	Fe/Co/Mo	$\underset{H}{Fe/Co}$	$\underset{H}{Co/Mo}$	$\underset{P}{Mo/Fe}$
II	Mo/Co/Fe	$\underset{P}{Mo/Co}$	$\underset{P}{Co/Fe}$	$\underset{H}{Fe/Mo}$
III	Fe/Mo/Co	$\underset{H}{Fe/Mo}$	$\underset{P}{Mo/Co}$	$\underset{P}{Co/Fe}$

Рассмотрим также величины свободных энергий Гиббса для слюды (мусковит) и напыляемых компонент: $\gamma_{слюды} = 0,455 Дж/м^2$, $\gamma_{Fe} = 2.55 Дж/м^2$, $\gamma_{Co} = 2,70 Дж/м^2, \gamma_{Mo} = 2.95 Дж/м^2$ [5]. Отметим, что если γ напыляемого компонента меньше γ предыдущего напыленного компонента, то пленка напыляемого компонента растет слой за слоем (буква р в таблице), в противном случае так не растет (буква н в таблице).

Из приведенных данных видно, что условия роста и формирования МТСР для всех трех систем различны. Они отличаются последовательностью напыления компонент образующихся слоев и возможностью послойного роста. В системах II и III интерфейсы одинаковы, а они различаются первым слоем напыления.

Все это влияет как на форму петель гистерезиса, так и на величины J_{SO}, J_r и H_C. Для МТСР второй системы отмечается наличие перетянутой петли гистерезиса и смещение ее смещение относительно нуля магнитного поля в положительную область на 40%, что обусловлено наличием однонаправленной анизотропии. К образованию таких перетянутых петель гистерезиса могут приводить и существование конкурирующих обменных взаимодействий ФМ-АФМ, и образование неколлинеарной магнитной структуры в кластерах из атомов переходных элементов [6].

Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют, что магнитное поведение сверхрешеток Fe(14Å)Co(21Å)Mo(12Å)]*100; [Mo(12Å)Co(21Å)Fe(14Å)]*100 и [Fe(14Å)Mo(12Å)Co(21Å)]*100 обусловлено их кластерной структурой, последовательностью напыления компонент и влиянием первого напыляемого на подложку слоя.

Работа проведена при поддержке гранта РФФИ 08-02-00970-А.

1. С.Д.Антипов, Г.Е.Горюнов, А.П.Крашенинников, Г.В.Смирницкая, В.А.Сенина, П.Н.Стеценко, Сб. Труд. XX межд. школы-семинара НМММ, 885, 2006.
2. S.D.Antipov, G.E.Gorjunov, A.P.Krasheninnikov, V.A.Senina, G.V.Smirnitskaya abd P.N.Stetsenko Bulletin of the Russian Academy of Sciences, 71, 1614, 2007
3. S.D.Antipov, G.E.Gorjunov, S.A.Granovsky, E.A.Konstantinova, V.A.Senina, G.V.Smirnitskaya abd P.N.Stetsenko, Solid State Phenomena, 152-153, 265, 2009
4. J.T.Lan, A.Fohlisch, M.Martins, R.Nictubyc, M.Reif and W.Wurth, New J. Phys. 4, 98, 2002.
5. S.Marphy, J.Mac Mathuna, G.Mariotto and I.V.Svets, Phys.Rev.B. 66, 195417, 2002.
6. L.Berger, Y.Labaye and M.Tamine, Phys.Rev.B. 77, 104431, 2008

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК ИЗ АНСАМБЛЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ С МАЛЫМ КОЛИЧЕСТВОМ АТОМОВ.

С.Д.Антипов, Г.Е.Горюнов, А.А.Ежов, Г.В.Смирницкая, В.А.Сенина, П.Н. Стеценко.

Московский Государственный Университет им.М.В .Ломоносова,

Физический факультет.

Известно, что магнитные свойства свободных и осажденных на поверхность на подложки металлических кластеров из атомов переходных элементов существенно отличаются от свойств соответствующих массивных металлов и сплавов. Кластеры (чистые - состоящие из металла одного типа и смешанные – состоящие из смеси атомов различных металлов) характеризуются большой величиной отношения количества поверхностных атомов к количеству атомов, находящихся в объеме кластеров. Атомы на поверхности кластеров обладают низкой координацией и узкой шириной плотности состояний электронов на уровне Ферми, что приводит к возрастанию спиновых и в большей степени орбитальных магнитных моментов атомов кластеров по сравнению с таковыми для массивных материалов.

Также известно, что кластеры с малым количеством атомов немагнитных элементов могут стать магнитными и, что кластеры из атомов переходных элементов могут обладать неколлинеарной магнитной структурой.

Ансамбли из металлических магнитных кластеров с малым количеством атомов («квантовые точки») представляют значительный интерес возможностью их использования в качестве элементов памяти с большой плотностью.

Поэтому вопросы формирования структуры магнитных пленок из ансамбля нанокластеров становятся очень важными как с практической точки зрения, так и с теоретической.

В настоящей работе рассмотрено формирование структуры таких пленок синтезированных на соответствующих подложках из слюды (мусковит), оптически полированного стекла, ситалла методом катодного распыления в разряде с осциллирующими электронами при различных параметрах разряда и осаждения: рабочего давления P, разности потенциалов между анодом и катодами Ua, напряженности осевого магнитного поля H, величине отрицательного напряжения смещения на подложке Uc, температуре подложки T.

На возможность использования катодного распыления в геометрии Пеннинга для получения пленок из металлов катода было указано в работе [1], где авторами рассмотрено теоретическое и экспериментальное распределение напылённого металла по поверхности анода при катодном распылении в разряде с осциллирующими электронами.

В нашей лаборатории усовершенствованная методика разряда Пеннинга для получения магнитных металлических пленок и магнитных

сверхрешеток используется с 1998 г. В этой методике электроны, осциллируя в разрядном промежутке между двумя катодами в магнитном поле H=(300-1200)Э и анодном напряжении Ua=(0.8-2.0)кВ, ионизируют молекулы инертного газа Kr($P_{Kr} = 10^{-5}$ торр), которые бомбардируют катоды и вызывают распыление металлов катодов (Me) (если энергия возбужденных атомов Kr будет превосходить энергию ионизации атомов металла катода Me) по схеме:

$$Kr^* + Me \rightarrow Kr + Me^+ + e^-$$

Где Kr^* - возбужденный атом Kr, Me – атом металла катода, Me^+ - ион металла катода, e^- - вторичный электрон.

Ионы металла нейтрализуются электронами:

$$Me^+ + e^- \rightarrow Me$$

В потоке буферного газа Kr могут формироваться димеры при столкновении атомов Me с молекулами Kr по схеме:

$$Me + Me + Kr \rightarrow Me_2 + Kr$$

Или на подложке может происходить агрегация атомов Me по схеме:

$Me_n + Me \rightarrow Me_{n+1}$, где n≥1 (n – число атомов Me в кластере).

Конечно, вероятность распыления с катодов кластеров с n≥2 не равна нулю. Однако при этом следует учесть, что коэффициент катодного распыления кластеров в зависимости от количества атомов n в кластере подчиняется инверсному степенному закону: $K \approx n^{-\alpha}$, где коэффициент α лежит в пределах от 4 до 8 для n≥40 [2].

Проведенные нами экспериментальные исследования показали, что при энергии ионов Kr^+ (E≈1кэВ), коэффициент катодного распыления для Fe оказался малым K=(0,4-1,2). Т.е. в нашем случае с поверхности катода Fe летят в основном мономеры и димеры и, поскольку рабочее давление Kr составляет $\approx 10^{-5} Topp$, то ансамбли кластеров образуются в основном на поверхности подложки.

Важную роль в формировании структуры напыляемых пленок играет сама структура подложки. Нами чаще всего в качестве таковой использовалась слюда (мусковит), так как измерения спонтанной намагниченности J_0 одних и тех же образцов, напыленных на оптически полированное стекло, на ситал и на слюду, показали, что величина J_{SO}(на слюде)> J_{SO}(на стекле)> J_{SO}(на ситале).

Поверхность слюды наряду с атомами Si, Al, Cu содержит также окислы щелочных металлов: Na и K, что приводит к появлению отрицательного поверхностного заряда. Характерным для поверхности слюды является также наличие значительного количества структурных неоднородностей: выступов и террас. Все эти факторы способствовали формированию в процессе напыления кластерных ансамблей в виде столбчатых структур и квазиодномерных нитей с низкими значениями координационных чисел.

Исследования поверхностей получаемых пленок с помощью сканирующего зондового микроскопа (Solver PRO HT-MDT) обнаружили, что островки («квантовые точки») в основном имеют эллиптическую форму

(вытянуты вдоль направления поля напыления). Размеры вдоль направления H_{Han} оказались равными: t(H_{Han})≈(1.5-2)10^3 Å, поперек поля напыления: t($H_{\perp}$) < 10^3) Å. Высота островков составляла h≈(200-1400) Å.

Проведенные рентгенографические исследования показали, что структура получаемых пленок (аморфная, мелкокристаллическая, кристаллическая) определяется параметрами разряда в установке. В зависимости от величин P_{Kr}, H, U_a существует два режима разряда: а) в разрядном промежутке преобладает отрицательный пространственно распределенный заряд («I режим») и б) в разрядном промежутке наряду с отрицательным пространственно распределенным зарядом присутствует и положительный пространственный заряд («II режим» - плазменный). Как показали экспериментальные исследования в «I режиме» формируются кристаллические текстурированные пленки, а во «II режиме» образуются островки из ансамблей кластеров с мелкокристаллической (аморфной) структурой с размерами зерен < 100 Å. Установка позволяет регулировать и поддерживать температуру подложки от комнатной до 500°С в процессе напыления. Поэтому могут быть синтезированы как изоморфные, так и эпитаксиальные кристаллические пленки.

Кроме этого в процессе напыления на подложки можно подавать отрицательные напряжения смещения P_{AH}=-(0-100)В, что существенно изменяет структуру получаемых пленок. Таким образом, нами впервые были получены пленки Fe, содержащие как ОЦК структуру, так и ГЦК.

Таким образом, можно утверждать, что методика напыления пленок с осциллирующими электронами является очень гибкой и эффективной методикой синтеза аморфных и кристаллических пленок, содержащих ансамбли кластеров из атомов металлических элементов.

С помощью этой методики в нашей лаборатории были получены и исследованы аморфные и кристаллические пленки, содержащие ансамбли кластеров из атомов Fe, Co, Ni, Ti, Ta, Mo, Al, Pd, Ag, Be и сверхрешетки из ансамблей кластеров тех же атомов: Fe/Al, Fe/Ti, Fe/Ta, Fe/Mo, Fe/Ag, Fe/Be, Fe/Co/Mo, Mo/Co/Fe, Mo/Fe/Co, которые по своей структуре и магнитным свойствам существенно отличались от соответствующих массивных материалов [3-5].

Работа проведена при поддержке гранта РФФИ 08-02-00970-А.

1. Г.В.Смирницкая, Е.В.Яхшиев «Журнал технической физики», т.58, в.2, стр.424, 1988.
2. A.Vucher, M.Vahl and H.Deschsuer Nuel Instrum. Methods. Phys.Res., Sect.B, 82, 337, 1993.
3. P.N.Stetsenko, S.D.Antipov, G.V.Smirnitskaya and A.L.Kolumbaev JETP Lett., v.65, 375-380, 1997.
4. S.D.Antipov, G.E.Gorjunov, G.V.Smirnitskaya P.N.Stetsenko, JMMM, 258-259, 594, 2003.
5. S.D.Antipov, G.E.Gorjunov, A.P.Krasheninnikov, V.A.Senina, G.V.Smirnitskaya abd P.N.Stetsenko Bulletin of the Russian Academy of Sciences, 71, 1614, 2007.

ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ ОКИСЛЕНИЯ ПЛЁНОК Fe НА ИХ ПРОВОДЯЩИЕ И ФЕРРРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Р.И. Королёв, Л.Н. Котов, Е.Н.Карпушов, М.А.Тарасов, В.К.Турков
[1] *Сыктывкарский Государственный Университет, Сыктывкар, Россия*

В данной работе были получены зависимости удельной сопротивления и ширины линии ферромагнитного резонанса (ФМР) от степени окисления тонких пленок железа для различных толщин. Измерения проводились в зависимости от времени нахождения плёнок Fe на воздухе.

Пленки железа напылялись терморезистивным методом в вакууме при остаточном давлении около $2*10^{-5}$ мм.рт.ст. на полимерную рентгеновскую плёнку. Одновременно напылялись две идентичных плёнки. Затем у одной плёнки измерялось сопротивление, а на другой идентичной плёнке снимались спектры ФМР при разных значениях времени. Спектры ФМР получены с помощью электронного парамагнитного спектрометра на частоте 9.45 ГГц с использованием стандартной модуляционной методики.

По экспериментальным данным были построены зависимости изменения сопротивления и ширины линии ФМР ΔH от времени. Окисление пленки происходит по экспоненциальному закону, об этом свидетельствуют как данные по изменению сопротивления, так и по изменению ΔH. Для более толстых пленок влияние окисления на проводимость менее выражено, чем для тонких, что скорее всего связано со структурой пленок: тонкие пленки имеют островковую структуру и следовательно, большую площадь для контакта с кислородом и меньшее эффективное поперечное сечение, в отличии от толстых пленок, имеющих сплошную поверхность и проводящий слой по всей толщине пленки. Ширина линии ФМР была шире для более толстых пленок, чем для тонких. Ширина линии ΔH со временем уменьшается намного быстрее для более тонких, чем для толстых плёнок.

ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ФМР В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ КОМПОЗИТ-ПОЛУПРОВОДНИК ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Л.Н.Котов[1], В.К. Турков[1], Ю.Ю. Ефимец[1], В.С. Власов,
Ю.Е. Калинин[2], А.В. Ситников[2]

[1] Сыктывкарский Государственный Университет, Сыктывкар, Россия
e-mail: kotov@syktsu.ru
[2] Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, Россия
e-mail: kalinin48@mail.ru

В данной работе приведены результаты исследований спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) для наноразмерных многослойных структур композит–полупроводник состава $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}]\text{-}[\alpha\text{-}Si]\}_{120}$ Данные образцы были получены с помощью ионно-лучевого метода напыления, с использованием мишеней ферромагнитных металлических сплавов, диэлектрических и полупроводниковых веществ [1]. В композитных слоях происходит изменение X металлической фазы $31<X<64\%$, а так же изменяется толщина композитных и полупроводниковых слоев от 1,5 до 4 *нм.* Спектры ФМР получены с помощью электронного парамагнитного спектрометра на частоте 9.45 *ГГц* с использованием стандартной модуляционной методики [2,3]. Приведены результаты измерения ширины линии однородной прецессии (ΔH) и положения линии резонанса (H_{res}) при различной ориентации плоскости образцов относительно магнитного поля, а так же при температуре жидкого азота.

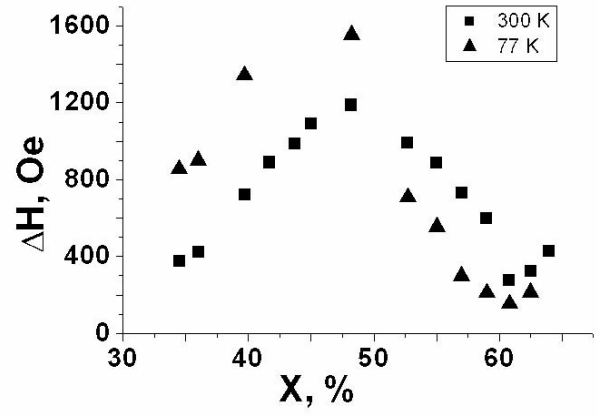


Рис.1

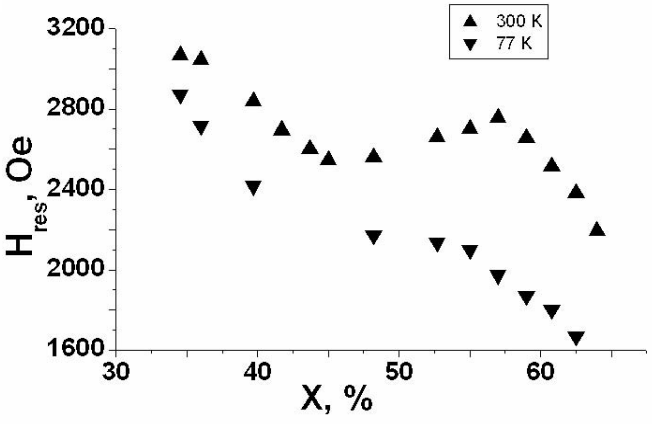


Рис.2

Сильное увеличение ΔH при малых X с понижением температуры (Рис.1) происходит вследствие перехода магнитных гранул композитных слоев из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние, так как дипольное взаимодействие резко увеличивается при температуре ниже температуры блокировки. Характер релаксации становится

ферромагнитным. Для образцов с большей концентрацией металлической фазы понижение температуры приводит к уменьшению интенсивности процессов релаксации.

Увеличение резонансного поля для композитов с X>50% (рис.2) связано с обменом между композитными слоями, представляющими собой за порогом перколяции проводящую матрицу.

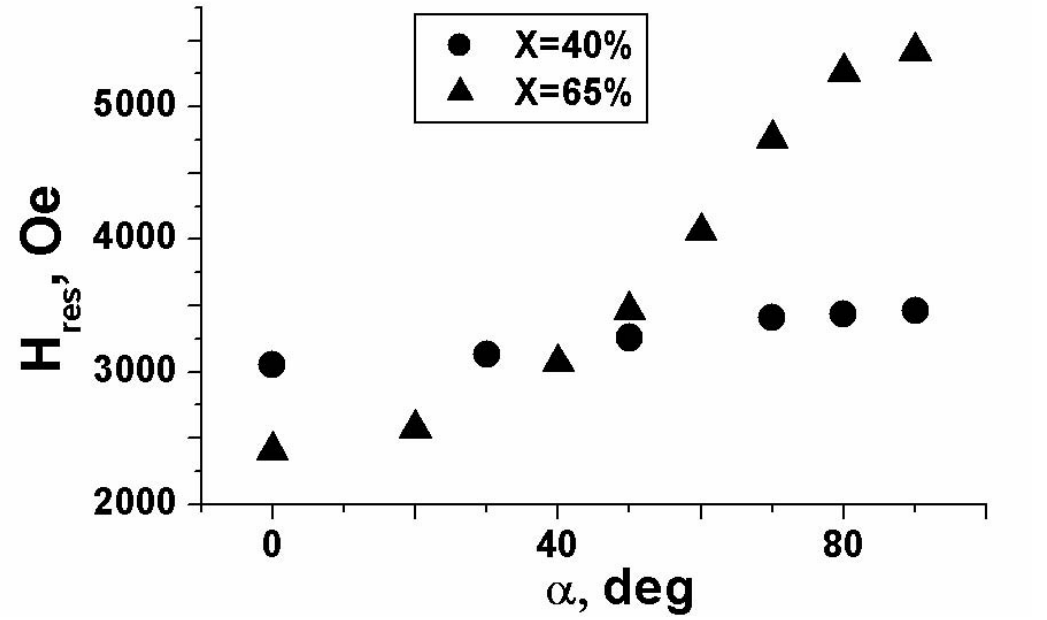


Рис.3

Смещение линии резонанса в сторону больших полей, при стремлении угла падения магнитного поля к нормальному связано с преодолением размагничивающих полей, так как вектор намагниченности лежит в плоскости синтезированных образцов; и смещением частоты ФМР, которая происходит из-за изменения ориентации пленки, как и для эллипсоида вращения. Для плёнок с высокой концентрацией металлической фазы этот эффект менее выражен, так как между металлическими гранулами, практически отсутствует обмен, а плёнки с высоким X представляют собой проводящую металлическую матрицу в композитных слоях.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ: №09-02-98800-р_север_а.

1. Ю.Е. Калинин и др.: Физика и химия обработки материалов (2001).
2. Л.Н. Котов и др.: Mater. Sci. and Eng. Vol. 442 (2006) p. 352.
3. Л.Н. Котов и др.: JMMM, Vol. 316 (2007) p. 20.

МИКРОВОЛНОВЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ДВУХ СЕРИЙ И ИХ НАНОСТРУКТУРА

Л.Н. Котов[1] , Ю.Ю. Ефимец[1], В.С. Власов[1], В.К. Турков[1], Ю.Е. Калинин[2], А.В. Ситников[2]

1. Сыктывкарский Государственный Университет, Сыктывкар, Россия
[2] Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, Россия

Работа посвящена исследованию ферромагнитных резонансных свойств металл-диэлектрических (композитных) пленок двух серий, изготовленных в разных газовых средах и установлению взаимосвязи с их наноструктурными характеристиками. Указанные композитные пленки имеют уникальные свойства. Наноразмерные ферромагнитные частицы (гранулы) в композитных пленках приводят к необычным микроволновым и магнитным свойствам [1,2], которые еще недостаточно описаны. Целью настоящей работы является выяснение природы аномального поведения зависимостей микроволновых магнитных характеристик композитных пленок и установление влияния на эти свойства геометрической упорядоченности в расположении атомов и наноструктуры пленок. Плёнки были получены с помощью ионно-лучевого метода напыления на ситалловые подложки с использованием мишеней ферромагнитного металлического сплава *Co(40 am.%), Fe(40 am.%), Zr(20 am.%)* и диэлектрика Al_2O_3 [3]. Плёнки серии *A* были получены в атмосфере аргона при давлении $P_{Ar} = 4*10^{-4}$ Па, а пленки серии *B* в атмосфере аргона с таким же давлением, но с добавлением кислородного газа при $P_O = 3*10^{-8}$ Па. Химический состав на площади 0,2*0,2 мкм^2 и толщина пленок определялись с использованием сканирующего электронного микроскопа JSM-6400 [1]. Толщина пленок была порядка 3÷4 мкм. Наноструктура пленок, размер металлических и диэлектрических областей, наличие упорядоченности определялась с использованием рентгеновского дифрактометра DRON-2 [4]. Как показали дифракционные рентгенограммы для пленок серии *A* имеет место частичная кристаллизация металлических гранул. Размер кристаллических областей растёт с увеличением металлической фазы от 2 нм при X = 32% до 8 нм при X = 63 %. У плёнок серии *B* кристаллические фаза в металлических гранулах не выявлена, следовательно, они являются аморфными. При изменении *X*, величина удельного сопротивления уменьшается более чем на два порядка для обеих серий пленок [1,2]. Однако, различие удельных сопротивлений этих двух серий пленок составляет полтора порядка и связано с окислением металлических областей и с увеличением ширины границы между металлическими гранулами. Для плёнок серии *A* при *X=37 %* наблюдается область перколяции, а для пленок серии *B* существенные процессы перколяции на-

чинаются при концентрации металлической фазы $X \geq 50\%$.

В данной работе исследованы спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) для двух серий металл-диэлектрических композитных плёнок. Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) получены с помощью электронного парамагнитного спектрометра на частоте 9.45 ГГц с использованием стандартной модуляционной методики [1, 2]. На рис.1 показаны зависимости внешнего постоянного резонансного поля H_{res} (a) и ширины резонансной линии ΔH (b) от концентрации металлической фазы *X* для двух серий плёнок.

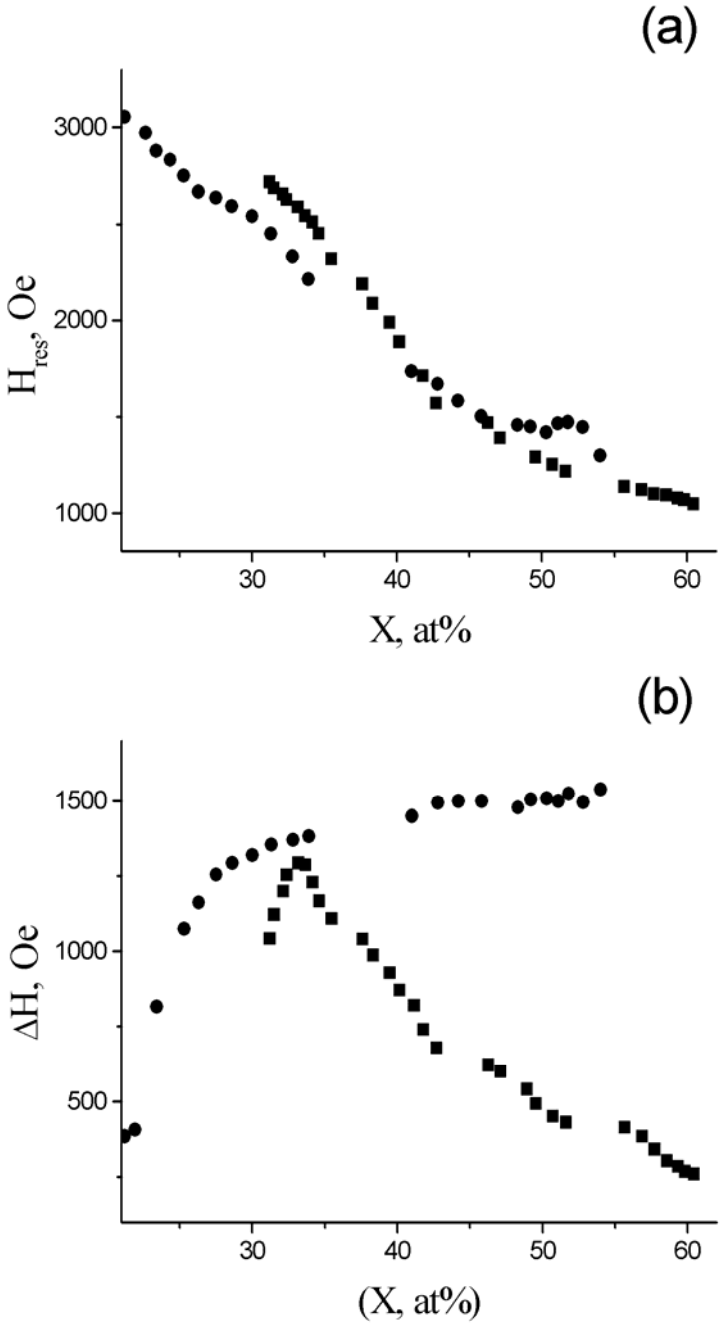


Рис. 2. Зависимость ферромагнитного резонансного поля H_{res} и ширины резонансной линии ΔH от концентрации сплава *X* для пленок серии *A* (квадраты) и для *B* (круги).

Необходимо отметить, что различие свойств ФМР в пленках серии *A* и *B* в первую очередь связано с наличием металлической окиси металлов сплава и изменениями металл – диэлектрической границы. Увеличение концентрации *X* в пленках серии *A* приводят к электрическому контакту между металлическими гранулами и сплошной металлической плёнки. Из рис. 1 следует, что увеличение *X* и уменьшение расстояния между металлическими гранулами для пленок серии *A* приводит к значительному уменьшению ΔH, что свидетельствует об увеличении магнитного взаимодействия между ферромагнитными гранулами, которое намного меньше для пленок серии *B*. Отметим, что уменьшение расстояния между ферромагнитными гранулами с ростом *X* приводит к увеличению диполь-дипольного взаимодействия и, следовательно, к уменьшению H_{res} и ΔH . Кроме этого, обменное взаимодействие, вызванное наличием прыжковой проводимости через контакт в пленках серии *A* намного больше, чем это же взаимодействие в пленках серии *B*. Распределение металлической фазы в пленках при большом количестве диэлектрика для обоих серий почти одинаково, что видно из зависимостей H_{res} от *X*. При больших концентрациях *X* для пленок серии *A* спектр ФМР и ширина линии ΔH уменьшается до естественной ширины линии, а для пленок серии *B* продолжается медленный рост ΔH, что говорит о наличии неоднородностей в металлических плёнках этой серии. Поэтому наблюдается значительное отличие электрических и микроволновых магнитных свойств пленок этих двух серий. Аморфность пленок и окислы металлов сплава играют определяющую роль в проводимости, ФМР свойствах пленок и определяет топологию ферромагнитных гранул в зависимости от концентрации *X*.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-98800-р_север_а.

[1] Л.Н. Котов и др., Mater. Sci. and Eng., **442,** 352 (2006).
[2] Л.Н. Котов и др., JMMM, **316,** 20 (2007).
[3] Ю.Е. Калинин и др., Физика и химия обработки материалов 14 (2001).
[4] А.П. Петраков, ЖТФ, **73**, 129 (2003).

ОСОБЕННОСТИ ЭКСТРАОРДИНАРНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ НИКЕЛЯ

В.Т. Волков, В.И. Левашов, В.Н. Матвеев, Л.А. Матвеева, И.И. Ходос, Ю.А. Касумов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Московской области

Эффект Холла в ферромагнетиках и нормальных металлах, легированных магнитными примесями, обычно описывается [1] следующим уравнением:
$V_H = (\rho_H I)/d = (R_O B + R_S \mu_O M)\, I/d$ (1),
где V_H – напряжение Холла; ρ_H – удельное сопротивление Холла; B – магнитная индукция; M – намагниченность; I – приложенный ток; d – толщина пленки; R_O – ординарный коэффициент Холла, связанный с силой Лоренца, действующей на движущийся заряд в магнитном поле; R_S – экстраординарный коэффициент Холла, связанный с нарушением симметрии левого и правого рассеяния носителей в магнитных материалах в процессе их спин-орбитального взаимодействия . R_S может быть гораздо больше $R_{O,}$ в этом случае говорят только об экстраординарном эффекте Холла (ЭЭХ), а холловское напряжение V_H пропорционально намагниченности [2].

В последние годы интерес к экстраординарному эффекту Холла растёт в связи с тем, что величина данного эффекта для ультратонких плёнок $Fe_{50}Pt_{50}$ [3] оказалась на два-три порядка больше нормального эффекта Холла для металлов и по порядку величины сравнима с эффектом Холла в полупроводниках. В работе [4] на многослойных структурах $Co_{0.9}Fe_{0.1}$/ Pt получено рекордное значение чувствительности по полю $S=\Delta R_H/\Delta B$ равное 1200 Ω/T, что сравнимо с лучшими полупроводниковыми датчиками Холла. Интерес к ЭЭХ заметно увеличился и в связи с тем, что данный эффект может быть использован в качестве простого и эффективного инструмента для изучения магнитных характеристик тонких пленок и наноразмерных магнитных объектов [5, 6], поскольку измеряя холловское сопротивление таких объектов можно определять их намагниченность [2]. Особый интерес представляет исследование данного эффекта в ультратонких пленках, поскольку размерный эффект вносит значительный вклад в величину ЭЭХ. Поскольку чувствительность пленок по полю возрастает с уменьшением их толщины практический интерес представляют предельно тонкие пленки.

В настоящей работе исследовали ЭЭХ в сверхтонких пленках Ni с целью определения нижнего порога толщины пленки, при котором их чувствительность по полю максимальна. Пленки Ni, толщиной от 1.5 до

10нм, получали плазменным методом (высокочастотным диодным распылением) и электронно-лучевым испарением. Получены зависимости холловского сопротивления R_H от приложенного магнитного поля H. Характер зависимости в случае электронно-лучевого испарения аналогичен представленному на рис.1.

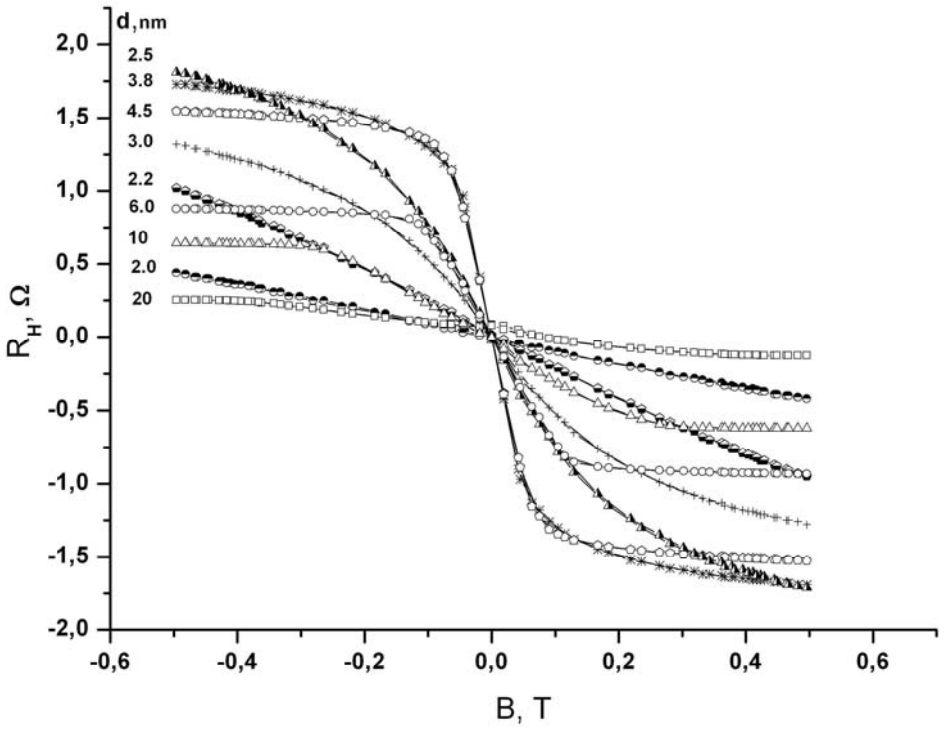


Рис.1. Зависимость сопротивление Холла от магнитного поля при комнатной температуре для пленок Ni различной толщины, полученных плазменным распылением.

Условно, поведение R_H можно разбить на три диапазона. Первый – открытые фигуры (толщины от 20 до 4.5нм). При 20нм наблюдается только ординарный эффект Холла. При уменьшении толщины до 4.5нм проявляется ЭЭХ, величина которого тем больше, чем тоньше пленка. Для всех толщин R_H достигает насыщения при полях выше 0.3 Т. Второй диапазон от 2.5 до 2.0нм – наполовину закрашенные фигуры. С уменьшением толщины пленок значение R_H падает и при полях до 0.5 Т не достигает насыщения. Для промежуточных толщин от 3.8 до 3.0нм R_H также не достигает насыщения. В обоих случаях наблюдается корреляция R_S с удельным сопротивлением пленок ρ. При толщинах пленок ниже 2нм холловский сигнал практически отсутствует. Это связано с нарушением сплошности пленки при толщине ниже 2.5нм.

Обнаружено, что зависимость экстраординарного коэффициента Холла (R_S) от толщины пленок при разных методах осаждения различается.

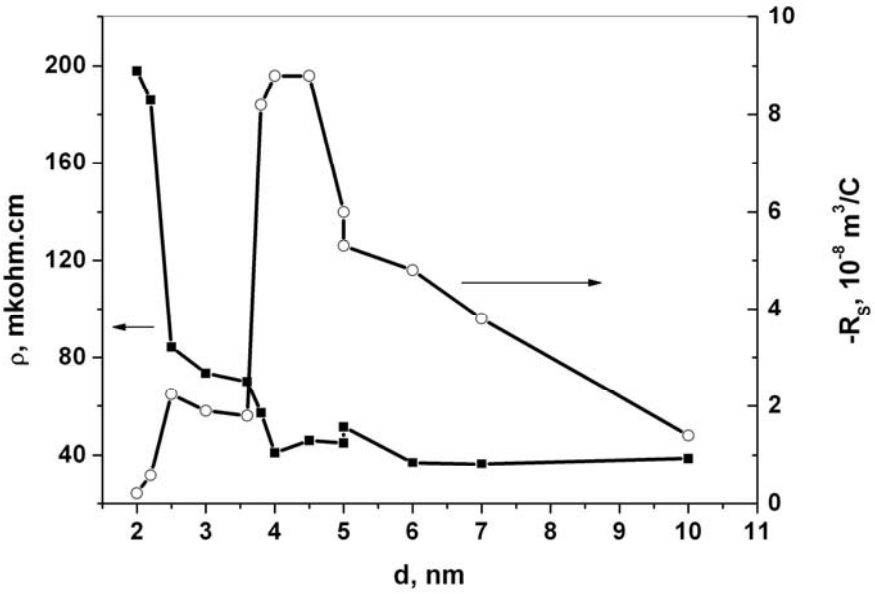


Рис.2. Зависимость экстраординарного коэффициента Холла R_S и удельного сопротивления Ni пленок от их толщины, полученных плазменным распылением.

В области толщин от 3.5нм до 5нм наблюдается резкое увеличение значения R_S для пленок, полученных плазменным методом (рис.2). Такое поведение можно объяснить тем, что первоначально на подложке образуется смесь фаз: тетрагональная (немагнитная и не характерная для никеля) и магнитная ГЦК фаза. При достижении толщины 3,5нм происходит фазовый переход и тетрагональная фаза полностью переходит в ГЦК. Для подтверждения полученных фактов приводятся данные рентгеноструктурного и электронно-микроскопического анализов.

1. The Hall Effect and Its Applications, edited by C. L. Chien and C. R. Westgate (Plenum, New York, 1980).
2. A. Gerber, A. Milner, J. Tuaillon-Combes, M. Negrier, O. Boisron, P. Melinon, and A. J. Perez, J. Magn. Magn. Mater. 241, 340 (2002).
3. V. N. Matveev, V. A. Berezin, V. T. Volkov, A. A. Firsov, O. V. Kononenko, and V. I. Levashov, Int. J. Nanoscience 3, 149 (2004).
4. Yun Zhu and J. W. Cai, Appl. Phys. Lett. 90, 012104 (2007).
5. A. Gerber and O. Riss, J. Nanoelectronics and Optoelectronics **3**, 35 (2008).
6. V. N. Matveev, V. I. Levashov, V. T. Volkov, O. V. Kononenko, A. V. Chernykh, M. A. Knjasev, and V. A. Tulin, Nanotechnology **19**, 475502 (2008).

ЭФФЕКТ КЕРРА В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНКАХ [Co/Cu (111)]$_n$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.Н. Лукиенко[1], Н.Ф. Харченко[1], А.В. Федорченко[1],
В.В. Зорченко[2], А.Н. Стеценко[2]

[1] *Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, пр. Ленина 47, г. Харьков, 61103, Украина*
[2] *Национальный технический университет „Харьковский политехнический институт”, ул. Фрунзе 21, г. Харьков, 61002, Украина*

Многослойные системы «ферромагнитный/нормальный металл» (ФМ/НМ) обладают интересными магнитооптическими свойствами [1]. В них было обнаружено периодическое увеличение спонтанного полярного эффекта Керра. Наблюдалась корреляция между изменениями оптических свойств и изменениями обменной связи между магнитными слоями пленки. Систематические исследования магнитооптических свойств клиновидных двухслойных и сэндвичевых структур в широком спектральном диапазоне выявили осцилляции, обусловленные изменениями энергетических электронных спектров НМ и ФМ металлов из-за пространственного квантования движения электронов в тонких слоях металлов. Известна также работа [1], в которой сообщалось об увеличении эффекта Керра в пленке (Au/Ru-клин/Co) в полях, превышающих поле технического магнитного насыщения ФМ слоя пленки.

В настоящем докладе представлены результаты экспериментального исследования поведения продольного (меридионального) эффекта Керра в многослойных пленках [Co/Cu(111)]$_n$ с различными толщинами слоев меди в зависимости от напряженности магнитного поля. Исследовались приготовленные методом магнетронного распыления пленки Cu(1.25 нм)/Co(0.8 нм)/[Cu(d_{Cu})(111)/Co(0.8 нм)]$_{19}$/Cu(5.0 нм)/слюда. Толщина слоев кобальта во всех образцах была одинакова и составляла 0.8 нм, а толщина медных слоев изменялась через 0.1 нм от 0.6 до 2.0 нм.

Было обнаружено, что при определенных толщинах слоев меди во внешнем магнитном поле, превышающем поле насыщения, наблюдается существенное линейное увеличение эффекта Керра. Увеличение эффекта происходит при тех толщинах медного слоя (0.9, 1.35 и 1.8 нм), при которых устанавливается экстремальная обменная связь между слоями кобальта. Спонтанный эффект также изменяется по мере увеличения толщины слоев меди немонотонно. Наибольшее увеличение эффекта Керра, нормированного на величину спонтанного эффекта, наблюдалось в пленке с толщиной слоя меди 1.8 нм. Зависимости на Рис. 1 демонстрируют эту особенность. Сильные изменения эффекта Керра обусловлены, прежде всего, увеличением магнитооптической постоянной, так как магнитный

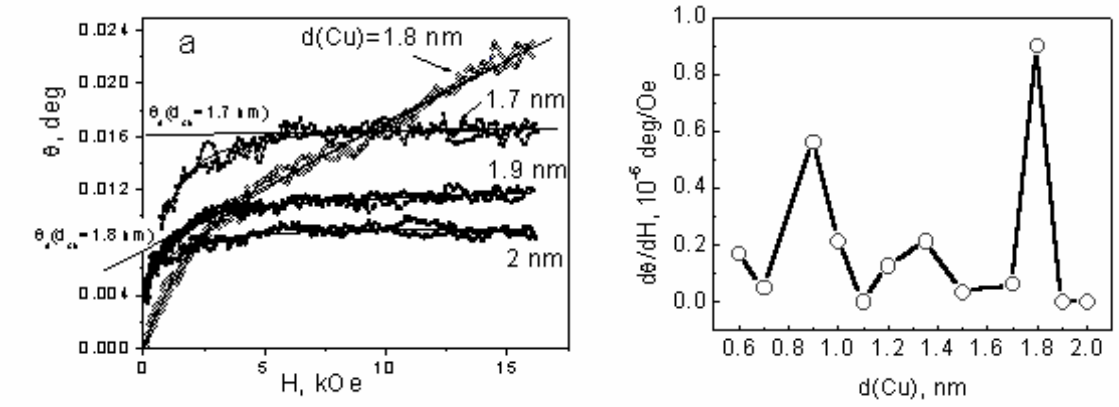


Рис. 1. Зависимости абсолютных значений углов поворота оси поляризации света (λ = 633 нм) при продольном эффекте Керра от напряженности магнитного поля для некоторых пленок Cu(1.8 нм)(111)/Co(0.8 нм)]$_{20}$ (a) и зависимость линейных по напряженности поля изменений эффекта Керра от толщины медных слоев пленок (b).

момент пленки после достижения технического насыщения заметно не изменяется при дальнейшем увеличении поля (Рис. 2). Но само линейное

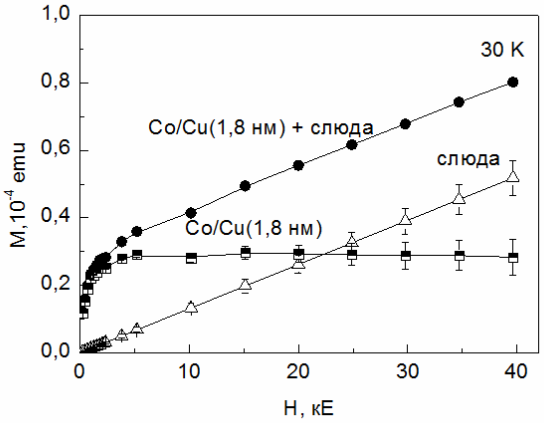


Рис. 2. Магнитный момент пленки [Cu(1.8 нм)(111)/Co(0.8 нм)]$_{20}$/слюда и слюдяной подложки в зависимости от напряженности магнитного поля, приложенного в ее плоскости.

увеличение Керровского вращения оси поляризации света в магнитном поле, по-видимому, обусловлен увеличением парамагнитной восприимчивости электронов проводимости в интерфейсном слое вследствие ожидаемого увеличения их плотности на уровне Ферми благодаря гибридизации электронных *d(Co)*- и *ps(Cu)*-состояний в условиях действия размерного квантового эффекта.

Работа была частично поддержана целевой программой НАН Украины (договор №1/08-Н).

1. V. Antonov, B. Harmon and A. Yaresko, Electronic structure and magneto-optical properties of solids, Springer, (2004).
2. A. Carl and D. Weller, *Phys. Rev. Lett*. 74, 190 (1995).

ФМР В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНКАХ КОМПОЗИТ-ПОЛУПРОВОДНИК

В.К. Турков[1], В.А. Буханцов[1], Ю.Ю. Ефимец[1], Л.Н.Котов[1], Ю.Е. Калинин[2], А.В. Ситников[2].

[1] Сыктывкарский Государственный Университет, Сыктывкар, Россия
[2] Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж, Россия

Работа посвящена исследованию связи ферромагнитных резонансных свойств мультислойных структур $\{[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}]$-$[\alpha$-$Si]\}$ с их наноструктурными характеристиками. Данные образцы были получены с помощью ионно-лучевого метода напыления, с использованием мишеней ферромагнитных металлических сплавов, диэлектрических и полупроводниковых веществ [1]. В указанных структурах происходит чередование нанослоев композита $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ и полупроводника α-Si. В исследованных образцах изменялись как концентрация металлической фазы x ($0{,}31<x<0{,}64$) в слоях композита, так и толщина композитных и полупроводниковых слоев. Толщины композитных и полупроводниковых слоев менялись в пределах от 1 до 4,5 нм в зависимости от x (для толщин полупроводниковых слоёв наблюдался максимум при x=0,5). Ранее были проведены исследования композитных пленок составов и концентраций x аналогичных композитным слоям в данных многослойных плёнках [2]. Нанокомпозитные плёнки $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ имели порог перколяции при $x\approx0.42$. В композитных пленках до порога перколяции металлические гранулы хаотично распределены в диэлектрической матрице и не образуют отдельных групп. В пленках за порогом перколяции происходит инверсия фаз. В области инверсии гранулы соединяются друг с другом, образуя лабиринтообразную структуру [1]. При большой концентрации $x>0{,}5$ плёнки представляют собой ферромагнитную матрицу с диэлектрическими включениями. Взаимодействие металлических (ферромагнитных) гранул как внутри одного слоя, так и между слоями приводит к зависимости магнитных свойств образцов, как от концентрации металлической фазы отдельного композитного слоя, так и от толщины разделяющих слоев полупроводника α-Si. В результате при одновременном изменении концентрации x и толщины полупроводниковых слоёв могут возникать аномальные зависимости различных физических свойств: удельной проводимости, СВЧ поглощения и т. д.

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) получены с помощью электронного парамагнитного спектрометра на частоте 9.36 ГГц с использованием стандартной модуляционной методики. Зависимость положения резонансной линии ФМР $H_{рез}$ и её ширины ΔH от концентрации металлической фазых x в многослойных пленках $\{[(Co_45Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}]$-$[\alpha$-

Si]} представлены на рис. 1. Там же, для сравнения представлены аналогичные зависимости для композитных пленок $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$.

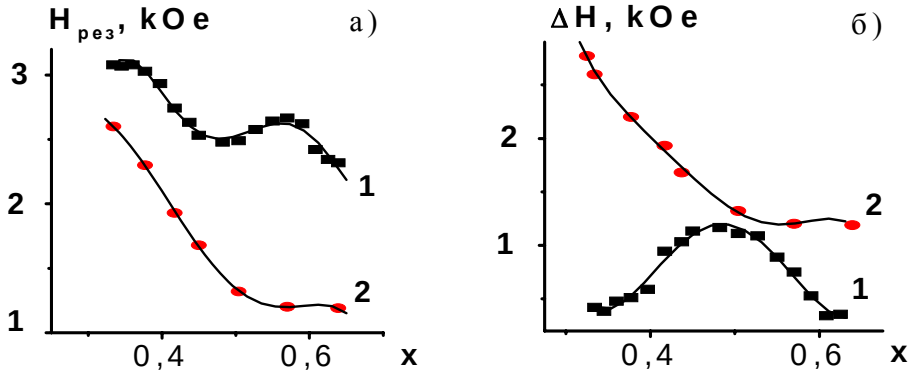


Рис.1. Зависимости положения резонансной линии ФМР $H_{рез}$ (а) и ширины линии ΔH (б) в многослойных пленках {[$(Co_45Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$]-[α-Si]} (кривые -1) и в композитных пленках $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ (кривые-2) от концентрации металлической фазы x.

Видно, что в вблизи порога перколяции (x ≤0.4) зависимости $H_{рез}$ похожи для многослойных и композитных плёнок. Это означает, что процессы перколяции в композитных нанослоях являются определяющими и приводят к уменьшению значений резонансных полей за счёт уменьшения размагничивающих полей. Выше порога перколяции (x ≥0.45) когда магнитная структура композитных слоев почти сформирована, уменьшается вклад размагничивающих полей в ширину линии, обусловленных топологией гранул. В этом случае для многослойных плёнок начинает вносить свой вклад уменьшение магнитного взаимодействия между композитными слоями из-за увеличения ширины полупроводниковых слоёв, что приводит к росту $H_{рез}$ от x для многослойных плёнок. При больших x ≥0.55 ширины полупроводниковых слоёв опять уменьшаются, что приводит к увеличению взаимодействия между магнитными слоями и уменьшению $H_{рез}$. Зависимости ширины резонансной линии ΔH от x для многослойных плёнок и композитных плёнок имеют принципиальные отличия (рис.2). Для многослойной плёнки в зависимости от концентрации x наблюдается максимум. Аналогичные зависимости наблюдаются для удельного сопротивления и ширины полупроводниковых слоёв многослойных плёнок. Это свидетельствует о доминирующем вкладе магнитного взаимодействия между композитными слоями в ширину линии ΔH в многослойных плёнках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №09-02-01256-а).

1. Ю.Е. Калинин и др., Физика и химия обработки материалов, 14 (2001).
2. L.N. Kotov, et al, Mat. Sci. and Eng., **A442**, 352 (2006).

ВОЗБУЖДЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫМ РЕЗОНАНСОМ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ОБРАЗЦАХ ТЕРФЕНОЛА TbCo/FeCo2 В ОБЛАСТИ СПИН-ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

Игнатов Ю.А.[1], Климов А.А.[1,2,3], Никитов С.А.[1], Преображенский В.Л.[3]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, РАН, Москва, Россия.
[2] Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия
[3] LEMAC - Laboratoire Européen associé en Magnéto-ACoustique nonlinéaire de la matière condensée IEMN - Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (UMR CNRS 8520) Département OAE / Equipe AIMAN "Acoustique Impulsionnelle et Magnéto-Acoustique Non-linéaire" Ecole Centrale de Lille, B.P.48, 59651 Villeneuve d'Ascq Cédex, France

Известно, что в феррите могут возникать упругие колебания, вызванные действием нелинейного ферромагнитного резонанса. Такие колебания наблюдались экспериментально, например, в насыщенных внешним магнитным полем образцах из монокристалла иттриевого феррита, выполненного в форме сферы [1] и параллелепипеда [2]. В наших экспериментах мы использовали многослойные тонкоплёночные структуры терфенола FeCo/TbCo2 с гигантской магнитострикцией, которые рассматриваются как базовые элементы микроэлектронных механических систем МЭМС [3]. Наличие в этих материалах магнитной анизотропии, спин-ориентационного перехода, неширокой линии ФМР и гигантской магнитострикции делает их перспективными для изучения упругих свойств наноструктурированных композитов при высокочастотном возбуждении.

Нами были получены результаты исследований ферромагнитного резонанса и механических колебаний образцов FeCo/TbCo2, выполненных в форме микробалки размером 4x20 мм и толщиной 100 мкм. По мере приближения ФМР из области магнитного насыщения терфенола к области ориентационного перехода наблюдалось появление эффективных упругих колебаний микробалки в виде низкочастотных изгибных резонансных мод. Максимальная амплитуда ФМР на частоте 1272 МГц и амплитуда колебаний образца на частоте 1400 Гц была зарегистрирована в точке ориентационного перехода во внешнем магнитном поле, равном полю анизотропии образца 120 Э.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-19643-НЦНИЛ_а, 08-02-00785-а

1. Я. А. Моносов, В.В. Сурин, В.И. Щеглов. Письма в ЖЭТФ, 1968, Т 7, С. 315-317.
2. Я. А. Моносов, В.В. Сурин. Письма в ЖЭТФ, 1969, Т. 9, С. 664-666.
3. A. Debray, A. Ludwig, T. Bourouina, A. Asaoka, N. Tiercelin, G. Reyne, T. Oki, E. Quandt, H. Muro, H. Fujita. JMEMS, Vol 13, No 2, p264, apr 2004.

СПИН-СТЕКОЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР Fe/Cr СО СВЕРХТОНКИМИ СЛОЯМИ ЖЕЛЕЗА

А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, Д. И. Холин, А. В. Королев*, М. А. Миляев*, Л. Н. Ромашев*, В. В. Устинов*

Институт физических проблем им. Капицы РАН, Москва, Россия,
**Институт физики металлов, Екатеринбург, Россия*

В последние годы весьма широко изучаются системы малых магнитных частиц. Это объясняется как прикладным, так и фундаментальным интересом к подобного рода объектам. Один из способов практической реализации указанных систем — многослойные структуры, состоящие из островковых (кластерных) ферромагнитных слоев, разделенных относительно толстыми сплошными немагнитными прослойками.

Слоистые структуры Fe/Cr с относительно толстыми сплошными ферромагнитными слоями железа (t_{Fe}>10Å) активно изучались на протяжении последних десятилетий. В основном проводимые исследования были посвящены изучению природы обменного взаимодействия между слоями железа через прослойку хрома. В отличие от таких «классических» структур Fe/Cr, системы со сверхтонкими слоями железа (t_{Fe}<10Å) до настоящего времени практически не изучались. Между тем, при столь малых значениях толщины наличие шероховатости межслойных границ может привести к кластерному строению магнитных слоев и реализации новых магнитных состояний, не наблюдаемых в «обычной» структуре Fe/Cr, таких как суперпарамагнетик (СП) и спиновое стекло (СС).

Целью данной работы было подробное исследование в широком температурном интервале магнитных свойств многослойных структур Fe/Cr с номинальной толщиной слоев железа 2Å<t_{Fe}<6Å, соответствующей переходной области от их сплошного состояния к кластерному. Особый интерес представляло выяснение влияния обменного взаимодействия между слоями Fe через прослойку Cr на характер формируемой магнитной структуры, в том числе на возможность реализации фазы СС.

В работе изучались две серии многослойных структур Fe/Cr с разной толщиной слоев хрома t_{Cr}, равной 10 Å и 20 Å, что в «классических» сверхрешетках Fe/Cr обеспечивает соответственно антиферромагнитный (АФМ) и ферромагнитный (ФМ) межслойный обмен. Сверхрешетки были приготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и состояли из нескольких десятков пар слоев Fe/Cr. Магнитные свойства образцов изучались методами СКВИД-магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) в диапазоне температур 4-400 К.

Оказалось, что в зависимости от температуры и толщины слоев железа и хрома система проявляет различные типы магнитного поведения. При температурах порядка комнатной T~300К кривые намагничивания и спек-

тры ФМР образцов с номинальной толщиной слоев железа t_{Fe}>5Å хорошо описывается в рамках представлений об обычных обменно-связанных сверхрешетках. Структуры с t_{Fe}~2Å в области достаточно высоких температур T>100К проявляют суперпарамагнитные свойства [1,2]. В области низких температур зависимости намагниченности от температуры, полученные после процедур охлаждения образцов в магнитном поле $M_{FC}(T)$ и в его отсутствие $M_{ZFC}(T)$, демонстрируют различное поведение. Величина M_{FC} монотонно убывает с увеличением температуры, а M_{ZFC} проходит через максимум (эффект блокировки, рис. 1).

Более детальное исследование наблюдаемой низкотемпературной «неэргодичной» фазы обнаруживает в ней ряд необычных свойств:

1. Кривая начального намагничивания, полученная после охлаждения образца в отсутствие поля, проходит вне петли гистерезиса, полученной после приложения достаточно большого поля (рис. 2).
2. Форма кривой резонансного поглощения при низких температурах сильно зависит от магнитной предыстории образца. В образце, охлажденном в отсутствие поля, резонансное поглощение практически отсутствует и появляется лишь при приложении достаточно большого поля (рис. 3).

Указанные свойства системы свидетельствуют о реализации в ней в области низких температур состояния типа спинового стекла. Это состояние характеризуется множественностью локальных минимумов энергии с различными значениями полной намагниченности. При охлаждении в нулевом поле система попадает в состояние, у которого отсутствует макроскопическая намагниченность и имеется широкий спектр собственных частот. Для перевода системы в состояние с конечным макроскопическим моментом необходимо приложение существенного магнитного поля ~10кЭ.

Спин-стекольный характер образцов в области низких температур был подтвержден при исследовании температурной зависимости низкочастотной магнитной восприимчивости $\chi'_\omega(T)$ в нулевом постоянном и малом переменном поле частоты ω. Кривая $\chi'_\omega(T)$ демонстрировала наличие частот-

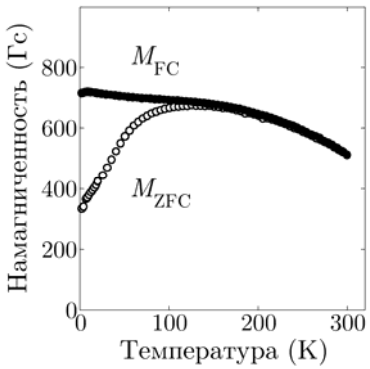


Рис.1. Зависимость намагниченности от температуры после процедур охлаждения образца Fe(3,5Å)/Cr(20Å) в отсутствие поля и в поле (500 Э).

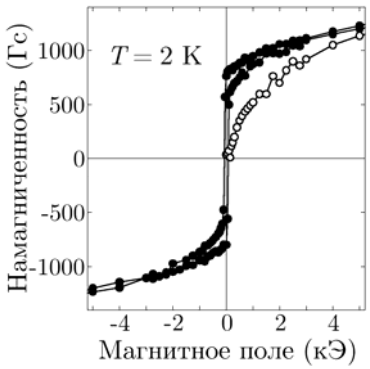


Рис.2. Петля гистерезиса и кривая начального намагничивания, полученная после охлаждения образца Fe(3,5Å)/Cr(20Å) в отсутствие поля.

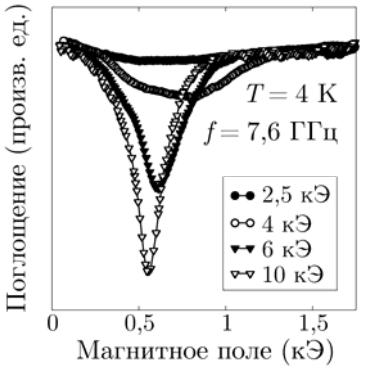


Рис.3. Кривые поглощения, записанные после охлаждения образца Fe(3,5Å)/Cr(20Å) в отсутствие поля и последующего приложения разных величин поля.

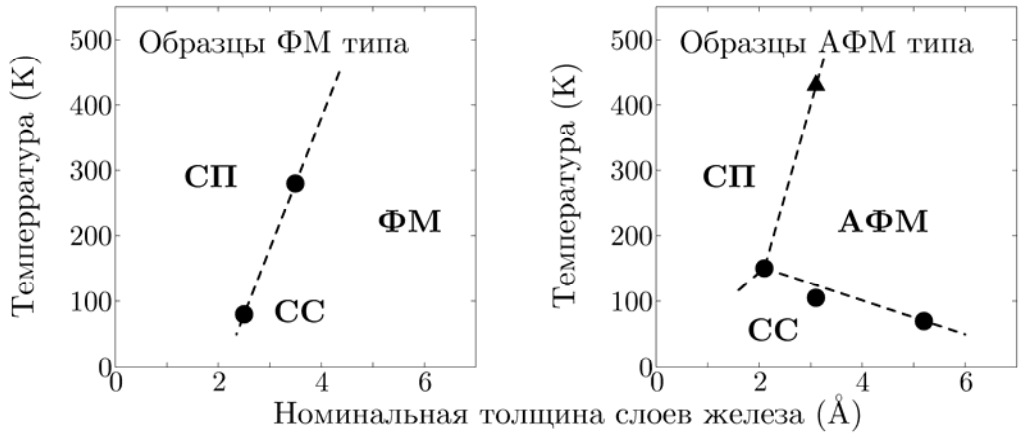


Рис.4. Схематичные фазовые диаграммы наблюдаемых состояний для образцов ФМ и АФМ типа.

но-зависимого пика по температуре, причем положение максимума связано с частотой типичным для СС критическим законом $\omega(T)=\tau_0^{-1}(T/T_g-1)^{z\nu}$, где $\tau_0 \sim 10^{-10}$ с — постоянная времени, z и ν — критические индексы ($z\nu\sim10$), T_g — температура фазового перехода (отличается для разных образцов).

На рисунке 4 схематично показаны качественные диаграммы наблюдаемых состояний для образцов с ФМ и АФМ межслойным обменом. Различный вид этих диаграмм связывается нами с разницей в абсолютной величине межслойного обмена для структур с прослойкой хрома 10 Å и 20 Å [3].

A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, M. A. Milyaev, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, J. Magn. Magn. Mater. **290-291**, 157 (2005).
A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, M. A. Milyaev, L. N. Romashev, V. V. Ustinov, Phys. stat. sol. (c) **3**, 109 (2006).
А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, Д. И. Холин, А. В. Королев, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **88**, 126 (2008).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МУЛЬТИСЛОЙНЫХ СТРУКТУР $[(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}/(\alpha\text{-}SiH)]_n$

А.В. Иванов, Ю.Е. Калинин, В.Н. Нечаев, А.В. Ситников

Воронежский Государственный Технический Университет

В работе исследованы концентрационные зависимости удельного электрического сопротивления композитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ и наномультислойных структур $[\{(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}\}/\{\alpha\text{-}Si:H\}]_n$. Установлено, что удельное электрическое сопротивление композитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ уменьшается более чем на четыре порядка при увеличении концентрации металлической фазы от 32 до 65 at.%. Для наномультислойных структур $[\{(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}\}/\{\alpha\text{-}Si:H\}]_n$ степень изменения удельного электрического сопротивления при увеличении концентрации металлической фазы от 32 до 65 at.% значительно ниже, и составляет лишь один порядок величин.

Изучены концентрационные зависимости действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости композитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}$ на частоте 50 MHz. При малых концентрациях ферромагнитной фазы композиты имеют низкие значения μ' и μ'', характерные для суперпарамагнитного состояния. Для композитов расположенных за порогом перколяции наблюдаются сложные концентрационные зависимости μ' и μ'' в виде кривых с максимумом, отражающим неоднородную магнитную структуру, формируемую в результате конкуренции анизотропии, индуцируемой механическими напряжениями на границе пленка-подложка, и анизотропии формы образцов.

Установлено, что концентрационные зависимости действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости наномультислойных структур $[\{(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}\}/\{\alpha\text{-}Si:H\}]_n$ существенно отличаются от таковых для нанокомпозитов. В области концентраций металлической фазы композиционной прослойки от 32 до 42 at.% μ' и μ'' имеют высокие значения и уменьшаются с ростом x. Такая зависимость согласуется с предположением об образовании магнитоупорядоченной структуры ферромагнитных гранул. В области концентраций $42<x<55$ at.% изменения действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости незначительны. При дальнейшем увеличении концентрации металлической фазы действительная часть комплексной магнитной проницаемости наномультислойных структур $[\{(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{100-x}\}/\{\alpha\text{-}Si:H\}]_n$ вновь возрастает.

Работа выполнена при финансовой поддержке федерального агентства по образованию (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (гранты № 08-02-00840, 09-02-97506).

ДАЛЬНОДЕСТВУЮЩЕЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ СЛОЯМИ В СПИН-ВЕНТИЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ NiFe/Cu/NiFe/IrMn

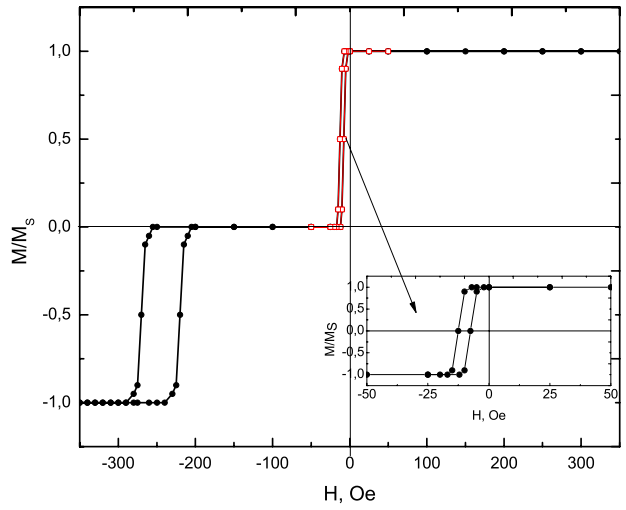
S.S. Lee[1], П.Д. Ким[2], Г.С. Патрин[2], Д.А. Марущенко[2], Т.В. Руденко[3]

[1]Department of Oriental Biomedical Engineering, Sangji University, Woosan-dong, Wonju-city, Gangwon-do, 220-702, Korea;
[1]Институт Физики СО РАН, Академгородок 50, Красноярск, 660036, Россия;
[3]Красноярский Государственный Педагогический Университет, Лебедевой 89, Красноярск, 660049, Россия;

Магнитные спин-вентильные структуры представляют большой исследовательский интерес ввиду их высокой важности при использовании в промышленности в качестве датчиков слабых магнитных полей, а также в качестве переключаемых элементов магнитной логики. Кроме того, используемый в данных структурах для закрепления магнитожесткого слоя эффект обменного смещения, несмотря на большое количество проведенных экспериментальных и теоретических работ, до настоящего времени остается не полностью понятым, что в свою очередь ведет к продолжающимся исследованиям в этой области [1, 2].

Нами была приготовлена серия пленочных структур Ta/NiFe(80 Å)/Cu(d_{Cu})/NiFe(60 Å)/IrMn(50 Å)/Ta методом магнетронного распыления на стеклянные подложки. Толщина слоя Cu варьировалась в пределах d_{Cu}=3,6÷67,2 Å с шагом ~ 3 Å. Перед осаждением подложки покрывались подслоем Ta толщиной 50 Å, сверху на полученные структуры осаждался защитный слой Ta толщиной 25 Å. Магнитожесткий слой NiFe фиксировался с помощью обменной связи с антиферромагнетиком IrMn. Для достижения возможно большей величины обменной связи и для фиксации направления обменного смещения осаждение слоев производилось в постоянном магнитом поле. Магнитные характеристики (петли гистерезиса) исследовались с помощью магнитооптической установки на основе эффекта Керра при комнатной температуре, а также были проведены исследования магниторезистивных свойств. Все петли имели ферромагнитный характер с хорошей прямоугольностью и смещением центра от нуля на величину H_{ex}~100÷250 Э. При малой толщине немагнитной прослойки Cu наблюдались наименьшие значения обменного смещения петли гистерезиса H_{ex}≈100 Э. При достижении величины d_{Cu}≈20 Å происходило разделение петли гистерезиса на две составляющие, которые на полевых зависимостях $M(H)$ выглядели как две независимые петли (см. рис.). Для всех образцов с d_{Cu}>20 Å наблюдались две хорошо разделенные петли гистерезиса, одна имеет поля обменного смещения от 15 Э при d_{Cu}≈20 Å до 2 Э при максимальных значениях толщины медного слоя d_{Cu}≈67,2 Å, а вторая петля имеет поле обменного смещенная H_{ex}~200-250 Э для всех толщин меди. Очевидно, что в исследованной системе до критической толщины слоя меди

d_{Cu}≈20 Å существует прямая обменная связь между слоями пермаллоя, приводящая к перемагничиванию их как единого ферромагнитного слоя. При толщинах d_{Cu}≈20 Å, когда формируется сплошной слой Cu, данная связь разрушается и зависимости $M(H)$ приобретают типичный для спин-вентильной структуры характер.



Наиболее интересным результатом, полученным в докладываемой работе, является наблюдаемое изменение смещения низкополевой петли гистерезиса, ассоциируемой с магнитомягким (нижним) слоем NiFe, в зависимости от характера предварительного перемагничивания образца. В том случае, если верхний слой NiFe был перемагничен, т.е. высокополевая петля гистерезиса была прописана, наблюдается практически не смещенная относительно нуля петля. Однако, если приложить достаточно большое постоянное магнитное поле вдоль направления поля однонаправленной анизотропии, то при перемагничивание образца слабым полем, не достаточным для перемагничивания верхнего (магнитожесткого, обменно связанного с IrMn) слоя NiFe, наблюдается значительно большее смещение низкополевой петли в ту же сторону, в какую смещена высокополевая петля. Данный эффект происходит при толщинах меди ~60-70 Å. Этот эффект является очевидным доказательством существования дальнодействующей обменной связи между слоями пермаллоя, разделенными немагнитной медной прослойкой меди. Приложение постоянного магнитного поля ведет к большему магнитному упорядочению на интерфейсе верхний слой NiFe/медь и к формированию выраженного обменного смещения в нижнем слое.

Наблюдаемый эффект дальнодействующего обменного смещения в спин-вентильных структурах представляется важным для понимания сути обменного смещения в подобных материалах. Более подробно данный вопрос, так же как и магниторезистивные свойства данных материалов, будут обсуждаться в докладе.

1. R. Jansen, J. Phys. D: Appl. Phys., **36,** R289 (2003).
2. J. Ventura, J. P. Araujo, at al., Phys. Rev. B, **77**, 184404 (2008).

ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЖСЛОЙНОГО ОБМЕНА В ТРЕХСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ Fe/Si/Fe МЕТОДОМ ФМР

А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, И. В. Кузюк, Д. И. Холин, Д. Бюрглер*

Институт физических проблем им. Капицы РАН, Москва, Россия,
**Исследовательский центр Юлих, Германия*

Проблема межслойного обмена в слоистых структурах Fe/Si вызывает большой интерес уже более десятка лет (см., например, [1-5]). В первую очередь это связано с потенциальной возможностью использовать такие структуры в полупроводниковой электронике. Тем не менее, экспериментальные данные в этой области достаточно противоречивы, а механизм обмена ферромагнитных слоев через прослойку кремния остается неясен.

В данной работе исследовались магнитные свойства трехслойных структур Fe(70 Å)/Si(*t* Å)/Fe(70 Å), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке MgO(100). В качестве буферного слоя использовалась пленка серебра толщиной 1000 Å. Температура подложки в процессе роста структуры составляла 300 К (комнатная температура). Были приготовлены два образца с *t*~10 Å и различным знаком межслойного обмена: антиферромагнитным (АФМ образец) и ферромагнитным (ФМ образец).

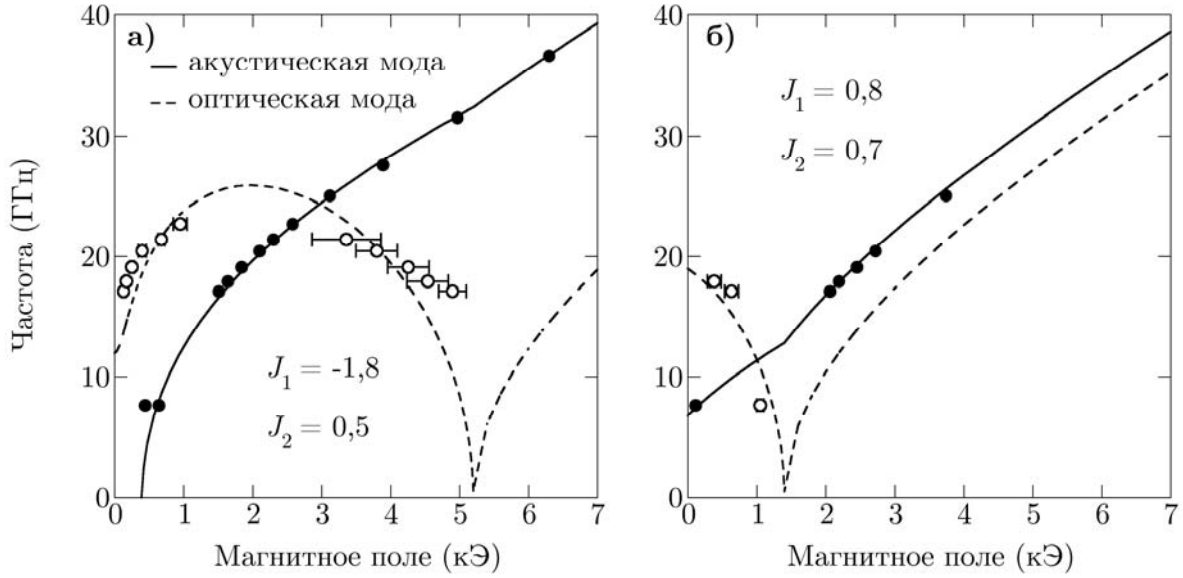


Рис. 1. Зависимость резонансных частот от магнитного поля при комнатной температуре для АФМ (а) и ФМ (б) образцов. Поле направлено вдоль трудной оси [110] в плоскости пленки. Точки — эксперимент, линии — аппроксимация в модели биквадратичного обмена. Значения обменных констант показаны на графиках.

Магнитные свойства образцов изучались методом ферромагнитного резонанса. Спектры поглощения снимались при ряде частот диапазона 7,6–

37 Ггц в магнитном поле до 7 кЭ, направленном как вдоль легкой [100], так и вдоль трудной [110] осей намагничивания железа в плоскости пленки. Измерения были проведены при температурах 4, 77, 180, 300 К.

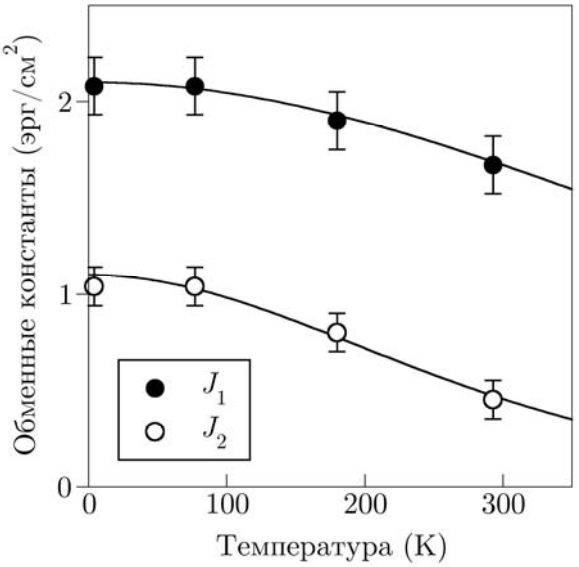


Рис. 2. Зависимости обменных констант от температуры для АФМ образца. Точки — эксперимент, линии проведены для наглядности (см. текст).

Для обоих образцов полученные экспериментальные спектры характеризуются наличием акустической и оптической ветвей резонансного поглощения. При этом в рамках обычного «билинейного» (гейзенберговского) межслойного обмена зависимости частот акустической и оптической мод от магнитного поля $f_{ак}(H)$, $f_{опт}(H)$ описываются плохо. Учет дополнительного «биквадратичного» вклада в энергию взаимодействия слоев позволяет хорошо описать полевую зависимость частоты акустической моды и получить относительно неплохое качественное согласие для оптической моды (рис. 1).

Аппроксимацией экспериментальных спектров при различных температурах получены температурные зависимости билинейной J_1 и биквадратичной J_2 обменных констант. На рисунке 2 показаны зависимости $J_1(T)$ и $J_2(T)$ для АФМ образца. Величины констант сравнимы между собой и составляют порядка ~1 эрг/см^2. При повышении температуры межслойный обмен падает — значения обеих обменных констант уменьшаются. На рисунке 2 зависимости $J_1(T)$ и $J_2(T)$ аппроксимированы с помощью формулы РККИ $J(T)=J_0(T/T_0)/\mathrm{sh}(T/T_0)$. Значение T_0 составляет 250 К для билинейной и 120 К для биквадратичной константы.

1. S. Toscano, B. Briner, H. Hopster and M. Landot, J. Magn. Magn. Matter **114**, L6 (1992).
2. G. J. Strijkers, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and W. J. M. de Jonge, PRL **84**, 1812 (2000).
3. D. Bürgler, M. Buchmeier, S. Cramm et al., J. Phys.: Condens. Matter **15**, S443 (2003).
4. A. Paul, M. Buchmeier, D. Bürgler et al., Phys. Rev. B **77**, 184409 (2008).
5. С. Н. Варнаков, J. Bartolomé, J. Sesé, С. Г. Овчинников и др., ФТТ **49**, 1401 (2007)

ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНОГО СЛОЯ НА ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТРЕХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ Fe/Cu/CoO

П.Д. Ким, Г.С. Патрин, Турпанов И.А., Д.А. Марущенко, Ли Л.А.

Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок 50, Красноярск, 660036, Россия;

Обменное смещение (ОС) является одним из самых ярких явлений в магнетизме наноразмерных материалов [1]. Смещение петли гистерезиса и увеличение коэрцитивной силы, как правило, полученные после охлаждения в поле, относятся к главным свойствам ОС. Эти свойства были открыты более 50 лет назад в ходе исследования окисленных частиц Co [2]. Эффект однонаправленной анизотропии, возникающий за счет обменного взаимодействия на границе раздела двух материалов с различным типом магнитного упорядочения, а именно ферромагнетик (ФМ) – антиферромагнетик (АФ), привлекает внимание исследователей как в плане решения фундаментальных вопросов взаимодействия в гетерогенных системах, так и плане возможных практических применений.

Несмотря на длительный период исследования, до сих пор нет единой общепринятой картины в понимании природы этого явления. Например, среди исследователей нет общего мнения, считать ли данное взаимодействие взаимодействием ближнего порядка или «дальнодействующим». Представления о том, что однонаправленная анизотропия возникает вследствие обменного взаимодействия между соседними спинами Ф и АФ материала на интерфейсе, ведут к предположению о возможности существования подобного взаимодействия и в случае, если Ф и АФ материалы разделены проводящей прослойкой из немагнитного металла (НМ), подобно тому, как это имеет место для Ф/НМ/Ф структур. Действительно, дальнодействующее обменное взаимодействие между Ф-слоями магнитных мультислойных структур $(Ф/НМ)_n$ и им подобных через электроны проводимости немагнитной прослойки известно и хорошо изучено. Это взаимодействие имеет осциллирующий характер в зависимости от толщины НМ-слоя и хорошо объясняется теориями, построенными на основе модели косвенного обмена (Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды (РККИ) - взаимодействия).

Для исследования влияния немагнитного слоя на обменное смещение нами была приготовлена и исследована серия поликристаллических образцов Fe(100 Å)/Cu(t=2,5-40 Å)/CoO(50 Å).

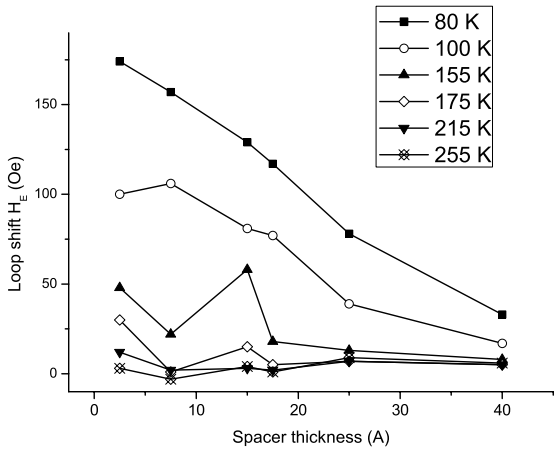


Рис.1. Зависимость обменного смещения от толщены медного слоя при различных температурах для пленок Fe (100 Å)/Cu (t)/CoO (50 Å).

На рис. 1 изображена зависимость обменного смещения при различных температурах для серии образцов Fe/Cu(t)/CoO как функция толщены медного слоя. Из рисунка видно, что обменное смещение при температуре 80 К ведет себя как дальнодействующие взаимодействие, монотонно уменьшаясь с увеличением толщины меди, и исчезает при толщине меди свыше 40 Å. При увеличении температуры характер зависимости сильно изменяется и становится осциллирующим с толщиной меди.

Найденные экспериментальные результаты показывают, что при низкой температуре поле обменного смещения уменьшается монотонно с увеличением толщины меди. Но при увеличении температуры ближе к температуре Нееля поле обменного смещения становится осциллирующим с толщиной промежуточного слоя меди. Поле H_E при 80 К, ведет себя как взаимодействие дальнего действия, монотонно уменьшаясь с увеличением толщины меди. Однако зависимость H_E от толщины промежуточного слоя значительно изменяется при увеличении температуры. Начинаясь с температуры 150 К, H_E становятся осциллирующим с толщиной меди. Эта тенденция увеличивается с увеличением температуры.

Таким образом, в данной работе была исследована поликристаллическая обменно-связанная трехслойная структура Fe/Cu/CoO. Установлен немонотонный осциллирующий характер обменного взаимодействия. Можно утверждать, что РККИ взаимодействие конкурирует с дипольным взаимодействием, и осцилляции становится более значительными, поскольку РККИ взаимодействие доминирует с ростом температуры. При низкой температуре дипольное взаимодействие становится более сильным, подавляя РККИ взаимодействие, и, следовательно, подавляя осцилляции обменного смещения. В нашей работе показано, что в подобных структурах возможно управление величиной обменного смещения введением проводящей немагнитной прослойки между Ф и АФ слоями, что имеет высокое прикладное значение в плане разработки современных магнитоэлектронных устройств для приложений спинтроники.

3. J. Nogues, I.K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater., **192**, 203 (1999).
4. W.H. Meikeljohn, C.P. Bean, Phys. Rev., **102**, 1413 (1956).

ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ ОТ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА

Г.С. Патрин[1.2], К.П. Полякова[1], Т.Н. Патрушева[2], Д.А.Великанов[1], Д.А. Балаев[1], А.А. Клабуков[1], К.Г. Патрин[1], Н.В. Волков[1]

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия*
[2] *Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, 660041,Красноярск, Россия*

Благодаря эффекту колоссального магнитосопротивления манганиты со структурой перовскита являются в настоящее время предметом многочисленных исследований [1]. Свойства таких соединений в значительной мере зависят не только от состава и технологических условий их получения, а также от размерности системы [2].

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств поликристаллических пленок манганита $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ в зависимости от температуры синтеза.

Пленки манганитов были синтезированы экстракционно-пиролитическим методом. Температура синтеза сложнооксидных соединений, как известно, является определяющим технологическим фактором в процессе формирования структурной фазы, размера зерна и морфологии поверхности оксидной пленки.

Экстракционно-пиролитический метод получения материалов заданного состава заключается в экстракции компонентов из водных растворов, смешении их в требуемом соотношении, нанесении раствора методом центрифугирования на подложку и последующем пиролизе. После нанесения смачивающей пленки производили подсушивание пленки над нагревателем при температуре 400-420 К. Затем пленки помещались в вертикальную печь. После пиролиза при температуре 770 К в течение 5-10 минут подложка с пленкой охлаждалась вне печи в течение 2 минут и далее наносился следующий слой. В процессе пиролиза образовывался аморфный или мелкокристаллический слой. Далее с целью формирования пленки манганита проводился отжиг на воздухе при различных температурах.

В растворных методах большое влияние на свойства образующейся пленки оказывает концентрация наносимого раствора. Ранее было показано, что использование 2 % раствора позволило синтезировать пленки манганита с высоким качеством поверхности и однородности толщины [3]. Для получения пленок манганита $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ был использован раствор с концентрацией 2 %. Температуры синтеза были 1000 и 1070 К.

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнитометре в полях до 30 кЭ, а низкополевые измерения были выполнены на СКВИД-магнитометре в полях H= 0 ÷ 800 Э в интервале температур T = 4.2 ÷ 350 К.

Ниже на рис. 1 приводятся результаты магнитных измерений на пленках манганита $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_{3,,}$ полученных при температурах отжига 1000 К (пленка № 1) и 1070 К (пленка № 2). Исследование температурной зависимости магнитного момента в полях до 500 Э показало наличие термомагнитных эффектов. Так, при охлаждении пленки без поля кривые температурной зависимости магнитного момента имеют “касп” при температурах 40 К и 50 К соответственно для пленок № 1 и № 2, исчезающий при охлаждении в магнитном поле 50 Э (пленка №1) и 500 Э (пленка № 2). Подобное поведение присуще спиновым стеклам и наблюдалось ранее в пленках манганита $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [3].

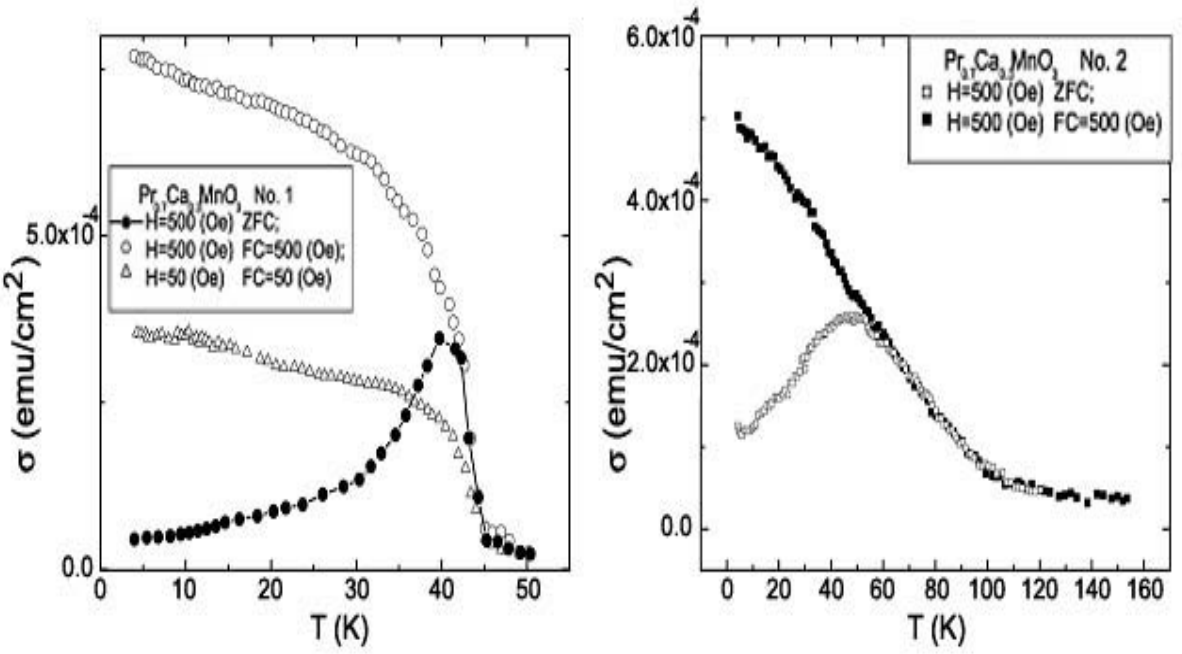


Рис.1. Температурные зависимости магнитного миомента пленок $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$, измеренные в поле H = 50, 500 Э (пленка № 1) и в поле H = 500 Э (пленка №2).

Кривые намагничивания, измеренные в полях до 30 кЭ при температуре 4.2 К , высокие поля насыщения для обеих пленок: 15 кЭ (пленка № 1) и 12 кЭ (пленка № 2). На кривых температурных зависимостей намагниченности, измеренных в полях насыщения, «касп» не наблюдается для обеих пленок. Вместе с этим в температурных зависимостях намагниченности насыщения пленок, полученных при различных температурах отжига, наблюдается существенное отличие (Рис.2).

Характер температурной зависимости пленки № 1 ближе к ферромагнитному поведению, в отличие от соответствующей зависимости пленки № 2.

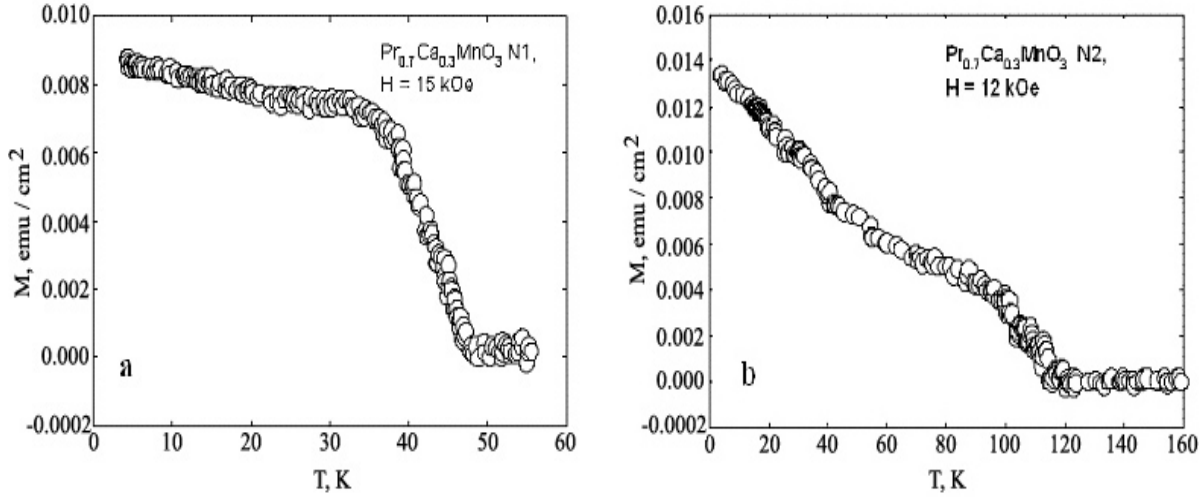


Рис.2. Температурные зависимости магнитного момента пленок манганита, измеренные в полях насыщения: (а) пленка №1, (б) пленка №2.

Температура Кюри пленки № 1 равна ~ 50 К. Кривая температурной зависимости намагниченности насыщения пленки № 2 скорее всего является суперпозицией соответствующих кривых с температурой Кюри ~ 60 К и 120 К. Последнее может быть свидетельством того, что при температуре отжига 1070 К образуется магнитная фаза с более высокой температурой Кюри. Существование двух ферромагнитных фаз с различными температурами Кюри трудно объяснить, поскольку по данным рентгенофазового анализа пленки манганита $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ являются однофазными. Известно, что манганит этого состава имеет температуру Кюри ферромагнитной фазы 120 К. В связи с этим можно предположить, что ферромагнитная фаза с температурой Кюри 50 К не принадлежит фазе этого состава и, скорее всего, может быть отнесена к фазе PrMnO3 [14]. Причиной образования этой фазы может быть химическая неоднородность в пленках, полученных при температуре синтеза 1070 К. Для получения магнитной фазы с температурой Кюри 120 К , возможно, потребуются более высокие температуры отжига.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 0802-00259-а, № 080200397-а).

1. E. T. Dagotto , T. Hotta, A. Moreo, Phys. Rep., **344**, 1 (2001).
2. Ч. Пул, Ф. Оуэнс. Нанотехнологии. М.: Техносфера (2004).
3. Г.С. Патрин, К.П. Полякова, Т.Н. Патрушева и др., Изв. РАН, **71**, 632 (2007).

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛОИСТОГО КОМПОЗИТА ДИЭЛЕКТРИК-ГРАФИТ

И.В. Бычков, И.С. Зотов, А.А. Федий

Челябинский госуниверситет, г. Челябинск, Россия

Материалы, поглощающие СВЧ-излучение, привлекают большое внимание как основа для создания радиопоглощающих покрытий с малым коэффициентом отражения [1]. Во многих случаях требуются дешевые покрытия из поглощающих материалов для защиты помещений, например, с медицинской электронной аппаратурой. Эффективными являются композиты с металлическими включениями. Но более дешевыми, очевидно, будут композиты, в которых частицы металла заменены порошком графита. В работе приведены результаты исследований характеристик композита на основе диэлектрической матрицы, допированной частицами графита.

Образцы для исследований состояли из монолитного поликристаллического $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ с добавками молотого графита. Порошок природного (чешуйчатого) графита с частицами микронных размеров был предоставлен ЗАО «Графитсервис», г. Челябинск. Природный графит имеют слоистую структуру с очень сильной анизотропией проводимости. Поэтому исследовались две группы образцов: образцы со случайной ориентацией частиц графита в диэлектрической матрице и образцы с ориентированными частицами графита.

Слоистые образцы изготавливались следующим способом. На подложку наносился однородный слой гипса с добавкой графита толщиной 0,2 мм. В поверхностном слое формировалась область с ориентированными частицами: плоскости чешуек графита были параллельны, в основном, поверхности слоя. Затем наносился следующий слой и т.д. Получившийся образец можно представить в виде однородной изотропной матрицы со случайной ориентацией чешуек графита, в которой через каждые 0,2 мм расположены слои с ориентированными частицами графита. Из получившегося монолита вырезались цилиндрические образцы для измерений резонаторным методом [2]. В одной серии образцов слои ориентировались параллельно оси цилиндра, в другой – перпендикулярно. Для измерений волноводным методом [3] были изготовлены такие же образцы, но с межслойным расстоянием 0,5 – 0,6 мм.

Измерения эффективных значений комплексной диэлектрической проницаемости проводились в трехсантиметровом диапазоне СВЧ. Коэффициент отражения измерялся волноводным методом. Все измерения проводились в диапазоне 8 – 12 ГГц.

Концентрация графита в образцах с однородным распределением и случайной ориентацией частиц варьировалась от 0 до 8% (масс.). Эти об-

разцы проявили обычную концентрационную зависимость $\varepsilon_{эфф}$. При увеличении концентрации графита от 0 до 8% (масс.) $\varepsilon'_{эфф}$ изменялась от 4,1 до 7,8, и при тех же концентрациях $\varepsilon''_{эфф}$ увеличивалась от 0,02 до 0,09. Эффекты перколяции при таких концентрациях не проявлялись.

Во всех слоистых образцах концентрация графита была фиксированной и равнялась 4% (масс.), даже в ориентированных слоях. Возможно, при формировании ориентированного слоя и происходило локальное увеличении концентрации графита, но это увеличение несущественно. При измерениях сравнивались значения $\varepsilon_{эфф}$ для слоистых образцов по отношению к однородным образцам с той же концентрацией графита.

В образцах с межслойным расстоянием 0,2 мм $\varepsilon'_{эфф}$ равнялось 10 (в однородном - 7) только в том случае, если вектор электрического поля падающей волны был параллелен слою и в этом же случае $\varepsilon''_{эфф}$ увеличивалась до 0,11(в однородном 0,06). В образцах с межслойным расстоянием 0,5 мм $\varepsilon'_{эфф}$ равнялось 5 (в однородном - 3) также только в том случае, если вектор электрического поля падающей волны параллелен слою. В тех случаях, когда вектор электрического поля падающей волны перпендикулярен слоям, различий между слоистыми и однородными образцами не наблюдалось. В этом случае не наблюдалось и отличие в коэффициентах отражения, измеренных на модели полубесконечного образца.

Были изготовлены образцы, в которых попытались сформировать в объеме ориентированный слой с поверхностью в виде шипов, чтобы чешуйки графита «лежали» в этом слое. Измерялся коэффициент отражения таких образцов и однородных. Существенных отличий не обнаружено. Во всех образцах коэффициент отражения лежал в пределах от -8 до - 10 дБ. Это, очевидно, связано с несовершенством технологии формирования анизотропной поверхности.

Таким образом, электродинамические характеристики композитов со слоистой структурой проявляют сильную анизотропию и зависят от структуры слоев и межслойных расстояний.

[1]. Пирумов В.С., Алексеев А.Г., Айзикович Б.В. Новые радиопоглощающие материалы и покрытия.// Зарубежн. радиоэлектрон. 1994. №6, с. 2-9.

[2]. А.С. Завьялов, Г.Е. Дунаевский, Измерение параметров материалов на сверхвысоких частотах. Томск: Изд. Томского университета, 1985. с. 215.

[3]. В.И. Полищук, Метод и установка для измерения электрических параметров слабопоглощающих диэлектриков на базе панорамного измерителя КСВН и ослабления. //Электронная техника, сер. 1. Электроника СВЧ. Вып. (413), 1988, с. 52-56.

РЕЛАКСАЦИЯ И ОТРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В МУЛЬТИСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Ю.И. Горобец[1], С.А. Решетняк[2], Т.А. Хоменко[2]

[1]*Институт магнетизма НАН и МОН Украины*
[2]*Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»*

Современные технологии позволяют синтезировать совершенно новые многокомпонентные магнитные материалы. Такие структуры могут состоять из тонких чередующихся слоёв. Изменяя толщину слоёв и подбирая соответствующие типы материалов, можно получить структуру с заданными свойствами, а также свойствами, чувствительными к изменению внешних параметров, например, внешнего магнитного поля. Одной из важных задач является изучение специфического характера распространения поверхностных спиновых волн в мультислойных магнитных материалах.

Данная работа является теоретическим изучением отражения и релаксации поверхностных спиновых волн в мультислойных ферромагнетиках. Рассмотренная система находится во внешнем однородном магнитном поле и состоит из трёх частей, плоскости соприкосновения которых, параллельны к плоскости *yz*. Первая и третья (вдоль направления оси *x*) части представляют собой однородный одноосный полубесконечный ферромагнетик, между ними расположен *N*-слойный ферромагнетик. Чередующиеся однородные одноосные ферромагнитные слои имеют разные значения параметров обменного взаимодействия α, одноосной магнитной анизотропии β, намагниченности насыщения M_0, характерных для феррит-гранатов [1], и параметров затухания в форме, предложенной Т.Л. Гильбертом [2]. Релаксационный член в форме Гильберта характеризуется одной релаксационной постоянной в каждом слое, что соответствует изотропной среде. Слои расположены параллельно к плоскости *yz* и имеют толщины a и b. Ось лёгкого намагничивания параллельна к направлению внешнего магнитного поля H_0 и оси *z* декартовой системы координат. Каждому слою соответствует параметр закрепления спинов на поверхности магнитика L.

Уравнение движения магнитного момента получены в рамках формализма спиновой плотности [3], считая, что в основном состоянии материал намагничен параллельно $\mathbf{e}_z$ и $M_j^2(\mathbf{r},t) = const$ ($j = 1,2$, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор декартовой системы координат) в каждом слое мультислойного ферромагнетика.

Для определения коэффициентов отражения поверхностных спиновых волн для *N*-слойной и полубесконечной мультислойной структуры использовался метод, предложенный В.К. Игнатовичем [4], согласно которому коэффициент отражения спиновых волн от периодического потенциала может быть выражен с помощью амплитуд отражения и прохождения для отдельного периода структуры ρ и τ.

Для нахождения ρ и τ были использованы граничные условия, следующие из выражения для плотности энергии магнетика, состоящего из двух слоёв, контактирующих вдоль плоскости *yOz*:

$$w = \sum_{j=1}^{2} \theta\left[(-1)^j x\right] w_j + A\delta(x)\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2,$$

где $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда, w_j – плотность энергии *j*-го слоя, A – параметр, характеризующий обменное взаимодействие между слоями, $\mathbf{M}_j$ – намагниченности по разные стороны от границы раздела слоев, $j = 1,2$.

С учётом выше изложенного, возможно получить и проанализировать зависимости амплитуды отражённой поверхностной спиновой волны от частоты волны, а также оценить вклад релаксации в отражение поверхностных спиновых волн мультислойной ферромагнитной структурой.

На рис.1-4. изображены зависимости амплитуды отражения $|R|$ спиновых волн полубесконечной мультислойной структурой от частоты волны ω, внешнего магнитного поля, толщины слоя, и значения параметра затухания в форме Гильберта при фиксированных параметрах: $\alpha_1 = 10^{-11}\,м^2$, $\alpha_2 = 2\cdot 10^{-11}\,м^2$, $\beta_1 = 20$, $\beta_2 = 100$, $M_{01} = 90\,Гс$, $M_{02} = 95\,Гс$, $A = 10^{-5}\,м$, $L_1 = L_2 = 10^6\,м^{-1}$.

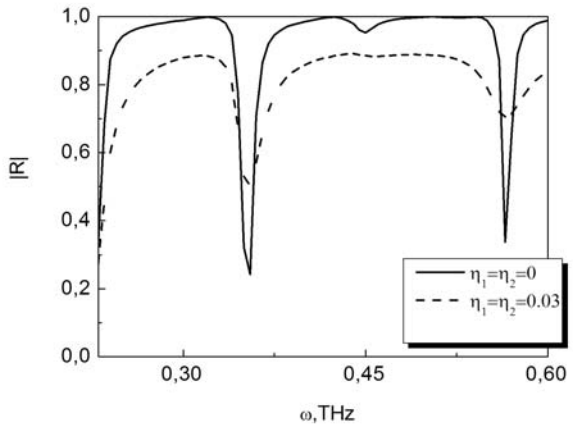


Рис.1. Зависимости амплитуды отражения поверхностных спиновых волн от частоты, $a = 2{,}8\,мкм$, $b = 1{,}2\,мкм$, $H_0 = 2{,}3\,кЕ$.

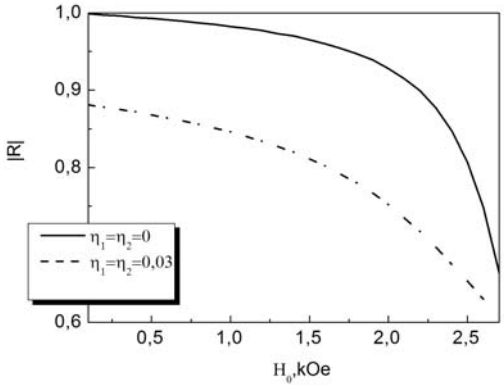


Рис.2. Зависимости амплитуды отражения поверхностных спиновых волн от величины внешнего магнитного поля, $a = 2{,}8\,мкм$, $b = 1{,}2\,мкм$, $\omega = 0{,}48\,ТГц$.

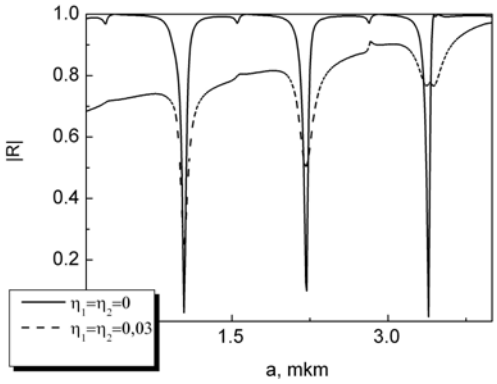


Рис.3. Зависимости амплитуды отражения поверхностных спиновых волн от толщины одного из слоёв, $d = a + b = 4\,мкм,\ H_0 = 2{,}3\,кЕ,\ \omega = 0{,}48\,ТГц$.

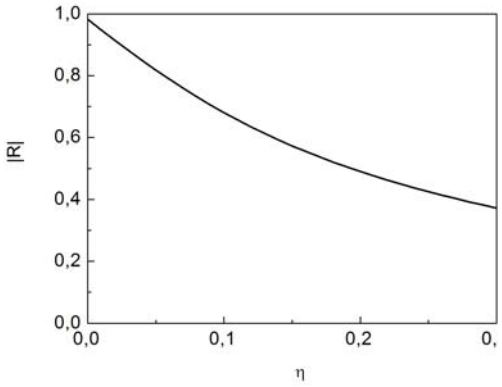


Рис.4. Зависимость амплитуды отражения поверхностных спиновых волн от величины параметра затухания в форме Гильберта, $a = 2{,}8\,мкм,\ b = 1{,}2\,мкм,\ H_0 = 2{,}3\,кЕ,\ \omega = 0{,}48\,ТГц,\ \eta = \eta_1 = \eta_2$.

Характер отражения поверхностных спиновых волн существенно зависит не только от частоты самой волны, параметров материалов, обменных свойств интерфейса, но и от значения внешнего однородного магнитного поля. Это позволяет управлять процессом отражения поверхностных спиновых волн путём изменения только величины внешнего магнитного поля, оставляя прочие параметры постоянными.

Условием малости диссипации в данной задаче является условие $l << d$ (l – характерная глубина затухания, d – период мультислойной структуры). При выполнении данного условия параметр затухания принимает значение, близкое к $\eta = 0$. В таком случае, наблюдается наличие запрещённых зон, обусловленных периодичностью структуры.

В данной работе предпринята попытка отследить характер отражения поверхностных спиновых волн от мультислойной ферромагнитной структуры с учётом релаксации. Малая релаксация приводит к сглаживанию участков кривых в областях запрещенных зон, более сильная – к исчезновению участков полного прохождения на кривых, иллюстрирующих различные зависимости амплитуды отражения. Это особенно важно при экспериментальных исследованиях распространения поверхностных спиновых волн и разработке устройств спин-волновой микроэлектроники.

1. А. Эшенфельдер. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир (1983).
2. T. L. Gilbert, Phys. Rev., 100, 1243 (1955).
3. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. К.: Наукова думка (1988).
4. В.К. Игнатович Этюд об одномерном периодическом потенциале, УФН, 150, 145 (1986).

СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С РЕГУЛЯРНЫМИ И ИЗОТРОПНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Р.С.Исхаков[1], Л.А.Чеканова [1], С.В Столяр.[1,2]

[1] Институт физики СО РАН, г. Красноярск, 660036, Академгородок
[2]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, 660041, пр. Свободный 79

Методом СВР в мультислойных пленках “ферромагнетик/ферромагнетик” толщиной $d=N(d_1+d_2)$, впервые обнаружена характерная модификация спектра обменных спиновых волн, обусловленная первой стоп-зоной при $k_b=\pi/(d_1+d_2)$ магнонного кристалла, формируемого одномерной модуляцией обмена либо намагниченности. Показано, что при трансформации мультислойной пленки с термоотжигом в пленку неоднородного сплава с изотропным распределением неоднородностей обмена либо намагниченности, обнаруженная характерная модификация спектра переходит в две различные зависимости обменной жесткости от волнового вектора, обусловленные флуктуациями обмена либо намагниченности.

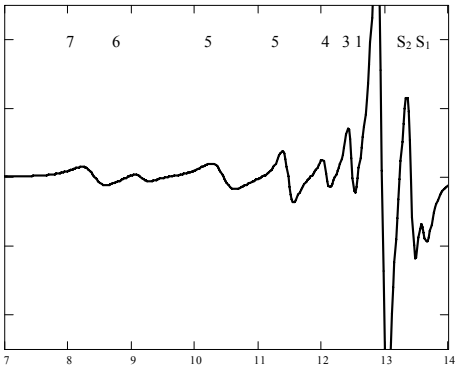


Рис.1. Спектр СВР мультислойной пленки $[Ni_{80}Fe_{20}(180Å)/Ni_{70}Fe_{30}(180Å)]_5$. Номера спин-волновых мод указаны на рисунке.

Спин-волновым резонансом называется явление возбуждения стоячих обменных спиновых волн однородным переменным полем. Проблема возбуждения спин-волновых мод заключается в том, что в СВЧ – диапазоне частот в полях в несколько килоэрстед длины электромагнитных и спиновых волн различаются на несколько порядков. Киттелем был показан теоретически, а Сиви и Таневальдом – экспериментально, способ преодоления этой трудности. Если в тонких пленках магнитный момент полностью закреплен на обеих поверхностях пленки, то стоячая волна намагниченности запишется как

$$m=m_0\sin(n\pi/d)z \qquad (1).$$

Здесь d – толщина пленки, ось z направлена перпендикулярно поверхностям пленки, n=1, 2, 3 … При нечетном n по толщине пленки укладывается нечетное число полуволн, следовательно пленка обладает суммарным магнитным моментом в своей плоскости. Поэтому однородное переменное поле возбуждает такие колебания. Выражение для резонансных полей имеет вид:

$$H_n = \omega/\gamma+4\pi M_{eff}-(2A/M)(n\pi/d)^2, \quad 2A/M=\eta \qquad (2).$$

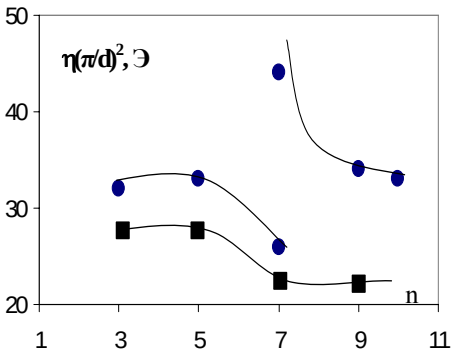


Рис.2. Зависимость величины спинволновой жесткости $\eta(\pi/d)^2$ от номера спин-волновой моды n мультислойной пленки $[Co^{ам}(150Å)/Co^{кр}(150Å)]_7$ - ●. Зависимость величины спинволновой жесткости $\eta(\pi/d)^2$ от номера спин-волновой моды n этой же пленки, термообработанной в течение 1 часа при $T=300^0C$ -■.

При постоянной частоте и изменении внешнего поля H в таких пленках будут последовательно возбуждаться стоячие спиновые волны с нечетными n, что регистрируется как максимумы поглощения в резонаторе с пленкой. Если закрепление на поверхностях пленки магнитного момента частичное, то регистрируются также максимумы поглощения, обусловленные возбуждением стоячих волн с четными n, однако их интенсивность существенно меньшая, чем интенсивности соседних нечетных спин-волновых мод. Свидетельством такого характера закрепления магнитного момента на поверхностях пленки является регистрация так называемых поверхностных мод.

Разница резонансных полей поверхностных мод и резонансного поля основной моды (n=1) позволяет определить величину закрепления. Если магнитный момент на поверхностях пленки не закреплен, то стоячие волны не возбуждаются. В этом случае возбуждается только однородный тип колебаний намагниченности (ФМР).

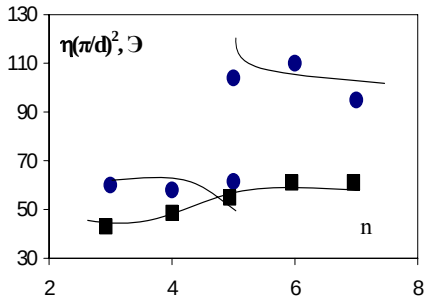


Рис.3 Зависимость величины спинволновой жесткости $\eta(\pi/d)^2$ от номера спин-волновой моды n мультислойной пленки $[Ni_{80}Fe_{20}(180Å)/Ni_{70}Fe_{30}(180Å)]_5$ - ●. Зависимость величины спинволновой жесткости $\eta(\pi/d)^2$ от номера спин-волновой моды n этой же пленки, термообработанной в течение 1 часа при $T=300^0C$ -■

Перечисленные правила привели к необходимости введения обменного дублета спин-волновых мод в мультислойных пленках “ферромагнетик/ферромагнетик”. Наглядно это иллюстрируют результаты спектра СВР, представленные на рис.1. Действительно, поверхностные моды указывают на порядок нумерации стоячих волн: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, (см. рис.1). Однако в этом случае мы получаем нарушение правила интенсивностей: $I_8>I_7$, $I_6>I_7$, тогда как для мод с n=1, 2, 3, 4, 5 правило выполняется ($I_4<I_3$, $I_4<I_5$). Так как брегговский волновой вектор $k_b=\pi/(d_1+d_2) = \pi n/N(d_1+d_2)$ в нашем случае приходится на середину измеряемого диапазона волновых векторов, мы ввели обменный дублет при $k_i= k_b$ (n=N).

В этом случае, согласно правилу интенсивностей $I_7>I_6$, $I_5>I_6$. Зависимость обменной жесткости η от волнового вектора k, представленная на рис.2, определяется по стандартной формуле

$$\eta_{eff} = \frac{H_i - H_j}{n_j^2 - n_i^2} \cdot \frac{d^2}{\pi^2}, \qquad (3)$$

и, как видно из рисунка, хорошо согласуется с теоретическими зависимостями η (k) в области k= k_b.

Таким образом, методом спин-волнового резонанса показано: в наноструктурированных магнитных системах (пленках) существует критическая длина спиновой обменной волны - волны с длинами большими и меньшими критической, характеризуются разной величиной обменной жесткости. Установлено, что в мультислойных пленках “ FM / FM” (FM-ферромагнетик) в качестве критической длины волны выступает период одномерной модуляции, а в пленках аморфных и нанокристаллических сплавов с трехмерной упаковкой неоднородностей - размер химической (фазовой) неоднородности. На рис.2 и 3 представлены величины эффективной обменной жесткости (в полевых единицах) спиновых обменных волн с различными волновыми векторами k=πn/d (n - номер спин-волновой моды, d - общая толщина пленки), характеризующие спектр СВР мультислойной пленки $[Co^{ам}(150Å)/Co^{кр}(150Å)]_7$ (одномерная модуляция обменной жесткости), $[Ni_{80}Fe_{20}(180Å)/ Ni_{70}Fe_{30} (180Å)]_5$ (одномерная модуляция намагниченности насыщения), а также наноструктурированных пленок сплавов, полученных в результате термоотжига исходных мультислойных пленок. Видны три различные экспериментальные зависимости обменной жесткости от волнового вектора. На пленках Co - зависимость, обусловленная флуктуациями обмена (существует теория и многочисленные эксперименты); на пленках пермаллоя - зависимость, обусловленная флуктуациями намагниченности (есть теория и эксперименты). Отметим, что именно различие модификации обменной жесткости, обусловленное флуктуациями обмена, либо намагниченности привело к развитию метода спин-волновой спектроскопии, задачей которой является установление доминирующего параметра в спиновой системе неоднородного ферромагнетика и измерение размера неоднородности соответствующего параметра. Из наших экспериментальных результатов следует, что при одномерной модуляции обмена либо намагниченности, модификация обменной жесткости одна и та же и на передний план выступает скачок эффективной обменной жесткости в окрестности $k_n=\pi n/N(d_1+d_2) = \pi/(d_1+d_2)$ (при n=N, 2N-число слоев в мультислойной пленке), обусловленный первой стоп-зоной при $k_b=\pi/(d_1+d_2)$ для спиновых волн в магнонном кристалле.

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (2009-2010)- РНП 2.1.1/3498

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ NiFe (Co)/Cu/NiFe

П.Д. Ким[1], А.М.Махлаев[1], С.В. Столяр[1,2],
В.Ю. Яковчук[1], М.В.Чижик[1,2]

[1] Институт физики СО РАН, г. Красноярск
[2]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск

В данной работе исследованы магнитные характеристики сэндвич-структур Co/Cu/FeNi, FeNi/Cu/FeNi, в которых слой меди был изготовлен в виде клина. В сэндвич-структуре Co/Cu/FeNi слои Co и FeNi формировались методом магнетронного напылением в магнитном поле для наведения одноосной анизотропии. Слой Co толщиной ~900 Å характеризовался коэрцитивной силой $H_c \approx 100$ Э. Толщина слоя FeNi варьировалась в диапазоне 380÷700Å. Величина H_c составляла 20 Э. Полученные образцы однородно намагничивались вдоль ОЛН магнитным полем H=350Э. После этого на сэндвич накладывалось слабое переменное магнитное поле, с $H<H_c$ NiFe. С помощью MOKE наблюдалось появление слабоконтрастного плоскопараллельного домена, представленного на вставке рис.1. Структура Co/Cu/FeNi характеризовалась обменной однонаправленной анизотропией, величина и знак которой определялся толщиной Cu. Используя MOKE вдоль градиента толщины Cu были сняты серии петель гистерезиса с локальных участков поверхности FeNi диаметром 30 мкм. На рис.1 представлена зависимость энергии взаимодействия ферромагнитных слоев в зависимости от толщины слоя Cu. Здесь $E_{св} = -H_{см}\, M_s \cdot d$, M_s и d – намагниченность и толщина слоя NiFe. Величина $H_{см}$ - сдвиг петли гистерезиса слоя NiFe относительно нулевого поля.

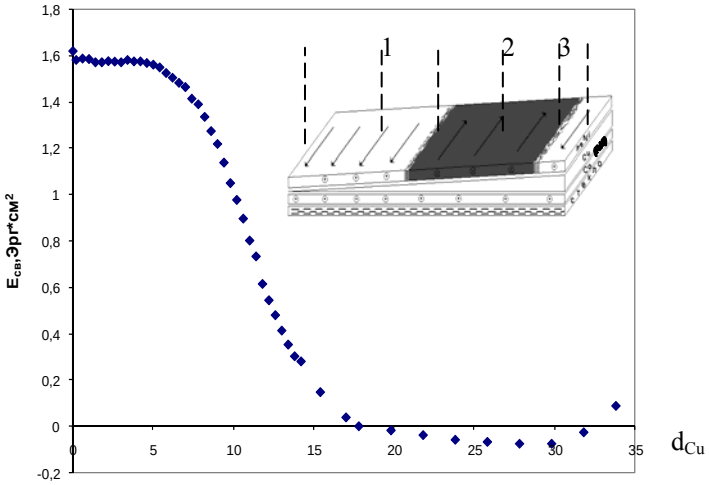


Рис. 1 Зависимость удельной поверхностной энергии взаимодействия ферромагнитных слоев от толщины медной прослойки в клинообразной структуре Co/Cu/FeNi

В сэндвич-структуре FeNi/Cu/FeNi, полученной методом термического напыления толщина ферромагнитного слоя составляла 740Å, а толщина прослойки диамагнитной Cu, изготовленной в виде клина, варьировалась от 0 до 50Å с градиентом 0,93Å/мм.

Эксперимент проводился на автоматизированном сканирующем спектрометре ФМР, с локальностью измерений S≈1мм^2. Векторы внешнего магнитного поля H и ортогонального ему поля СВЧ-накачки h с частотой ω/2π=1.271ГГц лежали в плоскости пленки. Частотно полевая зависимость двухслойной обменносвязанной пленки состоит из двух ветвей, одна из которых является “акустической”, обусловленной сфазированным колебанием векторов намагниченности индивидуальных слоев. Вторая - “оптическая”, обусловленная антифазными колебаниями векторов намагниченности. Полевая разность регистрируемых мод равна обменному полю H_{ex} взаимодействия ферромагнитных слоев. В случае поперечной накачки СВЧ-поля для симметричных систем должна наблюдаться одна “акустическая” мода. В эксперименте, как правило, регистрируется две моды. Интенсивность оптической моды, меньше интенсивности акустической моды. Положение оптической моды смещено относительно резонансного поля акустической моды на величину H_{ex}.

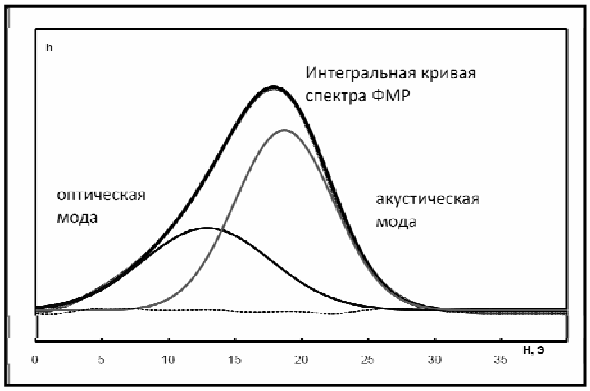


Рис.2. Разложение интегральной кривой на две моды: акустическую и оптическую. Толщина медного слоя 5 нм. Направление внешнего магнитного поля совпадает с ОЛН.

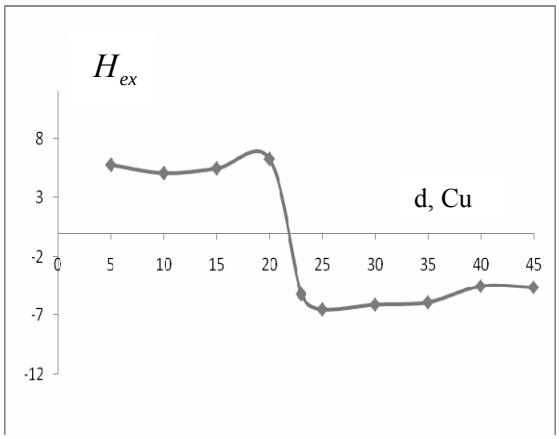


Рис.4. Зависимость разности резонансных полей акустической и оптической моды от толщины медной прослойки. Угол равен 0.

В спектре ФМР исследуемой структуры регистрировалась неоднородная линия поглощения. На рис.2 представлена интегральная линия поглощения, являющаяся суперпозицией двух кривых поглощения. На рис.3 представлена зависимость величины H_{ex} от толщины слоя Cu, исследуемой структуры.

Выполненные экспериментальные исследования сэндвич структур методами ФМР и МОКЕ говорят о том, что в исследуемых сэндвич структурах между ферромагнитными слоями реализуется как ферромагнитное, так и антиферромагнитное обменное взаимодействие.

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (2009-2010)- РНП 2.1.1/3498

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ТРЁХСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК Co_xNi_{1-x}(150 нм)/Ag(d)/Co(150 нм), ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ

Р.С. Исхаков[1], Л.А. Чеканова [1], С.В Столяр[1,2], Е. Ф. Стрельникова[2], М.В. Чижик[2]

[1] Институт физики СО РАН, г. Красноярск, 660036, Академгородок
[2]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, 660041, пр. Свободный 79

Методом химического осаждения получены трёхслойные металлические системы Co_xNi_{1-x}(150нм)/Ag(d)/Co(150нм), x =65, 55, 40, 0<d<15 нм. Методом ферромагнитного резонанса определены эффективные намагниченности однослойных плёнок Co_xNi_{1-x} и Co.Кривые ФМР трехслойных систем характеризовались двумя пиками, обусловленными слоями с различной намагниченностью. На рис. 1 представлены зависимости резонансных полей регистрируемых поглощений от толщины слоя Ag. Немонотонный характер приведенных зависимостей свидетельствует о неоднородном характере обменного взаимодействия ферромагнитных слоев в зависимости от толщины слоя Ag. Методом сканирующей туннельной микроскопии изучена микроструктура полученных систем. Установлена иерархия микроструктуры. Размер зерна ферромагнитного слоя составляет 20 нм. Данные зёрна формируют агломераты размером 1,5 мкм, из которых, в свою очередь, образованы конгломераты – 10 мкм.

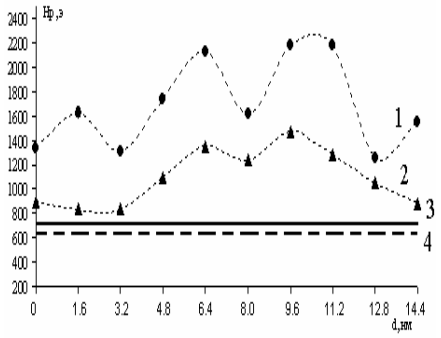


Рис.1 Зависимости поля резонансного поглощения от толщины плёнки серебра. 1 - $Co_{65}Ni_{35}$ слой; 2 – слой Co; 3 – репер $Co_{65}Ni_{35}$; 4 – репер Co

Произведены термические обработки полученных систем в вакууме. Методом ФМР обнаружены изменения намагниченности индивидуальных слоёв. Сопоставление намагниченности плёнок, отожжённых в течение различного интервала времени, позволило определить изменение химического состава ферромагнитных слоёв. Определён коэффициент диффузии, который составил ~ 10^{-19} м^2/с. Величина коэффициента диффузии обусловлена особенностями микроструктуры данных систем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (2009-2010)- РНП 2.1.1/3498

МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК Co/Ge/Co

Г.С. Патрин[1,2], И.А. Турпанов[1], Л.А. Ли[1], Д.А. Великанов[1], В.К. Мальцев[1], К.Г. Патрин[1], В.И. Юшков[1,2], А.В. Кобяков[2]

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского, Сибирское отделение Российской академии наук, Красноярск, 660036, Россия*

[3] *Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия*

Пленки в системе *ферромагнитный метал – полупроводник* представляют в последние годы заметный интерес. Прежде всего, это обусловлено присутствием полупроводниковой компоненты. В многослойных магнитных пленках с полупроводниковой прослойкой взаимодействие между ферромагнитными слоями осуществляется через электронную подсистему полупроводникового слоя. В этом случае возникает возможность управления концентрацией носителей тока и, как следствие, межслоевыми взаимодействиями путем внешних воздействий. К настоящему времени в пленках с полупроводниковой прослойкой обнаружены: температурно-зависимый межслоевой обмен [1], необычное поведение межслоевого взаимодействия в зависимости от толщины немагнитной [2, 3] и магнитной [4] прослоек, поведение, подобное спин-стекольному [5]. Также появляется возможность управления магнитными и резистивными свойствами структуры путем подбора полупроводникового материала. Все эти исследования направлены на создание новых пленочных структур и поиск эффектов, перспективных для применения в устройствах спинтроники. Одним из таких проявлений является эффект гигантского магнетосопротивления и в этом направлении магнитно неоднородные материалы весьма перспективные материалы, например, такие как гранулированные магнитные пленки или манганиты в области электронного фазового расслоения. Поэтому нам представляется интересным изучение многослойных структур с полупроводниковыми материалами в гранулированном состоянии.

Нами были синтезированы пленки Co/Ge/Co с различными усредненными по площади пленки толщинами немагнитного слоя. Пленки были получены методом ионно-плазменного напыления при базовом давлении $P = 10^{-6}$ Tor в атмосфере аргона. В качестве материала подложки использовалось стекло, и температура подложки во время напыления была $T \approx 373$ K. Для получения промежуточного полупроводникового слоя в гранулированном состоянии нами были подобраны скорости осаждения: для кобальта она составляла 0.15 nm/s, а для германия около 0.12 ± 0.02 nm/s. Усредненные толщины германия и кобальта определялись методом рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические исследования проводились на просвечивающем микроскопе ПРЭМ 200. Магнитные данные были получены на СКВИД-магнетометре, действующем в диапазоне температур $T = 4.2 \div 300$ К и в магнитных полях $H \leq 1000$ Oe в геометрии, ко-

гда магнитное поле лежало в плоскости пленки. Перед каждым измерением пленка сначала помещалась в демагнетизатор и затем охлаждалась в нулевом магнитном поле (режим ZFC). Известно, что интенсивность линии поглощения при магнитном резонансе (определяемая как площадь под резонансной кривой) пропорциональна количеству центров поглощения. Поэтому для определения фазового состава кобальта в пленках использовался спектрометр ядерного магнитного резонанса (ЯМР**)**. Измерения спектров ЯМР проводились по $2^{\underline{x}}$ импульсной методике спин-эхо. Диапазон рабочих частот ω_{HF} = 150÷240 MHz. Длительность зондирующих высокочастотных импульсов магнитного поля была 0.1÷1.0 μs, расстояние между ними 4÷5 μs. Электросопротивление определялось $4^{\underline{x}}$ зондовым методом.

Электронно-микроскопические исследования показали, что микроструктура пленок представляет собой мелкие частицы серого и белого цвета. Электронограммы имеют вид уширенных поликристаллических колец. Из результатов расшифровки электронограмм следует, что по своему составу магнитные слои представляет смесь кубической (fcc), гексагональной (hcp) и аморфной фаз (am).

Наши ЯМР исследования показали, что спектр ЯМР синтезированных пленок представляет собой сложную несимметричную линию, которую Так в зависимости от условий синтеза и структурных особенностей fcc фаза имеет линию в диапазоне ω_{HF} =210 ÷ 213 MHz, hcp фаза – в диапазоне можно рассматривать как суперпозицию линий лоренцевского типа. Как известно, каждая фаза кобальта имеет свой индивидуальный спектр ЯМР. ω_{HF} =215 ÷ 217 MHz, а аморфная фаза имеет поглощение при частотах ω_{HF} < 210 MHz. Исходя из таких частотных интервалов, мы разложили экспериментально наблюдаемые кривые ЯМР на составляющие, и на основании количества и местоположения линий, делали выводы о магнитном фазовом составе пленок. Таким образом, ЯМР эксперименты подтвердили выводы электронно-микроскопических исследований о наличии нескольких магнитных фаз в пленках.

Такое поведение непосредственно отражается на магнитных характеристиках пленок. При низких температурах в малых магнитных полях ($H \leq$ 50 Oe) зависимости M(T) различаются не сильно. Различия становятся заметными в полях $H \geq 150$ Oe, а наиболее ярко все различия проявляются в полях порядка 800 Oe. Эти зависимости носят термоактивационный характер, и имеется температура, когда включается магнитная система. Во всех случаях эта температура «блокировки» зависит от поля измерения, с увеличением магнитного поля эта температура понижается. Зависимости намагниченности от магнитного поля при температуре T = 4.2 K имеют линейный вид. В полях до 800 Oe признаков приближения к насыщению нет.

В свете этих данных можно попытаться объяснить поведение намагниченности в разных условиях. Как мы установили, во всех исследованных пленках кобальт содержит метастабильные аморфную или (и) кубическую фазы и в магнитном отношении пленки, как минимум, являются двухфаз-

ными. По-видимому, частицы германия индуцируют в ближайшем окружении кобальтовую «шубу» со структурой, подобной структуре германиевой сердцевины. На значительном удалении от такого образования, когда начинает превалировать взаимодействие кобальт – кобальт, он переходит в более устойчивую структуру, например, по схеме *аморфная фаза → кубическая фаза* или, при дальнейшем увеличении размеров германиевой сердцевины и ее кристаллизации в кубической структуре, имеет место трансформация *кубическая фаза → гексагональная фаза*.

Также были проведены температурные измерения магниосопротивления для пленок с разной толщиной германия. Получено, что характер проводимости (металлический или полупроводниковый) зависит от режима осаждения германиевого слоя. При больших скоростях осаждения Ge, по-видимому, происходят «закоротки» и проводимость получается металлической. При этом абсолютная величина магнитозависимой добавки электросопротивления больше при полупроводниковом характере проводимости.

Прямые исследования на атомном силовом микроскопе подтвердили вывод о существовании закороток, замыкающих магнитные слои.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00397-а).

1. Toscano S., Briner B., Hopster H., & Landolt M., JMMM, 1992, V.114, N1, P.L6-L8.
2. Briner B., & M. Landolt M., Phys. Rev. Lett., 1994, V.73, N2, P.340-343.
3. Патрин Г.С., Волков Н.В., Кононов В.П., Письма ЖЭТФ, 1998, Т.68, В.4, С.287-290.
4. Патрин Г.С., Волков Н.В., Овчинников С.Г. и др., Письма ЖЭТФ, 2004, Т.80, В.7, С.560-562.
5. G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii D.A. Velikanov, et al., Phys. Lett.A. **309** (2003) 155

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУР FeNi/FeMn

В.О. Васьковский, П.А. Савин, К.Г. Балымов

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург, Россия

Магнитосопротивление относится к разряду явлений, нашедших эффективное применение как основа широкого спектра датчиков и преобразователей. В последнее время главное внимание исследователей и разработчиков новой техники было сосредоточено на так называемом гигантском магнитосопротивлении (ГМС). Главным функциональным преимуществом ГМС является высокий уровень полезного сигнала. Но наряду с этим ГМС-средам присущи и серьёзные недостатки. В частности, магнитные сверхрешётки или гранулированные магнетики при высокой амплитуде эффекта обладают относительно слабой чувствительностью к внешнему магнитному полю, и их применение весьма ограничено. Спин-вентильные структуры, как правило, демонстрируют пороговый характер и некоторый гистерезис функции преобразования. Эти особенности позволяют с успехом реализовывать двоичный принцип регистрации информации, но мало приемлемы для создания аналоговых чувствительных элементов, пригодных для высокоточных измерений.

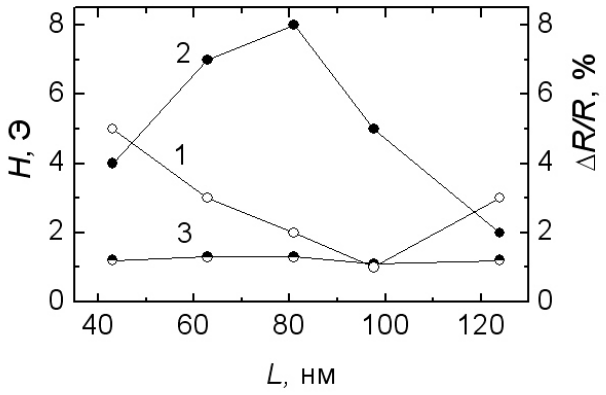
Указанную задачу часто решают с использованием другого магниторезистивного эффекта – анизотропии магнитосопротивления (АМС), на основе которого создаются сенсоры с нечётной и линейной функцией преобразования. Для её реализации необходимы определённая конструкция плёночного элемента (barber-структура) или внешнее подмагничивание (магнитное смещение). Альтернативным решением проблемы магнитного смещения является использование функциональных сред с однонаправленной магнитной анизотропией. К числу таковых, в частности, относятся плёночные структуры, содержащие обменно связанные ферромагнитный и антиферромагнитный слои [1]. Данная работа посвящена определению условий получения и толщинных параметров плёнок Fe-Ni/FeMn, обладающих внутренним магнитным смещением, минимальным магнитным гистерезисом и достаточно высокой АМС.

Объекты исследования получались на установке магнетронного распыления Orion-8 в едином вакуумном цикле. Подложками служили стёкла Corning. При формировании плёночных структур использовались три источника: $Fe_{20}Ni_{80}$, Fe, Mn. Непосредственно на подложку из одного источника осаждался слой пермаллоя, толщина которого для разных образцов варьировалась в пределах 20÷100 нм. Последующий слой фиксированной толщины (20 нм) наносился с использованием двух других источников. При этом скорости осаждения материалов из каждого источника были подобраны одинаковыми. Тем самым создавались условия для образования

сплава Fe-Mn с составом близким к эквиатомному. Предполагалось также, что базовый слой пермаллоя задаёт в прилегающем слое Fe-Mn гранецентрированную кубическую структуру, для которой характерно антиферромагнитное упорядочение.

Для определения толщинных параметров плёночных структур использовался профилометр Dektak-150. Измерение магнитных характеристик проводилось магнитооптическим методом. Измерение магниторезистивных свойств осуществлялось на образцах-полосках по двухзондовой методике при амплитуде намагничивающего поля 100 Э.

Эксперимент показал наличие в плоскости плёнок одноосной магнитной анизотропии, поле которой (6-7 Э) несколько превышало поле анизотропии типичное для плёнок пермаллоя (~4 Э). Причиной её формирования, по-видимому, являлось небольшое лабораторное магнитное поле (~1 Э), присутствовавшее в вакуумной камере. Наряду с этим на всех образцах обнаружилось смещение петель гистерезиса по оси магнитного поля, прикладывавшегося вдоль оси лёгкого намагничивания. Зависимость поля смещения от суммарной толщины плёнок показана на рисунке кривой 1. Как видно, этот характерный признак однонаправленной анизотропии выражен слабо. Кроме того, довольно высоким оказался уровень магнитного гистерезиса так, что коэрцитивная сила (кривая 2) ряда образцов превосходила величину поля смещения. Найдено также, что магниторезистивное отношение, характеризующее эффект АМС, относительно невелико и практически не зависит от толщины плёнок (кривая 3).



Зависимости поля смещения (1), коэрцитивной силы (2) и магниторезистивного отношения (3) от толщины плёнок FeNi/FeMn

Совокупность приведённых данных показывает, что полученные образцы не решают в полной мере поставленную задачу. В то же время эти результаты определяют направленность дальнейших исследований. В частности, для улучшения функциональных свойств разрабатываемой среды целесообразно использовать при осаждении плёнок магнитное поле, которое через монодоменизацию слоя пермаллоя может устранить вероятную неоднородность в структуре антиферромагнетика и увеличить однонаправленную анизотропию, а также применять термообработку для повышения магниторезистивного эффекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-99063-р_офи).

1. S.T. Halloran et al., J.Appl. Phys., **102**, 033904-1 (2007)

ЭКРАНЫ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИ ОСАЖДЕННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК

Грабчиков С.С.; Капралова Е.В.

НПЦ НАН Беларуси по материаловедению; e-mail: gss@ifttp.bas-net.by

Проблема надежной защиты сложных изделий электронной техники от внешних электромагнитных полей и требования по соблюдению условий электромагнитной совместимости различных приборов определяют актуальность работ по разработке новых материалов и технологий для создания электромагнитных экранов. Известно [1,2], что для обеспечения высокой эффективности экранирования в широком диапазоне частот желательно применять многослойные металлические экраны (ферромагнетик-медь-...). Однако, конструктивно составные многослойные экраны громоздки и сложны в изготовлении. В связи с этим в настоящей работе предложена новая методика формирования многослойных пленочных экранов (МПЭ). Исследована эффективность экранирования постоянных магнитных полей в зависимости от состава, толщины и количества магнитных и немагнитных слоев МПЭ. Проведено сравнение с экранирующими свойствами широко используемых в промышленности материалов пермаллой $Ni_{80}Fe_{20}$, $Ni_{42}Fe_{58}$ и аморфный сплав *CoFeSiB*.

Многослойные пленочные экраны, содержащие слои материалов с высокой магнитной проницаемостью (μ) – на основе поликристаллических сплавов системы железо-никель – и слои материалов с высокой удельной проводимостью (σ) – медь, формировались в едином технологическом цикле методом электролитического осаждения. Толщина магнитных слоев варьировалась в пределах от 5 до 100мкм, медных слоев от 5 до 30мкм. Количество слоев изменялось от 2 до 16. Эффективность экранирования (Э) оценивалась из отношения напряженности магнитного поля в защищаемой области пространства при отсутствии экрана (H_0) и при наличии его (H) [1,2]:

$$Э = H_0/H \qquad (1)$$

Измерения величины Э проведены при различных значениях постоянного магнитного поля (17; 35 и 50Э) с помощью элемента Холла чувствительностью 1мВ/30Э на образцах экранов цилиндрической формы с диаметром 20мм и высотой 40мм. На рисунке 1 приведены данные по эффективности экранирования МПЭ системы *NiFe/Cu* с различным количеством и толщиной слоев и однослойных экранов, изготовленных из фольговых материалов сплавов $Ni_{80}Fe_{20}$, $Ni_{42}Fe_{58}$ и аморфного сплава *CoFeSiB*. Показано, что МПЭ состоящие из 8-слойных структур *NiFe/Cu* с суммар-

ной толщиной магнитного слоя 0,3-0,36мм обеспечивают Э = 50-60, что в 5-7 раз выше, чем у равных по толщине однослойных экранов. Как известно [2], принцип экранирования постоянных магнитных полей основывается на замыкании силовых линий через среду с высокой магнитной проницаемостью.

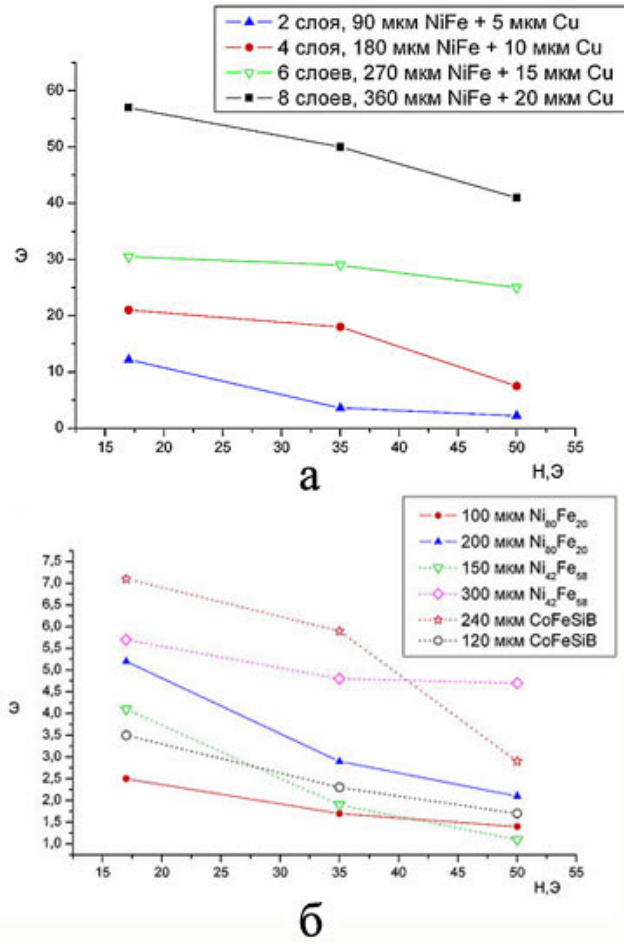


Рисунок 1. Зависимости эффективности экранирования цилиндрических МПЭ NiFe/Cu с различной толщиной и количеством слоев (а) и цилиндрических однослойных экранов(б), изготовленных из сплавов $Ni_{80}Fe_{20}$, $Ni_{42}Fe_{58}$ и аморфного сплава *CoFeSiB* в виде фольг, от величины внешнего магнитного поля (в рамках указаны суммарные толщины магнитных и немагнитных слоев)

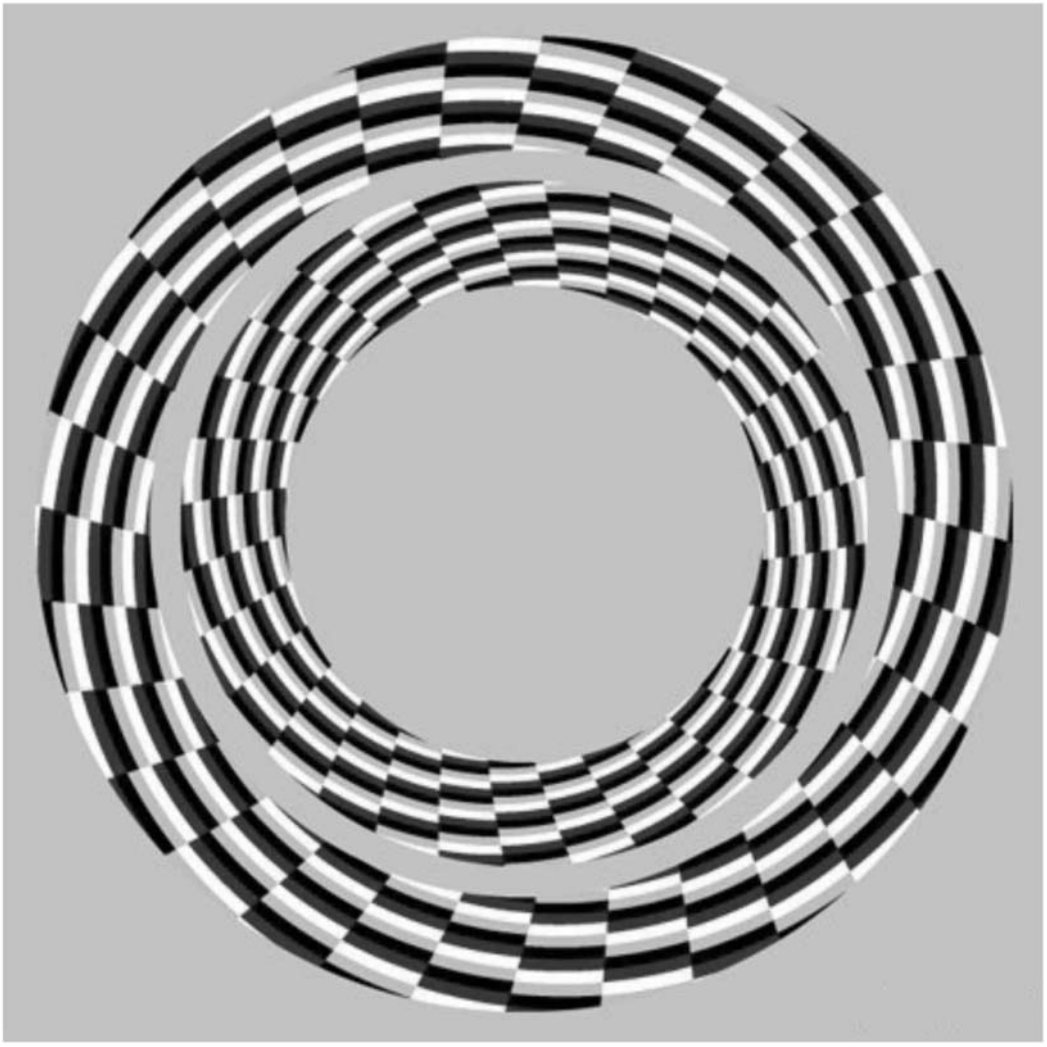
В экранах с многослойной структурой линии магнитной индукции дополнительно испытывают многократное преломление на границах раздела сред с различными значениями μ и σ. В связи с этим МПЭ характеризуются более высокой эффективности экранирования, по сравнению с однослойными экранами сопоставимой толщины.

Таким образом, наиболее перспективным с практической точки зрения способом формирования многослойных экранов является метод электролитического осаждения. Он позволяет синтезировать МПЭ с требуемыми магнитными и электрическими характеристиками, варьировать в широких диапазонах количество и толщину отдельных слоев, обеспечивать высокую технологичность процесса и жесткую фиксацию конструкции многослойного экрана. Эффективность экранирования постоянных магнитных полей МПЭ в 5-7 раз выше, чем у равных по толщине экранов, изготовленных из однослойных магнитомягких материалов.

1. Шапиро Д.Л. Основы теории электромагнитного экранирования. Л., «Энергия», 1975, 112с.
2. Волин М.Л. Паразитные процессы в радиоэлектронной аппаратуре. М.: «Радио и связь» 1981, 296с.

Секция АЮ

Я должна все время бежать, чтобы оставаться на месте...
Льюис Кэролл, «Алиса в стране чудес»



ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИКАХ

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ТОКОМ ОСЦИЛЛЯЦИИ ВИХРЕЙ В НАНОСТОЛБЧАТЫХ СПИНОВЫХ ВЕНТИЛЯХ

А.В. Хвальковский[1,2], J. Grollier[2], V. Cros[2], К.А. Звездин[1], А.К. Звездин[1], A. Fert[2]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, Palaiseau Cedex, France*

За последние несколько лет интерес к магнитным вихрям возрос многократно, поскольку было обнаружено, что вихри часто являются основным состоянием магнитных наноразмерных цилиндров. Изучение свойств магнитных нанодисков с вихревым состоянием выявило ряд новых эффектов, являющихся весьма перспективными с точки зрения приложений в области магнитной памяти и телекоммуникаций. В частности, высокочастотная динамика вихрей, индуцированная спиновым током в спин-вентильных магнитных наноструктурах, привлекла к себе значительный интерес [1-4]. Подобные СВЧ-наногенераторы могут излучать при нулевом внешнем магнитном поле, при этом с достаточно большой энергией и низким уровнем шумов в сигнале по сравнению с аналогичными системами, находящимися в однодоменном состоянии [5].

В настоящем докладе мы представляем результаты микромагнитного моделирования и аналитического расчета для наностолбчатого наногенератора с осциллирующим вихрем. Рассматривалась система диаметром 300 нм; свободный слой, толщиной 10 нм, содержит вихрь; опорный магнитный слой намагничен перпендикулярно плоскости. Если плотность тока J, текущего через столбик, превышает некое критическое значение J_{C1}, магнитный вихрь начинает осциллировать (двигаться по стационарной круговой траектории). Если J превышает большее значение J_{C2}, мы наблюдаем переключение намагниченности в центре вихря [6], за которым следует затухание осцилляций. Аналитическое рассмотрение подобных систем традиционно (напр., [3,4]) базируется на формализме Тьеля [7]; однако мы показываем, что применение подобного подхода может привести к качественным ошибкам, и предлагаем новый подход. Наконец, мы обсуждаем связь полученных теоретических результатов с экспериментальными работами, сделанными в нашей группе и другими авторами.

Работа была поддержана РФФИ, грант 08-02-90495.

1. V. S. Pribiag, et al., Nat. Phys. 3, 498 (2007)
2. M. R. Pufall et al. Phys. Rev. B 75, 140404 (R) (2007)
3. B.A. Ivanov, C.E. Zaspel. Phys. Rev. Lett. 99, 247208 (2007)
4. Y. Liu, H. He and Z. Zhang, Appl. Phys. Lett., 91, 242501 (2007)
5. S. I. Kiselev et al., Nature 425, 380 (2003)
6. K.Yu. Guslienko et al., Phys. Rev. Lett. 100, 027203 (2008)
7. A.A. Thiele, Phys. Rev. Lett. 30, 230 (1973)

ДИНАМИКА ВИХРЯ В СУБМИКРОННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЦИЛИНДРАХ

Г.Г. Аванесян[1,2], А.В. Хвальковский[1], К.А. Звездин[1], А.К. Звездин[1], Б.А. Иванов[3]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Московский Физико-Технческий Институт, Москва, Россия*
[3]*Институт магнетизма НАНУ, Киев, Украина*

Изучению свойств наноразмерных магнитных материалов в последние годы уделяется большое внимание. Обнаружение того факта, что вихревое распределение намагниченности в таких объектах может быть основным состоянием, а также стабильность и управляемое переключение вихря [1], явились причиной возникновения практического интереса к ним. В частности это связано с возможностью применения найденных свойств в магнитной памяти с высокой плотностью записи [2]. Активно изучаются возможности создания устройств, основанных на динамических свойствах наноцилиндров с вихрями, для применения в телекоммуникационных приложениях.

В настоящем докладе мы представляем результаты исследования динамики вихря в субмикронных нанодисках. Во-первых, мы изучали спектр возбуждения магнитной системы. При воздействии на субмикронный нанодиск, состоящий из магнитомягкого материала и находящийся в вихревом состоянии, коротким (длительностью в несколько пикосекунд) импульсом внешнего магнитного поля, происходит возбуждение мод системы с частотами до десятков ГГц. Спектр возбуждения вихревого состояния в ферромагнитных наноцилиндрах состоит из низкочастотной моды трансляционного (т.е. кругового) движения вихревого ядра, лежащую в субгигагерцовом диапазоне [3] и высокочастотных мод спиновых волн, лежащие в гигагерцовом диапазоне [4]. Высокочастотные моды соответствуют азимутальным и радиально симметричным осцилляциям намагниченности вихря. Описание высокочастотных мод ведётся посредством двух целочисленных индексов (n,m). Собственные функции, описывающие малое возмущение стационарного распределения намагниченности имеют вид $g_{nm}(\rho,\varphi)=\mu_n(\rho)\exp(im\varphi)$, где n=1,2,3…- радиальный индекс, и m=0,±1,±2… - азимутальный индекс. Дискретный набор собственных частот спинового возбуждения вихря представляется в виде $\omega_{n,m}$ или (n,m). В данной работе мы интересовались следующими собственными модами высокочастотной динамики вихря (1,±1). Как было предсказано аналитически [5] и показано экспериментально [6], для данного набора наблюдается аномальное расщепление высокочастотных собственных мод динамики вихря. В качестве образца в наших исследованиях использовался диск из пермаллоя диаметром 300 нм и толщиной 10 нм. Возбуждение системы проводится с

помощью магнитного поля или спин-поляризованного тока. И в первом и во втором случае в спектре возбуждения наблюдаются три отчётливых пика. Первый пик находится в субгигагерцовом диапазоне ~0,3 ГГц. Два других пика отстоят друг от друга на величину порядка 1 ГГц и располагаются в гигагерцовом диапазоне (<10 ГГц). Полученные значения частот, а так же расщепление высокочастотных мод находятся в полном соответствии с аналитическими предсказаниями [7,8].

Затем, мы провели исследование, направленное на изучение влияния дефектов (магнитных неоднородностей) на движение вихря. В качестве исходного образца, рассматривалась та же система, что и в предыдущем случае, в которой было возбуждено стационарное движение вихря по круговой траектории под действием постоянного спин-поляризованного тока плотностью $7 \cdot 10^6$ А/см^2. Мы рассматривали наличие в такой системе магнитных дефектов. Рассматривались дефекты двух типов. Первый тип: дефект представляет собой область с большой одноосной анизотропией (константа анизотропии $\sim 10^5 \div 10^7$ Эрг/см^3). Второй тип: дефект представляет собой область, в которой отсутствует магнитный материал («дырка»). Нашей целью являлось установить зависимость динамики вихря от формы, размера и расположения введённого дефекта по отношению к центру вихря. В данной работе мы используем круглые дефекты диаметром в 3;5;10 нм, и квадратные дефекты со стороной 3;5;10 нм. При различном расположении данных дефектов относительно центра вихря наблюдаются ряд новых и интересных эффектов. Например, было обнаружено, что если расположить дефект в виде квадратной дырки размером 5 нм, центр которой расположен на расстоянии 2 нм от номинальной траектории вихревого ядра, то ядро вихря захватывается дефектом и прекращает своё движение. Другой обнаруженный эффект - переключение поляризации вихря (т.е. направления намагниченности в его центре). Оно наблюдалось в частности для квадратного дефекта в виде дырки со стороной 5 нм, центр которого расположен на расстоянии ~5 нм от центра вихревого ядра в сторону от центра образца. Также наблюдались некоторые другие эффекты, которые будут представлены.

Работа была поддержана РФФИ, грант 08-02-90495.

1. J. Shi, S. Tehrani, et al., Appl. Phys. 74,2525 (1999).
2. N. Nishimura, et al., Appl. Phys. 91 (2002), 5246 (2002).
3. V. Novosad, F.Fradin, et al., Phys. Rev. B 72, 024455 (2005).
4. K. Guslienko, W.Scholz, et al., Phys.Rev. B 71, 144407 (2005).
5. B. Ivanov, et al., Phys. Rev. B 58, 8464 (1998).
6. X. Zhu, Z. Liu, et al., Phys.Rev. B 71, 180408 (2005).
7. B. Ivanov, E. Zaspel, Phys.Rev. 94, 027205 (2005).
8. K. Guslienko, N. Slavin, et al., Phys.Rev.(2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ В БОЛЬШИХ ПЛОСКОСТНЫХ ПОЛЯХ

М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Экспериментальному и теоретическому исследованию динамики доменных границ (ДГ) в пленках ферритов-гранатов, в том числе и с использованием плоскостных полей, посвящено значительное число работ [1].

Методом двукратной цифровой высокоскоростной фотографии [2] исследована динамика одиночной прямолинейной ДГ в эпитаксиальых пленках BiYFeGa граната с ориентацией (111) в плоскостных полях, перпендикулярных плоскости доменной границы. Поле перпендикулярной анизотропии составляло 5 - 6 кЭ, $4\pi M_s$=80 Гс. Одиночную ДГ создавали с помощью градиентного магнитного поля $6\cdot10^3$ Э/см, перпендикулярного поверхности пленки. Динамическую доменную границу освещали импульсами красного света длительностью 0,25 нс, задержанными друг относительно друга на 6 – 14 нс. Импульсные магнитные поля H_{imp}, продвигающие ДГ, имели амплитуду до 600 Э. Использованный нами метод исследования позволял фиксировать динамическую ДГ и определять не только скорость движения и подвижность доменной границы, но и определять ее видимую ширину в процессе движения.

Рис.1. Двукратная фотография доменной границы в пленке феррита-граната, движущейся слева направо со скоростью 10 км/с.

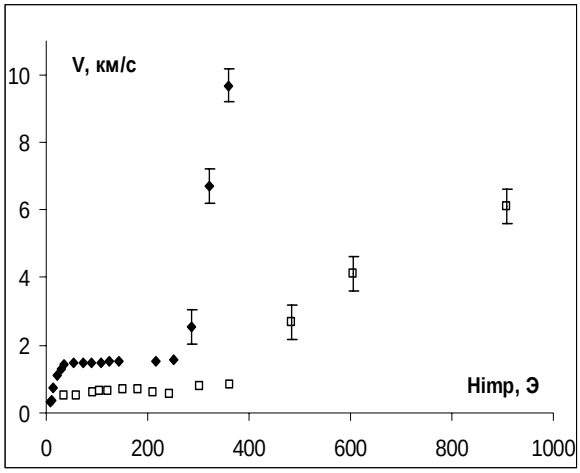


Рис.2. Зависимость скорости движения доменной границы от величины импульсного магнитного поля в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля Нпл = 1 кЭ (□); Нпл = 2 кЭ (●).

Эксперименты проводили как в контрасте ДГ, так и в контрасте доменов (рис.1). Исследовали зависимость скорости движения ДГ от величины продвигающего магнитного поля при различных значениях постоянного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно к плоскости границы и лежащего в плоскости образца (H_{pl}) (рис.2). С ростом величины импульсного магнитного поля скорость движения ДГ (V) сначала моно-

тонно возрастала, достигала некоторой скорости (V_{max}), которая оставалась неизменной при увеличении продвигающего магнитного поля H_{imp} вплоть до некоторой величины. При этом видимая ширина доменной границы не изменялась и составляла около 3 мкм (рис.3). При дальнейшем возрастании магнитного поля H_{imp} скорость движения ДГ увеличивалась, сама граница становилась диффузной, а в образце наблюдалось хаотичное рождение доменов на пути следования ДГ.

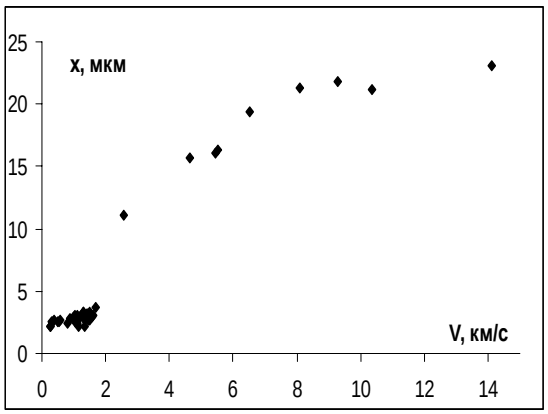


Рис.3. Зависимость видимой ширины доменной границы (x) от скорости ее движения в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля, перпендикулярного плоскости границы (Нпл) величиной 2 кЭ.

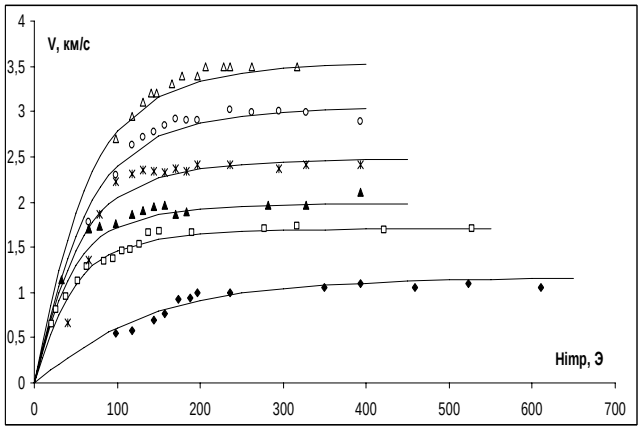


Рис.4. Зависимость скорости движения доменной границы (V) от величины импульсного магнитного поля (H_{imp}) в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля Нпл= 1,3 кЭ (●); Нпл= 2 кЭ(□); Нпл= 2,5 кЭ (▲); Нпл= 2,9 кЭ(*); Нпл= 3,9 кЭ (○); Нпл= 4,4 кЭ (Δ).

Зависимость скорости движения ДГ от величины продвигающего магнитного поля H_{imp} для недиффузной границы описывается уравнением: $V(H_{imp}) = \dfrac{\mu \cdot H_{imp}}{\sqrt{1 + \left(\dfrac{\mu \cdot H_{imp}}{V_{\max}}\right)^2}}$ [3], эдесь μ – подвижность доменной границы (сплошные кривые на рис.4). Характер зависимостей $V(H_{imp})$ не меняется в зависимости от величины плоскостного магнитного поля, однако, значение скорости V_{max} линейно возрастает в зависимости от величины H_{pl} (рис.5) и достигает скорости, близкой к скорости звука в ферритах-гранатах.

По начальным линейным участкам зависимостей $V(H_{imp})$, полученных в присутствии различных постоянных магнитных полей H_{pl}, была определена подвижность доменной границы μ. Изменение величины подвижности в зависимости от значений H_{pl} показано на рис.6. На графике отчетливо видны два линейных участка. При малых величинах H_{pl} подвижность доменной границы резко возрастает, достигая значения $\mu = 2 \cdot 10^3$ см/(с·Э) в присутствии H_{pl}=2кЭ. Затем увеличение подвижности становится менее заметным.

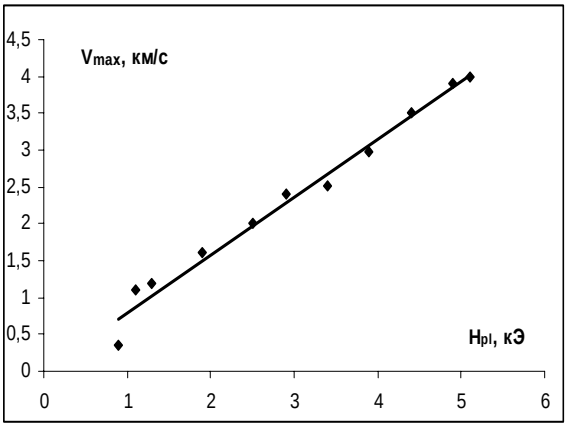


Рис.5. Зависимость скорости насыщения от величины плоскостного магнитного поля.

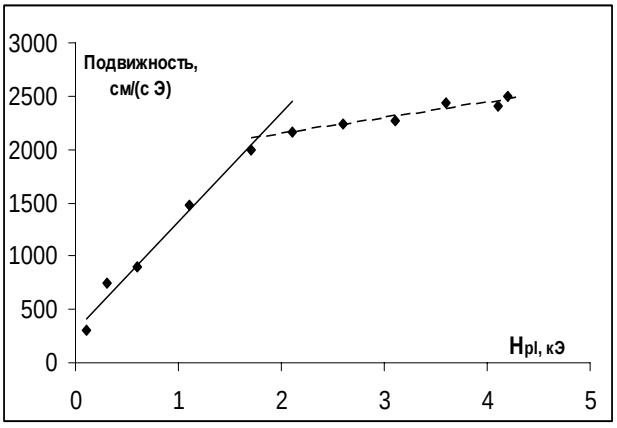


Рис.6. Зависимость подвижности доменной границы от величины плоскостного магнитного поля.

Постоянное магнитное поле H_{pl} стабилизирует структуру ДГ, благодаря чему увеличивается скорость, начиная с которой структура границы перестает быть стабильной. Однако экспериментальное наблюдение больших скоростей движения ДГ в плоскостных полях, сравнимых с полем анизотропии, ограничено снижением контраста доменной структуры. Кроме того, поскольку в присутствии больших плоскостных полей перед ДГ начинается хаотичное рождение доменов, точность определения скорости движения границы резко снижается.

Согласно теории зависимости подвижности ДГ от величины поля H_{pl} в пленках с перпендикулярной анизотропией разные вклады в релаксацию можно разделить путем анализа экспериментальной зависимости $\mu(H_{pl})$ [4]. Однако экспериментальные значения подвижности ДГ значительно меньше величин, предсказанных теорией. Кроме того, теоретические кривые передают только общий характер экспериментальных зависимостей [1]. Сравнение полученных экспериментальных данных по зависимости $\mu(H_{pl})$ с расчетами, представленными в работе [4], дает возможность предположить, что в малых плоскостных полях резкое возрастание подвижности доменной границы обусловлено вкладом обменной релаксации. Последующее более слабое возрастание подвижности может быть связано с релятивистской релаксацией и эффектами диссипации.

1. В.А.Боков, В.В.Волков, Н.Л.Петриченко, ФТТ, **44**, 2018 (2008).
2. М.В.Четкин, Ю.Н.Курбатова, Т.Б.Шапаева, ЖЭТФ, **130**, 181 (2006)
3. Б.А.Иванов, Н.Е.Кулагин, ЖЭТФ, **112**, 953 (1997).
4. Б.А.Иванов, К.А.Сафарян, ФТТ, **32**, 3507 (1990).

АКУСТИЧЕСКОЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский

Таврический национальный университет, Симферополь, Украина

Существование специфических акустических эффектов в антиферромагнитных (АФ) кристаллах теоретически обосновал и предсказал Туров [1]. Проявление одного из таких эффектов – линейного акустического двупреломления (ДП) звука – впервые наблюдал Гаккель в экспериментах на карбонате марганца, $MnCO_3$ [2]. Эффект, представляющий собой акустический аналог оптического явления Коттона-Мутона [3], состоит в том, что при распространении поперечной линейно поляризованной звуковой волны вдоль оси третьего порядка ромбоэдрического АФ кристалла одна из линейно поляризованных мод не взаимодействует с магнитной подсистемой (немагнитная мода, **q**), а вторая весьма существенно взаимодействует с ней (магнитная мода, **r**). Скорость звука магнитной моды зависит от магнитного поля, что приводит к сдвигу фаз между модами и, как следствие, эллиптической поляризации прошедшей в кристалле волны. При этом полевая зависимость амплитуды прошедшей в кристалле акустической волны A(H) носит осцилляционный характер.

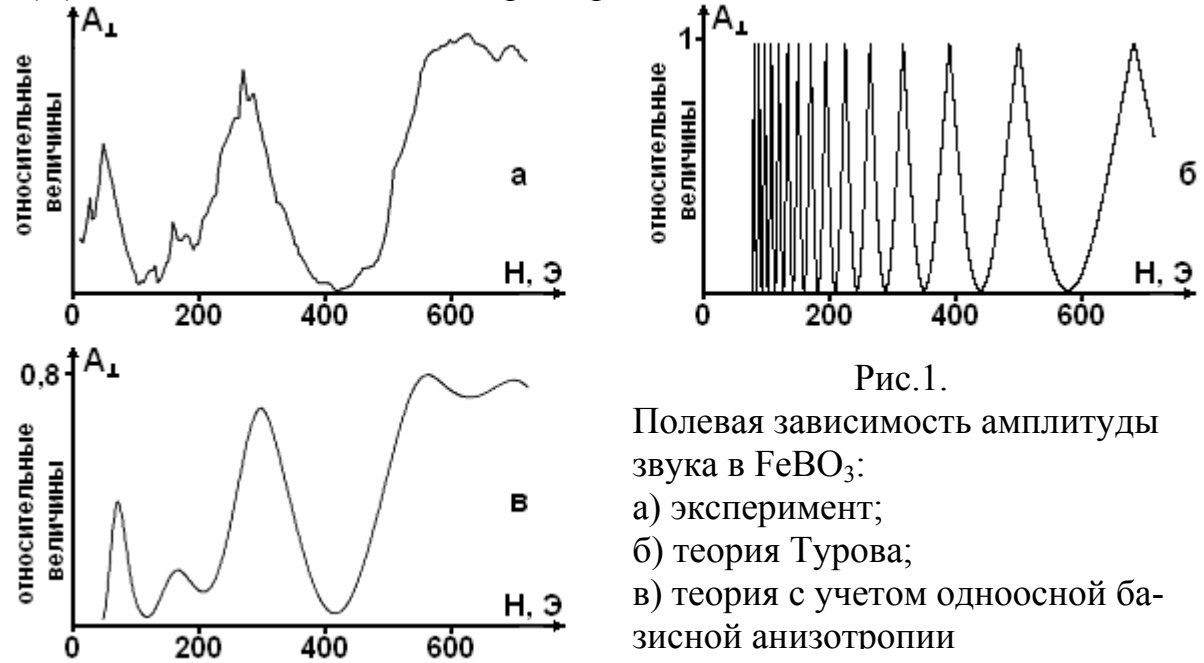


Рис.1.
Полевая зависимость амплитуды звука в $FeBO_3$:
а) эксперимент;
б) теория Турова;
в) теория с учетом одноосной базисной анизотропии

Эксперименты по возбуждению звука в изоструктурном карбонату марганца борате железа, $FeBO_3$, выполнены в ИРЭ НАН Украины [4]. Поперечная акустическая волна возбуждалась и регистрировалась на базисных гранях изометричного монокристалла бората железа. Несмотря на то, что теория Турова хорошо описывает экспериментальную зависимость A(H) для $MnCO_3$, в случае бората железа эта теория удовлетворительного

описания не дает. Причины расхождения могут заключаться в следующем. Эффекты ДП вызываются магнитоупругой (МУ) добавкой ΔC в эффективный упругий модуль $C^{eff} = C + \Delta C$. Причем период осцилляций кривой A(H) убывает с ростом величины МУ связи $|\Delta C/C|$. Период экспериментальной кривой A(H) для бората железа существенно превосходит период расчетной кривой (ср. рис.1а и 1б). Это означает, что существует физический механизм, приводящий к уменьшению МУ связи. Поиск такого механизма показал, что величина $|\Delta C|$ может убывать за счет магнитной анизотропии. Действительно, анизотропия ограничивает колебания спинов, вызываемые упругими колебаниями, что эквивалентно уменьшению МУ связи. В процессе магнитоакустических экспериментов механические напряжения, вызываемые экспериментальными граничными условиями, формируют в базисной плоскости кристалла одноосную магнитную анизотропию. Учет этой анизотропии в рамках развитой теории [4] позволил получить удовлетворительное описание эксперимента (ср. рис.1а и 1в). Важный вывод состоит в том, что сильная МУ связь должна проявляться двояко. С одной стороны она вызывает сам эффект ДП, с другой – приводит к необходимости учета базисной магнитной анизотропии, в том числе индуцированной механическими граничными условиями. Поскольку анизотропия в этом случае значительно изменяет саму МУ связь и тем самым существенно влияет снова на эффекты ДП. Подтверждением этому может служить обнаруженное в экспериментах по ДП звука в гематите, α-Fe_2O_3, [5] проявление слабой гексагональной анизотропии наряду с индуцированной одноосной анизотропией. Мы обобщили теорию ДП звука для ромбоэдрических АФ кристаллов [4] на случай учета гексагональной базисной анизотропии, что позволило адекватно описать эксперименты [5]. В рамках обобщенной теории выражение для магнитоупругого вклада ΔC в эффективный упругий модуль имеет следующий вид:

$$\Delta C = -\frac{4H_E B_{14}^2}{M_0[2H_E H_{me1} + H\cdot(H_D \sin\varphi - H\cos 2\varphi)] + G\cdot H_E},$$

где H_E, H_D, H_{me1} – эффективные поля; H – внешнее магнитное поле; M_0 – подрешеточная намагниченность; B_{14} – МУ константа; φ – угол между магнитным полем и АФ вектором; G – выражение, содержащее базисноанизотропные слагаемые, имеющие аксиальную, гексагональную и более сложную симметрию.

Эффект акустического ДП связан с существованием двух мод, магнитной и немагнитной, поперечной акустической волны со взаимно

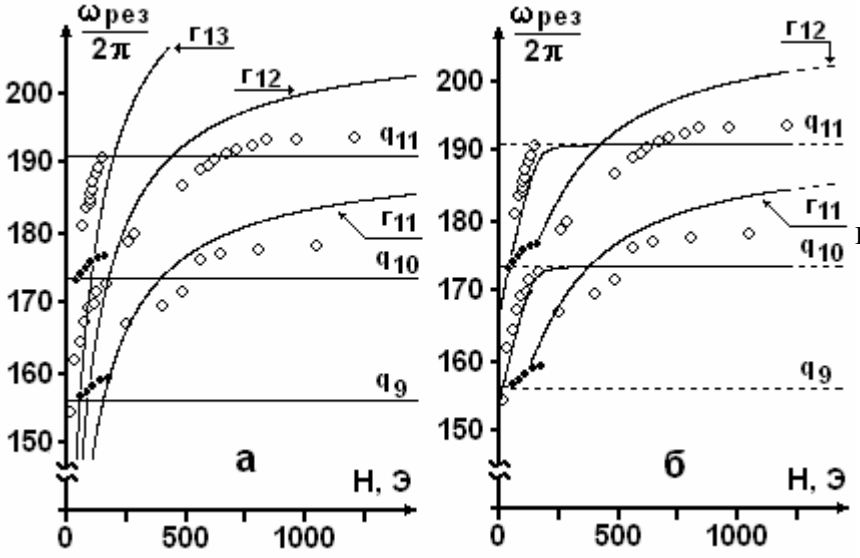


Рис.2. Полевая зависимость частоты акустического резонанса в $FeBO_3$: кружки – эксперимент; сплошные линии – теория: а) однородно намагниченный кристалл; б) неоднородный случай

ортогональными поляризациями. Магнитные и немагнитные моды акустической волны при ДП удается наблюдать в условиях размерного акустического резонанса, возникающего при переотражении звуковых волн от базисных поверхностей кристалла $FeBO_3$ [6]. Однако экспериментальные зависимости $\omega_{рез}(H)$ (рис.2, точки) свидетельствуют о том, что с изменением магнитного поля смещаются все резонансы, а не только «магнитные», правда, с разной «скоростью». Анализ показал, что наблюдаемый эффект связан с неоднородным распределением намагниченности, которое вызывается убыванием от поверхности вглубь образца индуцированной анизотропии. Расчет в рамках построенной теории, учитывающей это обстоятельство [7], позволил объяснить эксперимент (рис.2б, сплошные линии). В отличие от однородного (см. рис.2а, сплошные линии) в неоднородном случае моды оказываются «перепутанными», и на смену чистым магнитным и немагнитным модам приходят гибридные. При этом резонансные кривые $\omega_{рез}(H)$ существенно трансформируются. В частности, возникает их «расталкивание». Отметим, также, что при смещении вдоль резонансной кривой (см. рис.2б) акустический резонанс, превращается из магнитного в немагнитный или наоборот. Наиболее значительное взаимодействие резонансов наблюдается вблизи точки пересечения резонансных кривых для чистых мод.

1. Е.А. Туров, ЖЭТФ, **92**, 1886 (1987)
2. В.Р. Гаккель, Письма в ЖЭТФ, **9**, 590 (1969)
3. Е.А. Туров, ЖЭТФ, **96**, 2140 (1989)
4. Yu.N. Mitsay, K.M. Skibinsky, M.B. Strugatsky, A.P. Korolyuk, V.V. Tarakanov and V.I. Khizhnyi, JMMM, **219**, 340 (2000)
5. И.Ш. Ахмадуллин, С.А .Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов, ФТТ, **47**, 506 (2004)
6. В.В. Тараканов, В.И. Хижный, ФНТ, **22**, 752 (1996)
7. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky, JMMM, **309**, 64 (2007)

СТРУКТУРА И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИММЕТРИЧНЫХ ВИХРЕПОДОБНЫХ СТЕНОК В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ.

Б.Н. Филиппов, Ф.А. Кассан-Оглы, М.Н.Дубовик

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, 620041, Екатеринбург, Россия.

Многие важные свойства пленок, например, скорость их перемагничивания напрямую зависят от нелинейных динамических свойств доменных границ, содержащихся в пленках. Следует ожидать, что структура стенок и их динамическое поведение в многослойных пленках, имеющих важное значение для конкретных устройств, будут сильно отличаться от соответствующих свойств однородных магнитных слоев. Однако до сих пор моделирование свойств структуры и динамики доменных стенок многослойных пленок на основе численной минимизации полного функционала энергии, точно учитывающего все основные взаимодействия, включая диполь-дипольное, не существует.

Известно, что в магнитных пленках структура стенки не является одномерной чисто неелевской или блоховской. Так в пленках с плоскостной анизотропией стенки (см., например, [1]) являются асимметричными, и их внутренняя структура имеет вихреобразный характер. В настоящее время это доказано как теоретически [1], так и экспериментально (например, [2]). При движении вихреподобных стенок во внешнем магнитном поле H, направленном вдоль оси анизотропии, лежащей в плоскости пленки их внутренняя структура может сильно изменяться. Прежде всего, существующие внутри стенки вихри смещаются к одной из поверхностей, т. е. их движение происходит вдоль нормали к поверхности пленки. Но в многослойных пленках, именно вдоль этого направления, имеются неоднородности магнитных параметров: намагниченности насыщения M_s, константы анизотропии K и обменного параметра A. Наличие таких неоднородностей может стать серьезной причиной для торможения вих-рей, что может привести к совершенно иным сценариям нелинейного поведения стенок, в многослойных пленках по сравнению с однослойными. Сказанное выше является основанием для развития теории структур стенок со сложной внутренней структурой и их нелинейного динамического поведения в многослойных пленках на основе численных методов.

Мы провели детальное исследование структуры стенок с двухмерным распределением намагниченности, а также их нелинейной нестационарной динамики. Было установлено, что как структура этих стенок, так и их динамика существенно отличаются от структуры и динамики стенок в однослойных пленках.

Главным моментом в изменении структуры, как для асимметричных стенок, является смещение их центров в сторону слоев с большей намагни-

ченностью насыщения или с меньшей анизотропией. При этом оказалось, что величина смещения при постоянном отношении намагниченностей насыщения или констант анизотропии слоев оказывает-ся немонотонной функцией отношения их толщин. В связи с указанным смещением вихрей, стенка в двухслойной пленке оказывается асимметричной не только относительно плоскости, перпендикулярной поверхности пленки, как в однослойной пленке, но и относительно центральной плоскости, параллельной поверхности пленки.

Более существенное влияние многослойность пленки оказывает на метастабильные двухвихревые состояния, типа асимметричных неелевских стенок однослойных пленок. В данном случае полностью теряется всякая симметрия распределения намагниченности. Кроме того, двухвихревая неелевсвая структура может оказаться вообще неустойчивой.

Изменение отношения констант анизотропии к в широком интервале (к $\in(1\text{-}10^2)$) в пленках с базовыми M_s и A не приводит к заметным деформациям структуры стенок. Эти изменения становятся заметными лишь при к$>10^2$.

Было показано, что двухслойность пленки, при определенных условиях, может приводить к совершенно новым механизмам нелинейной динамической перестройки структуры стенки по сравнению с однослойными пленками. При этом характер этой перестройки существенно зависит не только от величины перепада намагниченностей насыщения в соседних слоях, но и от конкретной магнитной структуры (включая направления намагниченностей в доменах при данном направлении магнитного поля, и характера внутренней структуры доменных границ).

Наиболее значительное изменение сценария динамической перестройки, связанное с появлением трехвихревых структур, выявлено в пленках толщиной 100 *нм* и больше при отношении $R=M_{1s}/M_{2s}\geq 1.5$. Существенно, что при этом не возникает вырождения скорости по киральности на периоде динамического преобразования стенок, как это бывает, в однослойных пленках.

Другим существенно новым сценарием развития динамической перестройки структуры стенки, обуславливающим ее нестационарное поведение, является сценарий, связанный с образованием двухвихревых структур, с вихрями противоположной киральности совершающих движение как поперек пленки, так и в ее плоскости.

Самым универсальным механизмом перестройки стенки, оказывается механизм, связанный с образованием двухвихревых структур с вихрями, обладающими противоположной киральностью, расположенными друг над другом и движущимися только поперек пленки. Для примера такой сценарий представлен на рисунке для двухслойной пленки толщиной

100 *нм* с намагниченностью насыщения верхнего (нижнего) слоя 800 *Гс* (600 Гс). Остальные как у пермаллоев состава $Fe_{20}Ni_{80}$. . Толщина верхнего слоя 40 *нм*. H=140Э.

Установлено, что все обнаруженные необычные особенности динамического поведения стенок связаны с многослойностью пленки. Физически это обусловлено тем, что при движении доменной стенки вдоль слоев плен-ки происходит и движение вихрей, образую-щих структуру стенки. Важно, что вихри, в частности, движутся в направлении, перпендикулярном слоям. Существующие перепады намагниченности и других параметров пленки в этом направлении приводят к торможению движения вихрей и при данной скорости прецессии намагниченности, возникающей при фиксированном магнитном поле, стенка «вынуждена» менять свою структуру.

Как правило, в многослойных пленках интервалы времени на которых происходят попятные движения стенки оказываются маленькими по сравнению с величиной периода изменения скорости. Это приводит к тому, что средняя по времени скорость стенки (именно она измеряется экспериментально) в полях $H>H_c$ практически выходит на стационарный режим.

Работа выполнена по проекту ОФН РАН №27.

1. A.E. La Bonte, J. Appl. Phys., **40**, 2450 (1969
2. S Tsukahara., H. Kavakatsu , J. Phys. Soc. Jap., **32,** 1493 (1972).

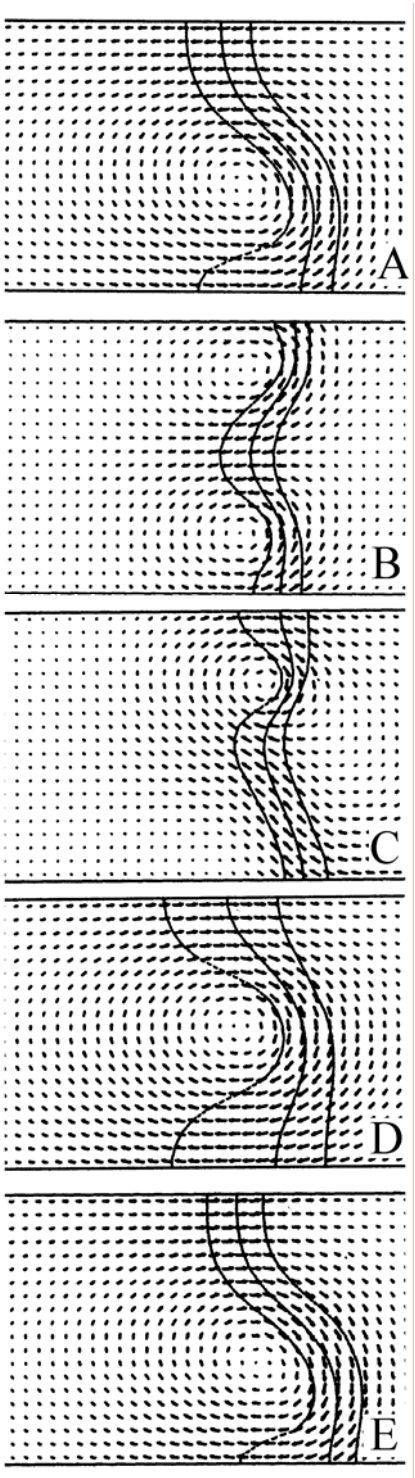


Рис. Последовательная перестройка структуры стенки при ее движении вдоль слоев двухслойной пленки

САМООРГАНИЗАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В ГАРМОНИЧЕСКИХ И ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

М. В. Логунов, М. В. Герасимов, П. М. Малышев, Н. В. Моисеев

Мордовский госуниверситет им. Н. П. Огарева, Саранск

В плёнках ферритов-гранатов обнаружено большое разнообразие пространственно-упорядоченных доменных структур, образующих двумерные решётки доменов [1, 2]. Решётки, принадлежащие к различным пространственным группам симметрии, состоят из топологически модифицированных цилиндрических доменов (ЦМД). Их формирование происходит в импульсных или гармонических магнитных полях, а упорядочение состояние сохраняется при отключении переменных полей сколь угодно долго. Такие структуры могут быть основой для управляемых магнонных кристаллов [3]. Изучение процессов формирования пространственно-упорядоченных доменных структур в однородных магнитных полях, то есть фактически самоорганизация структур из исходной неупорядоченной (лабиринтной) структуры может представлять интерес и как аналог процесса самосборки наноструктур [4].

В настоящей работе основное внимание уделено изучению динамических процессов движения и преобразования доменов в процессе формирования двумерных решёток. Использовали метод высокоскоростной фотографии [5]. Во время действия радиоимпульса поля происходит формирование доменной структуры, элементы которой в виде искаженных ЦМД образуют (в первом приближении) гексагональную плотнейшую упаковку. Это условие является необходимым для формирования двумерных решёток доменов. Различные участки одного и того же домена совершают движение с разной скоростью, о чем говорит их геометрически неправильная форма (рис. 1). Только магнитостатическое взаимодействие с соседними доменами при сближении приводит к выравниванию границ доменов и формированию ЦМД, гантелевидных и эллиптических доменов в двумерных решётках.

При формировании двумерных доменных структур выявлено наличие преимущественных направлений выстраивания доменов. Например, двумерные решетки доменов с группой симметрии *Pab*2 (в виде «паркета») при одних и тех же условиях эксперимента могут иметь различные направления выстраивания системы доменов относительно опорного направления в плоскости пленки (рис. 2). Наличие двух взаимно перпендикулярных преимущественных направлений выстраивания решетки доменов свидетельствует о влиянии на процесс слабой орторомбической компоненты магнитной анизотропии плёнки, на порядок меньшей одноосной компоненты анизотропии. Большая величина ромбической компоненты магнит-

ной анизотропии является негативным фактором для самоорганизации двумерных структур [1].

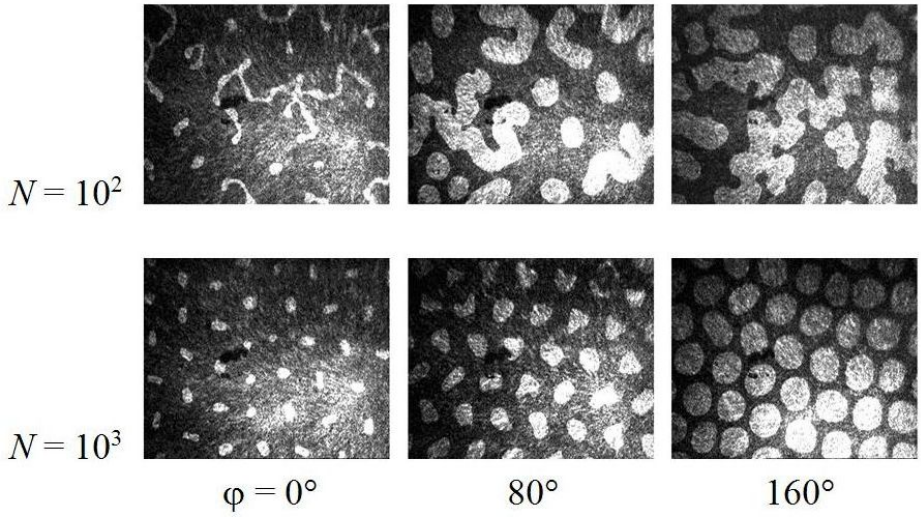
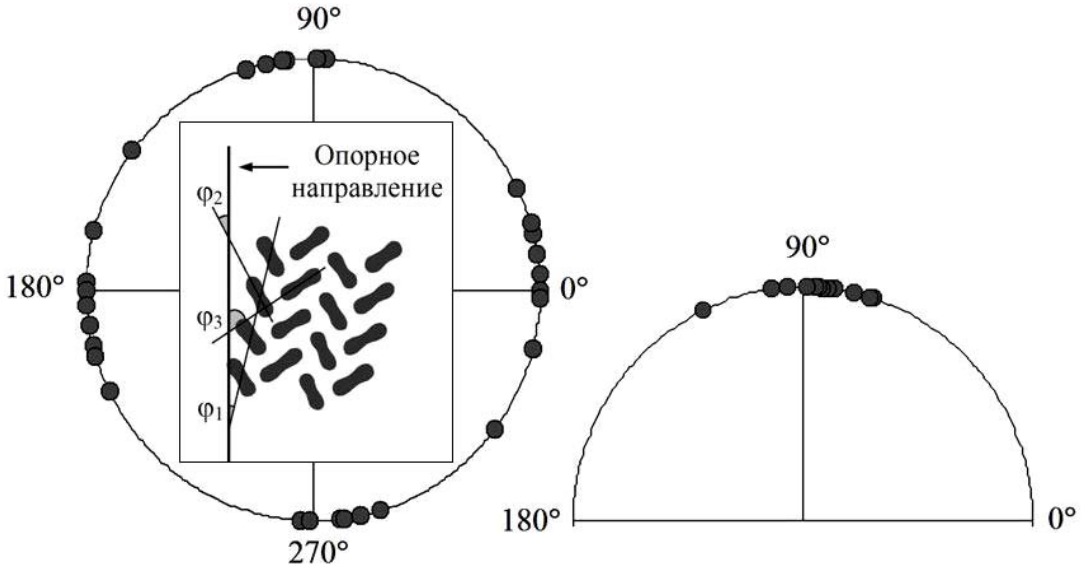


Рис. 1. Динамические доменные структуры, соответствующие различным фазам *N*-ых периодов поля радиоимпульса.



а б

Рис. 2. Отклонения направлений рядов доменов в двумерных решетках с группой симметрии *Pab*2 на угол φ_1 от опорного направления (а) и значения угла $\psi = \varphi_3 - \varphi_2$ между осями доменов в соседних рядах (б).

Некоторые особенности процесса формирования двумерных структур более ярко проявляются при их формировании в импульсном магнитном поле, например переориентация гантелевидных доменов в доменной структуре, принадлежащей к группе симметрии *P*6 (рис. 3). В процессе видеосъемки использовали частоту следования импульсов магнитного поля, вдвое большую частоты кадров видеокамеры. В результате на одном

видеокадре фиксировали изображение двух последовательных доменных конфигураций, формирующихся в один и тот же момент времени относительно начала каждого из двух последовательных импульсов магнитного поля.

Размер ЦМД в структуре *P*6 в результате действия импульса поля не только уменьшается, но и увеличивается относительно статического равновесного размера ЦМД. Примечательно, что изменение размеров ЦМД происходит в диапазоне существования статически равновесного уединённого ЦМД, верхней границей которого является диаметр d_2 при эллиптической неустойчивости ЦМД, а нижней - диаметр d_0 при коллапсе ЦМД (рис. 3). Формирование упорядоченных доменных структур типа *P*6 возможно только в присутствии определенного постоянного поля смещения, которое переводит ЦМД в указанный на рис. 3 «коридор».

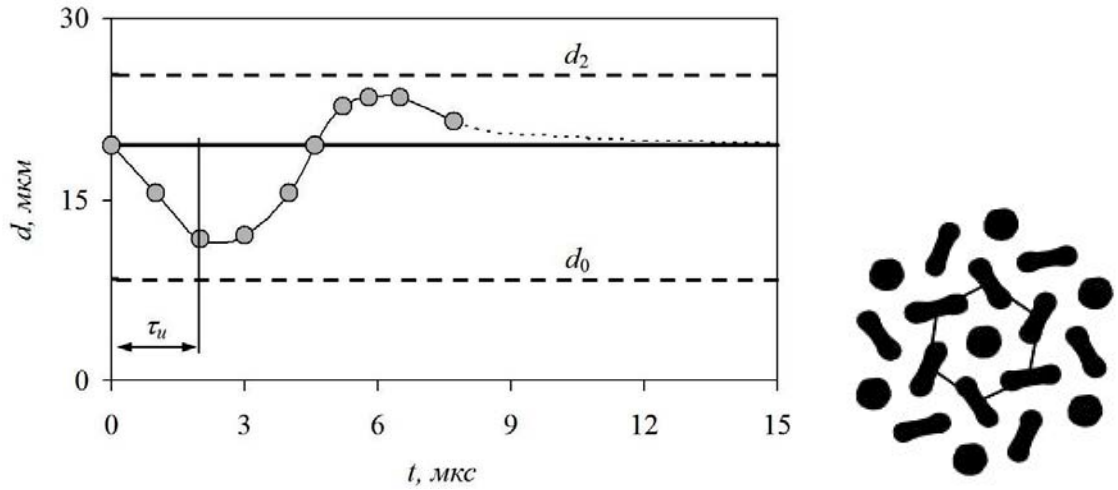


Рис. 3. Временная зависимость диаметра ЦМД в структуре типа *P*6. Штриховые линии соответствуют предельным диаметрам статического ЦМД, сплошная жирная линия – статически равновесный размер ЦМД в структуре типа $P6$. Указана длительность импульса магнитного поля τ_u.

1. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., ЖЭТФ, **103**, 213 (1993); **108**, 1031 (1995).
2. М. В. Логунов, М. В. Герасимов, Письма в ЖЭТФ, **74**, 551 (2001).
3. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов и др., Письма в ЖЭТФ, **77**, 670 (2003).
4. E. Asciutto, C. Roland, and C. Sagui, Phys. Rev. E, **72**, 021504 (2005).
5. М. В. Логунов, М. В. Герасимов и др., Сб. трудов НМММ-XX, 153 (2006).

НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ ВВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Е.А. Жуков[1], В.И. Жукова[2], А.П. Кузьменко[3], Ю.И. Щербаков[1]

1) Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск
2) Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск
3)Курский государственный технический университет, г. Курск

К настоящему времени общепризнанными фактами являются нелинейный и неодномерный характер движения доменных границ (ДГ) в слабых ферромагнетиках – ортоферритах и борате железа [1]. Для описания механизмов торможения ДГ выдвинут ряд предположений, учитывающих возбуждение магнитоакустических (МА) волн и пристеночных (винтеровских) магнонов [1-3]. Однако полное и последовательное объяснение наблюдаемых особенностей, возникающих на зависимости скорости движения ДГ v от продвигающего магнитного поля $v(H)$ при движении ДГ в этих ферромагнетиках отсутствует.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния поверхностных магнитоупругих волн на динамику ДГ в пластинах $YFeO_3$, вырезанных перпендикулярно оптической оси

Для регистрации колебаний ДГ на дозвуковых скоростях $v \le s_t$ был также применен магнитооптический метод, основанный на эффекте Фарадея. Источником непрерывного лазерного излучения служил одномодовый He-Ne лазер с длиной волны излучения 630 нм. Одиночная ДГ располагалась в центре области ограничиваемой катушками. Смещения ДГ определялись по интенсивности прошедшего излучения. Линейность зависимости смещений ДГ достигалась с помощью щелевой диафрагмы.

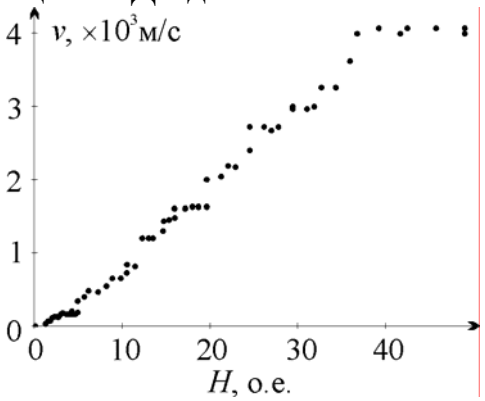


Рис.1. Зависимость дозвуковой скорости ДГ от амплитуды магнитного поля

Полученная зависимость скорости ДГ от амплитуды магнитного поля – $v(H)$ на дозвуковых скоростях приведена на рис. 1. На ней обнаружены, так называемые, полочки при скоростях 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.8, 1.2, 1.4, 1.6, 2.0, 2.2, 2.7, 3.0, 3.2, 4.0×10^3 м/с. Ранее наблюдалось торможение ДГ в $YFeO_3$ на скоростях 2.3 и 2.8×10^3 м/с [4] и примерно 0.5 и 0.8×10^3 м/с [5], которые близки к результатам, представленным на рис. 1.

Для возможного физического объяснения торможения ДГ, как на дозвуковых скоростях, так и на сверхзвуковых предлагается учесть ее взаимодействие с поверхностными волнами и нелинейное многоволновое

взаимодействие с участием магнитных и акустических волн [6]. В этом случае условия фазового синхронизма выполняются при скорости ДГ:

$$v_{dw} = (n\omega_1 + m\omega_2)/(nk_1 + mk_2),$$

где n, m – целые числа, $\omega_{1,2}$, $k_{1,2}$ – частоты и волновые числа взаимодействующих волн. Это позволяет объяснить возникновение некоторых аномалий на зависимости $v(H)$ в пластинчатых образцах ортоферритов взаимодействием ДГ с нормальными пластинчатыми волнами в магнитной и акустической подсистемах – МА волнами.

Исследованы взаимодействия ДГ и возбуждаемых ею МА волн на дозвуковых скоростях в пластинах $YFeO_3$. Амплитуда МА волн измерялась теневым способом по интенсивности отраженного от поверхности образца излучения на длине волны 630 нм одномодового He-Ne лазера, регистрируемого в дальней зоне с помощью фотодиода и цифрового осциллографа типа TDS 5054. Диаметр луча на образце составлял 1 мм. В установившемся режиме при воздействии на ДГ прямоугольного биполярного импульса магнитного поля наблюдалось резкое возрастание сигнала на ряде резонансных частот, определяемых размерами образцов. Для исследования временных характеристик возбуждаемых МА волн биполярный прямоугольный сигнал магнитного поля модулировался низкочастотной прямоугольной огибающей. Наибольшая амплитуда МА волн Лэмба составилила до 7 нм. Взаимодействие между ними сопровождалось перекачкой энергии, что продемонстрировано с помощью вейвлет анализа [7]. На рис. 2, где представлен контурный график коэффициентов:

$$c(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t)\frac{1}{\sqrt{a}}\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)dt; \quad \psi(t) = \frac{\partial^2}{\partial t^2}\exp\left(-\frac{t^2}{2}\right),$$

где $u(t)$ – временная зависимость амплитуды МА волны (рис. 2) и их временные графики для значений a, равных 100 (пунктирная линия) и 8 (сплошная линия), соответствующих частотам 1 кГц и 12.5 кГц (рис. 3)

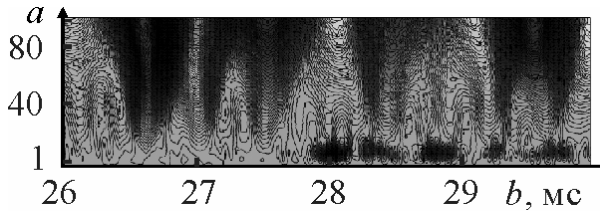


Рис.2 Вейвлет-поверхность $c(a, b)$

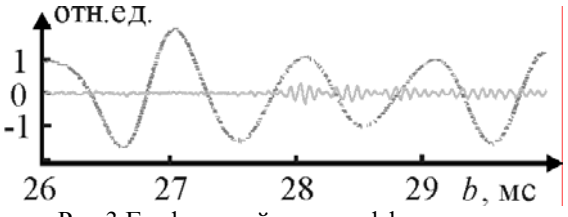


Рис.3 Графики вейвлет-коэффициентов $c(100, b)$ – пунктирная линия, $c(8, b)$ – сплошная

Теоретический анализ МА волн, сопровождающих движением ДГ в бесконечной плоскопараллельной пластине ортоферрита, ограниченной областью $-h/2 \le z \le h/2$ в магнитной фазе Γ_4 со спиновой конфигурацией G_xF_z, указывает на возможность их возбуждения как на околозвуковых, так и на дозвуковых скоростях ДГ [8]. На рис. 4. приведена расчетная зависимость деформаций МА волн Лэмба на поверхности пластины u_z, (кривая 1) u_x (кривая 2), сопровождающих движения ДГ, от ее скорости v_{dw} вдоль оси

x. Амплитуда волн Лэмба слабо зависит от скорости ДГ и начинает расти при небольших скоростях из-за увеличения длины волны, согласно закону дисперсии. Для скорости ДГ 3.3×10^3 м/с амплитуда МА волн максимальна при толщине, соответствующей длине волны Лэмба (рис. 5).

Для сдвиговых волн МА взаимодействие приводит к изменениям преимущественно в низкочастотной части спектра нормальных волн пластины в близи скорости поперечного звука. На рис. 6. приведены рассчитанные спектральные зависимости разности фазовой скорости сдвиговых волн, распространяющихся вдоль оси *x* и объемной звуковой v-s_t от проекции волнового вектора k_x для пластин с толщинами 10 мкм (сплошная линия) и 100 мкм (штриховая линия).

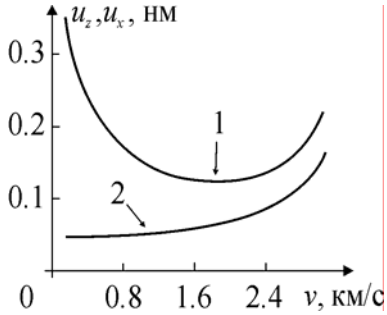


Рис.4. Зависимости деформаций от скорости движения ДГ

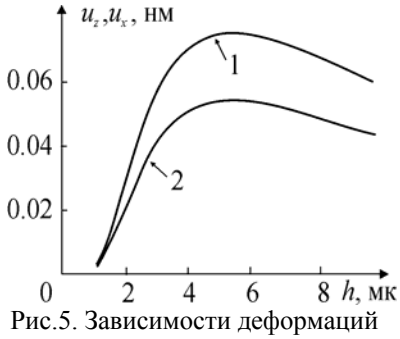


Рис.5. Зависимости деформаций от толщины пластины

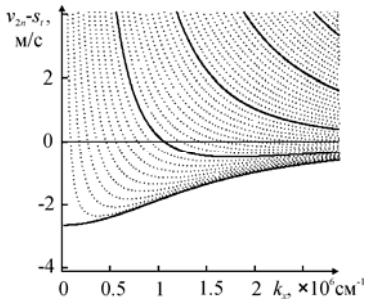


Рис.6. Спектры сдвиговых волн для пластин $\mathbf{YFeO_3}$

С уменьшением толщины пластины нормальные SH – моды сдвигаются в область высоких пространственных частот. При толщине пластинки $h \le 6$ мкм возбуждается только нулевая мода, совпадающая с объемным поперечным звуком вдоль оси *x*. Проведенный анализ потверждает возможность выполнения условий фазового синхронизма МА волн с движущимся с такой же скоростью источником. Роль такого источника могут выполнять зависящие от размеров пластины МА напряжения, создаваемые движущейся ДГ.

1. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН, 146, 417 (1985).
2. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ, 75, 2183, (1978).
3. А.К. Звездин, А.Ф. Попков. Письма в ЖТФ, **10**, 449 (1984).
4. П.Д. Ким, Д.Ч. Хван. ФТТ, **24**, 2300 (1982).
5. Y.S. Didosyan e.a. J. Magn. Magn. Mater., **177 – 181**, 203 (1998).
6. Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко, Ю.И. Щербаков. ФТТ, **50**, 1033 (2008).
7. Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко. Письма в ЖТФ, **34**, 58 (2008).
8. А.П. Кузьменко, Е.А. Жуков, Ю.И. Щербаков. ЖТФ, **78**, 45 (2008).

ДИНАМИЧЕСКИЙ ДРЕЙФ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ В КРИСТАЛЛАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Л.А.Памятных, М.С.Лысов, Г.А.Шматов, Г.С.Кандаурова, А.В.Дружинин

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Россия

Сообщаются результаты экспериментального исследования дрейфа полосовых магнитных доменов в тонкой пластине – (111) феррита-граната в гармоническом магнитном поле в области частот f = 10-1000 Гц и амплитуд H_0 до 100 Э. Полученные на опыте зависимости скорости дрейфа полосовых доменов от частоты магнитного поля аппроксимировались теоретическими зависимостями.

Экспериментальным исследованиям дрейфа полосовых магнитных доменов в магнитных диэлектриках посвящен ряд работ [1,2]. Теория дрейфа построена в работе [3]. Однако сравнения экспериментальной зависимости скорости дрейфа от частоты поля с теоретически ожидаемой не проводилось. Данная работа восполняет этот пробел.

Эксперимент проводился на пластине – (111) феррита-граната $(ErTbGd)_3(FeAl)_5O_{12}$ толщиной 70мкм (намагниченность насыщения M_s = 40 Гс, константа кубической магнитной анизотропии $k_1=3{,}6\cdot10^3$ эрг/см^3, константа одноосной анизотропии $k_u=1{,}65\cdot10^4$ эрг/см^3, константа ромбической анизотропии $k_p=2.5\cdot10^3$ эрг/см^3).

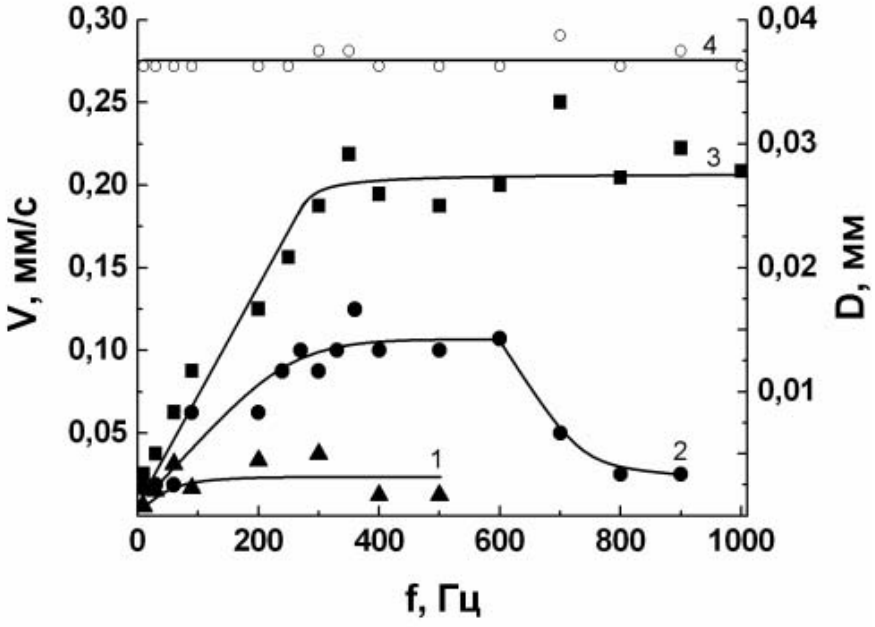
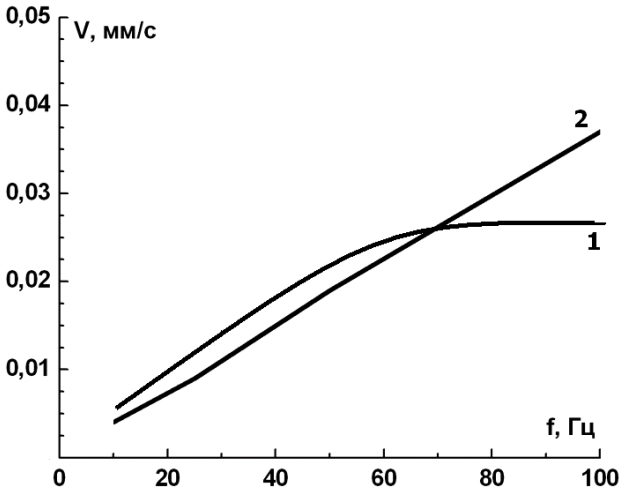


Рис.1. Зависимость скорости дрейфа V системы полосовых доменов от частоты переменного магнитного поля амплитудой H_0: 1 – 44, 2 – 51, 3 – 58 Э. 4-зависимость динамического периода полосовых доменов D от частоты поля f.

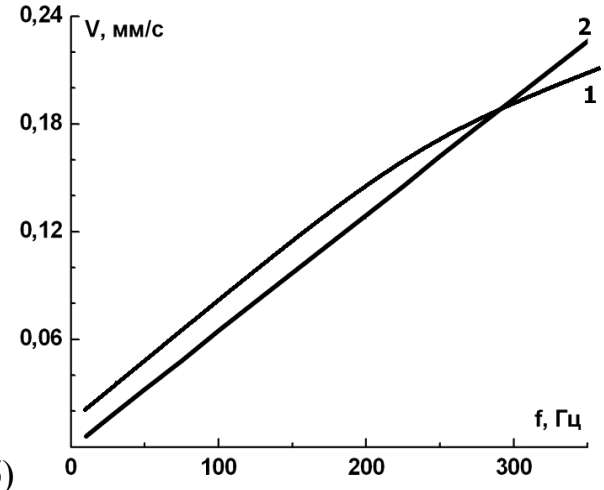
Параметры магнитной анизотропии образца были определены по магнитооптической методике [4,5].

Образец помещался в пространственно однородное гармоническое магнитное поле, ориентированное параллельно плоскости пластины вдоль доменных границ. Доменная структура выявлялась с помощью эффекта Фарадея и регистрировалась аналоговой видеокамерой.

На рис.1 приведены экспериментальные зависимости скорости дрейфа V и периода D полосовых магнитных доменов от частоты f переменного магнитного поля. Видно, что при фиксированной амплитуде поля скорость дрейфа монотонно возрастает с частотой. Причем в области низких частот скорость дрейфа линейно возрастает с увеличением частоты переменного магнитного поля. Линейный характер зависимости V(f) сохраняется до 100 Гц для амплитуды H_0=44 Э (кривая 1 на рис. 1) и до f=250 Гц для амплитуд 50-60 Э (кривые 2, 3 на рис. 1). Для указанных амплитуд поля до частоты f = 600 Гц скорость дрейфа остается практически неизменной.



а)



б)

Рис.2. Экспериментальные (1) и теоретические (2) зависимости скорости дрейфа полосовых доменов от частоты переменного магнитного поля амплитудой H_0:
а) 44, б) 58 Э.

При последующем увеличении частоты при амплитудах поля H_0 , сравнимых по величине с намагниченностью насыщения образца M_s , дрейф либо прекращается (кривая 1 на рис.1), либо его скорость резко падает (кривая 2 на рис.1).При увеличении амплитуды поля до H_0 ~1,5 M_s скорость дрейфа сохраняет свое значение до частоты f=1000Гц (кривая 3 на рис.1). Как показывают наблюдения, во всем исследованном диапазоне частот период динамической полосовой структуры D остается неизменным (кривая 4 на рис.1).

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими оценками использовались результаты, полученные в работе [3] для случая $\omega/\omega_r << 1$ и соответствующей геометрии (ω_r – частота однородного ферромагнитного резонанса).

Из формулы (40) работы [3] нами была получена более удобная для сравнения с экспериментом формула, в которой есть явная зависимость скорости дрейфа доменной границы от задаваемых на эксперименте параметров – частоты и амплитуды переменного магнитного поля:

$$V \sim V_d \frac{\omega}{\omega_r} \frac{k}{\alpha} \frac{H_0^2}{M_s^2} \qquad (1)$$

Здесь $V_d = \pi\gamma\Delta M_S / 4\beta$, ω – частота переменного магнитного поля, k – коэффициент, зависящий от констант анизотропии образца, Δ – ширина доменной границы, β – константа одноосной анизотропии, γ – гиромагнитное отношение. Из формулы (1) следует, что скорость дрейфа пропорциональна частоте и квадрату амплитуды переменного магнитного поля.

На рис. 2 а, б приведены экспериментальные (кривые 1) и теоретические (кривые 2) зависимости скорости дрейфа системы полосовых доменов от частоты переменного магнитного поля в области линейной зависимости скорости дрейфа от частоты, наблюдаемой на эксперименте. Видно, что теоретические зависимости, построенные в соответствии с (1), удовлетворительно описывают экспериментальные зависимости скорости дрейфа от частоты магнитного поля.

1. В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская, ЖЭТФ, **91**, 1483 (1986).
2. Л.А. Памятных, М.С. Лысов, Г.С. Кандаурова, Изв. РАН. Серия физическая, **71**, 1542 (2007).
3. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов, ЖЭТФ, **98**, 1345 (1990).
4. R.D. Enoch, M.E. Jones, J. Phys., E, **7**, 334 (1974).
5. В.А. Боков, В.А. Яценко, М.В. Быстров , Письма в ЖТФ, **4**, 696, (1978).

НЕКОТОРЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ГИЛЬБЕРТА

Ф.Ф.Асадуллин, Л.Н. Котов, В.С. Власов, Л.С. Носов, Г.В.Уфимцев.

Сыктывкарский лесной институт СПбГЛТА .
Сыктывкарский государственный университет.

Описание движения магнитных моментов и предсказание поведения их в магнитном поле является актуальной задачей. Это связано с тем, что на основе выявленных новых магнитных свойств создаются материалы для магнетоэлектроники и радиотехники. Использование ферромагнетиков, которые значительно изменяют свои свойства под действием магнитного поля, расширяется с каждым годом. В первую очередь необходимо отметить наиболее быстро развивающееся направление в вычислительной технике: запись и считывание информации магнитным полем с использованием ферромагнитной среды.

Для описания процессов, связанных с движением вектора намагниченности $\vec{M}$ в магнитном поле, наиболее широкое распространение получило уравнение Гильберта.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\left[\vec{M}\cdot\vec{H}\right] + \frac{\alpha}{M}\left[\vec{M}\cdot\frac{d\vec{M}}{dt}\right] \qquad (1)$$

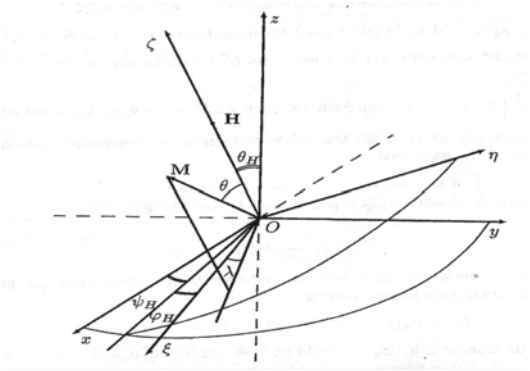


Рис. 1. Взаимное расположение систем координат $OXYZ$ (неподвижной) и $O\xi\eta\zeta$ (подвижной): ψ_H угол прецессии, φ_H - угол собственного вращения, θ_H - угол нутации.

В этой системе отсчета уравнение Гильберта (1) примет вид:

(2)

$$\begin{cases}\dot{\theta} = -\alpha G\sin\theta + \dot{\theta}_H \sin\lambda - \dot{\psi}_H \sin\theta_H \cos\lambda, \\ \dot{\lambda} = G - \dot{\psi}_H \cos\theta_H + \left(\dot{\theta}_H \cos\lambda + \dot{\psi}_H \sin\dot{\theta}_H \sin\lambda\right) ctg\theta. \end{cases}$$

,где $G = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} H(t).$

Рассмотрим случай регулярной прецессии вектора $\vec{H}(t)$ относительно неподвижной оси OX. В этом случае θ_H, $\dot{\psi}_н$ - величины постоянные и $\dot{\theta}_H = 0.$ Будем предполагать также, что $H(t) = const$, а следовательно, $G(t) = const$. Тогда уравнения (2) можно записать в виде:

$$\begin{cases}\dot{\theta} = -g\sin\theta - b\cos\lambda, \\ \dot{\lambda} = \alpha + bctg\theta\sin\lambda, \end{cases} \qquad (3)$$

где a, b, g – постоянные, определяемые равенствами:
$a = G - \dot{\psi}_{í}\cos\theta_{í,}\ b = \dot{\psi}_{н}\sin\theta_{н}, g = \alpha G.$

Ищем стационарные решения системы (3). В этом случае $\theta = const, \dot{\theta} = 0$ и первое уравнение системы (3) может быть записано в виде:

$$\cos\lambda = -B\sin\theta. \qquad (4)$$

Отсюда следует, что $\lambda = const.$ или $\dot{\lambda} = 0$ и из второго уравнения системы (4.19) находим .

$$\sin\lambda = -A * tg\theta. \qquad (5)$$

Из систем (4) и (5) получаем

$B^2\sin^2\theta + A^2 tg^2\theta = 1,$ или $B^2\sin^4\theta - \left(A^2 + B^2 + 1\right)\sin^2\theta + 1 = 0.$

Решая это уравнение относительно $\sin^2\theta$, находим два значения:

$\sin^2\theta = \frac{A^2 + B^2 + 1 - \sqrt{D}}{2B^2}$ и $\sin^2\theta = \frac{A^2 + B^2 + 1 + \sqrt{D}}{2B^2},$

где $D = (A^2 + B^2 + 1)^2 - 4B^2 \equiv (A^2 - B^2 + 1)^2 + 4A^2B^2 > 0$

Так как угол $\theta \in [0;\pi]$, то $\sin\theta \geq 0$, поэтому

$$\sin\theta = \sqrt{\frac{A^2 + B^2 + 1 - \sqrt{D}}{2B^2}} \qquad (6)$$

Этому значению синуса соответствуют два значения θ:

$$\theta_1 \in \left(0; \frac{\pi}{2}\right) \text{ и } \theta_2 = \pi - \theta_1 \in \left(\frac{\pi}{2}; \pi\right) \qquad (7)$$

По формулам (4) и (5) однозначно находим значения λ :

$$\begin{aligned} \cos\ \lambda_1 &= -B\sin\ \theta_1, \\ \cos\ \lambda_2 &= -B\sin\ \theta_2, \\ \sin\lambda_1 &= -Atg\theta_{1,} \\ \sin\lambda_2 &= -Atg\theta_{2.} \end{aligned} \qquad (8)$$

Учитывая, что $\sin\theta_2 = \sin\theta_1$, $tg\theta_2 = -tg\theta_1$ получаем $\cos\lambda_2 = \cos\lambda_1$ и $\sin\lambda_2 = -\sin\lambda_1$. Следовательно,

$$\lambda_2 = -\lambda_1 \qquad (9)$$

Таким образом, в случае регулярной прецессии вектора $\vec{H}$ относительно неподвижной оси существует два стационарных решения уравнений (3), которые вычисляются по формулам (6) – (9).

Исследуем теперь движение в окрестности стационарного решения системы (3). Пусть (θ_0, λ_0) и (θ, λ) - два решения системы (3) при $t \in [0;+\infty]$ с близкими начальными условиями. Будем считать (θ_0, λ_0) - стационарным решением. Тогда

$$\begin{cases} g\sin\theta_0 + b\cos\lambda_0 = 0, \\ \alpha + bctg\,\theta_0 \sin\lambda_0 = 0. \end{cases} \qquad (10)$$

Введем функции $\mu(t), \nu(t)$ равенствами

$$\theta = \theta_0 + \mu, \quad \lambda = \lambda_0 + \nu. \qquad (11)$$

Подставим (11) в уравнения (3) и получим:

$$\begin{cases} \dot{\mu} = -g\cos\theta_0 \cdot \mu + b\sin\lambda_0 \cdot \nu, \\ \dot{\nu} = -b\dfrac{\sin\lambda_0}{\sin^2\theta_0} \cdot \mu + bctg\,\theta_0 \cos\lambda_0 \cdot \nu. \end{cases} \qquad (12)$$

Общее решения уравнений (12) имеет вид

$$\mu = e^{-g\cos\theta_0 t}\left(C_1\sin\frac{\alpha t}{\cos\theta_0} + C_2\cos\frac{\alpha t}{\cos\theta_0}\right). \qquad (13)$$

$$\nu = \frac{e^{-g\cos\theta_0 t}}{\sin\theta_0}\left(C_2\sin\frac{\alpha t}{\cos\theta_0} - C_1\cos\frac{\alpha t}{\cos\theta_0}\right). \qquad (14)$$

Если $\theta_0 = \theta_1$ (7), то $g\cos\theta_0 > 0$ и $\mu \to 0, \nu \to 0$ при $t \to +\infty$. Это означает, что соответствующее нулевое решение системы (13) асимптотически устойчиво. Если $\theta_0 = \theta_2$ то $g\cos\theta_0 < 0$ и нулевое решение системы (13) – неустойчиво. Таким образом, из двух найденных стационарных решений системы (3) решение (θ_1, λ_1)- асимптотически устойчиво в первом приближении, а решение (θ_2, λ_2)- неустойчиво.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ДИНАМИКИ АНСАМБЛЯ ЧАСТИЦ

А. В. Голов, Л. Н. Котов, Л. С. Носов

Сыктывкарский государственный университет

Изучением перемагничивания магнитных материалов занимаются с начала XX века. Это связано с тем, что явление намагничивания и перемагничивания тонких ферромагнитных и ферритовых пленок и малых частиц широко используется для записи информации [1,2]. Поведение изменения магнитной структуры после прекращения воздействия переменного внешнего поля активно исследуется, поскольку является основным механизмом магнитной записи [2,3]. Под воздействием внешнего магнитного поля структура намагниченности в образцах изменяется, но после прекращения воздействия, структура постепенно возвращается к своему начальному положению, это происходит тем быстрее, чем меньше амплитуда переменного поля. Только при больших амплитудах переменного поля возможно такое изменение магнитной структуры в образце, которое может быть использовано для записи данных, например, на ансамбль магнитных частиц.

Для описания изменения магнитной структуры, в качестве материала частиц, был использован железо-итриевый гранат (ЖИГ) при комнатной температуре $T = 300°K$ и значениях основных констант: намагниченности насыщения $M_S = 135{,}3 Гс$, первой и второй констант анизотропии – $K_1 = 5{,}5 \cdot 10^3 эрг/см^3$ и $K_2 = -2 \cdot 10^3 эрг/см^3$, соответственно, обменной постоянной $A = 1{,}4 \cdot 10^{-6} эрг/см$, коэффициента затухания $\alpha = 0{,}01$ [4].

По результатам моделирования динамики намагниченности ансамбля 4x4x2=32 частиц кубической формы с ребром $d = 1 мкм$ с использованием уравнения Гильберта и стандартных методов микромагнитного моделирования [3] была построена зависимость приведенной пороговой амплитуды h_p^* от приведенной частоты ω^* ($h^* = h\frac{M_S}{2K_1}$, $\omega^* = \omega\frac{M_S}{2\gamma K_1}$, при естественном ферромагнитном резонансе (ФМР) $\omega^* = 1$), h и ω - амплитуда и угловая частота переменного поля, γ - гиромагнитное отношение.

В результате вычислений было получено, что на частоте линейного естественного ФМР получается наименьшая амплитуда поля, после которого первоначальное состояние магнитной структуры разрушается. С увеличением частоты наблюдается значительный рост величины пороговой амплитуды по сравнению с первыми двумя модами. На второй, четвертой и девятой гармониках линейного ФМР также наблюдаются области минимума.

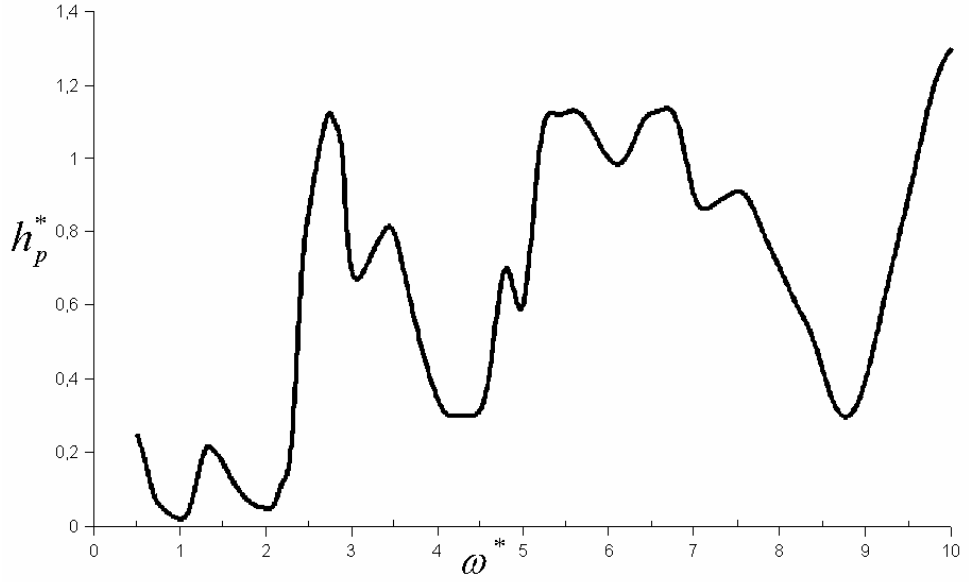


Рис. 1. Зависимость приведенной пороговой амплитуды h_p^* от приведенной частоты ω^*.

Рассмотрим поведение намагниченности усредненной по ансамблю частиц, при воздействии небольшого внешнего поля, направленного перпендикулярно большей поверхности ансамбля частиц.

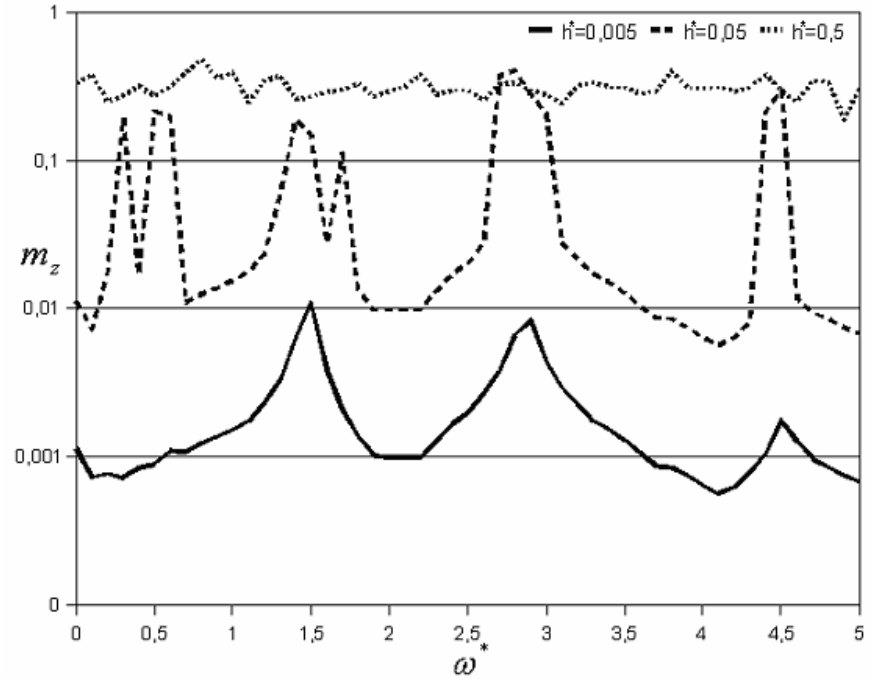


Рис. 2. Зависимость усредненной намагниченности m_z по ансамблю частиц от приведенной частоты ω^* при различных приведенных амплитудах переменного поля h^* при $\alpha = 0{,}01$.

На зависимости усредненной намагниченности по ансамблю частиц $m_z = M_z / |M|$ (максимальная намагниченность ансамбля, в этом случае, равна 1) от приведенной частоты ω^* при $h^* = 0{,}005$ наблюдается, что внешнее поле возбуждает колебания во всем диапазоне исследуемых частот, но наибольший отклик присутствует на частотах кратных 1,5

частоты ФМР. При увеличении амплитуды внешнего поля появляются дополнительные резонансные пики, и величина отклика, соответственно, растет.

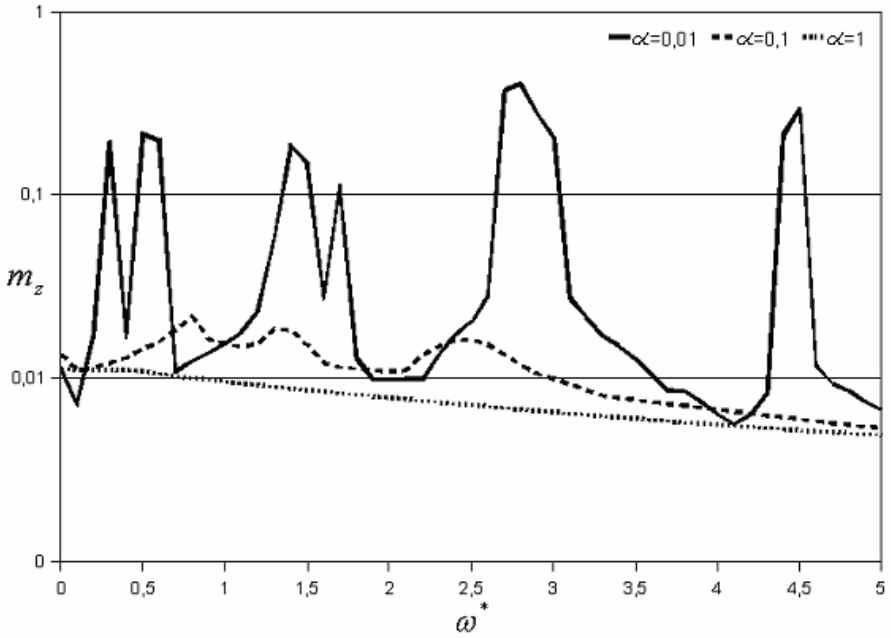


Рис. 3. Зависимость усредненной намагниченности m_z по ансамблю частиц от приведенной частоты ω^* при различных коэффициентах затухания α при $h^* = 0{,}05$.

Из зависимости $m_z(\omega^*)$ при различных коэффициентах затухания α видно, что при росте коэффициента затухания отклики смещаются по частоте вправо от частот ФМР и их гармоник, при этом их величина уменьшается.

Явление изменения магнитной структуры путем воздействия импульсов переменного магнитного поля может быть использовано для создания новых устройств СВЧ- и микроэлектроники, а так же накопителей информации, основанных на частотном принципе записи-считывания.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-98800-р_север_а.

1. Л.Н. Котов, Л.С. Носов, ЖТФ 75, 55 (2005).
2. А.К. Звездин, К.А. Звездин, Природа, № 9, 9 (2001).
3. Josef Fidler, Thomas Schrefl, J. Phys. D: Appl. Phys. **33,** R135 (2000).
4. Б. А. Голдин, Л. Н. Котов, Л. К. Зарембо, С. Н. Карпачев Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах), Наука, Ленинград (1991).

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Б.А. Беляев[1], А.В. Изотов[2], С.Я. Кипарисов[1]

[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*
[2]*Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия*

Хорошо известно, что с течением времени тонкие магнитные пленки (ТМП) могут изменять некоторые свои параметры – «стареть». Процессы «старения» или релаксации пленок зависят не только от конкретной технологии их изготовления, материала и качества используемых подложек, наличия или отсутствия защитных покрытий, но и от характера термообработки образцов. Нами исследовалась релаксация в нанокристаллических пленках кобальта, полученных химическим синтезом из водных растворов [1], и пермаллоя, полученных термическим испарением в вакууме. Пленки толщиной 30-60 nm осаждались на стеклянные подложки толщиной 0.5 mm в присутствии планарного постоянного магнитного поля H_0, благодаря которому образцы обладали одноосной магнитной анизотропией. Размеры кристаллитов как в пермаллоевых пленках, так и в пленках кобальта были примерно одинаковыми и имели разброс в пределах 2÷6 nm.

Основные магнитные характеристики образцов (эффективная намагниченность насыщения M_{eff}, поле одноосной магнитной анизотропии H_a и ширина линии ФМР ΔH) определялись по угловым зависимостям резонансных полей H_R (рис. 1), снятым на автоматизированном сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса [2] на частоте 2.274 GHz с участков ТМП площадью ~0.8 mm^2. Коэрцитивная сила образцов H_c измерялась также на спектрометре ФМР по скачку сигнала, наблюдаемого при перемагничивании пленок вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) [2].

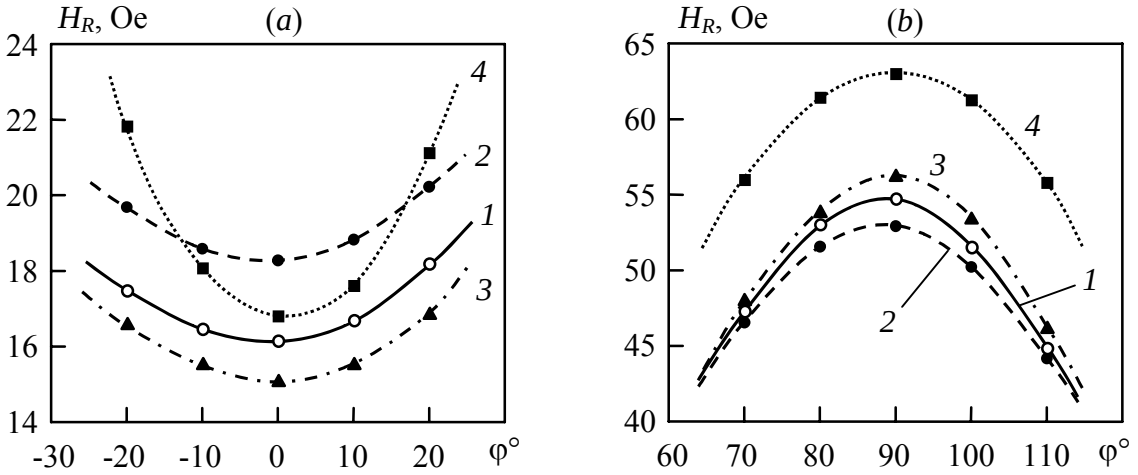


Рис. 1. Угловые зависимости резонансных полей пленки Co вблизи осей легкого – (*a*) и трудного – (*b*) намагничивания исходного образца – *1*; после 1500 проходов ФМР вдоль ОТН – *2*; после термообработки при температуре 100°C – *3* и 150°C – *4*

В процессе исследования образцы подвергались термообработке при фиксированной температуре, которая после каждого эксперимента увели-

чивалась с шагом в 10° в интервале 100°-150°С. Обработка происходила в течении 2 часов в присутствии постоянного однородного магнитного поля H_0=3 kOe, приложенного вдоль ОЛН.

Было обнаружено, что для свежеприготовленных образцов, не подвергнутых термообработке, резонансное поле H_R остается неизменным при непрерывном повторении записи спектра ФМР (практически с неограниченным числом проходов N), но только в случае ориентации магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания ТМП. Однако H_R монотонно уменьшается с ростом N (рис. 2*a*), если магнитное поле развертки направлено ортогонально – вдоль оси трудного намагничивания (ОТН). Причем на зависимостях $H_R(lgN)$ для пленок, полученных вакуумным осаждением на предварительно подогретые до 200°С подложки, наблюдается два линейных участка, отличающихся наклоном, а для химически осажденных пленок кобальта – три.

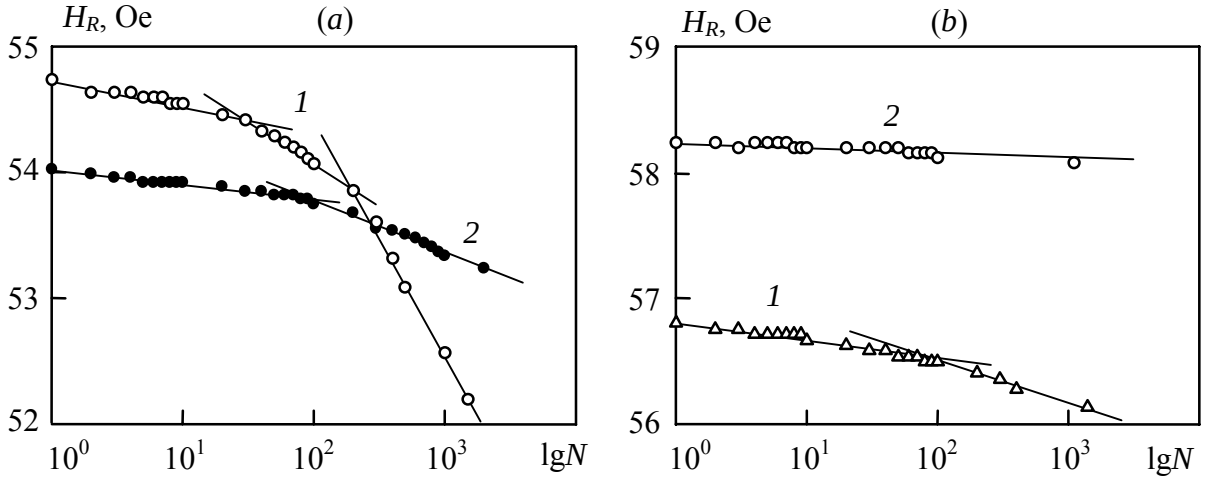


Рис. 2. Зависимости резонансных полей – (*a*) от количества проходов ФМР вдоль оси трудного намагничивания исходных пленок кобальта – *1* и пермаллоя – *2*. (*b*) – после термообработки пленки кобальта при температуре 100°С – *1* и 140°С – *2*

Установлено, что многократное возбуждение ферромагнитного резонанса на исследуемом участке пленки при развертке магнитного поля вдоль ОТН приводит к уменьшению поля одноосной анизотропии. Этот факт доказывают угловые зависимости H_R (см. кривые *1* и *2* на рис. 1*a*, *b*), снятые с исходного образца и после 1500 проходов ФМР. Важно отметить, что после прекращения воздействия на образец релаксация исследуемого участка пленки к исходному состоянию протекает очень медленно. По истечении суток анизотропия восстанавливается примерно на 90%. Однако этот процесс можно существенно ускорить, если продолжить многократное возбуждение ферромагнитного резонанса на исследуемом участке пленки, но при развертке магнитного поля вдоль ОЛН.

Как и следовало ожидать, термообработка образцов приводит к существенной стабилизации их магнитных свойств. При этом следует отметить, что в пленках кобальта уже после первой термообработки при 100°С

на логарифмических зависимостях H_R наблюдается лишь два линейных участка (рис. 2*b*), как и в осажденных в вакууме пленках пермаллоя. На рис. 3 представлены типичные зависимости магнитных характеристик нанокристаллических пленок кобальта, измеренные после каждого этапа термообработки. Серыми треугольниками показаны параметры исходного образца, полученного химическим осаждением при температуре раствора 97°C. Видно, что в результате первой термообработки эффективная намагниченность насыщения незначительно уменьшилась, а затем она оставалась практически неизменной вплоть до последнего этапа обработки при температуре 150°C, когда наблюдается значительное уменьшение M_{eff}. Поле одноосной магнитной анизотропии, напротив, увеличивается после каждого этапа, но наиболее сильные изменения оно претерпевает лишь на первом и последнем этапе. Ширина линии ФМР на первых этапах термообработки монотонно уменьшается, а на последнем увеличивается более, чем в два раза, как и поле коэрцитивной силы. Температура 140°C для пленок Co является критической, с нее начинается процесс роста кристаллитов, приводящий к существенному ухудшению магнитных параметров.

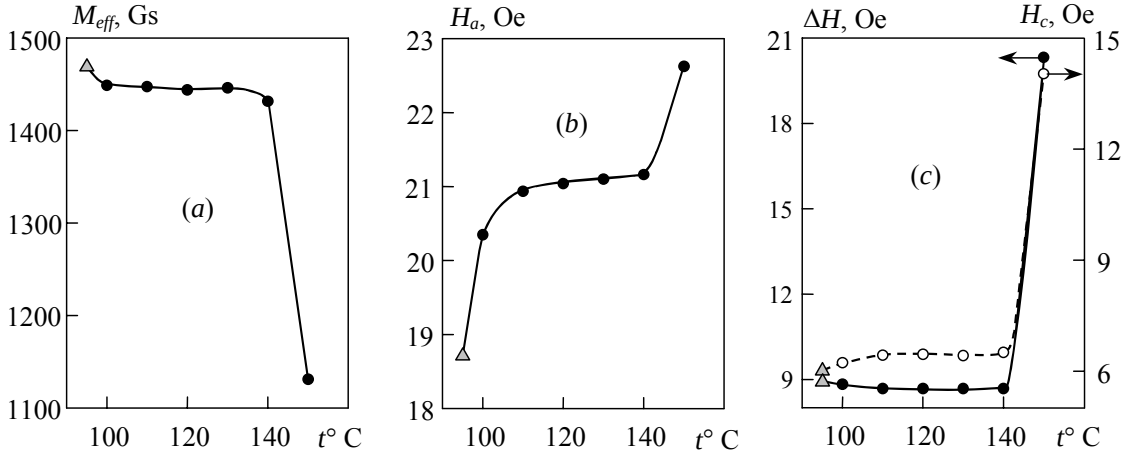


Рис. 3. Зависимости эффективной намагниченности насыщения M_{eff}, поля одноосной магнитной анизотропии H_a, ширины линии ФМР ΔH и коэрцитивной силы H_c от температуры термообработки пленки кобальта

Таким образом, обнаруженный эффект изменения H_a при непрерывном и многократном повторении записи спектра ФМР в ТМП является хорошим критерием стабильности магнитных характеристик образцов.

1. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я., Скоморохов Г.В. // ФТТ, 2008, т. 50, вып. 4, с. 650.
2. Belyaev B.A., Izotov A.V., Leksikov A.A. // IEEE Sensors Journal,. vol. 5, No. 2, pp. 260-267.

ОСОБЕННОСТИ УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ СПИНОВЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ В НАНОСТОЛБЧАТОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ ПРИ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТОКА.

А. Ф. Попков, В.И.Корнеев, М. Ю. Чиненков

Московский государственный институт электронной техники (ТУ)

В последнее время в литературе активно обсуждается возможность токового переключения намагниченности путем трансляции вращательного момента из одного магнитного слоя в другой при протекании электрического тока, а также явления автогенерации микроволновых колебаний спинов [1, 2]. Возникновение спиновых колебаний в наноразмерных спинвентильных структурах под действием тока привлекает интерес исследователей с точки зрения создания микроволновых наноразмерных генераторов, работающих на новом принципе [3, 4]. Весьма актуальным здесь, особенно с практической точки зрения, представляется обсуждение ширины линии и добротности генерируемых автоколебаний. Интенсивно обсуждаются вопросы, связанные с флуктуационным механизмом уширения линии в спиновом автогенераторе из-за тепловых возбуждений в спиновой подсистеме. В частности, отмечается значительное уширение линии из-за нелинейной зависимости собственной частоты от амплитуды колебаний спинов, показан переход от симметричной лоренцевой формы линии к асимметричной при увеличении тока выше порога автоколебаний. Проделанный анализ касался случая “мягкого” рождения автоколебаний, которые рассматривались в слабоамплитудном приближении.

Для описания автоколебаний спинов будем исходить из уравнений Ландау-Лифшица, модифицированных Слончевским для описания явления спин транспортной передачи вращательного момента. В нормированных переменных эти уравнения можно представить в виде

$$\dot{\mathbf{m}} = -\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\mathbf{eff}} - \alpha\mathbf{m}\times\left[\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\mathbf{eff}}\right] \qquad (1)$$

Где $\mathbf{h}_{\mathbf{eff}} = \mathbf{h} + \beta\mathbf{n}(\mathbf{n},\mathbf{m}) - 4\pi m_z\mathbf{e}_\mathbf{z} - J_S g\mathbf{m}\times\mathbf{s} + \mathbf{h}_\mathbf{f}$ - эффективное магнитное поле в макроспиновом приближении, $J = \hbar j_S / 2deM^2$ - нормированный ток j_S, e – заряд электрона, d – толщина слоя, M – намагниченность, $\hbar$ - постоянная Планка, g – параметр спиновой поляризации, **s –** вектор спиновой поляризации, β - параметр поля анизотропии, α - параметр магнитной релаксации, **h** - внешнее магнитное поле, $\mathbf{h}_\mathbf{f}$ - случайное магнитное поле, создаваемое тепловым шумом.

Дальнейшее рассмотрение можно провести на основе сокращенного описания динамики спинов редуцированными уравнениями при учете случайных полей, моделирующих наличие тепловых флуктуаций спинов, как это проделано нами в работе [5]. В этом случае динамика амплитуды и фа-

зы гармонического колебания $x(t) = R_0[1 + \alpha(t)\cos(\omega_0 t + \varphi(t))]$ описывается системой уравнений Ланжевена (2).

$$\frac{d\alpha}{dt} = -p\alpha + \frac{\omega_1}{2R_0}e_\perp(t), \quad \frac{d\varphi}{dt} = -q\alpha - \frac{\omega_1}{2R_0}e_\parallel(t) \qquad (2)$$

Где $e_\perp(t)e_\perp(t+\tau) = e_\parallel(t)e_\parallel(t+\tau) = 4\pi c_0\delta(\tau)$, $e_\perp(t)e_\parallel(t+\tau) = e_\parallel(t)e_\perp(t+\tau) = 0$, p – “прочность” цикла, q – параметр неизохронности, $c_0 = 2\alpha k_B T/M^2V$.

Приведенные уравнения позволяют рассчитать необходимые корреляционные характеристики (3), ввести определение спектральной характеристики как суммы четной $A^0(\tau)$ (4) и нечетной $A^1(\tau)$ (5) составляющих, на основании которых определяется спектральная плотность мощности флуктуирующего сигнала $S(\Omega, p, q, D)$ (6, 7).

$$\Phi_x(\tau) = \langle x(t)x(t+\tau)\rangle = A^0(\tau)\cos(\omega_0\tau) - A^1(\tau)\sin(\omega_0\tau) \qquad (3)$$

$$A^0(\tau) = \frac{1}{2}R_0{}^2 \lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T}\langle(1+\alpha+\alpha'+\alpha\alpha')\cos(\Delta\varphi)\rangle dt \qquad (4)$$

$$A^1(\tau) = \frac{1}{2}R_0{}^2 \lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T}\langle(1+\alpha+\alpha'+\alpha\alpha')\sin(\Delta\varphi)\rangle dt \qquad (5)$$

$$S(\Omega, p, q, D) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi_x(\tau)\cos(\omega\tau)d\tau = w_z^0 + w_z^1, \qquad (6)$$

$$w_z^0(\Omega, p, q, D) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}A^0(\tau)\cos(\Omega\tau)d\tau, \; w_z^1(\Omega, p, q, D) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}A^1(\tau)\sin(\Omega\tau)d\tau \quad (7)$$

Будем рассматривать окрестность частот вблизи резонансной частоты такую, что $|\Omega| = |\omega - \omega_0| << \omega_0$, $D = \omega_1^2\pi c_0/R_0^2$. Параметры нормировки $J_0 = 1.52\cdot10^7\, A/cm^2$, $\omega_0 = 17.54\, GHz$, $H_0 = 1000 Oe$.

Результаты расчетов по приведенным формулам для зависимости спектральной мощности от частоты при $J/J_0 = 20$, $H/H_0 = 1$ приведены на рис.1. Из-за эффекта неизохронности колебаний происходит сильное уширение резонансной линии. Как частота, так и ширина резонансной линии микроволновых колебаний зависят от тока и поля. При приближении к пороговому току генерации из-за падения параметра ”прочности” цикла до нуля в точке бифуркации ширина линии резко возрастает. При этом в случае жесткого рождения цикла параметр ”неизохронности” колебаний остается конечным и поэтому форма линии асимметрична также и при пороговом значении тока. Заметим здесь, что квадрат амплитуды определяет мощность автоколебаний, но мощность снимаемого сигнала с магнитосопротивления пропорциональна четвертой степени амплитуды цикла. В связи с этим ширина линии автогенератора обратно пропорциональна мощности спиновых колебаний и корню из мощности снимаемого сигнала. Величина добротности

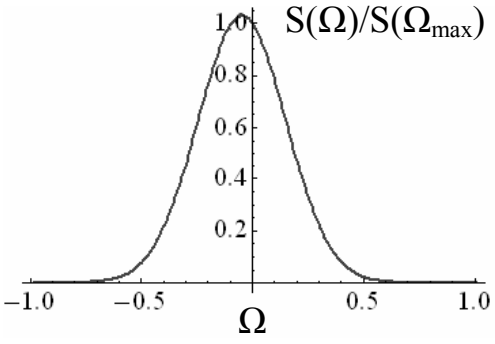


Рис. 1 Форма спектральной линии прецессии

пропорциональна объему незакрепленного магнитного слоя наностолбика. Рост толщины слоя увеличивает пороговое значение тока генерации, что ограничивает достижимый максимум добротности колебаний.

Проводится прямое численное моделирование в рамках модели макроспина, позволяющее провести сравнение сокращенной модели с численными расчетами спектров колебаний как при наличии, так и при отсутствии теплового шума. Тепловые флуктуации спинов и неоднородные моды перемагничивания могут смещать величины критических токов межмодовых переходов, приводить к слиянию критических линий благодаря тепловому смешиванию стационарных состояний, ограничивать время и область существования когерентной прецессии спинов и др. явлениям [6, 7].

Токовая генерация прецессии спинов может использоваться для создания спинтронных наноразмерных генераторов напряжения в сверхвысокочастотном диапазоне, перестраиваемых не только магнитным полем, но и током. Важное значение здесь для увеличения добротности автоколебаний могут иметь методы нелинейной и внешней их синхронизации.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ №06-02-08028, 05-02-17152).

1. J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Legal, Appl.Phys.Lett. **78**, 3663 (2001).
2. S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N.C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, Nature, (London) **425**, 380 (2003).
3. Joo-Von Kim, V. Tiberkevich, and A.N. Slavin, Journal of Magnetics, **12**, 2, 53-58 (2007).
4. V. Tiberkevich, A.Slavin, Joo-Von Kim, Appl. Phys. Lett., **91**, 192506 (2007).
5. А.Ф.Попков, М.Ю.Чиненков // Письма в ЖЭТФ, т. **88**, вып. 8, с. 624-628. (2008).
6. M.Yu. Chinenkov, A.V. Khvalkovskiy, A.F. Popkov, K.A. Zvezdin, A.K. Zvezdin // Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow, June 20-25, 2008. Book of Abstracts p. 491-492.
7. В.И.Корнеев, А.Ф.Попков, М.Ю.Чиненков, Стационарные состояния намагниченности тонкого магнитного слоя наностолбчатой многослойной структуры при действии спин поляризованного тока и магнитного поля. // ФТТ, т. 51, вып. 1, с. 118-128 (2009).

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА ПЛЕНКАМИ ЖИГ НА ПОДЛОЖКЕ ГГГ

В.М Сарнацкий, Л.В.Луцев

Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, ФТИ им.А.Ф. Иоффе РАН, Россия

Система - пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) широко применяется в радиоэлектронике. Вследствие высоких значений магнитоупругого взаимодействия и малого затухания ультразвука она является идеально согласованной системой для возбуждения и регистрации высокочастотных ультразвуковых колебаний. Нами проведены исследования эффективности электромагнитного возбуждения ультразвука на основе измерений амплитуды А ультразвуковых колебаний, генерируемых пленкой ЖИГ, помещенной в комбинацию переменного и постоянного магнитных полей. Данная методика предложена в работе [1]. При угле между направлениями полей равным 0 градусов эффективно возбуждается продольная ультразвуковая волна, распространяющаяся вдоль оси звукопровода, на торце которого располагается пленка ЖИГ, а при 90 градусов – сдвиговая с вектором поляризации, совпадающим с направлением постоянного магнитного поля. Исследования проводили в импульсном режиме при комнатной температуре на пленках ЖИГ толщиной 83, 58 и 16 мкм на подложке ГГГ толщиной 500 мкм, плоскость которой перпендикулярна направлению [111]. Магнитное поле от 0 до 2000 э создавали с помощью электромагнита с полюсными наконечниками диаметром 120 мм в зазоре 50 мм. Ультразвуковые колеба

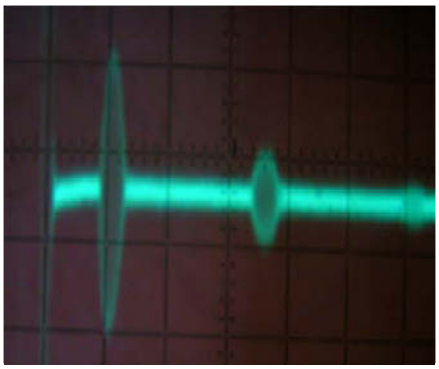


Рис.1 Осциллограмма импульсов, возбужденных пленкой ЖИГ на частоте 15 МГц, и многократно отраженных в звукопроводе

ния соответствующей поляризации детектировались пьезоэлектрическими преобразова - телями на частоте 35 МГц для продольных волн, и на частоте 15 МГц для сдвиговых волн. Длина звуковой волны на таких частотах составляет 100-150 мкм, что значительно выше толщины пленки ЖИГ. Рисунок 1 иллюстрирует эффективность магнитоакустического преобразования данной системой, которая достигает 10 % при подборе оптимальных условий. Для пленки, толщина которой составляет 83 мкм, полевая зависимость величины А представляет собой монотонную кривую с достижением насыщения в поле 1200 э как для продольных, так и для сдвиговых колебаний. Подобные зависимости были получены ранее в работе [2] для порошкообразных образцов ферритов различного соста-

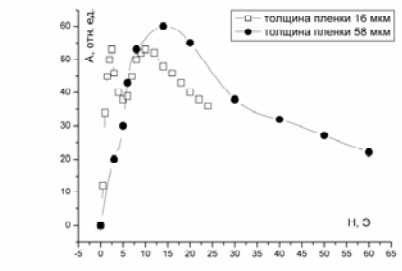


Рис.2 Полевая зависимость эффективности генерации сдвиговых волн пленками ЖИГ разной толщины

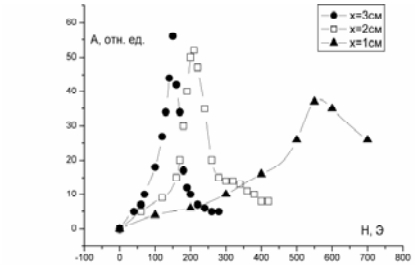


Рис.3 Полевая зависимость эффективности генерации продоль - ных волн пленкой ЖИГ толщиной 16 мкм при различных расстояния x от центра магнита

ва. В то же время для более тонких пленок (см.рис.2) в области малых полей для амплитуды сдвиговых колебаний проявляются особенности осцилляционного характера, связанные, по-видимому, с сложной структурой внутреннего поля, определяемой одновременным вкладом нескольких факторов – поля анизотропии, формы пластины ГГГ с нанесенной пленкой ЖИГ, размагничивающего фактора и доменной структуры. Наиболее ярко влияние доменной структуры проявилось в полевой зависимости эффективности генерации продольных волн пленкой ЖИГ толщиной 16 мкм в неоднородном магнитном поле Для этого пленка вместе с звукопроводом перемещалась в направлении перпендикулярном направлению поля на различные расстояния x от геометрического центра электромагнита. На рис.3 отчетливо обнаруживаются максимумы резонансного вида, при этом с увеличением расстояния x максимумы смещаются в сторону меньших полей меньших полей, величина максимума возрастает и добротность “ резонансной ” кривой увеличивается. Наблюдаемые зависимости предсказаны в работе [3], и объясняются генерацией звука доменными стенками. При этом собственная резонансная частота колебаний границ доменов с учетом магнитных характеристик ЖИГ составляет величину 25-75 МГц, что согласуется с частотой продольных колебаний, примененной в наших экспериментах.

1. А.А.Кулешов, В. М.Сарнацкий , А.Шоно. Письма в ЖТФ, **18**, 37 (1992).
2. V.Sarnatsky .Sensors and actuators, **A116**, 273 (2004).
3. Е.А.Туров, А.А.Луговой. Физика металлов и металловедение, 50, 903 (1980).

УПРУГООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТОВ

Д.Г. Латыпов, И.Т. Ганеев, М.Б. Сагдаткиреева

Башкирский государственный университет

Редкоземельные ортоферриты ($RFeO_3$, R – редкоземельный элемент) являются перспективными материалами для новой техники. Их применение требует детального исследования природы формирования упругих, магнитоупругих и оптических свойств.

Количественные расчеты упругих констант проводились в модели жестких ионов. Взаимодействие ионов предполагалось центрально-симметрическим $V=q_ig_j/R+V_k$ с выделением вкладов дальнодействующих кулоновских сил и короткодействующих (V_k) сил. Близкодействующие (короткодействующие) решеточные суммы вычислялись с учетом вкладов только ближайших соседей. Параметры близкодействия для производных второго порядка от V_k по R для связей Fe – O, R – O, O – O относятся друг к другу как 16:8:1, а для производных первого порядка от V_k по R соответственно 4:3:1. В целом используемые нами параметры близкодействия являются физически разумными и коррелируют с данными в других веществах. Наибольшее значение из всех упругих констант $C_{\alpha\beta}$ для $LuFeO_3$: $C_{22}=3{,}35\times10^{12}$ эрг/см^3. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными по упругим константам: $C_{33}=2{,}23\times10^{12}$, $C_{44}=1{,}30\times10^{12}$, $C_{55}=0{,}80\times10^{12}$ – теория, $C_{33}=2{,}76\times10^{12}$, $C_{44}=1{,}18\times10^{12}$, $C_{55}=0{,}89\times10^{12}$ эрг/см^3 – эксперимент для $ErFeO_3$. Для $TmFeO_3$: $C_{11}=2{,}91\times10^{12}$, $C_{22}=3{,}15\times10^{12}$, $C_{33}=2{,}42\times10^{12}$, $C_{44}=1{,}24\times10^{12}$, $C_{55}=0{,}92\times10^{12}$, $C_{66}=0{,}73\times10^{12}$, $C_{12}=1{,}14\times10^{12}$ – теория, $C_{11}=2{,}91\times10^{12}$, $C_{22}=3{,}23\times10^{12}$, $C_{33}=2{,}71\times10^{12}$, $C_{44}=1{,}15\times10^{12}$, $C_{55}=0{,}87\times10^{12}$, $C_{66}=0{,}80\times10^{12}$, $C_{12}=1{,}31\times10^{12}$ эрг/см^3 – эксперимент.

В модели жестких ионов нами проведен расчет упругих и оптических свойств сложных многоподрешеточных соединений – редкоземельных ортоферритов. При этом получено удовлетворительное количественное описание широкого набора имеющихся экспериментальных данных по упругим постоянным, частотам длинноволновых оптических колебаний, активных в комбинационном рассеянии и инфракрасном поглощении, статической диэлектрической проницаемости. Найдены численные значения компонент тензора внутренних напряжений, определяющего вклад скрытых смещений подрешеток в различные физические явления. Показано, что учет скрытых смещений приводит к перенормировке упругих, магнитоупругих и упруго-оптических констант, достигающей в ряде случаев 50%, а в некоторых случаях величина констант практически полностью определяется вкладом скрытых смещений подрешеток. Анализ собственных векторов оптических длинноволновых мод показывает, что низкочастотные колебания в основном связаны с редкоземельной подрешеткой, тогда как высокочастотные – с

кислородной подрешеткой. Особенностью нашего модельного расчета является появление мягкой моды для $EuFeO_3$ (15 $см^{-1}$), $TbFeO_3$ (13 $см^{-1}$), $YFeO_3$ (18 $см^{-1}$), $TmFeO_3$ (16 $см^{-1}$). В целом рассчитанные значения частот оптических колебаний ортоферритов находятся, как и следовало ожидать, в диапазоне 100 – 1000 $см^{-1}$. Найденный спектр частот колебаний вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными в ортоферритах.

Для определения оптических частот нами рассчитаны элементы динамической матрицы, найдены оптические частоты колебаний активных в ИК-диапазоне и в комбинационном рассеянии.

Например частоты(в $см^{-1}$) активных в комбинационном рассеянии теория(эксперимент):

для $ErFeO_3$ – 568(505), 448(434), 359(345), 283(273), 162(163), 147(140), 99(112);

для $DyFeO_3$ – 573(489), 447(409), 353(332), 293(270), 161(160), 151(140), 110(110);

для $TmFeO_3$ – 572(506), 449(434), 358(346), 271(273), 166(160), 145(140), 109(110);

для $TbFeO_3$ – 574(480), 445(406), 348(329), 297(253), 159(157), 153(140), 102(109).

Знание собственных векторов и частот оптических колебаний позволило вычислить компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij}. Рассчитанные значения диагональных компонент тензора (ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{zz}) для $RFeO_3$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (ε_{ij} (экс) ~ 10 для $LuFeO_3$). Приведем данные теории (ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{zz}) для ряда ортоферритов:

$TmFeO_3$ – (8.75, 6.66, 9.56),
$YbFeO_3$ – (8.70, 6.95, 10.62),
$DyFeO_3$ – (8.08, 6.23, 9.63),
$ErFeO_3$ – (8.83, 6.41, 9.76),
$YFeO_3$ – (8.47, 6.45, 9.54),
$LuFeO_3$ – (10.06, 7.34, 9.75).

Таким образом, использование простой модели жестких ионов для анализа упругооптических свойств ортоферритов позволяет не только дать удовлетворительное описание достаточно широкого набора экспериментальных данных, но и рассчитать компоненты тензора внутренних напряжений через упругие параметры, имеющих принципиальное значение для расчета вклада скрытых смещений в различные упругие, магнитоупругие и магнитоупругооптические эффекты.

ДИНАМИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ МАГНИТНЫХ ДИПОЛЕЙ

А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет

Одним из необходимых свойств информационных систем является возможность реализации в них устойчивых бистабильных состояний, поэтому важное значение имеет анализ условий, необходимых для эффективного управления данными состояниями. Достижения нанотехнологий вызвали рост интереса к исследованиям систем магнитных частиц, что обусловлено, в частности, возможностью включения их в различные композитные материалы, и формированием на их основе магнитных жидкостей. В настоящем докладе приведены результаты численного анализа мультистабильных состояний, которые включают низкоамплитудные колебательные режимы и индуцированы переменным магнитным полем в системе трех и четырех связанных тел, обладающих дипольными магнитными моментами. Тела (с механическими моментами инерции) считаются однородными и шарообразными из магнитожесткого материала.

Полагается, что диполи находятся на одинаковом друг от друга расстоянии a: в декартовой системе координат (x,y,z,) три диполя имеют координаты (a/2,0,0), (-a/2,0,0), $(0,\sqrt{3}a/2,0)$; четыре – располагаются в вершинах тетраэдра – координаты 4-го диполя $(0,\ \sqrt{3}a/6,\sqrt{2/3}a)$. При этом принимается, что каждый из диполей способен вращаться вокруг неподвижной точки, совпадающей с центрами симметрии и инерции. В присутствии переменного магнитного поля динамические уравнения для системы идентичных тел при переходя к безразмерным параметрам принимают вид [1,2]:

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{d\tau}=-\beta\boldsymbol{\omega}_i+\boldsymbol{\rho}_i\times\left(f\sin(\Omega\tau)\,\boldsymbol{\eta}+\sum_{n\neq i}\left[3\mathbf{e}_{in}\left(\boldsymbol{\rho}_n\mathbf{e}_{in}\right)-\boldsymbol{\rho}_n\right]\right),\qquad \frac{d\boldsymbol{\rho}_i}{d\tau}=\boldsymbol{\omega}_i\times\boldsymbol{\rho}_i\,, \quad (1)$$

где $\tau=\nu t$, $\nu=\sqrt{p^2/Ja^3}$, $\Omega=\varpi/\nu$, $\beta=\alpha/(\nu J)$, $f=pH/(\nu^2 J)$; J – момент инерции, α – параметр диссипации; $\rho_{ij}=p_{ij}/p$ и $\eta_j=H_j/H$ – нормированные компоненты ($j=x,y,z$) дипольного магнитных моментов i-го диполя $\mathbf{p}_i$ и внешнего магнитного поля, изменяющегося по гармоническому закону $\mathbf{H}\sin(\varpi t)$; $\boldsymbol{\omega}_i=d\boldsymbol{\varphi}_i/d\tau$ – угловая скорость i-го диполя (φ_{ij} – угол поворота диполя вокруг оси j); $\mathbf{e}_{in}=\mathbf{r}_{in}/a$ – единичные вектора вдоль направления, где $\mathbf{r}_{in}$ – вектор между расположениями i-го и n-го диполей.

Проведенный анализ систем связанными магнитными диполями показал, что под воздействием переменного магнитного поля реализуются бистабильные и мультистабильные состояния, в которые входят преимущественно низкоамплитудные колебательные режимы с различным направлением оси колебаний. При этом данные состояния оказываются сильно завися-

щими от параметров внешнего переменного поля, в частности его частоты, амплитуды и угла линейной поляризации.

На рис.1 для суммарного магнитного момента $\mathbf{P} = \Sigma \boldsymbol{\rho}$ систем 3-х (a) и 4-х (b) диполей показаны диаграммы $(\mathrm{P}_{jm}; \psi)$, где $\mathrm{P}_{jm} = \mathrm{P}_{j\max}, \mathrm{P}_{j\min}$, представляющие зависимость экстремальных значений компонент вектора $\mathbf{P}$ от угла поляризации переменного поля, отсчитываемого в плоскости *yz* от оси *y*, при $f = 25$, $\beta = 1$, $\Omega = 10$. Цифрами (1-4) отмечены различные колебательные ветви, относящиеся к которым режимы находятся в состоянии динамической мультистабильности. Заметим, что на рисунке для большей наглядности приведены только колебательные ветви, отвечающие отрицательным или близким к нулю значениям компоненты P_{xm}, и ветви, симметричные приведенным, не изображены. Видно, что на диаграммах ветви колебательных режимов имеют различную плотность составляющих их точек. Это означает, что в состоянии бистабильности (мультистабильности) в некотором интервале значений аргумента (в данном случае угла ψ) режимы одной ветви устанавливаются чаще, чем режимы другой ветви. Вероятность, с которой реализуются составляющие динамическую бистабильность режимы, в частности, определяется фазовым объемом притягивающих бассейнов аттракторов режимов. За счет изменения управляющего параметра системы можно эффективно изменять вероятность реализации режимов, относящихся к выбранной ветви.

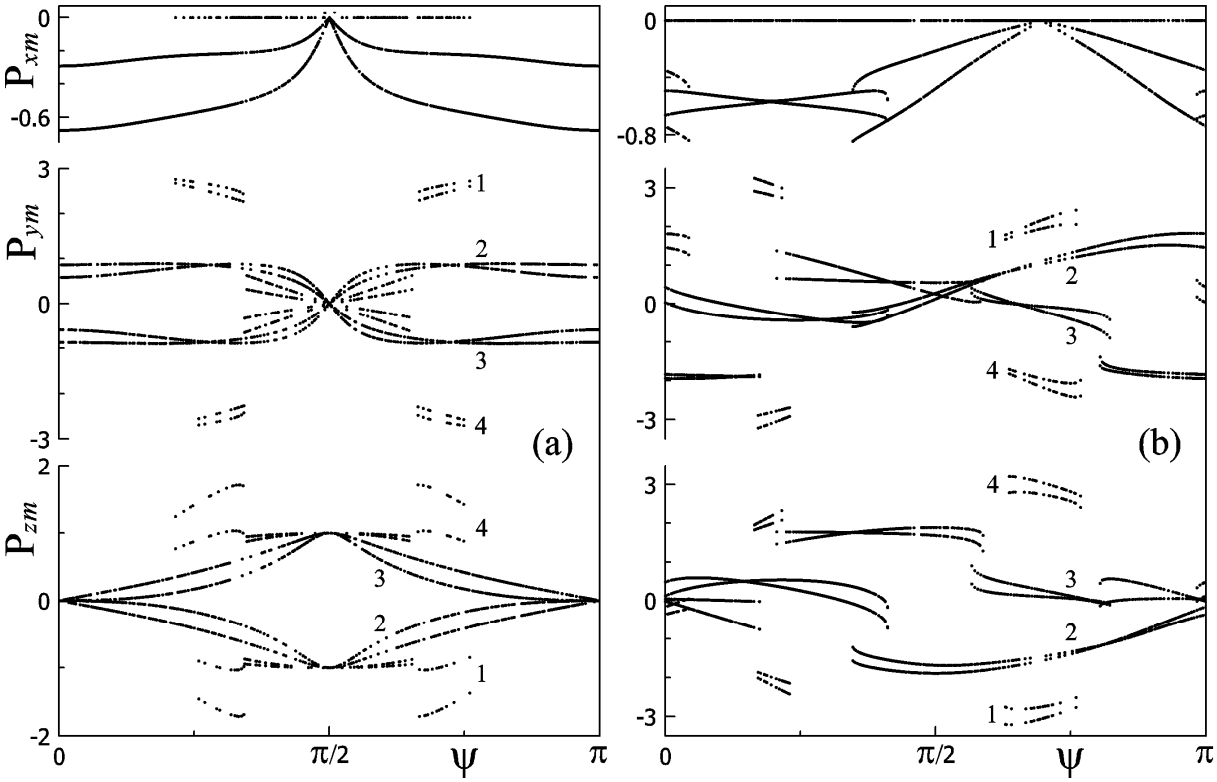


Рис.1. Бифуркационные диаграммы для магнитного момента системы 3-х (a) и 4-х (b) диполей: зависимость экстремальных значений компонент вектора $\mathbf{P}$ от угла поляризации переменного поля.

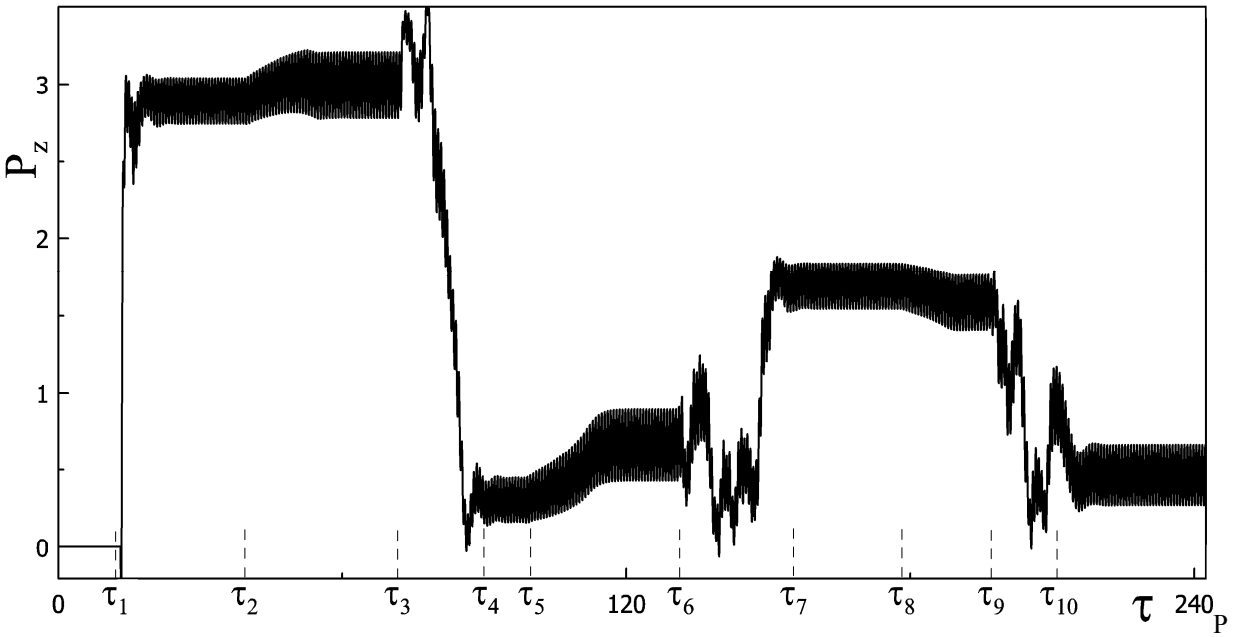


Рис.2. Зависимость от времени z-компоненты нормированного вектора **P** для 4-х связанных диполей при реализации переходов между колебательными режимами.

На рис.2 приведена временная зависимость компоненты P_z при осуществлении динамических переходов между режимами. Начальный (в τ_1) ориентационный угол $\psi = 126\,\mathrm{degr}$. В моменты τ_2, τ_5 и τ_8 начинается постепенное (по линейному закону), но достаточно непродолжительное изменение угла ψ (до значений ψ = 114, 102 и 105 deg, соответственно), и дальнейшее установление стационарного режима, отвечающего данной поляризации поля. На временных интервалах $[\tau_3, \tau_4]$, $[\tau_6, \tau_7]$ и $[\tau_9, \tau_{10}]$ к гармоническому переменному полю аддитивно добавлялся шумовой сигнал – случайная величина из интервала [-3,3], изменяющаяся на каждом шаге расчетной программы. В результате шумового воздействия осуществляется переход между двумя входящими в мультистабильность режимами. Возникновение данных переходов объясняется тем, что изменение угла поляризации поля приводит к изменению соотношения фазовых объемов бассейнов аттракторов режимов, находящихся в мультистабильности. В результате, сначала наибольший притягивающий бассейн режима, реализовавшегося при включении поля (или после шумового сигнала), значительно уменьшается, и наибольшим становится бассейн уже другого отвечающего данному мультистабильному состоянию колебательного режима, к которому и происходит переход системы при новом включении шумового сигнала.

Таким образом, проведенный анализ показал возможность эффективного управления динамическими мультистабильными состояниями системы связанных диполей и осуществления заданных ориентационных переходов между различными низкоамплитудными колебаниями магнитного момента.

1. Ф.В. Лисовский, О.П. Поляков, Письма в ЖЭТФ **73**, 546 (2001).
2. А.М. Шутый, ЖЭТФ **135**, Вып.5, 1-12 (2009).

МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МАГНИТОЭЛЕКТРОУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ

А.А. Родионова, А.А. Родионов, Н. М. Игнатенко

Курский государственный технический университет

При наложении магнитного поля $\vec{H}$ в ферромагнетиках и ферритах, электрического $\vec{e}$ в сегнетоэлектриках и любого из них в сегнетомагнетиках и магнитоэлектриках происходит смещение доменных границ (ДГ), которые будут перемещаться со скоростью $V_{ДГ}$, зависящей от внешних полей (в том числе и упругого), режима их изменения и момента измерения $V_{ДГ}$, после наложения поля, и параметров системы. Таким образом, скорость $V_{ДГ}$ является весьма важным параметром системы. Произведем количественное описание $V_{ДГ}$, вначале на примере трехосного магнетика (Fe), содержащего 90^0ДГ$_{12}$ $\|(110)$ со спонтанной намагниченностью I_s в соседних доменах вдоль [100] и [010] направлений, смещающейся вдоль [110] на расстояние x от ее исходного положения. Уравнение движения такой границы имеет вид

$$m\ddot{x} + \beta_c\dot{x} + kx = F_H - F_{Tp}, \qquad (1)$$

где m - масса единицы площади ДГ, β_c - диссипативный коэффициент, k-жесткость ДГ, имеющая составляющую, связанную с дефектами кристалла и с размагничивающими полями [1, 2], F_{Tp} - сила сухого трения. По [3] $F_{Tp} = F_T\,\mathrm{sgn}(\dot{x})$, F_T - коэффициент трения. Рассмотрим случай, когда в начальный момент приложено поле $H(\gamma_i)$, которое затем не меняется. Тогда $F = I_sH(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2) - F_T\,\mathrm{sgn}(\dot{x})$, где γ_1 и γ_2 - углы, составленные полем $\vec{H}$ с [100] и соответственно [010] направлениями. Вводя обозначения: $a = \beta_c/m$, $b = k/m$, $c = F/m$, $\lambda^2 = 4b - a^2$, рассмотрим случай когда $\lambda^2 > 0$. Интегрируя (1), в зависимости от момента времени t' после включения силы F, получим для смещения ДГ

$$x(t) = \frac{2c}{\lambda[(a/2)^2 + (\lambda/2)^2]}\left\{\frac{\lambda}{2} - \frac{e^{\frac{-at'}{2}}\cdot\sqrt{a^2+\lambda^2}}{2}\cdot\cos\left(\frac{\lambda t'}{2} - \gamma\right)\right\}, \qquad (2)$$

где $\cos\gamma = \dfrac{\lambda}{\sqrt{a^2+\lambda^2}}$. Отсюда $x(t')_{|t'=0} = 0$, а предельное смещение ДГ

$x(\infty) = \dfrac{I_sH(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2) - F_{Tp}}{mb}$. Из (2) для скорости ДГ имеем

$$V_{ДГ} = \dot{x}(t) = \frac{4[I_sH(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2) - F_{Tp}]}{\lambda m\sqrt{a^2+\lambda^2}}\left[\frac{a}{2}\cos(\frac{\lambda t'}{2} - \gamma) + \frac{\lambda}{2}\sin(\frac{\lambda t'}{2} - \gamma)\right]e^{\frac{-at'}{2}}. \qquad (3)$$

Из (3) следует, что $V_{ДГ\,max} = V_{ДГ|t'=t_i}$, где значение t_i определяется из трансцендентного уравнения $tg\left(\frac{\lambda \cdot t_i}{2} - \gamma\right) = \frac{\lambda^2 - a^2}{2a\lambda}$. Тогда с учетом принятых обозначений $V_{max} = V(t_i)$ для поля H. В то же время $V_{ДГ}(t' \to \infty) = 0$.

Таким образом, при $t' = const$ $V_{ДГ}$ с ростом поля H увеличивается, причем, чем более поздние берем моменты времени t', тем возрастание $V_{ДГ}$ будет все более слабым. В действительности при увеличении поля наступает момент $t'_{кр}$, когда $ДГ_{12}$ отрывается, ее эффективная жесткость при этом резко убывает. Это приводит к тому, что зависимость $V_{ДГ}(H)$ будет изменяться в нашем случае $\lambda^2 > 0$ (что приемлемо, по-видимому, для ферромагнетиков) ступенчатообразно: вначале рост $V_{ДГ}(H)$ с насыщением, затем скачок и вновь нарастание и т.д. Для описания такого поведения ДГ введем в левую часть (1) силу $-\gamma\frac{\partial^2 x}{\partial z^2}$ [4], где γ - поверхностная плотность энергии ДГ, а $90^0ДГ_{12} \parallel (110)$ предполагается закрепленной двумя дислокациями вдоль направления $[\bar{1}10]$, находящимися на расстоянии ℓ_z друг от друга. Решение (1) в этом случае, как нетрудно показать будет иметь прежний вид, но с добавленным множителем $\sin\frac{\pi z}{\ell(H)}$ для нулевой гармоники, где $\ell(H)$ длина закрепленного сегмента $ДГ_{12}$ (более точное значение этого множителя равно $\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{2n+1}\sin\left[\frac{(2n+1)\pi z}{\ell}\right]$, однако чаще всего достаточно взять нулевое приближение). Это приводит к тому, что $x_{ДГ} \cong x(t')\sin\frac{\pi z}{\ell(H)}$. При этом среднее смещение $< x_{ДГ} >= \frac{2}{\pi}x(t)$. Однако в этом случае, как видно из (1), после введения члена $-\gamma\frac{\partial^2 x}{\partial z^2}$ величина $k \to k + \frac{\gamma}{m}\frac{\pi^2}{\ell^2(H)}$. Здесь $k = k_{му} + \frac{NI_s^2}{q_{012}}$ [5], где N - размагничивающий фактор, q_{012} - размер ДГ вдоль ее смещения. Поскольку $\ell(H)$ с ростом поля H резко возрастает при отрыве ДГ от дефектов (посегментно), то k скачком убывает, что и обеспечивает ступенчатый вид зависимости $< V_{ДГ}(H) >$, при $t' = const$, в противном случае вид этой зависимости может быть иным. Кроме того, в действительности, для макроразмерных материалов мы имеем долю с ансамблем доменных границ, которым (например, для $ДГ_{12}$) соответствует какая-либо функция распределения $f(\ell_{z12})$ по размерам их сегментов. Если взять средний

размер L этих сегментов, то при случайном их распределении по размерам из-за случайности расположения линий дислокаций вдоль $[\bar{1}10]$- направлений по их взаимным расстояниям взяв $f(\ell_{12}) = \frac{L_{об}}{L^2}\exp\left(-\frac{\ell_{z12}}{L}\right)$ и усредняя результат для $< V_{ДГ} >$ по ℓ приходим к зависимости $\overline{< V_{ДГ12} >} = \int \frac{L_{об}}{L^2} e^{-\frac{\ell}{L}} < V_{ДГ}(\ell) > d\ell$ со сглаженными ступеньками от поля H. Отрыв ДГ в поле H от дефектов рассмотрен в [6]. Для тонких пленок с одиночными сквозными ДГ ступенчатообразная зависимость $< V_{ДГ} >$ от H может появиться лишь за счет включения при больших H новых процессов, тормозящих перемещение ДГ.

В полях, когда $V_{ÄÃ}$ становится соизмеримой со скоростью упругой волны, генерируемой движущейся границей, необходимо произвести согласование (1) с волновым уравнением.

Для сегнетоэлектриков типа $BaTiO_3$, где по-видимому, $\lambda^2 < 0$, вид зависимости $V_{ДГ}(H, t')$ несколько иной. В (1) при этом необходимо ввести вместо F_H величину $F_e = P_s e(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)$ для 90^0ДГ и удвоенную для 180^0ДГ. В сегнетомагнетиках она уже равна сумме этих сил, к тому же $m = m^e + m^H$, а $\beta_c = \beta^e + \beta^H$ с учетом двух упорядоченных подсистем [7].

1. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987, 422 с.
2. Родионов А.А. Магнитные свойства вещества. Курск: Курск. гос. техн. ун-т. 2001. Ч.3. кн. 2. С. 221
3. Нестеров В.Н. Моделирование механизмов движения доменных границ в сегнетоэластиках и сегнетоэлектриках с учетом активационных процессов // Матер-лы Y Межд. семинар. «Физико-математическое моделирование систем». Ч.1. Воронеж: Воронеж. гос. техн. ун-т. 2008. С. 66-70
4. Родионов А.А., Сергеева О.В. Диссипация продольных упругих волн в магнетиках с учетом взаимосвязи процессов смещений и вращений // Известия вузов. Физика. 2000. №2. С. 3-8
5. Сидоров М.Н., Родионов А.А., Черкашин В.С. К теории магнитоупругого затухания в ферромагнетиках // ФММ. 1981. Т. 52. Вып. 5. С. 951-959
6. Даринский Б.М., Родионов А.А. Энергетический подход к описанию магнитоупругого затухания в ферромагнетиках. //Изв. Вузов. Физика. 1994. № 12. с.68–77
7. Игнатенко Н.М., Родионова А.А., Родионов А.А. К теории магнитной, электрической и смешанной восприимчивости в магнитоэлектроупорядоченных системах // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т.71. №11. С. 1567-1569

ТЕОРИЯ СЕГНЕТОМАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕУПОРЯДОЧЕННОМ СЕГНЕТОФЕРРОМАГНЕТИКЕ С БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ДЕФЕКТОВ

М.Х. Харрасов, И.Р. Кызыргулов, А.Т. Хусаинов

Башкирский государственный университет

Методы теории калибровочных полей в настоящее время являются одними из точных и эффективных способов описания явлений не только в физике элементарных частиц [1], но и в механике сплошных сред. Они успешно применяются для описания упругих [2] и магнитоупругих [3] сред с непрерывно распределенными дислокациями и дисклинациями.

Влияние непрерывно распределенных дефектов кристаллической решетки, таких как дислокации, на динамику сегнетоэлектрической подсистемы сегнетомагнетика теоретически изучено мало. С помощью калибровочной теории дислокаций и дисклинаций [2] имеется возможность последовательно построить макроскопическую динамику решетки, дислокаций в сегнетомагнетиках с учетом сегнетоэлектрической подсистемы. В этом случае в отличие от обычной теории сегнетомагнитоупругого взаимодействия потенциальная энергия сегнетомагнетика записывается инвариантной относительно локальных совместных вращений вектора поляризации и решетки. Возникающие при этом калибровочные поля связаны с дефектами кристаллической решетки, такими как дислокации и дисклинации [2], а также с дисклинациями в сегнетоэлектрической подсистеме сегнетомагнетика.

В данной работе описание сплошной среды с непрерывно распределенными дислокациями и дисклинациями распространено на случай пространственно неупорядоченного сегнетоферромагнетика. Показано, что в результате взаимодействия дисклинаций с вектором поляризации и спинами частота сегнетомагнитной волны может быть равной нулю при значении волнового вектора, отличном от нуля. В случае слабой связи между упругими волнами и дефектами найдено изменение ее частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В.* Введение в теорию квантованных полей, изд. 4-е, перераб., М.: Наука, 1984, 598 с.

2. *Кадич А., Эделен Д.* Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций, М.: Мир, 1987, 168 с.

3. *Меньшенин В.В.* // ФТТ. 1998. № **11**. Т.40. С. 2095-2100

Секция БС

Не занимайте сидячие места ноутбуками,
Магнитооптикой или другими вещами.
«Правила поведения программистов на транспорте»
http://samouchka.net/

МАГНИТООПТИКА И ФОТОМАГНЕТИЗМ

ВЛИЯНИЕ МОРФОЛОГИИ МАГНИТНОГО СЛОЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР $CaF_2/Co/CaF_2/Si(111)$

Б.Б. Кричевцов[1], А.Г. Банщиков[1], С.В. Гастев[1], А.В. Нащекин[1], С.М. Сутурин[1], В.А. Кособукин[1], Н.С. Соколов[1], T. Shimada[2]

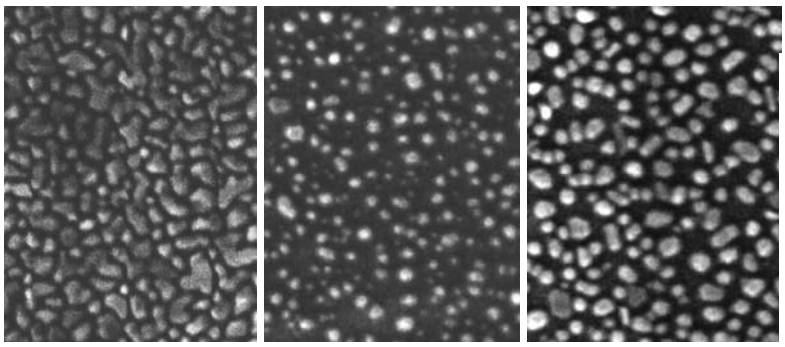
[1]*Физико-технический институт им.А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Department of Chemistry, University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan*

Оптические и магнитооптические свойства наногетероструктур, содержащих магнитный и диэлектрические слои, могут существенно зависеть от морфологии магнитного слоя. Влияние морфологии может проявляться (i) из-за различия свойств нанослоёв, состоящих из отдельных магнитных частиц и образованных связанными частицами, а также (ii) в результате изменения условий интерференции световых волн, отражаемых подложкой и диэлектрическими слоями, с волнами, излучаемыми магнитной подсистемой, при переходе от сплошной магнитной пленки к системе отдельных наночастиц. Одним из проявлений влияния морфологии на магнитооптические свойства пленок является изменение знака эффекта Керра в пленках кобальта, состоящих из отдельных магнитных наноостровков, по сравнению с объемными образцами или сплошными пленками [1]. Причины такого изменения знака пока не вполне понятны.

В данной работе исследованы магнитные, оптические и магнитооптические свойства гетероструктур $CaF_2/Co/CaF_2/Si(111)$ с различной морфологией пленки кобальта. Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кремния, вырезанных в плоскости (111). Пленка кобальта выращивалась на буферном слое CaF_2 толщиной 30 ML и покрывалась защитным слоем CaF_2 толщиной 20ML. Выращивание слоев кобальта производилось при различных температурах подложки T_{gr} и различных временах экспозиции t_{exp}. Были выращены две серии структур. Образцы первой серии (I) выращивались при постоянном времени экспозиции, соответствующем эффективной толщине сплошной пленки кобальта величиной $d_{eff} \sim 8$ nm. Поток атомов Co контролировался с помощью измерений резонансной частоты кварцевого измерителя толщины в ростовой камере. Вторая серия (II) состояла из структур, выращенных при постоянной температуре роста $T_{gr} = 294$ K и временах, соответствующих $d_{eff} = 3, 5, 8$ nm.

На начальных этапах роста Co на CaF_2 образуются отдельные наночастицы кобальта, которые при дальнейшем росте сращиваются и образуют сплошную пленку [2]. Как показали исследования, морфология и эффективная толщина пленки существенно зависят от температуры роста.

Так, структуры с d_{eff} = 8 nm при T_{gr} = (20 - 100) ºC образуют сплошные (связанные) пленки, а при более высокой температуре представляют собой системы отдельных нанооствровков, с латеральными размерами 10-40 nm, расположенными на расстоянии ~(20-30) nm друг от друга (Рис.1). Их высота по данным атомно-силовой микроскопии составляет 5-20 nm.



a b c

Рис.1 Изображения структур серии I, выращенных при T_{gr} = 100 (a), 300 (b) и 500 C (c), полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. Размер сканов 360 x 480 nm^2

Магнитные свойства пленок исследовались с помощью SQUID магнетометра, а также полярного (РК) и меридионального (МК) магнитооптических эффектов Керра. При этом измерения РК были выполнены в диапазоне 1.5-5 eV. Величина магнитного момента **M**, а также величины РК и МК в насыщении, в пленках серии I монотонно уменьшается с ростом T_{gr}, что свидетельствует об уменьшении их реальной эффективной толщины. Это означает, что количество наносимого и осажденного материала могут отличаться и их отношение зависит от T_{gr}. В пленках серии II наблюдается уменьшение d_{eff} с уменьшением t_{exp}, что также сопровождается изменением морфологии магнитного слоя.

На Рис.2 представлены полевые зависимости углов поворота эллипса поляризации РК и МК на длине волны 633 nm в структурах серии I. При увеличении температуры роста выше T_{gr} = 200 ºC, при которой происходит переход от сплошной пленки к системе отдельных островков, ЭК меняет знак, причем смена знака происходит во всем спектральном диапазоне.

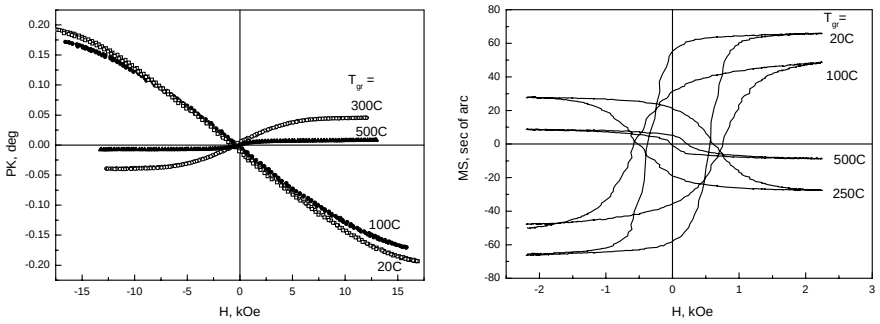


Рис.2 Полевые зависимости РК (λ= 633nm) и МК (λ= 650nm) в структурах серии I.

Знак РК в структурах, выращенных при T_{gr} = 20 и 100 ºC совпадает со знаком РК в объемных образцах или пленках Co толщиной порядка 2000 nm. В структурах серии II, выращенных при T_{gr} = 20 ºC и различных временах экспозиции смена знака РК и МК происходит при $d_{eff} \approx 3.5$ nm. На Рис.3 представлены спектры отражения и полярного эффекта Керра в

структурах серии I. Абсолютная величина коэффициента отражения определялась на длине волны $\lambda = 633$ nm с точностью 2%.

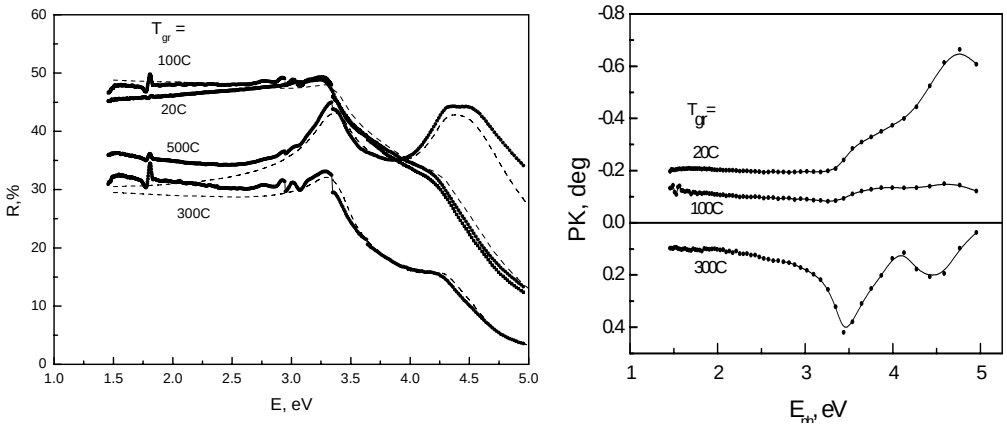


Рис.3 Спектры отражения (a) и полярного эффекта Керра (b) структур серии I. Пунктирные линии показывают результаты расчетов.

В спектральных зависимостях коэффициента отражения R и PK четко проявляются особенности при при энергии фотонов $E_{ph} \approx 3.5$ eV и 4.7 eV, связанные с отражением света от подложки Si. Как видно из Рис.3 спектры R и PK в сплошных пленках, выращенных при низких значениях T_{gr}, существенно отличаются от спектров пленок, выращенных при высоких температурах и обладающих островковой структурой.

Теоретический анализ спектральных зависимостей R и PK проводился с помощью 1) метода реккурентных соотношений [2], применимого к многослойным средам, и 2) метода функций Грина, развитого для магнитооптики наноструктур [3]. В последнем случае рассматривалась модель поляризующихся гранул (островков) магнетика, образующих квадратную решетку в диэлектрической матрице и дипольно-взаимодействующих друг с другом (эффект локального поля). Как показали расчеты, для структур *с квазисплошными слоями* Co, соответствующих T_{gr} = 20 и 100 ºC, спектральная зависимость R удовлетворительно описывается реккурентными соотношениями при использовании известных значений объемной диэлектрической проницаемости Co, CaF_2 и Si. В то же время для структур, состоящих из отдельных островков кобальта, *хорошее* согласие с экспериментом получается для спектра, вычисленного методом функций Грина в дискретной модели магнитного слоя.

Авторы признательны В.В. Федорову за активное участие в выращивании образцов. Работа поддержана РФФИ, проект 07-02-00900.

1. B. Kalska, B.J. Paggel, P. Fumagali, M. Hilgendorff, M, Giersig. JAP, **92**, 7481 (2002).
2. B.B. Krichevtsov, S.V. Gastev, D.S. Il'yushenkov, A.K. Kaveev, N.S. Sokolov. Phys. Stat. Sol., **51**, 118 (2009).
3. В.А. Кособукин. Метод функций Грина в теории ближнеполевой магнитооптики и сканирующей магнитооптической микроскопии. Препринт ФТИ № 1724, 1999.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ И АНИЗОТРОПНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ Pr-Fe В МОНОКРИСТАЛЛЕ $PrFe_3(BO_3)_4$ МЕТОДАМИ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

М.Н. Попова[1], Т.Н. Станиславчук[1], Е.П. Чукалина[1], Б.З. Малкин[2], Л.Н. Безматерных[3]

[1]*Институт спектроскопии РАН, Троицк, МО*
[2]*Казанский государственный университет, Казань*
[3]*Институт физики им. Киренского СО РАН, Красноярск*

Редкоземельные (РЗ) ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ обладают интересными магнитными и магнитоэлектрическими свойствами, что обусловлено наличием в них двух взаимодействующих магнитных подсистем (РЗ и железа). Сравнительно недавно удалось получить эти соединения в виде больших совершенных монокристаллов, и их стали интенсивно исследовать различными методами. В частности, в работе [1] было проведено исследование магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств монокристаллов $PrFe_3(BO_3)_4$, в которых ионы Pr^{3+} имеют синглетное основное состояние. Экспериментальные результаты были промоделированы без учета специфической квазиодномерной структуры кристаллической решетки и в пренебрежении анизотропией обменного *f-d* взаимодействия.

В настоящей работе методами оптической спектроскопии получена информация о магнитной структуре, об энергии и симметрии штарковских уровней Pr^{3+} в $PrFe_3(BO_3)_4$ в пределах $4f^2$ конфигурации. Эти данные описываются в рамках модели кристаллического поля с учетом $4f^2/4f5d$ и $4f^2/4f6p$ межконфигурационных взаимодействий. С целью интерпретации наблюдаемых изменений в оптическом спектре Pr^{3+} при температурах ниже T_N=32 K, в частности, сдвигов и расщеплений уровней энергии, а также возгорания запрещенных спектральных линий, рассматривается полный гамильтониан обменного взаимодействия Pr^{3+}-Fe^{3+}, определяемый семью параметрами. Вычисленная с использованием этого гамильтониана температурная зависимость магнитной восприимчивости хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [1]. Из полученных результатов следует, что модель димеров в цепочках FeO_6 октаэдров, введенная нами ранее для $NdFe_3(BO_3)_4$ [2] и модифицированная в настоящей работе, может служить основой для анализа низкотемпературных магнитных свойств ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$.

1. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.Н.Воробьев, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, Письма в ЖЭТФ 87, (2008) 45.
2. M.N. Popova, E.P. Chukalina, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, E. Antic-Fidancev, L.N. Bezmaternykh, Phys. Rev. B 75 (2007) 224435.

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ *f-f* ПЕРЕХОДОВ В СОЕДИНЕНИЯХ 4*f* ИОНОВ

А. В. Малаховский, И.С. Эдельман, А.Э. Соколов, А.Л. Сухачёв

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского Отделения Российской Академии Наук, Академгородок, 660036 Красноярск, Россия

Магнитооптические свойства соединений 4*f* ионов исследуются очень широко вследствие большой важности этих соединений для различных оптических применений. В настоящей работе предлагается единый подход к описанию и анализу магнитооптической активности *f-f* переходов и приводятся некоторые эксперименты, в которых этот подход применён.

Интегральная парамагнитная магнитооптическая активность (МОА) перехода между *J*-мультиплетами описывается соотношением:

$$a = \langle \Delta k(\omega) \rangle_0 / \langle k(\omega) \rangle_0 .$$

Здесь k и Δk – коэффициент поглощения и магнитный круговой дихроизм (МКД), соответственно, относящиеся к полосе поглощения $J_1 \rightarrow J_2$. В газе свободных атомов парамагнитный МКД содержит только зависимый от температуры *C*-член [1]: $a = A\mu_B H / kT$.

Как интенсивность, так и МОА запрещённых по чётности *f-f* переходов обязаны разрешённым переходам между состояниями противоположной чётности, которые примешиваются к 4*f* состояниям нецентросимметричной компонентой кристаллического поля (КП), как статического, так и связанного с колебаниями решётки. Мы показали [2], что парамагнитная МОА разрешённых переходов между *J* мультиплетами равна:

для перехода $J \rightarrow (J\text{-}1)$: $A = -g\,(J+1)/2$,
для перехода $J \rightarrow J$: $A = -g/2$, (1)
для перехода $J \rightarrow (J+1)$: $A = +g\,J/2$,

где g – фактор Ланде исходного состояния. Для разрешённых переходов МОА, описываемые соотношениями (1), вполне однозначны. Для *f-f* переходов эти величины дают только максимально возможные МОА, так как, прежде всего, несколько примесей к 4*f* состояниям может иметь место. Кроме того, имеются существенные различия между магнитооптическими свойствами ионов с целыми и полуцелыми полными моментами.

Состояния с полуцелыми моментами, по крайней мере, дважды вырождены в любом КП и имеют магнитный момент. Следовательно, *C*-член МКД должен существовать. В частности, полуцелый момент имеет ион Yb^{3+}. Мы измерили МОА единственного *f-f* перехода $^2F_{7/2}$–$^2F_{5/2}$ в этом ионе в кристалле $Yb_{0.1}Tm_{0.9}Al_3(BO_3)_4$. Она равна: $A_{exp} \approx +2$. Состояния, примешанные к 4*f* состояниям, должны также обеспечивать разрешение по полному моменту согласно правилу отбора: $|J'_f - J_i| \le 1$, где J_i – полный

момент исходного состояния, а J'_f - примеси к конечному состоянию. В нашем случае должно быть: J'_f = 5/2, 7/2 или 9/2. Согласно (1), МОА переходов в эти состояния равны: 2.57, -0.57 и +2, соответственно. Сравнив эти величины с A_{exp}, видим, что МОА перехода $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ в кристалле $Yb_{0.1}Tm_{0.9}Al_3(BO_3)_4$ обеспечивается примесью состояния с J=9/2. Температурная зависимость МОА в этом кристалле следует закону Кюри-Вейсса с константой Вейсса θ = -55 K.

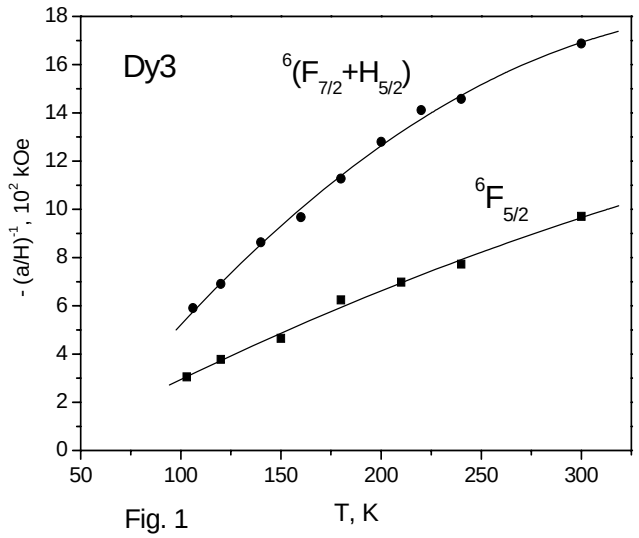


Fig. 1

Ион Dy^{3+} тоже имеет полуцелый момент. Мы исследовали температурное поведение (90-293 K) МОА *f-f* переходов $^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{5/2}$ и $\rightarrow {}^6(F_{7/2}+H_{5/2})$ иона Dy^{3+} в стеклах Dy2 (Dy_2O_3-P_2O_5-SiO_2-GeO_2) and Dy3 (Dy_2O_3-La_2O_3-Al_2O_3-B_2O_3-SiO_2-GeO_2). Была получена МОА A= -5.2 и -4.6 для первого перехода в стёклах Dy2 и Dy3, соответственно, и A= -2.2 и -2.6 для второго перехода. Разрешение *f-f* переходов из основного состояния J=15/2 может быть обеспечено примесью состояний с J=13/2, J=15/2 и J=17/2 к возбуждённому 4*f* состоянию. С помощью (1) находим, что МОА переходов в упомянутые состояния: A= -5.66, -0.66 и +5, соответственно. Сравнивая эти величины с экспериментальными, приходим к выводу, что к состоянию $^6F_{5/2}$ преимущественно примешивается состояние с J=13/2 , а к состояниям $^6(F_{7/2}+H_{5/2})$ могут примешиваться состояния с J=15/2 и (или) J=17/2. Максимальная МОА опять близка к теоретической для разрешённого перехода, т. е., МОА не подавляется кристаллическим полем. МОА ионов с полуцелым моментом, состояния которых расщепляются не полностью в любом КП, сильно зависит от температуры и чаще всего следует закону Кюри-Вейсса. В частности, также как в кристалле $Yb_{0.1}Tm_{0.9}Al_3(BO_3)_4$, МОА *f-f* переходов в стекле Dy2 следует такому закону с константой θ = -43 K. Однако это имеет место не всегда. Так, МОА *f-f* переходов в стекле Dy3 не следует закону Кюри-Вейсса (рис. 1). Такое поведение указывает на конкуренцию упомянутых выше вкладов в МОА *f-f* переходов. Ясно, что соотношение этих вкладов может зависеть от заселённости компонент расщепления основного состояния в КП. Это означает, что существует дополнительный источник температурной зависимости МОА.

КП с симметрией ниже кубической расщепляет состояния с целым моментом на состояния с вырождением меньше трёх. Такие состояния не обладают магнитным моментом и, следовательно, не расщепляются магнитным полем. Поэтому не должно быть ни диамагнитного, ни парамагнитного *C*-члена МКД как для каждой из компонент расщепления перехода в КП, так и в сумме по всей полосе перехода $J_i \rightarrow J_f$. Однако, если расщепление состояний в КП мало, компоненты такого расщепления обнаруживают сильный парамагнитный МКД B-типа (эффект смешивания) равный по величине и противоположный по знаку с МОА порядка $\mu_B H/\Delta$, где Δ – расщепление в КП. Если эти эффекты обусловлены расщеплением возбуждённого состояния, то интегральный по $J_i \rightarrow J_f$ полосе эффект должен быть нулевым. В противном случае, интегральный эффект может отличаться от нуля из-за различия термической заселённости компонент расщепления основного состояния в КП. В результате, интегральная МОА компонент расщепления имеет порядок величины произведения: $(\mu_B H/\Delta)\times(\Delta/kT)=\mu_B H/kT$. Хотя этот эффект по величине и температурной зависимости соответствует *C*-члену, из сказанного выше следует, что на самом деле это псевдо *C*-эффект. Кроме того, существует эффект *B*-типа, не исчезающий при интегрировании по всей $J_i \rightarrow J_f$ полосе, который обязан перемешиванию между *J* мультиплетами и между термически заселёнными и не заселёнными компонентами расщепления основного состояния в КП [1].

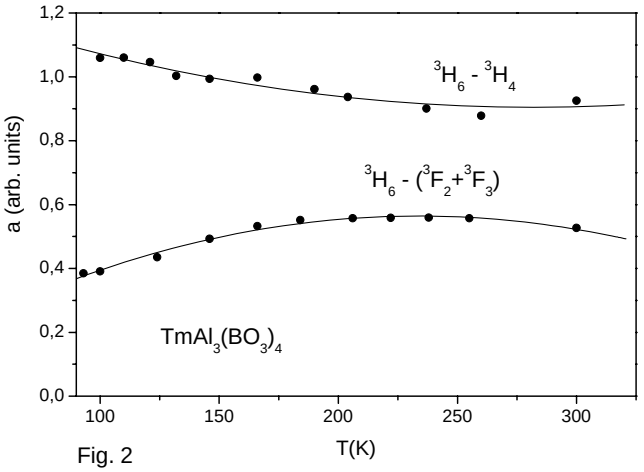


Fig. 2

Ион Tm^{3+} имеет целый полный момент. Мы исследовали температурные зависимости МОА нескольких *f-f* переходов в тригональном кристалле $TmAl_3(BO_3)_4$. Результаты для переходов $^3H_6$ - $^3H_4$ и $^3H_6$ - ($^3F_2$+$^3F_3$) показаны на рис. 2. Видно, что преобладает температурно независимый парамагнитный эффект (*B*-член), но характер температурной зависимости (возрастающий или убывающий) зависит от конкуренции между псевдо *C*-эффектом, *B*-эффектом и перераспределением термической заселённости компонент расщепления основного состояния в КП, приводящим к перераспределению упомянутых выше различных вкладов в интегральную МОА.

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-00704.

1. A.V. Malakhovskii, Phys. Stat. Sol. (b) **159**, 883 (1990).
2. А.В. Малаховский, В.А. Исаченко, А.Л. Сухачёв, А.М. Поцелуйко, В.Н. Заблуда, Т.В. Зарубина, И.С. Эдельман, ФТТ 49, 701 (2007).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В СВЕРХРЕШЕТКАХ Fe/Cr С ГИГАНТСКИМ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ

И.Д. Лобов, М.М. Кириллова, А.А. Махнев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Выполнено комплексное исследование спектров магниторефрактивного эффекта (МРЭ), экваториального эффекта Керра (ЭЭК) и оптических свойств сверхрешеток Fe/Cr с гигантским магнитосопротивлением. На основании моделирования спектров МРЭ сверхрешеток в рамках подхода, учитывающего спин-зависящее рассеяние электронов проводимости [1], получены числовые оценки параметров, характеризующих слоистую систему: коэффициента спиновой асимметрии рассеяния электронов в интерфейсном слое γ и времени релаксации электронов проводимости в интерфейсе τ_{interf}.

Квазимонокристаллические сверхрешетки MgO(001)/Cr80 Å/[Fe(t_x, Å)/Cr10 Å]$_n$ (t_x=7.2 Å, 10.6 Å и 15.3 Å, n=30-45) выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в сверхвысоком вакууме при оптимальном температурном режиме. Измерения диэлектрической проницаемости ε и экваториального эффекта Керра проведены в областях длин волн λ=0.3-13 мкм и λ=0.3-2.4 мкм, соответственно. Спектры МРЭ^{P,S} на отражение в геометрии ЭЭК измерены в магнитном поле H=9 кЭ на участке спектра λ=2-13 мкм при p- и s-поляризациях световой волны и углах падения излучения на образец 70^o и 10^o, соответственно. На этих же образцах в магнитном поле $H\leq$32 кЭ измерено гигантское магнитосопротивление. Все измерения выполнены при T=293 К.

Анализ частотной зависимости эффективных оптической проводимости $\sigma_{eff}(\omega)$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{eff}(\omega)$ сверхрешеток Fe(t_x, Å)/Cr10 Å указывает на наличие интенсивного межзонного поглощения в области λ<8 мкм ($\hbar\omega$>0.15 эВ), что является следствием межзонного возбуждения электронов в Fe [2]. Нами установлено, что вклад в оптическую проводимость от свободных носителей становится доминирующим только при длинах волн λ>6-8 мкм. Полученные оптические результаты объясняют знакопеременное поведение величины МРЭ, наблюдаемое на опыте для обеих поляризаций световой волны, а именно, наличие в ближнем ИК-диапазоне спектра области положительных значений МРЭ. Отметим, что величина МРЭ^P при H=9 кЭ в области внутризонного поглощения света (λ=8-13 мкм) достигает значений (-1%, -0.5% и -0.3%) для t_{Fe}=15.3 Å, 10.6 Å и 7.2Å, соответственно.

Характерная, сохраняющаяся в интервале толщин t_{Fe}~7.2-15.3 Å, «железоподобная» форма спектров ЭЭК указывает на наличие сплошных слоев Fe в исследуемых наноструктурах. Вместе с тем, малость объемной фракции

железа в образце с t_{Fe}=7.2 Å позволяет в модели *Jacquet-Valet* (*J-V*) определить параметры интерфейса (τ_{interf}, γ) из моделирования спектров магниторефрактивного эффекта с использованием модифицированной диэлектрической проницаемости ε_{SAL} [1] :

$$\varepsilon_{SAL}(\omega) = \varepsilon_{st} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \times \frac{i\omega\tau_{SAL}}{1+i\omega\tau_{SAL}} \times \left(1 + \frac{\beta_{SAL}^2 m^2}{(1+i\omega\tau_{SAL})^2 - \beta_{SAL}^2 m^2}\right) \quad . \qquad (1)$$

Здесь ε_{st} - вклад от виртуальных переходов, ω_p - плазменная частота, $m(H) = M(H)/M_s$ - относительная намагниченность в магнитном поле H (M_s – намагниченность насыщения), τ_{SAL} и β_{SAL} - время релаксации и спиновая асимметрия рассеяния электронов проводимости сверхрешетки в пределе самоусреднения. Отметим, что параметры γ и β введены в двухтоковой модели магнитосопротивления [3] и на сегодняшний день для сверхрешеток Fe/Cr существуют только их теоретические оценки. При моделировании использованы экспериментальные значения ω_p, m, τ_{Fe} и τ_{Cr}. В докладе приводятся полученные в данной работе величины параметров интерфейса Fe-Cr τ_{interf} и γ.

Можно констатировать, что моделирование МРЭ в сверхрешетках Fe/Cr в рамках теории *J-V* для слоистых структур правильно описывает ход толщинных зависимостей параметров модели τ_{SAL} и β_{SAL}. Полученные из оптических измерений величины τ^{eff} согласуются с τ_{SAL} в пределах 20-25%. Таким образом, в данной работе впервые на сверхрешетках Fe/Cr выполнены измерения магниторефрактивного эффекта в области свободных носителей. Проведенное моделирование спектров МРЭ позволило объяснить смену знака эффекта и получить значения основных характеристик электронов проводимости, ответственных за формирование магнитооптического отклика и транспортных свойств сверхрешеток Fe/Cr.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №07-02-01289), Программы Президиума РАН №27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и Проекта НШ РФ.

[1] J.C. Jacquet, T. Valet, In: Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces. MRS Symp. Pros., **384**, 477 (1995).
[2] В.П. Широковский, М.М. Кириллова, Н.А. Шилкова, ЖЭТФ, **82,** 784 **(**1982).
[3] T. Valet and A. Fert, Phys. Rev. B, **48**, 7099 (1993).

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МАНГАНИТОВ – МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

Ю.П. Сухоруков[1)], Н.Н. Лошкарева[1)], А.В. Телегин[1)], Е. А. Ганьшина[2)], А. Р. Кауль[2)], О. Ю. Горбенко[2)]

[1)]Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург Россия,
[2)]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва Россия.

Эффект гигантского отрицательного магнитопропускания в манганитах лантана – относительное изменение пропускания света образцом под действием магнитного поля – является оптическим откликом на колоссальное магнитосопротивление (МС) и наблюдается в узком температурном интервале с максимумом вблизи T_C [1]. Эффект представляет как научный, так и практический интерес для создания различных оптоэлектронных устройств ИК-диапазона, управляемых магнитным полем. Однако при создании устройств существуют проблемы уменьшения величины управляющих магнитных полей и термостабилизации магнитооптического элемента вблизи T_C. Одной из возможностей решения этих проблем является целенаправленное создание гетероструктур.

С целью получения новых функциональных материалов для ИК- оптоэлектроники, позволяющих усилить эффект магнитопропускания или уменьшить величину управляющего магнитного поля, а также расширить температурный интервал существования магнитопропускания и МС были созданы гетероструктуры на основе манганитов различного состава с колоссальным магнитосопротивлением, в том числе обладающие конструктивными особенностями.

1. Как было показано нами в гетероструктурах манганит ($La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$)/ феррит ($CoFe_2O_4$, $MnFe_2O_4$, $Nd_3Fe_5O_{12}$, $(Nd_{0.75}La_{0.25})_3Fe_5O_{12}$) в ИК-диапазоне от 1.7 до 12 мкм происходит усиление эффекта магнитопропускания на 40 % по сравнению с однослойной пленкой $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (Рис. 1) при том же значении внешнего магнитного поля. Усиление МП, как и МС, обусловлено подмагничиванием слоя манганита слоем феррита с большим магнитным моментом, малой величиной коэрцитивной силы и температурой Кюри T_C>500 К [2]. Применение такой гетероструктуры в модуляторах ИК-излучения позволит получить выигрыш в управляющих магнитных полях, а следовательно, уменьшить энергетические затраты.

2. В слое сверхпроводника гетероструктуры $(La_{0.25}Pr_{0.75})_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ /$YBa_2Cu_3O_{7-y}$ с температурой Кюри манганита (T_C=115 К) близкой к температуре перехода в сверхпроводящее состояние ВТСП-слоя (89 К) было сделано окно для прохождения ИК-излучения. В такой гетероструктуре происходит усиление магнитного потока в окне сверхпроводника во внешнем магнитном поле, что сопровождается увеличением магнитопропускания в слое манганита. Таким образом, конструктивная особенность ВТСП-слоя в

гетероструктуре играет роль магнитной линзы [3]. Магнитопропускание в гетероструктуре увеличивается, например, в поле 1.7 кЭ оно в 5 раз выше по сравнению с величиной эффекта в однослойной плёнке.

3. Гетероструктура $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ (T_C=105 К)/$Nd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ (T_C=260 К), состоящая из слоев манганитов, отличающихся температурой Кюри [4], позволяет решить проблему, связанную с необходимостью термостабилизации устройств, работающих на основе эффектов магнитопропускания и колоссального магнитосопротивления. Особенностью такой гетероструктуры является слабая температурная зависимость магнитопропускания и магнитосопротивления в широкой температурной области (Рис. 2). Нами было показано, что слабая температурная зависимость обусловлена различными вкладами эффектов в слоях манганитов и в интерфейсе между ними. Причём, величина магнитопропускания в межслойном тонком интерфейсе (~10 нм) может быть сравнимой с величиной эффекта в объёмной плёнке.

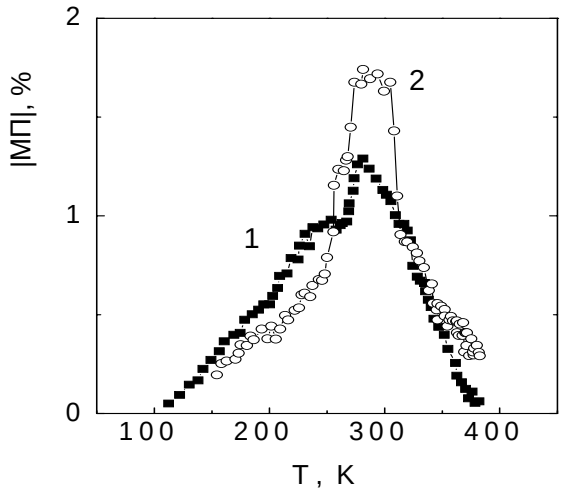


Рис. 1. Температурные зависимости абсолютных величин магнитопропускания при длине волны λ=6 мкм, поле H=8 кЭ плёнки $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/SrTiO_3$ (1) и гетероструктуры $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/ CoFe_2O_4/SrTiO_3$ (2)

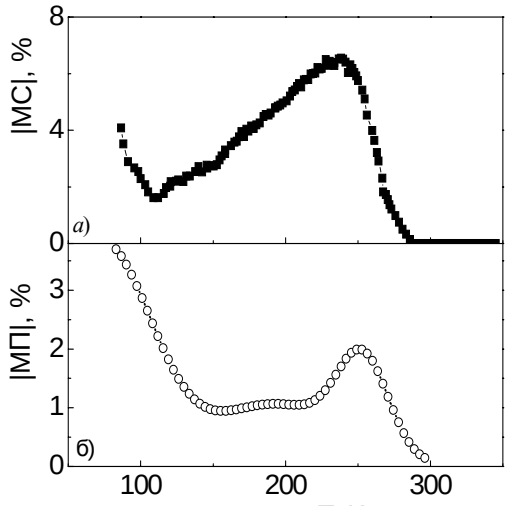


Рис. 2. Температурные зависимости абсолютных величин: *а*) колоссального МС и б) магнитопропускания при длине волны λ=6 мкм, поле H=8 кЭ гетероструктуры $Nd_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3/ Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3/SrTiO_3$

На основе этой гетероструктуры изготовлен модулятор инфракрасного излучения [5], который может работать без системы термостабилизации, состоящей из целого ряда различных функциональных элементов.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 07-02-00068 и совместной программы УрО РАН и ДВО РАН.

1. E. Gan'shina, N. Loshkareva, Yu. Sukhorukov, E. Mostovshchikova, et al. JMMM, 300 (2006).

2. Ю. П. Сухоруков, Н. Н. Лошкарева, Е. А. Ганьшина, А. Р. Кауль, А. А. Каменев, О. Ю. Горбенко, А. В. Телегин. ФММ, 107, 6, (2009).

3. A.R. Kaul, O.Yu. Gorbenko, N.N. Loshkareva, Yu.P.Sukhorukov, E.V.Mostovshchikova. J. Phys.Low-Dim. Struct., 7-8, 124 (2003).

4. Ю.П.Сухоруков, Н.Н.Лошкарева, Е.А.Ганьшина, А.Р.Кауль, О.Ю.Горбенко, А.В.Телегин и др. ЖТФ, 78, 43 (2008).

5. Ю.П.Сухоруков, Б.А.Гижевский, Н.Н.Лошкарева, О.Ю.Горбенко, А.Р.Кауль, А.В.Телегин. Патент № 2346315, Бил. № 4 от 10.02.2009.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ДИХРОИЗМА В ФОТОЭМИССИИ ИЗ ВНУТРЕННИХ УРОВНЕЙ

В. И. Гребенников
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Магнитный дихроизм (МД) в фотоэмиссии (ФЭ) благодаря селективной чувствительности к сорту и положению атомов становится эффективным методом изучения магнитных свойств тонких пленок и мультислоев, свободных и адсорбированных атомов [1]. Под МД обычно понимают изменение фототока при инверсии намагниченности. Заметим, что наряду с этим нечетным эффектом, есть другой, четный эффект: изменение фототока при повороте атомных магнитных моментов на 90°. Нечетный эффект работает в ферромагнетиках, но отсутствует в антиферромагнетиках, исследовать которые можно с помощью четного эффекта. В работах по дихроизму обычно обсуждается форма зависимости разностного сигнала от энергии фотоэлектронов, а не его суммарная интенсивность [2]. Вместе с тем, часто интегральный (по мультиплету) фототок является основным, а порой и единственным сигналом, который можно измерить.

Рассмотрим фотоэмиссионный переход электрона из 2*p*–уровня в состояние, описываемое плоской волной $|\mathbf{q}>=\exp\{i\mathbf{qr}\}$. Учтем зеемановское расщепление энергии внутренних состояний $E_{jm}=E_j+j_m\Delta$ по проекции их момента m на направление магнитного момента атома (магнитного поля), задаваемого единичным вектором **h**. Суммируя сигналы от мультиплета, находим сечение поглощения фотона $\hbar\omega$, с переходом остовного электрона в свободные состояния с энергией E_q и волновым вектором **q** [3]

$$\frac{d\sigma_j}{d\Omega_q}=S_j(\omega)\left\{\bar{\mathbf{b}}\mathbf{b}+\frac{6\Delta_j}{\hbar\omega}D-\frac{21\Delta_j^{\,2}}{(\hbar\omega)^2}L\right\};\quad D=-i\vec{h}[\vec{\bar{b}}\times\vec{b}];\quad L(\vec{h})=(\vec{\bar{b}}\vec{h})(\vec{b}\vec{h});\quad (1)$$

$$\mathbf{b}=\mathbf{u}-f(\mathbf{uq})\mathbf{q};\qquad fq^2=6E_q/(E_q+|E_j|),\qquad (2)$$

где **u –** вектор поляризации возбуждающего излучения. Энергетическая зависимость интенсивности линии определяется фактором

$$S_j(\omega)=\frac{256}{137}a_B{}^2\left(\frac{27.2\text{eV}}{\hbar\omega}\right)\sqrt{\frac{E_q}{|E_j|}}\left(\frac{E_j}{\hbar\omega}\right)^4,\quad E_q=\hbar\omega+E_j,\qquad (3)$$

где a_B – радиус Бора. В сечении (1) первое слагаемое основное, остальные два существенно меньше. Однако именно они содержат информацию об обменных взаимодействиях Δ в системе. Второй, нечетный по намагниченности член описывает 180–градусный магнитный дихроизм. Его вклад можно выделить вычитанием спектров, полученных инверсией намагниченности ферромагнетика. Третий, четный по **h** член дает 90° магнитный дихроизм; он определяется разностью спектров, полученных поворотом намагни-

ченности на 90°. Поскольку инверсия $\mathbf{h} \to -\mathbf{h}$ не меняет его величины, то 90° дихроизм можно наблюдать в антиферромагнетиках.

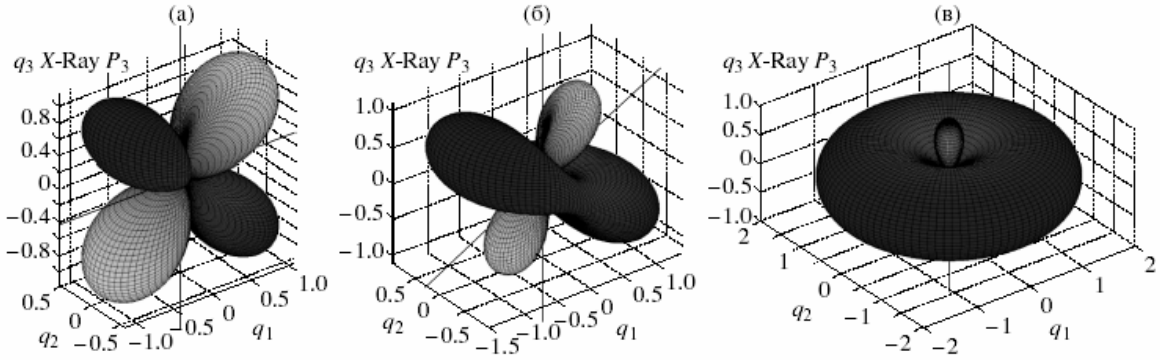


Рис. 1. 180º магнитный круговой дихроизм: круговая компонента вектора поляризации Стокса $\mathbf{P}_3 \| \mathbf{z}$, величина $fq^2 = 3$: (а) направление намагниченности $\mathbf{h} = (1,0,0)$; (б) $\mathbf{h} = (2,0,1)$ и (в) $\mathbf{h} = (0,0,1)$.

180–градусный магнитный дихроизм

Магнитный круговой дихроизм. Из (2) имеем $D = \mathbf{h}\{\mathbf{P}_3(1 - fq^2) + f\mathbf{q}(\mathbf{q}\mathbf{P}_3)]\}$, где $\mathbf{P}_3 = -i[\bar{\mathbf{u}} \times \mathbf{u}]$ – компонента вектора Стокса, задающая степень круговой поляризации и направленная вдоль луча $\mathbf{n}_3$. МКД в интегральной по углу фотоэмиссии (2*p*–поглощении) определяется средним по направлениям выхода фотоэлектронов значением $< D >= \mathbf{h}\mathbf{P}_3(1 - (2/3) fq^2)$. Угловое распределение МКДФЭ показано на Рис. 1 для трех направлений намагниченности **h**. Максимум находится посередине между **h** и $\mathbf{n}_3$.

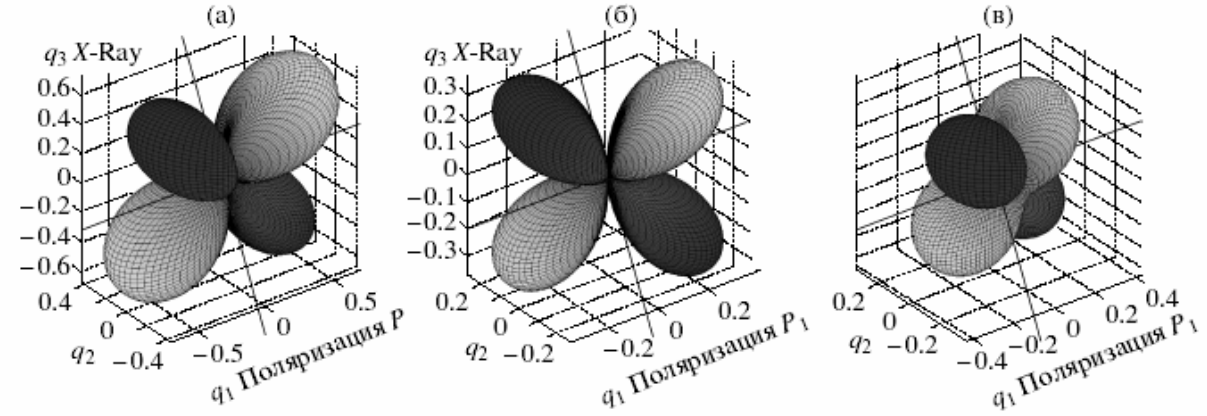


Рис. 2. 180 градусный магнитный линейный дихроизм в угловом распределении ФЭ. Направление намагниченности $\mathbf{h} = (2,4,1)$, луч падает вдоль оси *z*, поляризация – по *x*: (a) возбуждение линейно поляризованным светом $P_1 = 1$; (b) возбуждение неполяризованным светом $P_1 = 0$; (c) поляризационный вклад.

Магнитный линейный дихроизм в угловом распределении. Учет рассеяния фотоэлектронной волны приводит к появлению мнимой части if'' (2), которая дает свой вклад D'' в дихроизм. Вводя действительный и мнимый векторы поляризации $\mathbf{u} = u_1\mathbf{n}_1 + iu_2\mathbf{n}_2$, находим

$$D'' = f''\{(1 + P_1)(\mathbf{q}\mathbf{n}_1)\mathbf{n}_1[\mathbf{h} \times \mathbf{q}] + (1 - P_1)(\mathbf{q}\mathbf{n}_2)\mathbf{n}_2[\mathbf{h} \times \mathbf{q}]\}, \qquad (4)$$

где $P_1 = |u_1|^2 - |u_2|^2$ – линейная компонента вектора поляризации Стокса.

При усреднении по направлениям выхода фотоэлектронов вклад исчезает: $< D_1'' >= 0$. В отличие от поглощения фотоэмиссия обладает *дихроизмом при возбуждении неполяризованным светом* $D''(P_1 = 0) = f''(\mathbf{qn}_3)\mathbf{q}[\mathbf{h} \times \mathbf{n}_3]$.
90-градусный магнитный дихроизм

Магнитный линейный дихроизм. Пусть вектор $\mathbf{h} = \mathbf{h}_\perp$ лежит в плоскости, перпендикулярной лучу. Вычитание спектра, полученного поворотом магнитных моментов на 90° $D_2 = L(\mathbf{h}) - L(\mathbf{h}^{90})$, дает сигнал

$$D_2 = [(\mathbf{hq})^2 - \frac{1}{2}h^2 q_\perp{}^2](f^2 q_\perp{}^2 - 2f) + P_1\{(h_1^2 - h_2^2)(1 - fq_\perp{}^2) + f^2[(\mathbf{hq})^2 - \frac{1}{2}h^2 q_\perp{}^2](q_1^2 - q_2^2)\}. \quad (5)$$

Первый, не зависящий от поляризации член, называют *магнитным дихроизмом углового распределения в неполяризованном свете*, второй, пропорциональный P_1, – *магнитным линейным дихроизмом в ФЭ*. В интегральную по углам фотоэмиссию (поглощение) дает вклад только второй член: $< D_2 >= P_1(2(\mathbf{hn}_1)^2 - 1)\left[1 - (2/3)fq^2 + (2/15)f^2 q^4\right]$. На Рис. 3 приведено угловое распределение (5) при разной поляризации.

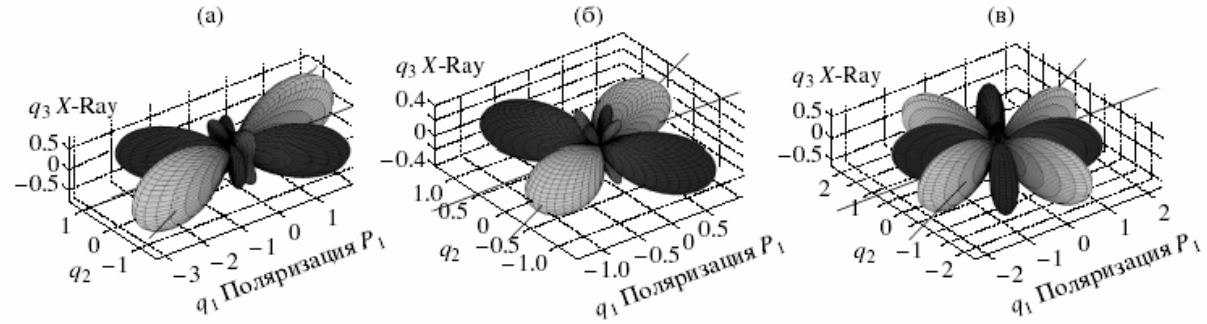


Рис. 3. Угловое распределение сигнала 90° градусного линейного магнитного дихроизма ФЭ. Луч направлен по оси *z*; вектор поляризации – по *x*, направление намагниченности $\mathbf{h} = (2,1,0)$: (а) возбуждение светом с линейной поляризацией P_1 = 80%; (б) возбуждение неполяризованным светом; (в) линейный магнитный дихроизм ФЭ.

Магнитный круговой дихроизм в угловом распределении. Рассеяние фотоэлектрона на атоме дает мнимую добавку *if''*, ее вклад в ФЭ равен $D_2'' = f''(\vec{h}\vec{q})\vec{h}[\vec{q} \times \vec{P}_3]$. Среднее $< D_2'' >= 0$.

90° круговой дихроизм можно наблюдать не только в ферромагнетиках, но и в антиферромагнетиках. Для этого достаточно тем или иным способом осуществить поворот вектора антиферромагнетизма. Кроме того, данный сигнал получается при вычитании спектров, возбужденных право и лево поляризованным светом. Так как 180° магнитный дихроизм в антиферромагнетиках отсутствует, то 90° магнитный дихроизм (линейный и круговой) является основным для них.

Работа поддержана РФФИ, проект № 08-02-00904.

1. R. Müller, J. Schulz, Ph. Wernet et all, Phys. Rev. A, **75**, 012718 (2007).
2. C. De Nadaï, G. van der Laan, S. S. Dhesi, Phys. Rev. B, **68**, 212401 (2003).
3. В.И. Гребенников, ФММ, **107**, 1 (2009).

ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ПЕРЕВОРОТ АТОМНЫХ МОМЕНТОВ В МАГНИТНЫХ ШПИНЕЛЯХ ПО ДАННЫМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОЭМИССИИ

Т. В. Кузнецова, В. И. Гребенников, А.Н. Титов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Явление колоссального магнетосопротивления вызывает значительный интерес в связи с перспективами технологического применения. Весьма большое отрицательное магнетосопротивление обнаружено в халькогенидах $Fe_{1-x}Cu_xCr_2S_4$ на основе хрома со структурой шпинели [1]. С понижением температуры в них происходит переход из диэлектрического состояния в металлическое состояние, который сопровождается магнитным фазовым переходом. При этом наблюдается ферримагнитное упорядочение атомов железа и хрома. Нами изучены рентгеновские фотоэлектронные спектры (РФС) монокристаллов ряда хромовых шпинелей. Основные закономерности можно увидеть, сопоставляя два соединения. На рис. 1 a и b показаны Cr2*p* РФ спектры в ферримагнитной шпинели $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$ и исходном ферромагнетике $CuCr_2Se_4$ [2]. Отчетливо видно расщепление $2p_{3/2}$ линии хрома на 1 эВ из-за обменного взаимодействия рентгеновской $2p_{3/2}$–вакансии со спин-поляризованными 3*d*–электронами. Особенностью ферримагнитной шпинели $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$ является преобладание второго (высокоэнергетического) пика над первым (низкоэнергетическим) по величине. В Cr2$p_{3/2}$ спектрах ферромагнитной шпинели $CuCr_2Se_4$ величина первого пика больше, чем второго. Введение небольшого количества атомов железа в $CuCr_2Se_4$ изменяет отношение линий на обратное. Это означает, что должен включиться дополнительный механизм, который увеличивает интенсивность второго пика спектра.

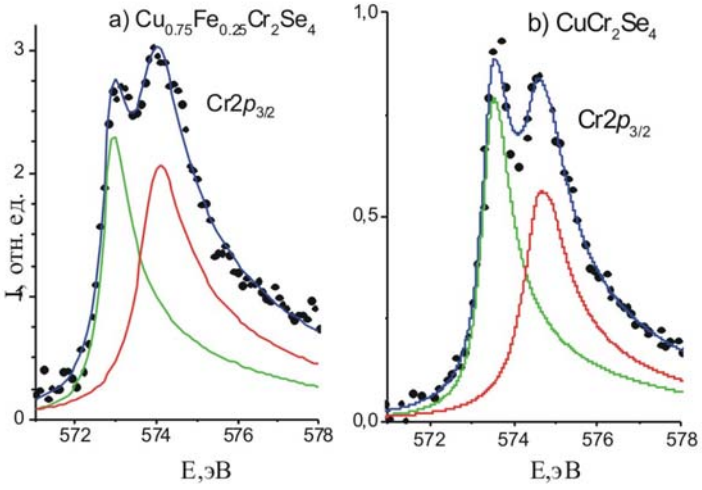


Рис. 1. Cr2$p_{3/2}$ экспериментальные (точки) РФС спектры шпинелей $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$ (a) и $CuCr_2Se_4$ [2] (b) и их разложение на сумму двух обменно расщепленных линий (1).

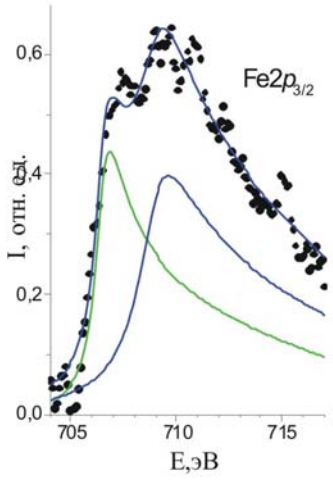


Рис.2. Fe2$p_{3/2}$ экспериментальный (точки) спектр $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$ и его представление по формуле (1)

В одноэлектронном подходе форма РФС внутреннего уровня описывается симметричной функцией Лоренца $I(E) \propto \mathrm{Im}\, z^{-1}$, $z = E + i\Gamma$, полуширина которой определяется затуханием Γ (обратным временем жизни) остовной дырки. В действительности линия формируется также многочастичными взаимодействиями: мультиплетным (обменным) расщеплением и встряхиванием валентных электронов в нестационарном поле фотодырки. Встряхивание «ферми-моря» электронов приводит к возникновению асимметрии фотоэмиссионных линий внутренних уровней [3-5]. Спектр описывается мнимой частью степенной функции $\mathrm{Im}(-z)^{-1+\alpha}$, где величина α определяется рассеянием электронов на ионизированном атоме.

В магнитоупорядоченных веществах следует учесть два класса конечных состояний: с параллельными 2*p* и 3*d* спинами |1> = (↑↑) и антипараллельными — |2> = (↓↑), которые имеют разные пороговые энергии E_1 и E_2. Для количественного описания РФС будем использовать взвешенную сумму двух линий

$$I(E) = A_1 g(E - E_1 - i\Gamma_1) + A_2 g(E - E_2 - i\Gamma_2). \qquad (1)$$

где Γ_j – затухание, A_j - интегральная интенсивность линии j = 1, 2. Форма линии задается функцией [6]

$$g(z) = \frac{1}{\beta b}\mathrm{Im}(1 - b/z)^{\beta}, \quad \beta \equiv 1 - \alpha. \qquad (2)$$

Величина *b* определяет максимальную энергию возбуждения валентных электронов, а индекс асимметрии α характеризует вероятность встряхивания электронов под действием фотодырки. Разложение экспериментальных $Cr2p_{3/2}$ спектров соединений на две линии (1), (2) показано на Рис. 1. Найденные значения параметров собраны в таблице.

Спектр в соединении	α	A_1	E_1, эВ	Γ_1, эВ	A_2	Δ, эВ	Γ_2, эВ
$Cr2p_{3/2}$ в $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$	0.37	0.44	572.85	0.30	0.56	1.06	0.51
$Cr2p_{3/2}$ в $CuCr_2Se_4$	0.30	0.50	573.46	0.29	0.50	1.12	0.46
$Fe2p_{3/2}$ в $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$	0.58	0.43	706.47	0.51	0.57	2.36	1.17

Меньше всего эффект встряхивания проявляется в соединении $CuCr_2Se_4$ (α = 0.30). Состояния с параллельной и антипараллельной ориентацией 2*p* и 3*d* спинов в нем равновероятны ($A_1 = A_2 = 0.50$). Затухание возбужденного состояния (Γ_2 = 0.46 эВ) больше, чем основного (Γ_1 = 0.29 эВ), что вполне естественно. Величина обменного расщепления $\Delta = E_2 - E_1$ = 1.12 эВ. Асимметрия линии в $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$ (α = 0.37) больше, чем у исходного соединения. Более вероятен переход в возбужденное состояние, относительный вес которого равен A_2 = 0.56. Введение железа несколько ослабляет обменное расщепление на атомах хрома (с 1.12 до 1.06 эВ), что указывает на ферримагнитное упорядочение моментов Fe и Cr.

Увеличение веса линии с большей энергией связи объясняется переворотом спина валентной оболочки под действием фотодырки. Рассмотрим в магнитоупорядоченных веществах два начальных состояния: с параллель-

ными 2*p* и 3*d* спинами |1> = (↑↑) и антипараллельными — |2> = (↓↑). Пусть их веса одинаковы и равны 1; энергия первой конфигурации равна 0, второй — Δ. Введем в рассмотрение возбуждения с переворотом спина атомных 3*d*–состояний под действием внезапно включающегося поля фотодырки. Тогда состояние |2> увеличит вес на некоторую величину *c* за счет добавки от возбуждений состояния |1>. При этом вес состояния |1> уменьшится на такую же величину и отношение интенсивностей линий станет равным $I_2 / I_1 = (1+c)/(1-c)$. Согласно экспериментальным данным в $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$ вероятность переворота спина валентных электронов атома хрома равна $c = A_2/0.5 = 12\%$. В ферромагнитном $CuCr_2Se_4$ величина $c = 0$. Перевернуть спин атома в хорошем ферромагнетике трудно (нужна энергия порядка величины обменного расщепления – около 2 эВ), а переворот в ферримагнетике происходит легче. Легче происходит переворот атомного момента и в сплаве, где уже есть свой беспорядок.

На Рис. 2 показан $2p_{3/2}$ спектр железа в шпинели $Fe_{0.25}Cu_{0.75}Cr_2Se_4$ и его разложение на две линии (1). Сравнивая последнюю строку таблицы с первой, находим относительные характеристики спектров Fe и Cr в указанном соединении. Веса линий в железе и хроме практически одинаковы. Обменное расщепление в железе Δ = 2.36 эВ в два раза больше, чем в хроме, что естественно. Остается понять, почему индекс асимметрии и ширина линии в железе существенно больше, чем в хроме. Пространственная локализация 2*p* состояния в железе усиливается (энергия связи больше), следовательно, возрастает рассеяние (фурье-образ 2*p*- волновой функции) электронов на дырке и увеличивается асимметрия линии *α*. Чем ниже энергия вакантного состояния, тем больше число переходов приводят к его заполнению. Время жизни уменьшается и растет ширина линии Г. Увеличение энергии обменного расщепления по той же причине приводит к возрастанию отношения Γ_2/Γ_1 величин затухания состояний.

Показано, что РФ спектры 2*p*-уровней позволяют напрямую измерять энергию обменного взаимодействия электронов на атомах отдельных элементов в сложных соединениях. Отношение интенсивностей расщепленных линий определяет вероятность возбуждений с переворотом спина.

Работа поддержана РФФИ, проекты № 08-02-00148 и № 08-02-00904.

1. Ramirez A. P., Cava R. J., Krajewski J.//Nature, **386**, 156 (1997).
2. V. Tsurkan, S. Plogmann, M. Demeter, D. Hartmann, M. Neumann, Eur. Phys. J. B, **15**, 401 (2000).
3. S. Doniach, M. Sunjic, J. Phys. C, **3**, 285 (1970).
4. V.I. Grebennikov, Yu.A. Babanov, O.B.Sokolov, Phys. stat. sol. (b), 79, 423; **80**, 73 (1977).
5. Ю.А. Матвеев, В.И. Гребенников, О.Б. Соколов, ФММ, **48**, 80 (1979).
6. V.I. Grebennikov, J. Magn. Magn. Mat., **258-259**, 241 (2003).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНЕТИЗМА В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ TiO_2: Co

Е. Ганьшина[1], А. Грановский[1], Н.Перов[1], А. Орлов[2],
A. Smekhova[3], A. Rogalev[3], J.C.Cezar[3]

1) МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
2) Государственный научно-исследовательский и проектный институт «Гиредмет», Москва, Россия
3) European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France

e-mail:eagan@mail.ru

За последние 10 лет значительное количество экспериментальных и теоретических работ было посвящено исследованию ферромагнитных при комнатной температуре разбавленных магнитных полупроводников и магнитных полупроводниковых оксидов, являющихся перспективными материалами для спинтроники и магнитофотоники. Среди таких материалов особый интерес представляет диоксид титана TiO_2, допированный ионами Co, так как он обладает высокой температурой Кюри (выше 800 К), высокой степенью прозрачности в видимом диапазоне спектра и, большими магнитооптическими эффектами. Несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию этого материала в различной кристаллической форме, в виде наночастиц и пленок, полученных различными методами напыления и имплантации, основные механизмы формирования ферромагнитного упорядочения, магнитных, гальваномагнитных и оптических свойств в TiO_2:Co остаются невыясненными. Более того, недавно обнаруженный ферромагнетизм при температурах выше комнатной в допированных немагнитными примесями $TiO_{2-\delta}$ (см., например, [1]) и в недопированных пленках $TiO_{2-\delta}$ [2] ставит под сомнение и тот факт, что высокотемпературный ферромагнетизм в $TiO_{2-\delta}$:Co связан с упорядочением магнитных моментов Co.

Так как общая намагниченность таких материалов мала, то из макроскопических измерений намагниченности и структурных исследований трудно отделить собственный магнетизм $TiO_{2-\delta}$:Co от вклада дополнительных посторонних магнитных фаз или от возможных вкладов кластеров Co. Одним из наиболее эффективных методов исследования неоднородных магнитных материалов являются методы магнитооптической (МО) спектроскопии. Форма МО спектров чувствительна к типу и концентрации магнитных и немагнитных примесей, наличию дополнительных магнитных фаз, магнитной и кристаллической микроструктуре. Более того, спектроскопия поглощения поляризованного рентгеновского излучения вблизи краев поглощения (XANES и XMCD) является элементно-селективным методом изуче-

ния электронной структуры и локального магнитного момента поглощающих атомов.

Спектры магнитного кругового дихроизма в оптическом диапазоне, измеренные для пленок $Ti_{100-x}Co_xO_{2-\delta}$ выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, подтвердили наличие собственного магнетизма в $TiO_{2-\delta}$:Co, который не связан с внедрением посторонней ферромагнитной фазы или крупных ферромагнитных кластеров кобальта, причем как для фазы рутила, так и для фазы анатаза [3,4]. В работе [5] наличие собственного магнетизма в ферромагнитных пленках TiO_2:Co со структурой анатаза, полученных методом магнетронного распыления, подтверждено методами МО спектроскопии, основанной на измерении экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Метод XMCD ранее также применялся для пленок $TiO_{2-\delta}$ имплантированных Co, но с бóльшим содержанием кобальта [6].

В настоящей работе мы приводим экспериментальные данные, полученные методами МО спектроскопии в оптическом и рентгеновском диапазонах энергий, подтверждающие наличие локального магнитного момента на ионах Co в пленках $TiO_{2-\delta}$:Co (8%) со структурой рутила.

Ферромагнитные пленки $TiO_{2-\delta}$:Co (8%) были получены методом магнетронного распыления. Магнитные измерения, выполненные на вибрационном магнитометре с чувствительностью $\sim 10^{-6}$emu, показали наличие ферромагнетизма при комнатной температуре.

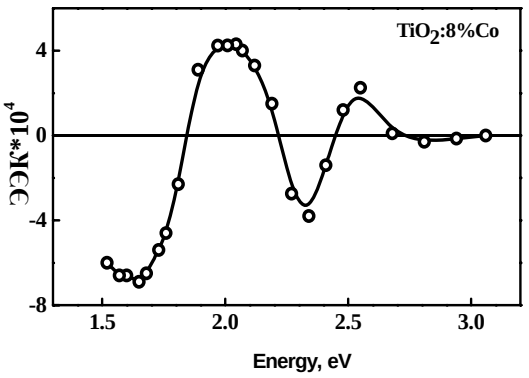


Рис.1 Спектральная зависимость ЭЭК для тонкой пленки TiO_2:Co(8%)

Магнитооптические свойства в диапазоне 0,5 - 4.0 эВ исследовались при помощи экваториального эффекта Керра. Форма и характерные особенности спектров ЭЭК для $TiO_{2-\delta}$:Co (8%) (см. Рис. 1) отличались от спектров металлического Co и спектров нанокомпозитов $Co_xTi_{1-x}O_2$; величина ЭЭК для пленок рутила была меньше, чем для ФМ пленок анатаза с тем же уровнем допирования Co [5].

Для выяснения валентного состояния атомов Co и наличия у них локальных магнитных моментов были проведены измерения поглощения рентгеновского излучения (XANES) вблизи K и L краев поглощения Ti и Co и измерения магнитного кругового дихроизма (XMCD) вблизи $L_{2,3}$ краев Co. Измерения проводились на источнике синхротронного излучения ESRF (Гренобль, Франция).

На $L_{2,3}$ краях поглощения Co (область мягкого рентгеновского излучения) для тонкой (~200 нм) пленки TiO_2:Co (8%) мы наблюдали неметаллическое состояние допированных атомов Co и их значительную *3d*-намагниченность (Рис. 2а). Кривая намагниченности, записанная с помощью

XMCD на L_3 крае поглощения (Рис. 2б), показывает ферромагнитное поведение магнитного момента Co при комнатной температуре.

Из спектров XANES в области жесткого рентгена (К края поглощения Ti и Co) следует, что матрица TiO_2 имеет хорошо выраженную структуру рутила, а атомы кобальта находятся в ионном (неметаллическом) состоянии.

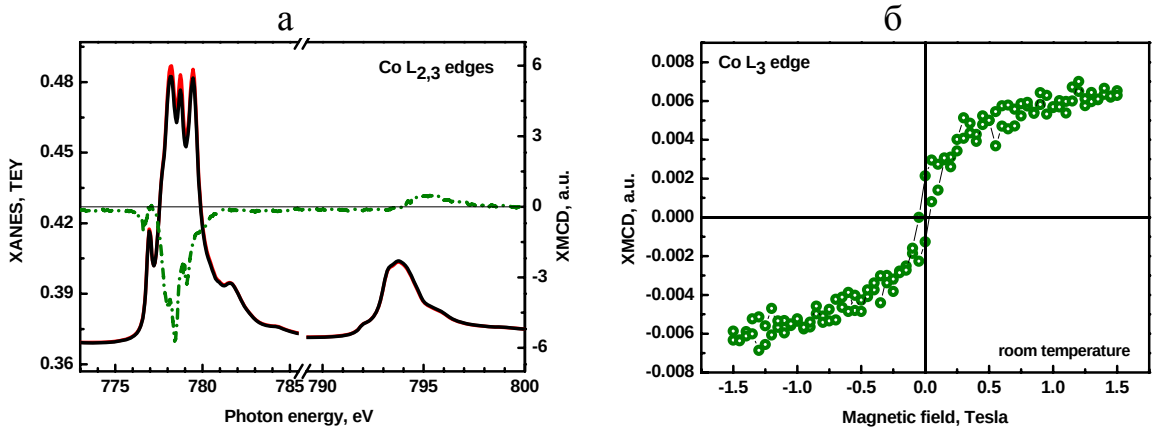


Fig.2 XANES (левая шкала, сплошные линии) и XMCD (правая шкала, штрих-пунктир) спектры, записанные вблизи $L_{2,3}$ краев поглощения Co, (а); и элементно-селективная кривая намагниченности, записанная на L_3 крае поглощения Co при комнатной температуре (б) для тонкой пленки TiO_2:Co (8%)

Согласно полученным экспериментальным магнитооптическим данным в тонких пленках TiO_2:Co (8%) со структурой рутила ферромагнетизм при комнатной температуре не связан с наличием металлических кластеров Co, а ионы Co обладают локальным магнитным моментом. Механизм возникновения дальнего магнитного порядка требует дальнейшего выяснения.

Работа поддержана грантами РФФИ: № 07-02-91583-АСП, № 09-02-00309

1. K. Ando, H. Saito, Z. Jin et al., Appl. Phys. Lett., **78**, 2700 (2001).
2. S.D.Yoon, Y.Chen, A.Yanget al, J. Magn. Magn. Mater., **309**, 171 (2007).
3. T.Fukumura, Y.Yamada, K.Tamura, et al, Jpn. J. Appl. Phys., **42,**105 (2003).
4. H.Toyosaki, T.Fukumura, et al, Appl. Phys. Lett., **86**, 182503 (2005).
5. E.Gan'shina, A.Granovsky, et al, J. Magn. Magn. Mat., **321**, 723 (2009).
6. A.Nefedov, N.Akdogan, H.Zabel, et al, Appl. Phys. Let., **89**, 182509 (2006).

ПРЯМОЙ И ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ БОРРМАННА В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. В. Дорофеенко, А. П. Виноградов, А. М. Мерзликин

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

А. Б. Грановский

Физический факультет МГУ им. Ломоносова

А. А. Лисянский

Physics Department, Queens College of the City University of New York

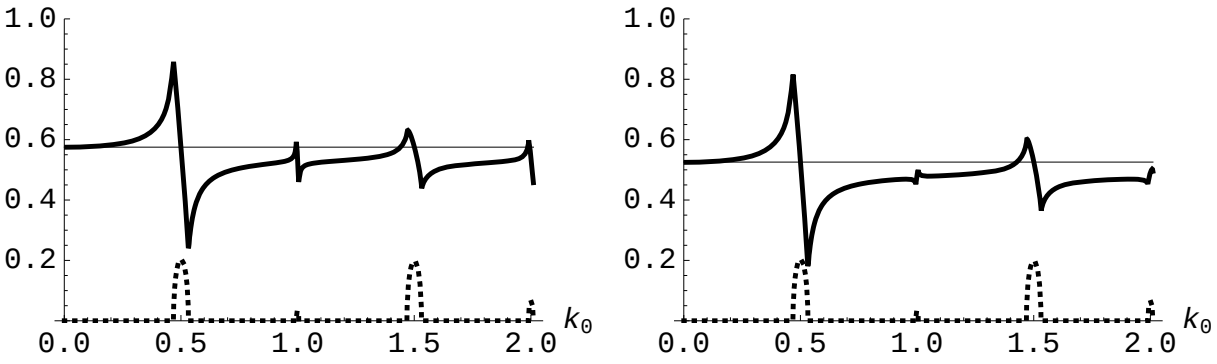
Ю. Е. Лозовик

Институт спектроскопии РАН

Фотонные и магнитофотонные кристаллы (ФК и МФК) привлекли большое внимание из-за своих уникальных электромагнитных свойств [1,2]. Большинство приложений ФК связано с существованием запрещенных зон (ЗЗ), в которых волновое число имеет мнимую часть. Это позволяет создавать высокодобротные резонаторы и оптические волноводы [3], основываясь на дисперсии волнового числа, определяющей макроскопическое поведение волн. Другой метод управления светом с помощью ФК использует распределение поля на масштабе элементарной ячейки. Недавно в работе [4] было теоретически показано, что распределение поля в МФК сильно зависит от частоты и материальных параметров. В результате была предсказана [4,5] и экспериментально проверена [5] возможность существенного усиления эффекта Фарадея и нелинейных магнитооптических эффектов. Концентрация поля в определенных частях элементарной ячейки кристалла, возникающая при дифракции рентгеновских лучей и известная как эффект Боррманна [6], является аналогом рассматриваемого в данной работе явления.

Волна в ФК имеет вид блоховской волны $\vec{E}_{\vec{k}_B} = \vec{f}(\vec{r})\exp\left(i\vec{k}_B\vec{r}\right)$, причем периодическая предэкспонента $\vec{f}(\vec{r})$ определяет распределение энергии электрического поля. На низких частотах (низ первой запрещенной зоны) можно использовать теорию гомогенизации, в соответствии с которой волновое число можно считать как $k_{eff} = k_0\sqrt{\varepsilon_{eff}}$, где $\varepsilon_{eff}\left\langle EE^*\right\rangle = \left\langle \varepsilon EE^*\right\rangle$. Оказывается, если использовать точное распределение поля, k_{eff} является неплохим приближением для точно посчитанного блоховского волнового числа k_B в первых двух разрешенных зонах. Это приближение можно использовать для объяснения эффекта Боррманна в первой ЗЗ. На границах ЗЗ вол-

новые числа, определяемые формулой $k_{eff}^2 = k_0^2 \left\langle \varepsilon EE^* \right\rangle / \left\langle EE^* \right\rangle$, одинаковы. Тогда различие в частотах компенсируется перераспределением электрической энергии в области с большим ε на нижней границе ЗЗ и в области с меньшим ε на верхней границе ЗЗ. Этот эффект будем называть обычным, или прямым эффектом Боррманна. Перераспределение энергии происходит как на частотах внутри ЗЗ, так и в соседних разрешенных зонах (Рис. 1а).



а) б)

Рис. 1. Частотная зависимость доли энергии электрического поля, находящейся в слое с большим ε (сплошная линия) и фактора Ляпунова (пунктирная линия) для ФК с низким контрастом: а) вдали от точек нулевой ЗЗ, б) вблизи точки закрытия второй запрещенной зоны.

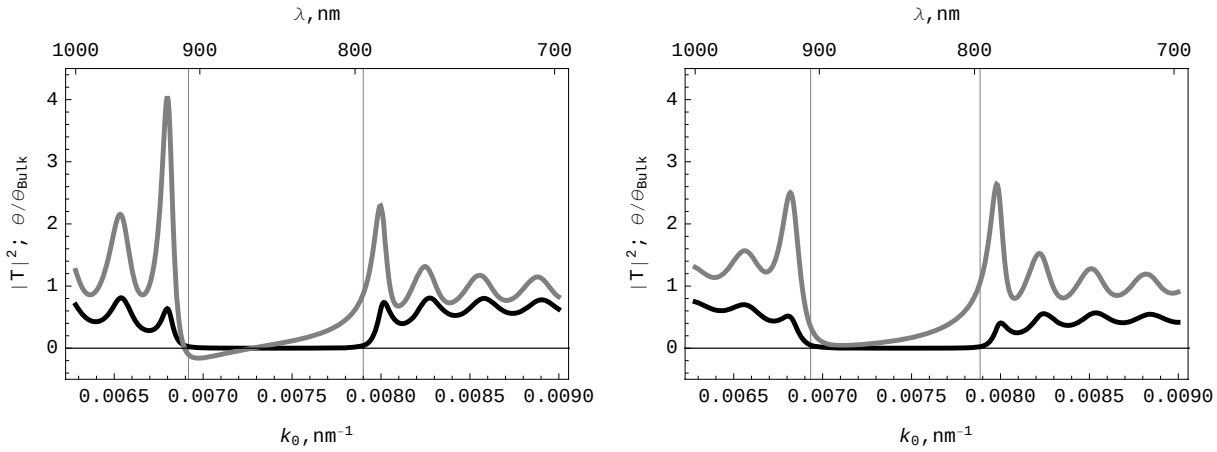
Можно показать, что для ФК с низким контрастом теория возмущений дает тот же результат для волнового числа, что и теория гомогенизации и, следовательно, таким же образом предсказывает эффект Боррманна. Однако изменение толщины слоев ФК может сделать линейную поправку теории возмущений равной нулю. Это сопровождается закрытием запрещенной зоны [7]. Вблизи таких точек распределение энергии может быть инвертировано по отношению к обычному эффекту Боррманна (Рис. 1б).

Такой эффект Боррманна (будем называть его обратным) слабо проявляется в случае малого контраста, но выступает наравне с обычным эффектом Боррманна в случае большого контраста диэлектрических проницаемостей в ФК. Каждый слой ячейки выступает как высокодобротный резонатор Фабри-Перо. Для ячейки из двух слоев получается два ряда собственных частот, каждая из которых создает разрешенную зону, в соответствии с теорией сильной связи. В каждой разрешенной зоне энергия сосредоточена в том виде слоев, в котором имеется резонанс. В точках нулевой запрещенной зоны условия Фабри-Перо выполняются для обоих видов слоев. В таких точках прямой эффект Боррманна сменяется на обратный.

Таким образом, в пределах малого и большого контраста механизмы возникновения эффекта Боррманна различны. В промежуточном случае приходится иметь дело с взаимодействием этих двух механизмов.

Эффект Боррманна проявляется, например, при усилении эффекта Фарадея фотонными кристаллами. Усиление происходит вблизи резонансов прохождения, соответствующих полуволновым условиям для блоховской волны. При этом угол поворота плоскости поляризации пропорционален доле энергии, находящейся в магнитооптических слоях. Таким образом, эф-

фект Фарадея должен быть различным на нижней и верхней границах ЗЗ (Рис. 2а). Кроме того, инверсия эффекта Боррманна также проявляется в эффекте Фарадея (Рис. 2б).



а) б)

Рис. 2: Коэффициент прохождения и нормированный эффект Фарадея слоя МФК в случаях прямого (а) и обратного (б) эффектов Боррманна.

Таким образом, изменяя параметры ячейки ФК, можно менять распределение электромагнитной энергии в ячейке ФК, заметно усиливая или подавляя оптические и магнитооптические эффекты. Показано существование прямого и обратного эффектов Боррманна и найдены условия их возникновения.

1. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe, Journ. of Appl. Phys., **83**, 6768 (1998).

2. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O.A. Aktsipetrov, A.A. Fedyanin, T.V. Murzina, and A.B. Granovsky, J. Phys. D: Appl. Phys., **39**, R151 (2006).

3. G.S. Johnson and D.J. Joannopoulos. Photonic Crystals. The road from Theory to Practice. Boston: Kluwer (2002).

4. A. Vinogradov, A. Granovsky, S. Erokhin, and M. Inoue, Journ. of Communication Technology and Electronics, **49**, 88 (2004).

5. A.B. Khanikaev, A.B. Baryshev, P.B. Lim, H. Uchida, M. Inoue, A.G. Zhdanov, A.A. Fedyanin, A.I. Maydykovskiy, and O.A. Aktsipetrov, Phys. Rev. B, **78**, 193102 (2008).

6. B.W. Batterman and H. Cole, Rev. Mod. Phys., **36**, 681 (1964).

7. I. Nusinsky and A.A. Hardy, Phys. Rev. B, **73**, 125104 (2006).

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЛАЗМОННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

А.Н. Калиш[1.2], В.И. Белотелов[1.2], Д.А. Быков[3], Л.Л. Досколович[3], А.К. Звездин[2]

[1]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
[2]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
[3]Институт систем обработки изображений РАН

В последние годы в связи с поиском сред, позволяющих эффективно управлять свойствами проходящего через них света, возрос интерес к периодическим наноструктурированным средам. Примером таких сред являются металлические решетки с субволновыми щелями или отверстиями, нанесенные на диэлектрическую пленку или подложку [1-3]. В работе рассматривается случай, когда металлическая пленка перфорирована щелями и нанесена на диэлектрическую пленку, намагниченную в плоскости перпендикулярно щелям (рис.1). Вся система нанесена на диэлектрическую немагнитную подложку.

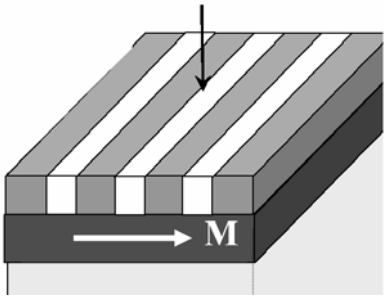


Рис.1. Рассматриваемая плазмонная гетероструктура.

При определенном соотношении периода решетки и толщины магнитного слоя, дифракционные порядки, порождаемые падающей плоской волной, возбуждают в магнитном слое волноводные моды. В диэлектрическом волноводе в отсутствие намагниченности собственными волнами системы являются ТЕ- и ТМ-моды. Наличие намагниченности в плоскости пленки приводит к эффекту конверсии ТЕ-ТМ-мод, и для собственных волн ненулевыми являются все 6 компонент электромагнитного поля. При этом собственные волны можно разбить на два типа – моды ТЕ-класса и ТМ-класса, для которых дисперсионные кривые близки к дисперсионным кривым для ТЕ- и ТМ-мод негиротропного волновода соответственно.

Предположим, что на негиротропную металлодиэлектрическую структуру падает нормально свет, имеющий ТМ-поляризацию. Рассмотрим частоту ω_{TE}, на которой при данных параметрах структуры возможно возбуждение ТЕ-моды. Поскольку в случае падения ТМ-поляризованного света возбуждение ТЕ-моды в негиротропном волноводе невозможно, то на этой частоте каких-либо особенностей спектра прохождения в общем случае не будет. Однако, если слой намагничен в плоскости, то вблизи частоты ω_{TE} возможно возбуждение моды ТЕ-класса. Такая волна забирает часть падающей энергии, которая потом диссипирует. Это фактически означает, что прошедшая энергия уменьшается и в спектре должен возникнуть провал.

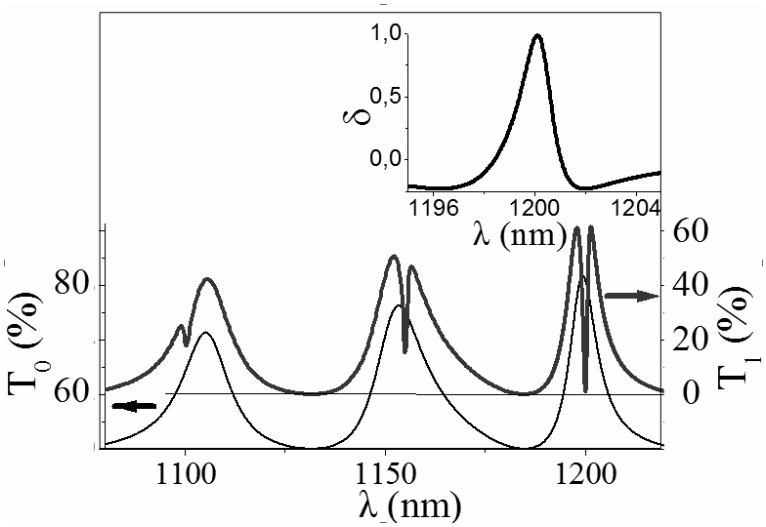


Рис.2. Спектры коэффициентов оптического прохождения в нулевом дифракционном порядке для случаев намагниченного диэлектрического слоя (T_1) и при отсутствии намагниченности (T_0), а также относительная величина эффекта $\delta=(T_0-T_1)/T_0$.

Для численных расчетов предполагались следующие параметры: металл – золото, магнитный диэлектрик – Bi:YIG, подложка – кварц, толщины металлической и магнитной пленок 362 нм и 1935 нм соответственно, период решетки и ширина щелей 552 нм и 55 нм соответственно. Свет падает нормально и поляризован перпендикулярно щелям. Из рис.2 видно, что относительное изменение прохождения достигает 100%, что превышает на 4 порядка величину эффекта в однородных пленках [4]. Таким образом, имеет место магнитооптический эффект, выраженный в изменении оптического прохождения рассматриваемой гетероструктуры при изменении намагниченности слоя. Узкая спектральная ширина наблюдаемого эффекта говорит о его резонансной природе. Этот эффект является ориентационным, так как он квадратичен по намагниченности [4].

В работе исследуется влияние различных параметров структуры (как геометрических, так и материальных) на характеристики эффекта. Расчеты показали, что максимальные значения изменения прохождения достигаются при условии возбуждения волноводных мод ТЕ-класса.

Условия возбуждения мод ТМ-класса никак не соотносятся с возникновением магнитооптического эффекта. Это можно объяснить тем, что при падении ТМ-поляризованной волны эффективность возбуждения таких мод велика и практически не зависит от намагниченности, и они не оказывают влияния на оптическое прохождение.

Рассматриваемое явление привлекает большой интерес в связи с возможными применениями в интегральной оптике и сенсорах магнитного поля.

Работа поддержана РФФИ (07-02-01445, 07-02-91588, 07-02-92183, 09-02-01028) и грантом НШ-671.2008.2.

1. T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff. Nature **391**, 667 (1998).
2. V. Lomakin, E. Michielssen. Phys. Rev. B **71**, 235117 (2005).
3. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. Lett. **98**, 77401 (2007).
4. Г.С. Кринчик, Е.А. Ганьшина. ЖЭТФ **65**, 1970 (1973).

ПРОВЕРКА ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ

Г.В. Арзамасцева, М.Г. Евтихов, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН

Для определении размерности D_f реальных фракталоподобных объектов (напр. описанных в [1] доменных структур), используют либо метод последовательного покрытия множества гиперкубами с монотонно убывающей длиной ребра [2], либо метод, основанный на анализе распределения интенсивности в наблюдаемой при рассеянии света на исследуемом объекте в зоне Фраунгофера дифракционной картине (взятой из натурного эксперимента или полученной методом компьютерного моделирования), то есть, на анализе фурье-образа фрактала [3]. Если возможность использования в указанных целях метода покрытия не вызывает сомнений, то о дифракционном методе этого сказать нельзя (нет строгого теоретического обоснования). Поэтому представляется интересным проанализировать результаты определения D_f, полученные дифракционным методом для таких объектов, у которых значение фрактальной размерности может быть точно рассчитано теоретически, что и было сделано в настоящей работе.

В качестве тестовых моделей были выбраны конструктивные (автомодельные) H-фракталы [4], представляющие собой бесконечно ветвящиеся структуры, состоящие из чередующихся горизонтальных и вертикальных объектов в форме буквы H (см. левые столбцы Рис. 1 и Рис. 2) с отношением ширины к высоте, равным некоторому числу $m > 1$, которое также представляет собой коэффициент масштабирования при переходе от нижнего уровня иерархии структуры к ближайшему верхнему уровню. Расчет фрактальной размерности D_f для бесконечного H-фрактала сводится к нахождению суммы бесконечно убывающей геометрической прогрессии со знаменателем $1/m$. Процедуру определения D_f дифракционным методом (по фурье-образам фракталов) см. в докладе авторов «Фурье-образы фрактальных объектов» в настоящем сборнике.

На Рис. 1 *a,b,c* в левых столбцах показаны изображения H-фракталов конечного порядка для значений коэффициента масштабирования m, равных 1.45, $2^{1/2}$, 1.39, а на Рис. 2 *a,b* – для $m = 2.0$ и $3^{1/2}$; в правых столбцах приведены соответствующие дифракционные картины, полученные с помощью двумерного преобразования Фурье. При $m = 2^{1/2}$ длины всех образующих фрактал отрезков прямых (а также промежутков между ними) образуют бесконечно убывающую геометрическую прогрессию со знаменателем 0.5, что приводит к необычайно четкой дифракционной картине (см. Рис. 1 *b*); для других значений m этот эффект не наблюдается.

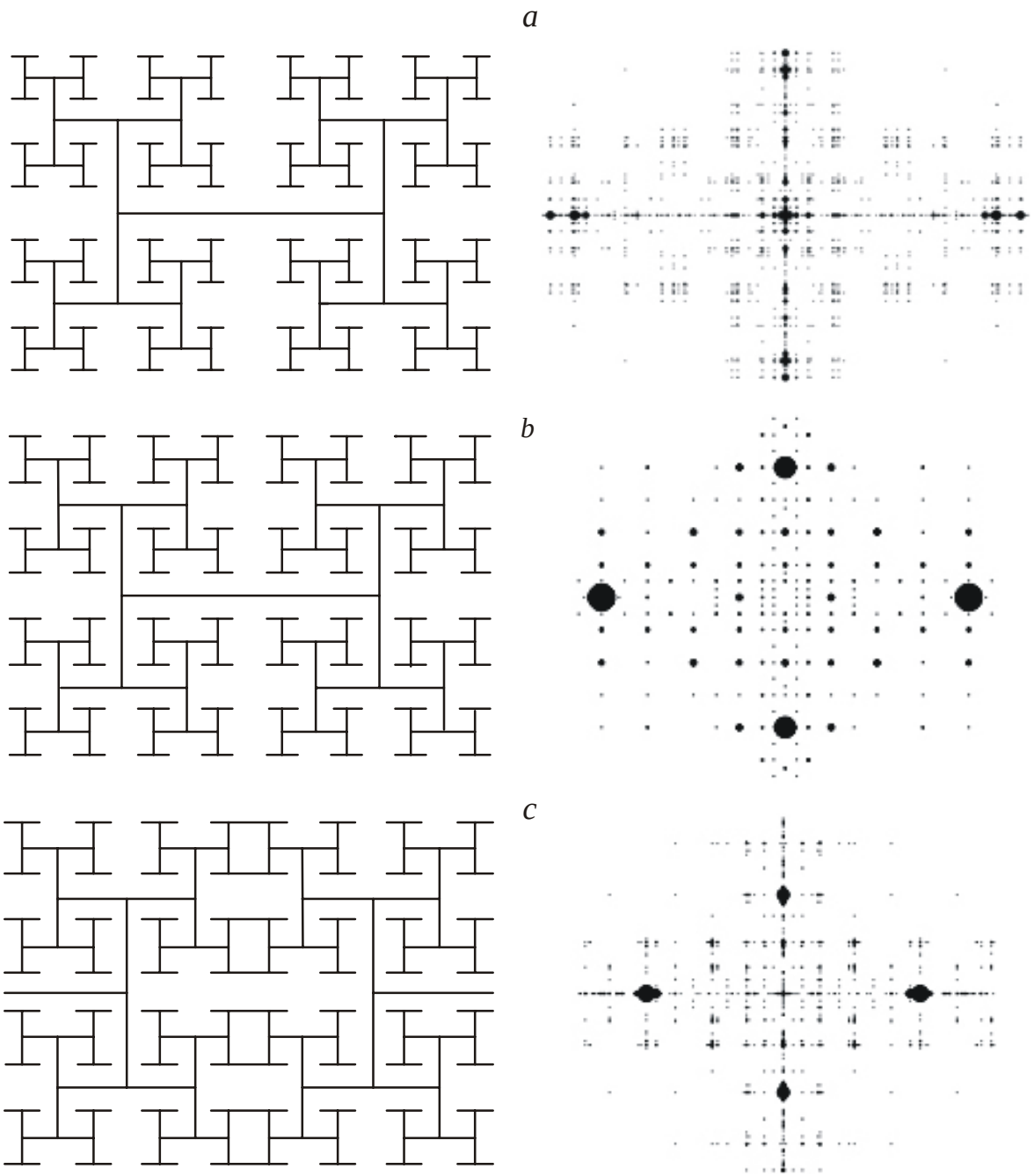


Рис. 1

Зависимость размерности D_f для H-фракталов от коэффициента масштабирования m приведена на Рис. 3 Сплошной линией показана теоретическая кривая для фракталов бесконечного порядка, точками – «экспериментальные» значения, полученные методом компьютерного моделирования на фракталах конечного (от 9-го до 15-го) порядка. Конечность порядка фракталов приводит к отклонению экспериментальных точек от теоретической кривой. При $m < 2^{1/2}$ фракталы обладают самопересечениями и их размерность равна 2, с ростом m размерность монотонно убывает до 1 при $m = 2$ и при дальнейшем увеличении m не изменяется.

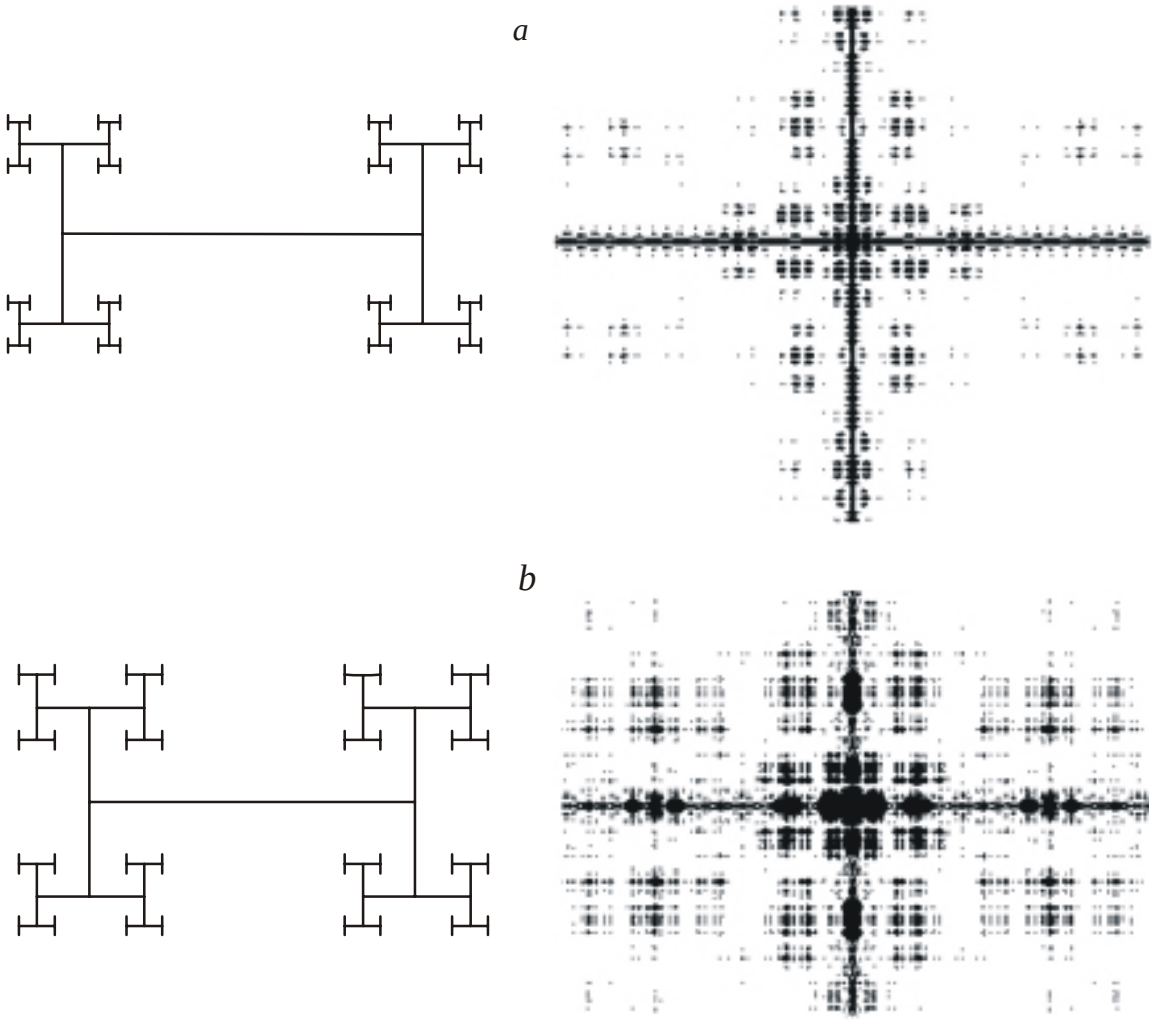


Рис. 2

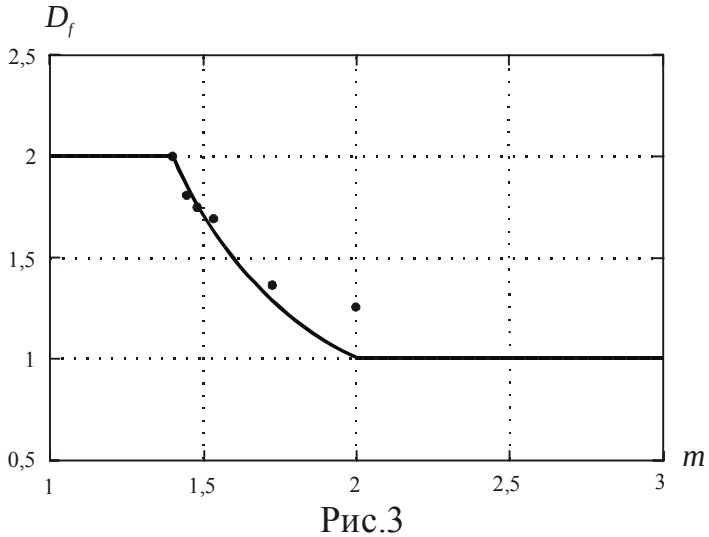


Рис.3

Литература

1. Ф.В. Лисовский, Л.И. Лукашенко, Е.Г. Мансветова, Письма в ЖЭТФ, **79**, 432 (2004).

2. B.B. Mandelbrot, *The fractal geometry of nature*. – San Francisco (1982).

3. C. Alain, M. Cloitre, Phys. Rev., **B33**, 3566 (1986).

4. А.Д. Морозов, *Введение в теорию фракталов*.– Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований (2004).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР ФЕРРОМАГНЕТИК-ПОЛУПРОВОДНИК

В.Е.Буравцова[1], Е.А.Ганьшина[1], Ю.Е.Калинин[2], А.В.Ситников[2]

1. Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

2. Воронежский государственный технический университет

Искусственно созданные наномультислойные структуры — многослойные магнитные пленки металл-полупроводник с толщинами слоев в нанометровом диапазоне представляют большой интерес для различных технологических применений и для фундаментальной физики.

Физические свойства наномультислойных систем, где толщина слоев порядка нескольких нанометров, во многом определяются структурой и интерфейсными явлениями, в частности непосредственными контактами между металлическими слоями, а также процессами диффузии на границе раздела разнородных фаз, приводящими к образованию соединений металл-полупроводник. Поэтому значительный интерес представляют оптические и МО методы исследования, так как они чувствительны к изменениям магнитной и электронной структур, к наличию новых магнитных фаз, к характерным размерам, форме и топологии нанонеоднородностей.

В данной работе исследовались многослойные структуры ферромагнетик – полупроводник $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X/(\alpha\text{-}Si)_Y]_{40}$ с аморфной структурой с числом бислоев 40. Здесь X — эффективная толщина ферромагнитного сплава, Y — эффективная толщина полупроводниковой прослойки. Общая толщина пленок изменялась от 88 нм до 273 нм, толщина бислоя от 2,2 нм до 6,8 нм. Многослойные пленки $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X/(\alpha\text{-}Si)_Y]_{40}$ были получены в Воронежском государственном техническом университете [1]. При этом был использован метод ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся подложку.

Целью данной работы являлось выяснение влияния толщин как ферромагнитных, так и полупроводниковых слоев на магнитооптические свойства наноструктур $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X/(\alpha\text{-}Si)_Y]_{40}$.

На рис. 1 представлены спектры $\delta(h\nu)$ и толщинные зависимости $\delta(Y)$ ЭЭК образцов с $X < 2{,}0$ нм (рис. 2 А) и $X \geq 2{,}2$ нм (рис. 2 Б). Для обоих структур наблюдается нелинейная зависимость от толщины полупроводникового слоя, но характер зависимости разный.

Для структур с $X < 2$ нм при толщине полупроводниковых прослоек 0,5 – 1 нм наблюдается усиление магнитооптического отклика во всем диапазоне длин волн и большой, отрицательный по знаку, эффект в ИК области, что характерно для гранулированных структур на основе сплава $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ в диэлектрической матрице [2]. Это свидетельствует о том, что слои ферромагнетика при таких толщинах являются дискретными, причем

имеют между собой контакты через силицид кремния и/или туннельного типа через полупроводник.

В области толщин ФМ $2 \le X < 2{,}2$ нм и полупроводникового слоя

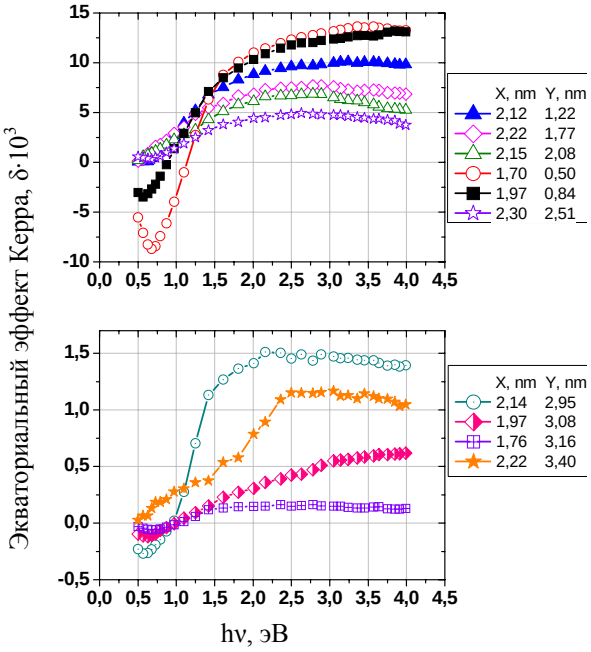


Рис. 1.

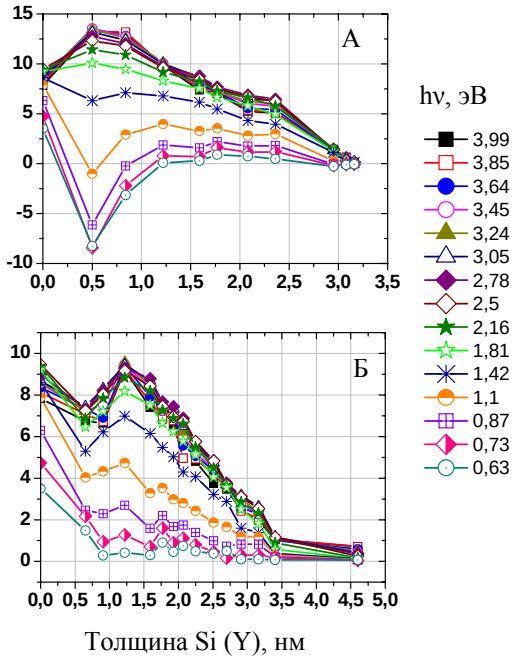


Рис. 2.

$1{,}5 < Y < 2{,}6$ нм ЭЭК линейно уменьшался с ростом Y и был положительным во всей области спектра. Для образца с толщиной полупроводникового слоя $Y > 2{,}95$ нм изменялся вид спектральной зависимости и появлялся отрицательный эффект в ИК области, но величина ЭЭК была на порядок меньше. Поведение спектральных и толщинных зависимостей для этих образцов можно связать с формированием композита ($Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$) в матрице (Si+силициды). Действительно, с ростом эффективной толщины ФМ слоя у нас растет размер гранул $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ в слое, но при этом в отдельных областях кластеров $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ толщина ФМ может быть существенно меньше, чем эффективная толщина прослойки. Именно в таких областях, где ферромагнетик достаточно тонкий, образование силицидов при увеличении Y может идти по всей толщине пленки $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$, что и приводит к контактам силицидов с соседними слоями многослойки. При увеличении эффективной толщины Si до 2,95 нм, образование силицидов приводит к формированию сплошной сетки каналов силицида и значительному уменьшению относительной концентрации ферромагнетика.

Для образцов с $X \ge 2{,}2$ нм спектры ЭЭК были подобны спектру свидетеля — массивного $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ [3]. Концентрационные и толщинные зависимости (рис. 1 В,Г) ЭЭК также имели нелинейный характер, но при толщинах кремния ~ 0,8 – 1 нм наблюдался локальный минимум эффекта, что совпадает с максимумом антиферромагнитного взаимодействия в структурах Fe/Si при малом содержании силицидов [4-5]. Увеличение толщин про-

слоек кремния приводит к уменьшению относительной концентрации ферромагнетика в образце и, как следствие, к уменьшению величины эффекта во всей области спектра по сравнению со спектром свидетеля. Образовавшиеся силициды оказывают незначительное влияние на характер спектров ЭЭК этих структур, так как в случае сплошного слоя ферромагнетика по сравнению с дискретными слоями уменьшается площадь контакта между $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ и Si. Так же отсутствуют контакты силицидов между соседними слоями, т.к. толщина слоя ферромагнетика достаточно велика и Si не может проникнуть на всю глубину слоя $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$.

1. В.А. Белоусов, Ю.Е. Калинин, К.Г. Королев, А.В. Ситников, К.А. Ситников Электрические и магнитные свойства мультислойных структур нанокомпозит – гидрогенизированный аморфный кремний// Вестник ВГТУ. 2006. т.2, № 11, с.24-29
2. Гигантское магнитосопротивление и магнитооптические свойства гранулированных нанокомпозитов металл-диэлектрик. В.Е.Буравцова, Е.А.Ганьшина, В.С.Гущин, Ю.Е.Калинин, С.Пхонгхирун, А.В.Ситников, О.В.Стогней, Н.Е.Сырьев. Известия Академии Наук, серия физическая, Т67, №7, с.918-920, (2003).
3. Исследование влияния толщины полупроводниковой прослойки на магнитооптические свойства наногетероструктур $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X/(Si)_Y]_{40.}$ В.Е. Буравцова, Е.А. Ганьшина, О.С. Иванова, Ю.Е. Калинин, С. Пхонгхирун, А.В. Ситников .Межд. симпоз. «Порядок, беспорядок и свойства оксидов». Сочи. 2007. Сборник трудов, с.235-237.
4. R.R.Gareev, D.E.Bugler, M.Buchmeier et al. J.Magn.Magn.Mater. V 240, P.235 (2002).
5. D.E. Burgler, M. Buchmeier, S. Cramm et al. J. Phys.: Condens. Matter 15, S443 (2003).

ФУРЬЕ-ОБРАЗЫ ФРАКТАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ

Г.В. Арзамасцева, М.Г. Евтихов, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН

В настоящее время не вызывает сомнения тот факт, что фрактальные объекты с дробной размерностью, представляющие собой построенные по иерархическому принципу самоподобные топологические множества, являются не экзотической абстракцией, а часто встречаются в окружающем мире в самых разнообразных формах. Не являются исключением и магнетики, – например, в магнитоодноосных пленках при определенных условиях существуют термодинамически устойчивые доменные структуры, близкие по очертаниям к идеальным геометрическим фракталам [1].

Важнейшей характеристикой самоподобных топологических множеств с иерархической структурой является фрактальная размерность, которая для геометрических фракталов может быть рассчитана точно, а для аналитических – приближенно, с использованием численных методов. Существует универсальный метод определения этой размерности, основанный на последовательном покрытии множества гиперкубами с монотонно убывающей длиной ребра. Фрактальную размерность можно также определить, анализируя распределение интенсивности в наблюдаемой при рассеянии света на исследуемом объекте в зоне Фраунгофера дифракционной картине, то есть, изучая фурье-образ фрактала [2]. Этот метод представляет особый интерес, поскольку он применим к любым объектам, включая реальные фракталы, которые не поддаются ни геометрическому, ни аналитическому описанию. Кроме того, с помощью современной литографии можно легко изготавливать «модели» любых фракталов с размером элементов до 1 мкм, что позволяет производить опыты по наблюдению дифракции в видимом диапазоне длин волн (см. напр. [3]).

В данной работе приведены результаты компьютерного расчета распределения дифрагированного излучения в зоне Фраунгофера при рассеянии света на геометрических и аналитических фракталах, а также результаты определения на основе полученных данных фрактальной размерности изучаемых объектов. Для этого плоскость дифракции системой концентрических окружностей с радиусами $r_k = kr_0$ разбивалась на кольцевые области, рассчитывалась сумма интенсивностей фурье-компонент внутри каждого кольца S_k, после чего в двойном логарифмическом масштабе строилась зависимость $S_k(r_k)$, наклон линейного участка которой и определял фрактальную размерность. Рассчитанные значения этой размерности во всех случаях совпадали с данными, полученными методом покрытия, и (для геометрических фракталов) с теоретическими данными.

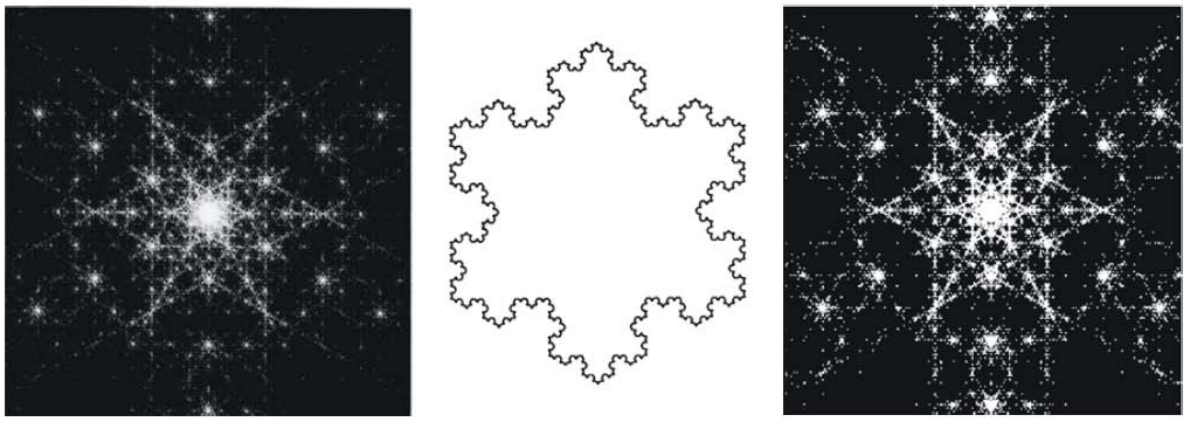


Рис.1

На рис.1 приведены изображения зарегистрированной в эксперименте авторов работы [3] реальной дифракционной картины (слева) на триадной снежинке Коха (в центре) и ее рассчитанного фурье-образа (справа). Расчетная и реальная дифрактограммы практически неотличимы.

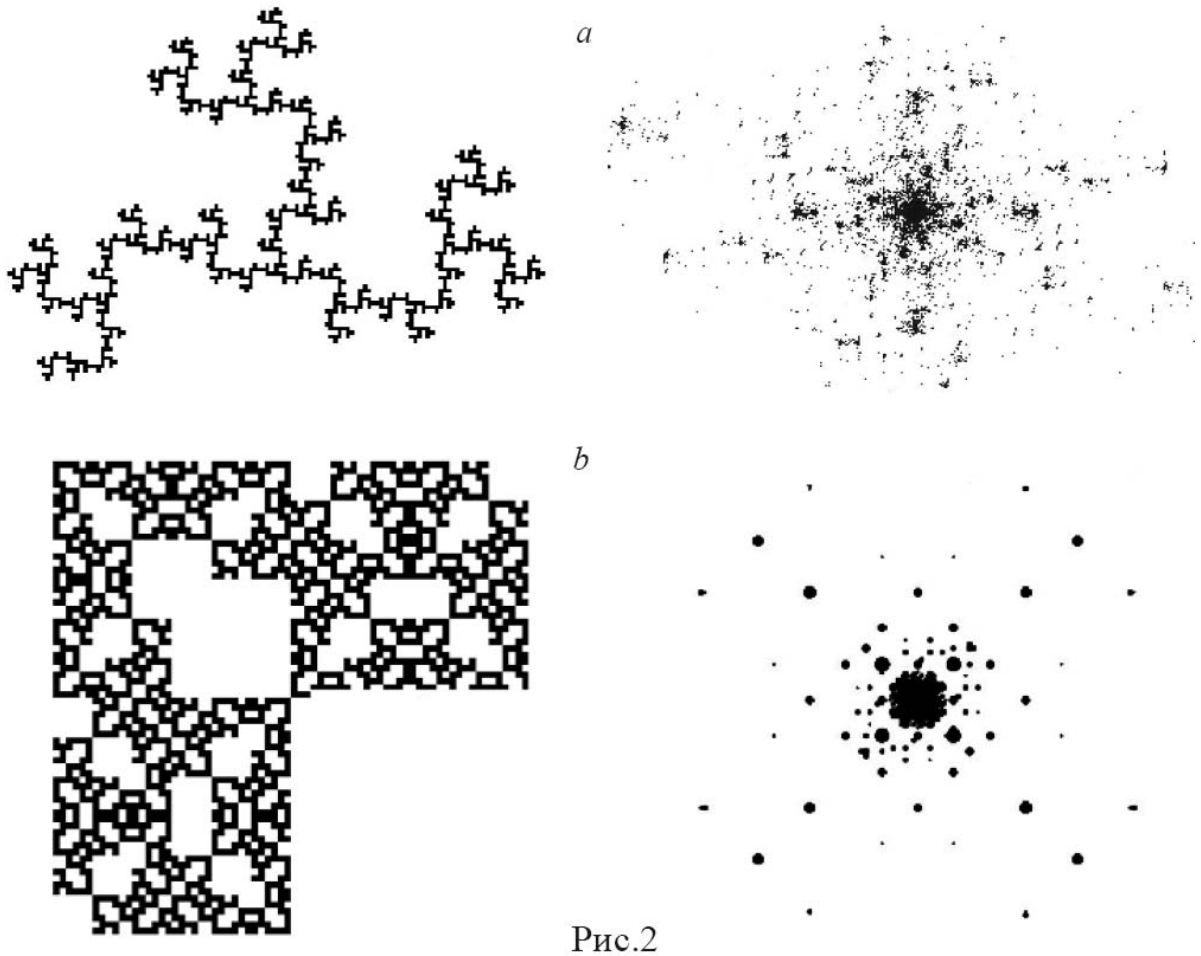


Рис.2

На Рис.2 приведены два геометрических фрактала и их фурье-образы, а на рис. 3 – аналогичные изображения для объектов типа множеств Мандельброта.

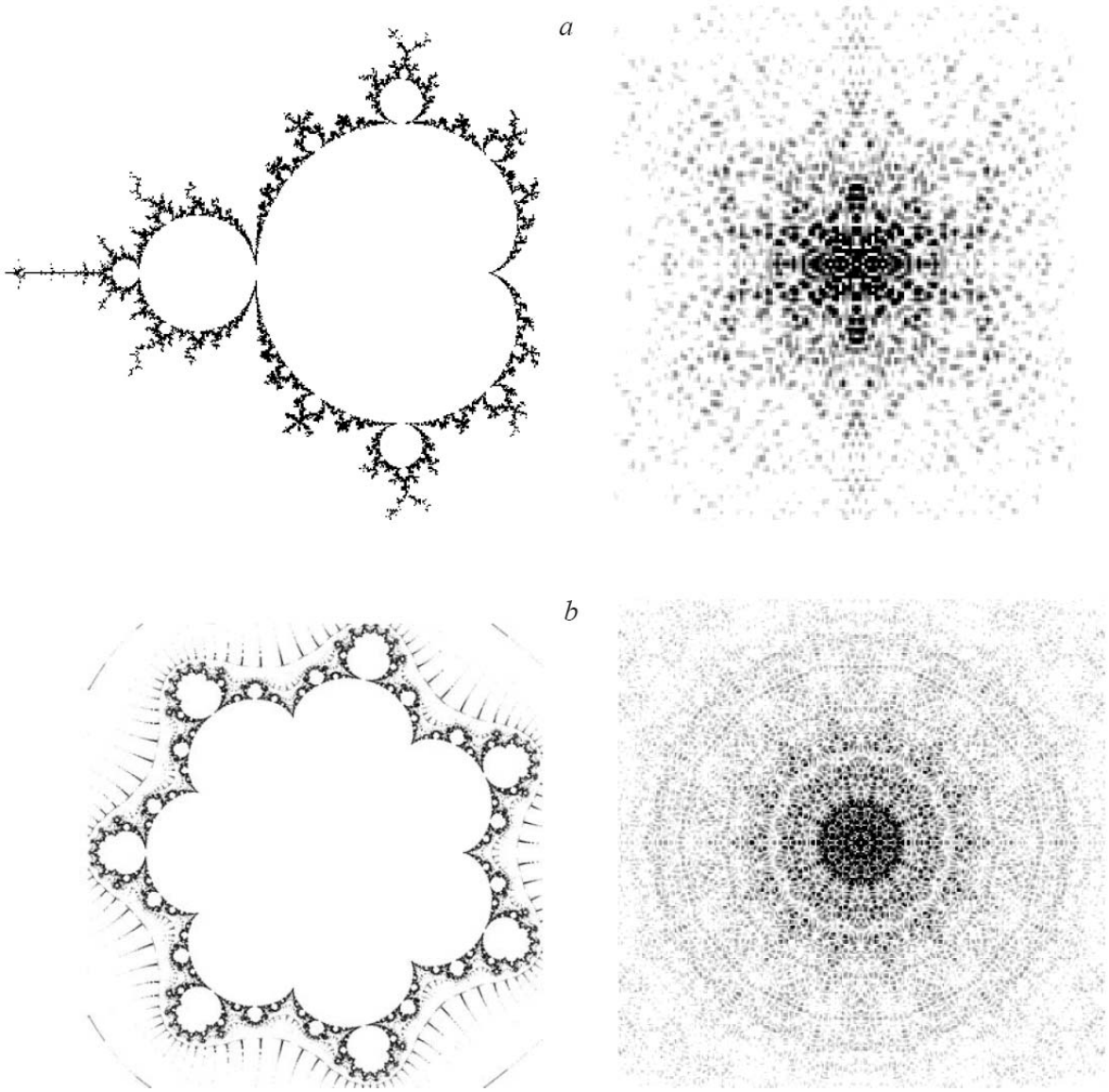


Рис.3

Дифракция света на фракталах представляет и вполне самостоятельный интерес как сложный и интересный феномен. Часто говорят о красоте фракталов [4], но красота их фурье-образов порой впечатляет не меньше.

Литература

1. Ф.В. Лисовский, Л.И. Лукашенко, Е.Г. Мансветова. Письма в ЖЭТФ, **79**, 432 (2004).
2. C. Alain, M. Cloitre. Phys. Rev., **B33**, 3566 (1986).
3. J. Uozumi, H. Kimura, T. Asakura. J. Modern Optics, **37**, 1011 (1990).
4. Х.-О. Пайтген, П.Х. Рихтер. *Красота фракталов. Образы комплексных динамических систем*: Пер. с англ. – М.: Мир, (1993).

МАГНИТОПЛАЗМОНЫ В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

Е.А. Ершова[1], В.И. Белотелов[1], А.Н. Калиш[1], А.К. Звездин[2]

[1]*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова*
[2]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

В последнее время большой интерес вызывают исследования материалов, в которых возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл-диэлектрик. Если металлический или диэлектрический слои намагничены в экваториальной геометрии, возбуждается магнитоплазмон, свойства которого зависят от величины намагниченности. Исследование магнитного случая представляет интерес в связи с возникновением практически важных магнитооптических эффектов. Для такой системы постоянная распространения магнитоплазмона выражена формулой:

$$\beta = k_0\sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}}\left(1+\frac{g_2\varepsilon_1^2-g_1\varepsilon_2^2}{\sqrt{-\varepsilon_1\varepsilon_2}\,(\varepsilon_2^2 * sign\varepsilon_1+\varepsilon_1^2 * sign\varepsilon_2)}\right),$$

где ε_i и g_i – диэлектрическая проницаемость и модуль вектора гирации i-й среды, k_0 – волновое число падающей волны в вакууме. Второй член, стоящий в скобках, является магнитооптической добавкой, нечетной по намагниченности.

В случае, когда тонкая металлическая пленка находится между двумя диэлектрическими средами, существует два типа мод, различающихся конфигурацией электромагнитного поля. При уменьшении толщины пленки возможно формирование слабозатухающего плазмона, т.е. мнимая часть постоянной распространения резко уменьшается.

В работе исследовано влияние намагниченности на условия образования и распространения поверхностных плазмон-поляритонов, влияние поглощения на постоянную распространения и величину магнитооптического эффекта. Рассмотрены различные случаи намагниченности, когда намагничена только одна из сред. В случае двух полубесконечных сред – намагничен либо металл, либо диэлектрик, а в случае тонкой пленки – намагничен либо металл, либо один из диэлектриков. В последнем случае, если диэлектрические среды различны, намагниченность наиболее существенно влияет на моду, имеющую максимум поля в намагниченном слое.

Работа поддержана РФФИ (07-02-01445, 07-02-91588, 07-02-92183, 09-02-01028) и грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ НШ-671.2008.2.

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ ОБРАЗЦОВ ГОРНЫХ ПОРОД С ПОМОЩЬЮ МАГНИТООДНООСНЫХ Bi-СОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

В.В. Рандошкин, В.И. Трухин, Н.В. Васильева, Ю.А. Дурасова, В.М. Ладыгин, Н.Н. Сысоев, П.Н. Сысоев

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Россия

Ферро- и ферримагнитные минералы, входящие в состав оболочки Земли в виде множества фаз и твердых растворов, являются носителями информации о «магнитной истории» Земли. Об изменениях геомагнитного поля на протяжении прошедших 10^9 лет мы знаем по данным палеомагнитных исследований.

Для визуализации магнитных полей рассеяния различных объектов с помощью магнитооптического эффекта Фарадея используют Bi-содержащие монокристаллические пленки феррит-гранатов (Вс-МПФГ) с одноосной магнитной анизотропией, обладающие гигантским фарадеевским вращением [1]. Целью настоящей работы являлось исследование магнитооптической визуализации магнитных полей рассеяния различных образцов горных пород и магнитных минералов с помощью магнитоодноосных Вс-МПФГ.

Для исследований были выбраны образцы базальтовых горных пород, содержащие включения титаномагнетита и самородного железа, и минералы титаномагнетита, магнетита и пирротина. Для визуализации магнитных полей рассеяния образцов использовали эпитаксиальные Вс-МПФГ $(Bi,Lu)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ с одноосной магнитной анизотропией, выращенные на одной поверхности подложки $Gd_3Ga_5O_{12}$ с ориентацией (111). На другую поверхность подложки наносили зеркальное покрытие и защитный слой, что позволяло повысить контраст изображения доменной структуры при ее наблюдении в отраженном свете за счет двойного эффекта Фарадея. Никаких мер для упорядочения доменной структуры в Вс-МПФГ не принимали. Исследования проводили с помощью оптического микроскопа серии DM R фирмы Leica. Фотографирование поверхности образцов горных пород проводили в белом отраженном неполяризованном свете, а доменную структуру в Вс-МПФГ наблюдали в белом отраженном поляризованном свете.

На рис. 1 приведены изображение поверхности полированного базальтового образца с включениями зерен титаномагнетита и его магнитооптическое изображение.

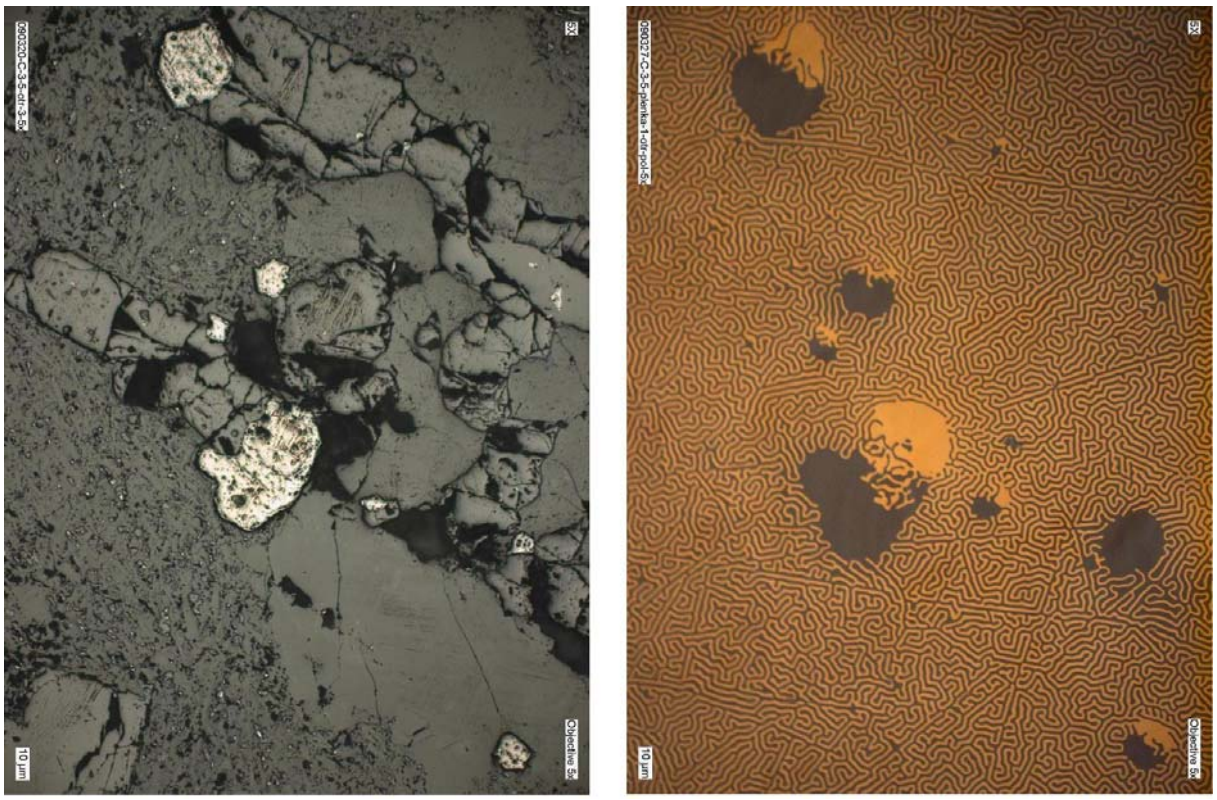

090320-C-3-5-dir-3-5x
5x
10 µm
Objective 5x
090227-C-3-5-perks-1-dir-pol-5x
5x
10 µm
Objective 5x

Рис. 1

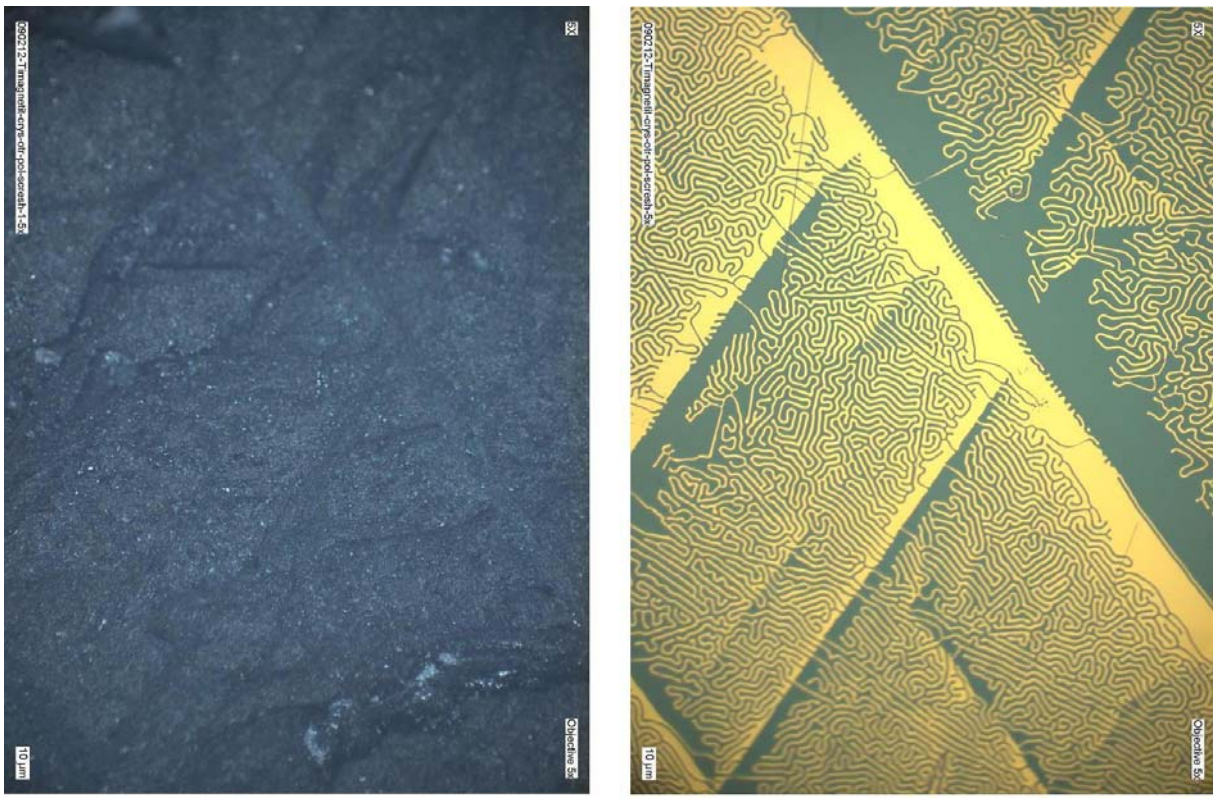

090212-Timagnetill-cryst-dir-pol-scresh-1-5x
5x
10 µm
Objective 5x
090212-Timagnetill-cryst-dir-pol-scresh-5x
5x
10 µm
Objective 5x

Рис. 2

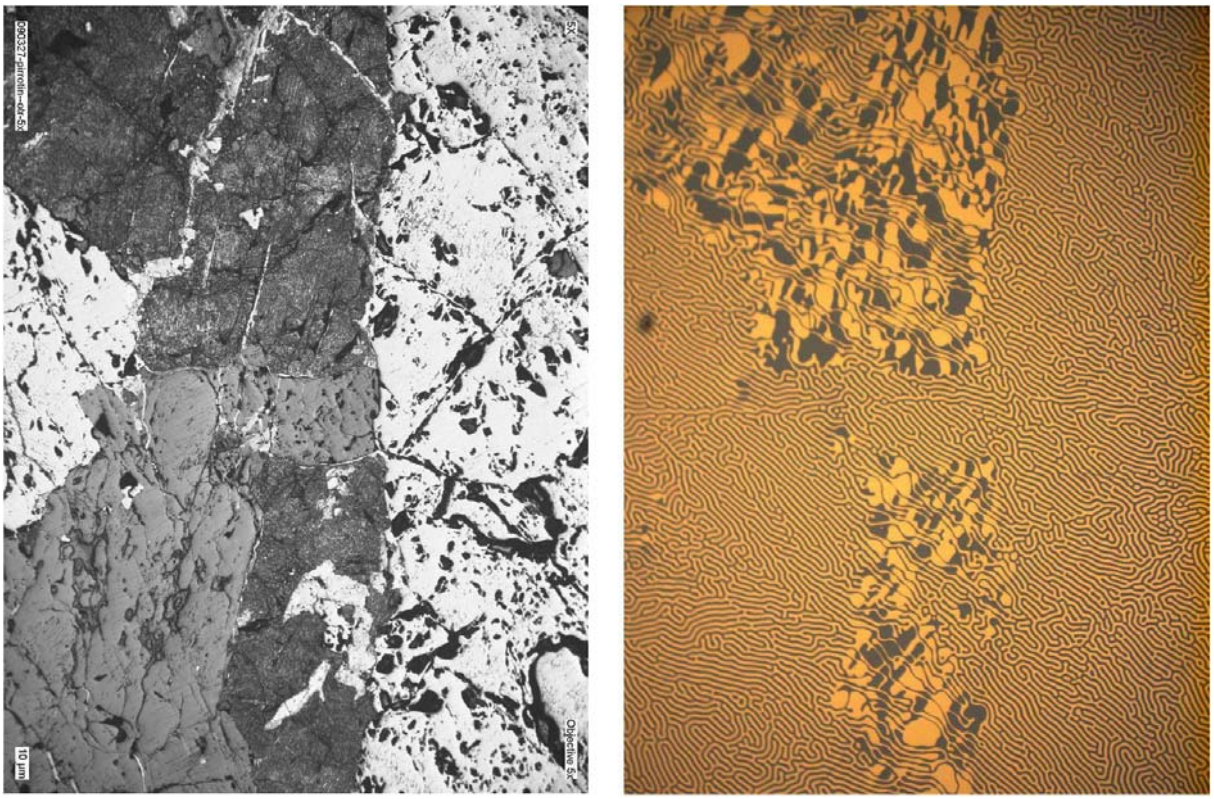


Рис. 3

Рис. 2, на котором показаны изображение поверхности полированного кристалла титаномагнетита и его магнитооптическое изображение, свидетельствует о том, что неоднородность магнитных полей рассеяния кристаллов титаномагнетита связана в основном с наличием естественных трещин, «приобретенных» в процессе эволюции Земли.

На рис. 3 приведены изображение поверхности полированного кристалла пирротина, который не подвергался воздействиям, связанных, в частности, с превышением коэрцитивной силы и температуры Кюри, и его магнитооптическое изображение. Видно, что наличие ферримагнитной фазы ярко проявляется на магнитооптическом изображении. Однако воздействие на кристалл пирротина достаточно сильным магнитным полем приводит к кардинальному изменению магнитооптического изображения.

Магнитооптическое изображение базальтового образца, содержащего включения самородного железа, позволяет визуализировать «контур» самородка. Присутствие в образце горной породы включений мелкозернистого титаномагнетита и магнетита наиболее ярко проявляется при относительном перемещении образца горной породы и Вс-МПФГ.

1. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. М., Энергоатомиздат (1990).

РЕЗОНАНСНЫЙ ХАРАКТЕР ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ЭФФЕКТА КЕРРА В ТОНКИХ СЛОЯХ In(Ga)MnAs

Е.А. Ганьшина[1], Л.Л. Голик[2], В.И. Ковалев[2], З.Э. Кунькова[2], О.В. Вихрова[3], Ю.А. Данилов[3], Б.Н. Звонков[3], А.Н. Виноградов[1], А.Д. Рубачева[1]

[1]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия
[2]Институт радиотехники и электроники РАН им. В.А. Котельникова, Фрязинский филиал, Россия
[3]Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Россия.

Слои Ga(In)MnAs рассматриваются как перспективные материалы полупроводниковой спинтроники. В [1] для получения слоёв InMnAs использовался метод лазерного распыления мишеней в потоке водорода и арсина, при этом содержание Mn в слоях зависило от соотношения времен поочередного распыления InAs- и Mn-мишеней ($Y_{Mn}=t_{Mn}/t_{Mn}+t_{InAs}$) и температуры GaAs–подложки (T_g). Слои InMnAs, выращенные этим методом (при T_g=280-320^{o}C, Y_{Mn}=0,25 и 0,33), исследовались нами в [2]. Изменения в спектрах оптических констант n(hν), k(hν) и экваториального эффекта Керра (ЭЭК) при уменьшении Y_{Mn} были объяснены уменьшением содержания фазы MnAs и конкуренцией вкладов матрицы $In_{1-x}Mn_xAs$ и включений MnAs.
В данной работе изучались спектральные зависимости n(hν), k(hν) и ЭЭК слоёв InMnAs и GaMnAs с меньшим содержанием Mn, полученных методом [1]. Значения Y_{Mn}, T_g и толщины образцов приведены в таблице.

№ образца, InMnAs	Толщина, нм	Y_{Mn}	T_g, ^{o}C	№ образца, GaMnAs	Толщина, нм	Y_{Mn}	T_g, ^{o}C
#1 (5384)	120	0,05	320	#1’ (5607)	110	0,13	350
#2 (5385)	120	0,09	320	#2’ (5608)	100	0,13	400
#3 (5386)	130	0,13	320	#3’ (5615)	130	0,13	330
#4 (5387)	220	0,2	320	#4’ (5611)	130	0,23	300
#5 (5388)	270	0,26	320	#5’ (5612)	130	0,23	350

Спектры эллипсометрических параметров tanψ(hν) и cosΔ(hν) измерялись при T=293K. Зависимости n(hν) и k(hν) вычислялись с использованием двухслойной модели образца, учитывающей наличие шероховатости и окислов на поверхности слоёв, а также присутствие в слоях включений MnAs. Используя приближение эффективной среды Бруггемана, мы оценили долю объёмной фракции MnAs (f_{MnAs}) в образцах InMnAs #1-#3. Получены величины f_{MnAs}=0,03, 0,05 и 0,06 для образцов #1, #2, #3, соответственно. Для образцов #4 и #5 удовлетворительная подгонка вычисленных и измеренных спектров tanψ(hν) и cosΔ(hν) получается при использовании моделей с большим числом слоёв (N=4), что указывает на неоднородное распределение Mn по толщине образцов, в частности на наличие тонкого приповерхностного слоя MnAs. По спектрам n(hν) и k(hν) вычислены спектральные зави-

симости действительной $\varepsilon_1=n^2-k^2$ и мнимой $\varepsilon_2=2nk$ частей диагональных компонент тензора диэлектрической прони-цаемости слоёв. Зависимости $\varepsilon_2(h\nu)$ образцов InMnAs #1-#5 и слоя InAs, выращенного при тех же технологических условиях (#6), показаны на рис. 1. На зависимостях $\varepsilon_2(h\nu)$ образцов InMnAs #1-#3 хорошо выражены максимумы, соответствующие переходам вблизи критических точек зоны

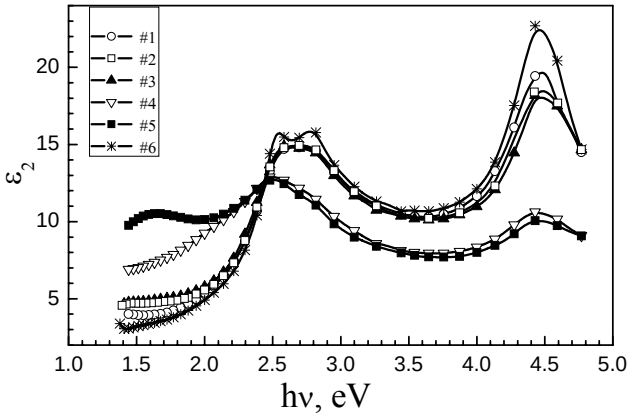


Рис. 1. Зависимости $\varepsilon_2(h\nu)$ слоёв InMnAs (1-5) и InAs (6).

Бриллюэна InAs. Это свидетельствует о хорошем кристаллическом качестве полупроводниковой матрицы $In_{1-x}Mn_x$ As этих слоёв. Ослабление и незначительное уширение максимумов в спектрах $\varepsilon_2(h\nu)$ этих образцов, а также рост ε_2 для $h\nu<2$ эВ при увеличении содержания Mn связаны с ростом дефектности матрицы при легировании и с присутствием включений MnAs. Трансформация спектров образцов #4 и #5 обусловлена в основном наличием приповерхностных слоёв MnAs. Спектры $\tan\psi(h\nu)$ и $\cos\Delta(h\nu)$ образцов GaMnAs существенно отличаются от эллипсометрических спектров исходной матрицы GaAs, что не позволяет использовать простую двухслойную модель и требует дополнительной характеризации образцов.

Спектральные зависимости ЭЭК $\delta(h\nu)$ ($\delta=[I(H)-I(0)]/I(0)$, где I(H) и I(0) – интенсивности отражённого света в присутствии и отсутствии магнитного поля, соответственно) измерялись в переменных магнитных полях $H\leq 3$ кЭ при углах падения света близких к 70^o и T=293 К. Спектры $\delta(h\nu)$ образцов InMnAs #1-#5 показаны на рис. 2(а), причём для образца #1 приведена зависимость $[\delta(h\nu)]*10$. Нумерация кривых на рисунках соответствует номерам образцов в таблице. В спектре $\delta(h\nu)$ образца с максимальным содержанием Mn (#5) наблюдаются хорошо выраженный низкоэнергетический максимум при $h\nu\approx 1{,}75$ эВ и высокоэнергетическая полоса (при $h\nu>2{,}5$ эВ), которые наблюдались в [2]. Наряду с этим в спек-тре $\delta(h\nu)$ образца #5 появляется ранее не наблюдавшаяся особенность при $h\nu<1{,}2$ эВ. При уменьшении содержания Mn происходит существенное уменьшение ЭЭК в области $h\nu>2{,}5$ эВ и изменяется положение низкоэнергетического максимума ($h\nu\approx 1{,}25$ эВ). В образцах #1-#3 ЭЭК становится локализованным в диапазоне $h\nu\approx 0{,}5$-2 эВ, и его спектральная зависимость приобретает резонансный характер. В образце #1 величина ЭЭК значительно меньше, чем в образцах #2 и #3, и его спектр $\delta(h\nu)$ отличается от спектров образцов #2, #3 обратным соотношением величин положительной и отрицательной компонент резонансной структуры. Зави-симости $\delta(h\nu)$ слоёв GaMnAs представлены на рис. 2(б). Для образцов #1’,

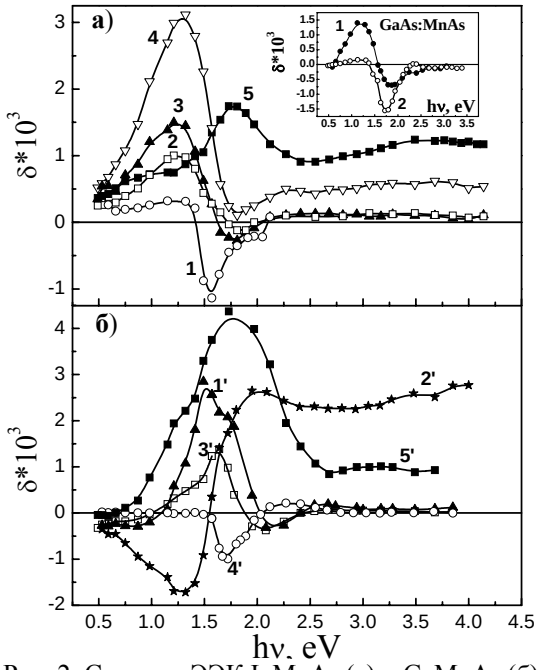


Рис. 2. Спектры ЭЭК InMnAs (а) и GaMnAs (б).

#3’ и #4’ ЭЭК локализован в диапазоне hν≈1,0-2,5 эВ. Спектр δ(hν) образца #2’ является характерным для слоёв GaMnAs с высоким содержанием фазы MnAs, а для образца #5’ δ(hν) носит промежуточный характер.

Ранее аналогичные резонансы в той же области энергий наблюдались в спектрах ЭЭК гранулированных плёнок GaAs:MnAs, в которых наноразмерные кластеры MnAs квазиоднородно распределены в матрице GaAs [3]. На вставке рис. 2(а) показаны зависимости δ(hν) этих плёнок со средним размером кластеров 6 нм (1) и 11 нм (2). Видно, что зависимость δ(hν) наших образцов #1 и #4’ подобна кривой 2 на вставке, а зависимости δ(hν) образцов #2, #3 и #1’, #3’ повторяют ход кривой 1 вставки. В [3] предполагалось, что одной из возможных причин резонансного спектра ЭЭК может быть возбуждение плазмонов в нанокластерах MnAs. Возмож-ность существования гигантского магнитооптического эффекта Керра при возбуждении плазменного резонанса в ферромагнитных нанокластерах теоретически показана в [4]. Можно предположить, что в слоях InMnAs и GaMnAs с малым содержанием MnAs (образцы #1-#3 и #1’, #3’, #4’) фаза MnAs существует в форме нанокластеров, и резонансный характер ЭЭК в них обусловлен механизмом, предложенным в [4]. Спектры ЭЭК слоёв InMnAs с большим содержанием Mn (образцы #4, #5), по-видимому, являются суммой вкладов приповерхностных слоёв MnAs, нанокластеров MnAs и матрицы $In_{1-x}Mn_xAs$, а спектр образца GaMnAs (#2’) формируется в основном крупномасштабными включениями фазы MnAs.

Работа поддержана Программой Президиума РАН "Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов" и грантом РФФИ 08-02-00548.

1. Yu.A. Danilov, A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, B.N. Zvonkov, et al, J. Phys. D: Appl. Phys., **42,** 035006 (2009).
2. E.A. Gan’shina, L.L. Golik, V.I. Kovalev, Z.E. Kun’kova, et al, J. Magn. Magn. Mat., **321**, 829 (2009).
3. H. Akinaga, M. Mizuguchi, T. Manago, E. Gan’shina, et al, J. Magn. Magn. Mat., **242-245**, 470 (2002).
4. A.A. Zharov, and V.V. Kurin, J. Appl. Phys., **102**, 123514 (2007).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПО МАГНИТООПТЧЕСКОМУ ОТРАЖАТЕЛЬНОМУ КОНТРАСТУ

В.Н. Мальцев, В.Е. Иванов

Уральский государственный университет им. А.М. Горького

Изображения, получаемые магнитооптическими методами, позволяют визуализировать распределение магнитных потоков в различных образцах. При этом магнитные потоки могут быть вызваны собственной намагниченностью образцов или откликом образца на внешнее магнитное поле. В последнем случае образец может выступать индикатором внешнего магнитного поля и использоваться для определения параметров этого поля и его распределения в пространстве [1]. Для создания таких детекторов необходимо решить две теоретических задачи: во-первых, по магнитооптической картине сделать вывод о распределении магнитных потоков в образце; во-вторых, по распределению магнитных потоков в образце сделать вывод о вызвавшем их распределении внешнего поля.

В данной работе решалась первая задача, она относится к классу обратных оптических задач. Для этого решалась прямая оптическая задача в общем виде, т.е. по заданному распределению намагниченности в пленке строилось магнитооптическое изображение, получаемое при отражении от нее. Для расчетов использовался ковариантый метод решения оптических задача [2], который позволил получить выражения для компонент отраженной волны в явном виде. Эти выражения в дальнейшем использовались в компьютерной программе для построения магнитооптического изображения пленки по рассчитанным компонентам отраженной волны от участка поверхности образца. В расчетах предполагалось, что пленка изотропная, поглощающая, кроме того, в тензоре диэлектрической проницаемости учитывались линейные и квадратичные по намагниченности компоненты:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - i\tau + \beta \boldsymbol{h}.\boldsymbol{h} + i\alpha \boldsymbol{h}^{\times}$$

Затем, из полученных выражений для компонент отраженной волны вычислялись компоненты намагниченности $\boldsymbol{h}$. В общем случае, появлялось несколько решений для намагниченности. Для выбора правильного решения была разработана процедура проведения измерений.

Полученные результаты могут использоваться не только для решения задачи о восстановлении распределения внешнего поля, но и при других оптических исследованиях дифракции на намагниченных микроструктурах [3].

Работа выполнена при поддержке гранта 08-02-99081-р_офи. РФФИ «Урал»

[1] H. Ferrari, V. Bekeries, *et al*, JMMM, **313** 98 (2007)

[2] Ф. И. Федоров. Теория гиротропии. Минск, «Наука и техника» (1976).

[3] M. Grimsditch, P. Vavassori, J. Phys.: Condens. Matter **16**, R275 (2004)

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ЯЧЕЙКИ МЕТАМАТЕРИАЛА

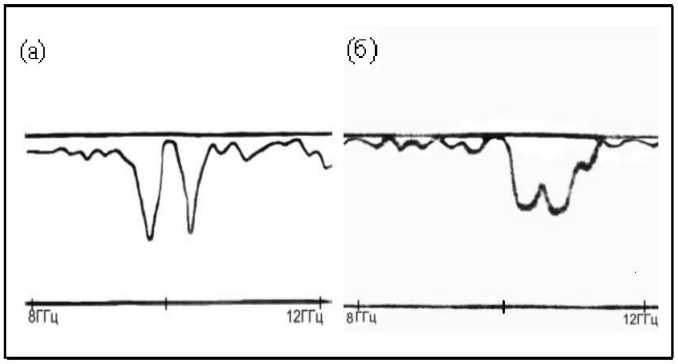
И.В. Бычков, Д.В. Дубровских, А.А. Федий

Челябинский госуниверситет, г. Челябинск, Россия

Имеется ряд публикаций, в которых приводятся результаты экспериментальных исследований элементов или ячеек киральных сред (left-handed metamaterials) [1,2] с асимметричными резонансными элементами. Однако резонансные элементы метаматериалов могут быть и симметричными [3].

В предлагаемой работе представлены результаты экспериментов на моделях ячеек с использованием объемных индуктивно-щелевых резонаторов (loop-gap resonator, LGR) [4], а не многозаходных спиралей.. Исследованные элементы среды состояли из двух запредельных волноводов сечением 8х8 мм, размещенных в стандартном волноводе 23х10 мм. В запредельные волноводы вставлялись LGR длиной от 5 до 2 мм со смещением к одной из боковых стенок. Такое смещение резонаторов необходимо для обеспечения оптимальной связи с волноводом при их возбуждении магнитной составляющей электромагнитной волны. По технологическим причинам резонаторы изготавливались из алюминиевой фольги в виде одновитковой спирали диаметром 4 мм. Концы спирали перекрывались на 0,4 мм и имели емкостной зазор 0,2 мм. Резонаторы были предварительно настроены на частоты ≈9,8 и ≈10,0 ГГц, а затем помещены в запредельные волноводы, образуя ячейку метаматериала.

Экспериментальные результаты исследований ячеек приведены на рис. 1 и 2.



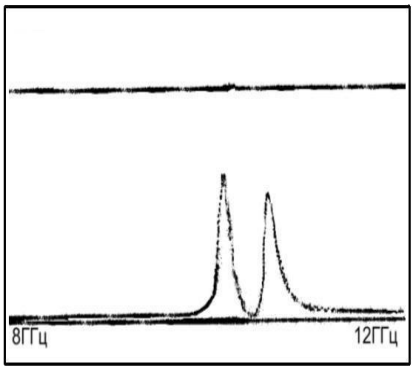


Рис.1. Осциллограмма частотной зависимости коэффициента отражения двухрезонаторной ячейки в отсутствии (а) и при наличии индуктивной связи между резонаторами.

Рис.2. Осциллограмма частотной зависимости коэффициента пропускания двухрезонаторной ячейки.

Установлено, что коэффициент отражения такой ячейки на фоне -1,5 дБ имеет и два резонансных пика -10 дБ, обусловленных поглощением резона-

торов, см. рис. 1а. Ширина резонансных кривых отражения соответствует добротности резонаторов Q≈120, что характерно для LGR [4]. Было также установлено, что если расстояние от края резонаторов до входного сечения запредельных волноводов равнялось примерно 2 - 3 мм, то между ними появлялась индуктивная связь. При некоторой, в данном случае оптимальной, связи две резонансные кривые изменялись (рис. 1б). Появлялась более широкая П-образная кривая, характерная для связанных колебательных систем, с минимальным коэффициентом отражения -8 дБ. Очевидно, что при большем количестве ячеек система станет более широкополосной.

В то же время, если расстояние от краев резонаторов до входного и выходного сечений запредельных волноводов не превышало 3 – 4 мм, данная система работала на пропускание как полосовой фильтр. Частотная зависимость коэффициента пропускания приведена на рис. 2.

Таким образом, резонаторы типа LGR в ячейках запредельного волновода, могут служить основой left-handed metamaterials.

1. В.С. Бутылкин, Г.А. Крафтмахер, Письма в ЖТФ, 2007, том 33, вып. 20, с. 11
2. Г.А. Крафтмахер, В.С. Бутылкин, Письма в ЖТФ, 2002, том 29, вып. 6, с. 26
3. R.A. Shelby, D.R. Smith, S.C. Nemat-Nasser, and S.Schultz, Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterials, Applied Physics Letters, v.**78**, p. 489-491 (2001)
4. W. Froncisz and James S. Hyde, J. Magn. Reson. **47**, 515 (1984)

АНИЗОТРОПИЯ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ОРТОАЛЮМИНАТА $TbAlO_3$ В ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТЕ

У.В. Валиев, А.А. Узоков, И.С. Эдельман*, Ш.А. Рахимов

Национальный Университет Узбекистана, 100174 Ташкент, Узбекистан
** Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

Хорошо известно, что экспериментально наблюдаемое число компонент в оптических спектрах кристаллов со структурой ортоалюмината $RAlO_3$ (где R – трехвалентный ион редкой земли), обычно не совпадает с теоретическими предсказаниями [1]. Это связано с характерной особенностью энергетического спектра некрамерсовских (с четным числом электронов в незаполненной 4*f*-оболочке) РЗ-ионов в ортоалюминатах, а именно, возникновением так называемых квазидублетных состояний - случайных дублетов (ширина «щели» ~1cm^{-1} [2]), что значительно затрудняет расшифровку оптических спектров таких «квазивырожденных» систем. Кроме того, интерпретация результатов осложняется наличием в кристаллографической структуре ортоалюмината двух кристаллографически - неэквивалентных позиций РЗ-иона (с-места), определяющих анизотропию их оптических свойств в зависимости от геометрии опыта [1].

В настоящей работе предпринято экспериментальное исследование спектров оптического поглощения линейно-поляризованного света в тербиевом ортоалюминате $TbAlO_3$ при температурах T=78 K и 300 K. Спектры поглощения (а точнее, оптической плотности *D*) регистрировались в спектральном интервале 482 - 487nm (20540 -20750cm^{-1}) с разрешением 1,0-1,5cm^{-1} в области 20400cm^{-1}. Измерения проводились при распространении света вдоль кристаллографического направления [110] орторомбического кристалла $TbAlO_3$. Точность установки осей кристалла составляла ~ $2^o \div 3^o$.

На рис.1 приведены результаты измерений спектров поглощения в линейно-поляризованном свете ($\vec{E} \,//\, \boldsymbol{c}$ и $\vec{E} \perp \boldsymbol{c}$ – оси, где $\vec{E}$ - электрический вектор световой волны) в полосе поглощения $^7F_6 \rightarrow {}^5D_4$ при T = 78K. Сопоставление энергий штарковских компонент полосы поглощения в двух ортогональных линейных поляризациях дает возможность определения энергетических интервалов и идентификации оптических переходов между штарковскими синглетами основного $^7F_6$ и возбужденного $^5D_4$ мультиплетов иона Tb^{3+} в структуре ортоалюмината. Например, полоса -1 связывается с запрещенными (по четности) оптическими *4f→4f* переходами между основным состоянием (квазидублетом) основного $^7F_6$ мультиплета и самыми нижними штарковскими синглетами возбужденного $^5D_4$ мультиплета, расположенными при энергиях 20567, 20577 и 20595 $см^{-1}$, соответственно.

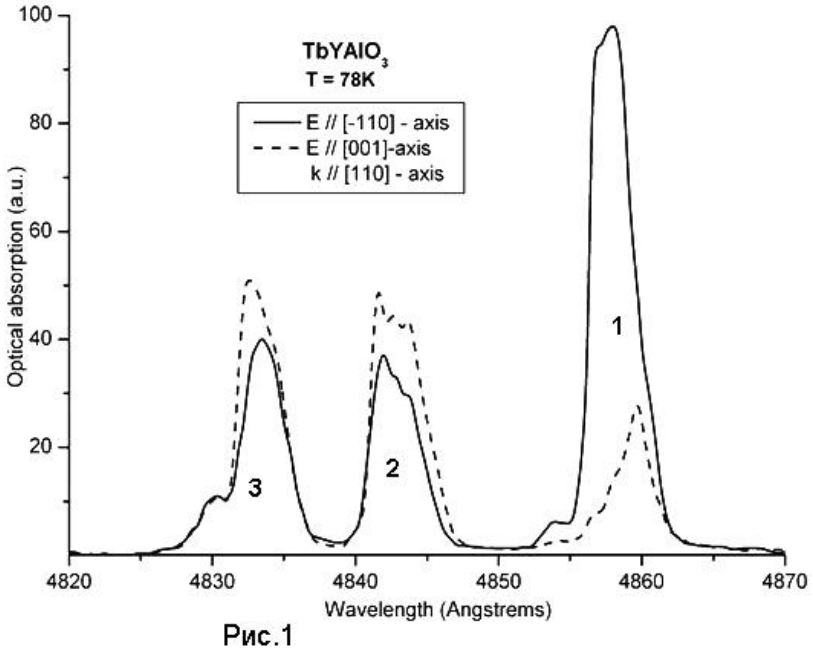


Рис.1

В тоже время, полосы -2 и -3 обусловлены переходами из того же состояния мультиплета $^7F_6$ на вышележащие штарковские синглеты $^5D_4$ мультиплета [3].

Существенно отметить, что анизотропный характер оптического поглощения в $TbAlO_3$, особенно ярко выраженный для полосы поглощения -1, в существенной степени обусловлен как симметрией волновых функций штарковских подуровней $^7F_6$ и $^5D_4$ мультиплетов, комбинирующих в рассматриваемых оптических переходах, так и ориентацией двух с-мест РЗ-иона Tb^{3+} относительно ориентации поляризации и направления распространения падающего света.

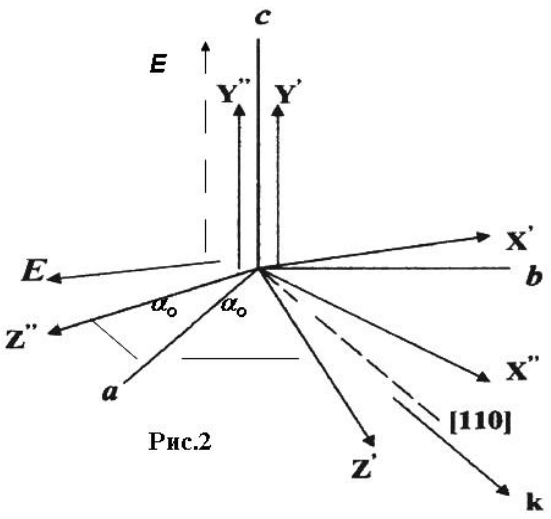


Рис.2

Действительно, выберем оси магнитной анизотропии, так называемые «изинговские» оси (лежащие под углами $\alpha_o = \pm 36^o$ к оси ***a*** кристалла $TbAlO_3$ [2]), в качестве осей Z' и Z'' локальных систем координат с-мест ионов Tb^{3+} в структуре ортоалюмината, а оси Y' и Y'' - параллельными оси c орторомбического кристалла (см. рис.2). Подобный выбор ориентации локальных осей и геометрии распространения световой волны в эксперименте приводит к тому, что изинговские оси одной из групп неэквивалентных позиций оказываются почти параллельными оси [110], в то время как, для другой группы изинговские оси практически перпендикулярны данной оси. Если теперь рассмотреть матричные элементы циклических компонент оператора дипольного момента иона $\hat{P}_q^{(1)}\ (q = 0,\pm 1)$, запрещенных (по четности) *4f→4f* переходов [4], то нетрудно видеть, что для одной группы с-мест (*Z′*//[110**]**) в геометрии $\vec{E} \,//\, c$ и $\vec{E} \perp c$ матричные элементы оптических переходов между состояниями штарковских подуровней <*a*/ и <*b*/ основного квазидублета $^7F_6$ и нижних возбужденных синглетов /*j*> $^5D_4$ мультиплета, обращаются в ноль. Это будет выполнено в том случае, если волновые функции синглетов /*j*> представляют собой линейные комбинации состояний типа /5,±4> и /5,±2>, а волновые

функции основного квазидублета (в локальной системе координат на рис.2) с хорошей степенью точности аппроксимируются линейными комбинациями состояний типа /6,±6> [3]. Так как в *4f→4f* переходе квантовые числа комбинирующих состояний связываются друг с другом через *3j*-символы, фигурирующие в выражении для циклической компоненты оператора дипольного момента РЗ-иона [4]:

$$\hat{P}_q \equiv \langle i|\hat{P}_q^{(1)}|j\rangle \sim \begin{pmatrix} J' & J & \lambda \\ M' & -M & p+q \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} t & 1 & \lambda \\ p & q & -(p+q) \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

то в согласии с правилом сложения проекций угловых моментов *3j*-символов в выражении (1), матричные элементы переходов: <*a*/*x*′/*j*>,<*a*/*y*′/*j*> и <*b*/*x*′/*j*>,<*b*/*y*′/*j*> действительно тождественно обратятся в ноль (т.е. при $q = \pm 1$). Для другой группы с-мест (*Z*′⊥[110]**)** матричные элементы: <*a*/*x*′′/*j*> и <*b*/*x*′′/*j*> также обращаются в ноль в геометрии $\vec{E}$//***c***, в то время как, в геометрии $\vec{E} \perp \boldsymbol{c}$ ненулевыми остаются матричные элементы перехода типа: <*a*/*z*′′/*j*> и <*b*/*z*′′/*j*> (т.е. при $q = 0$). При этом выражении (1) *J*=4, *J*′=6 полные угловые моменты основного и возбужденного мультиплетов РЗ-иона Tb^{3+}, а *M, M*′ - их проекции; *λ*=2,4,6 – «переходной» угловой момент в теории Джадда-Офельта; *p,t*-индексы нечетной сферической гармоники [4], причем, *p*=2,4,6 при *p*<*t*, где *t*=*λ*±*1*=3,5,7.

Отметим, что результаты выполненной выше интерпретации поляризационных спектров поглощения РЗ-ортоалюмината $TbAlO_3$ находятся в удовлетворительном согласии как с данными экспериментальных исследований, так и с результатами теоретических вычислений энергетического спектра некрамерсовского РЗ-иона Tb^{3+} в структуре ортоалюмината [3].

1. Valiev U.V., Gruber J.B., Rakhimov Sh. A., Nabelkin O.A. Phys. Stat. Sol.(b) 237 (2003) 564.
2. Звездин А.К., Матвеев В.М, Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М: Мир, 1985. 294с.
3. J.B. Gruber, D. K. Sardar, K.L. Nash, U.V.Valiev, A.A. Uzokov, G.W. Burdick. Journ. Lumin. 128 (2008)1271.
4. B.R. Judd, Phys. Rev. 127 (1962)750.

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОКЕРАМИК ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА $Y_3Fe_5O_{12}$

А.А. Махнев, Б.А. Гижевский, Л.В. Номерованная,

Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, Россия

В настоящее время большой научный и практический интерес представляет изучение оптических и магнетооптических свойств магнитных материалов в наноструктурном состоянии. Следует отметить, что в литературе практически отсутствуют работы, посвященные изучению особенностей электронной структуры нанооксидов в широкой энергетической области. Поэтому представляется важным исследовать изменение фундаментальных характеристик электронной структуры и специфики низкоэнергетических оптических возбуждений и их связи с технологическими параметрами нанокерамик.

В данной работе впервые проведено исследование электронной структуры наноструктурных образцов $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) методом спектроскопической эллипсометрии в диапазоне 0,5-4,5 eV. Основное внимание уделено сравнительному анализу оптического отклика YIG в наноструктурном и монокристаллическом состояниях. Измерение оптических постоянных показателей преломления n и поглощения k выполнены методом Битти при комнатной температуре. По значениям n и k рассчитаны действительная $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$ и мнимая $\varepsilon_2 = 2nk$ части комплексной диэлектрической проницаемости и оптическая проводимость $\sigma(\omega) = nk\omega/2\pi$ (ω- циклическая частота световой волны).

Наноструктурные объемные и плотные обрпзцы YIG приготовлены способом кручения под давлением из крупнозернистого порошка YIG и аттестованы рентгеноструктурным методом [1]. Образец 1 подвергался только сжатию давлением 10 ГПа без вращения наковален и поэтому наименее деформирован. Степень деформации сдвига образцов 2 и 3 пропорциональна углу поворота наковален (соответственно, φ= 10° и 20°). Размеры кристаллитов составляли ~40 nm для образца 1 и ~20 nm для остальных. Образцы отличались величиной микродеформации, которая уменьшалась почти на порядок от образца 1 к образцу 3 (0,2, 0,07, 0,04 %), соответственно). Оптическую поверхность монокристалла готовили шлифовкой и полировкой на алмазных пастах.

На рис.1 показана дисперсия действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления $N = n - ik$ нанокерамик и монокристалла YIG. Спектральные зависимости оптической проводимости приведены на рис.2. Для монокристаллического образца YIG край фундаментального поглощения, формируемый переходами с переносом заряда O(2p)-Fe(3d), составляет ~2,8 eV [2]. Выше фундаментального края спектр $\sigma(\omega)$ монокристалла YIG

имеет высокую интенсивность. Энергетическое положение основных особенностей межзонного поглощения проявилось при 2,8, 3,5, 3,8 и 4,3 eV и совпадает с опубликованными ранее [2]. В области спектра вблизи и ниже края выявлены особенности, особенно хорошо проявившиеся на кривой диэлектрической функции ε_2(E): широкая площадка с центром при ~2,2 eV, полосы с центром при 1,7 eV, ~1,3 eV и ~1,0 eV и пик при 0,6 eV (вставка на рис.2). Особенности ниже края были ранее обнаружены в спектрах пропускания и модуляционных спектрах. Заметим, что пики довольно широкие, хотя обычно пики поглощения в инфракрасной области в упорядоченных системах окислов узкие и резкие. Обращает на себя внимание, что это обстоятельство связано с увеличением показателя поглощения *k* монокристалла в области E<1,0 eV. Завышенные значения *k* в эллипсометрических измерениях, а следовательно, высвечивание реальных электронных переходов могут иметь место как из-за присутствия дефектов, так и из-за поверхностных напряжений, возникших при механическом полировании.

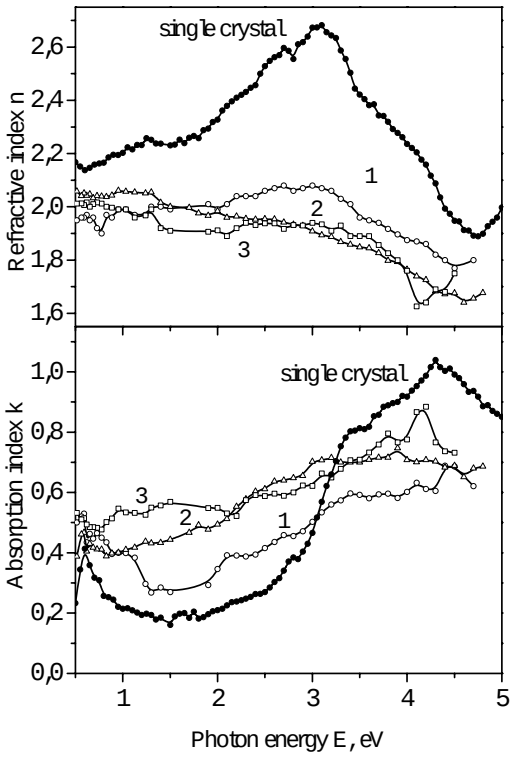


Рис.1. Действительная и мнимая части комплексного показателя преломления $N=n-ik$ $Y_3Fe_5O_{12}$. Цифры на кривых - наноструктурные образцы.

Отметим, что при E<0,5 eV значения функции *k*(E) монокристалла резко спадают, а *n*(E) - возрастают, приближаясь к числу *n*=2,23 в окне прозрачности.

В наноструктурных образцах, как видно, спектральный профиль оптической проводимости существенно отличается от $\sigma(\omega)$ монокристалла. Во-первых, в нано-YIG по сравнению с монокристаллом обнаружено перераспределение спектральной плотности электронных переходов от высоких энергий E>3,0 eV в низкоэнергетическую область E<3,0 eV, определяемое дисперсией показателя поглощения *k*(E), со значительным возрастанием поглощения в области ниже фундаментального края. Во-вторых, для образца 1 (сдвиговая деформация отсутствует) спектр $\sigma(\omega)$ обнаруживает особенности, энергетическое положение которых полностью соответствует наблюдаемому в монокристалле, как в области выше фундаментального края, так и ниже. Особенность при 1,4 eV была приписана переходам между электронными состояниями $^6A_{1g}\rightarrow{}^4T_{1g}$ иона Fe^{3+}, расщепленными кристаллическим полем в октаэдрическом окружении иона. Несколько полос поглощения в диапазоне 0,56-1,1 eV приписаны оптическим переходам между уровнями иона Fe^{2+}, расщепленными низкосимметричным

кристаллическим полем [3, 4]. Сдвиговая деформация и увеличение ее степени (образцы 2 и 3) приводит к возрастанию численных значений функций k(E) и ε_2(E), $\sigma(\omega)$. По сравнению с образцом 1 пик при ~2,2 eV размывается. Остальные пики сглаживаются или испытывают смещение. Практически неизменным остается пик при 3,8 eV. Обнаружение хорошо проявившихся особенностей E<1,4 eV и необычное увеличение интенсивности поглощения в изученных нами наноструктурных образцах возможно связано с присутствием нетрехвалентных ионов железа. Пластическая деформации может привести не только к изменению валентности железа, но также к усилению вероятности оптических переходов за счет снятия ограничения на правила отбора.

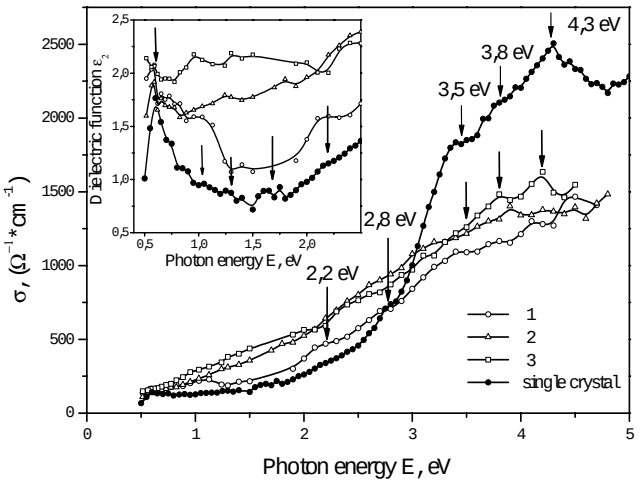


Рис.2. Спектр оптической проводимости $Y_3Fe_5O_{12}$. Вставка – спектр мнимой части диэлектричнской проницаемости ε_2.

В целом, в работе продемонстрирована эффективность метода эллипсометрии в исследовании электронной структуры наноструктурных оксидов. Выявлены особенности электронной структуры наноструктурных образцов YIG в области фундаментального поглощения при различных степенях деформирования и примерно одинаковых размеров кристаллитов. В области спектра E<1,5 eV обнаружены переходы, связанные с нетрехвалентным железом и усиление оптических переходов, запрещенных правилами отбора в дипольном приближении.

Работа поддержана РФФИ, проект 08-03-99071-офи, программой ОФН РАН «Физика новых материалов и структур», интеграционным проектом УрО РАН и СО РАН.

1. Б.А. Гижевский, Ю.П. Сухоруков, Е.А. Ганьшина, Н.Н. Лошкарева, А.В. Телегин, Н.И. Лобачевская, В.С. Гавико, В.П. Пилюгин., ФТТ. (2009) (в печати).
2. S. Wittekoek, T.J.A. Popma, et al., Phys.Rev. B**12** (1975), 2777 (и ссылки).
3. F. Lucari, C. Mastrogiuseppe, E. Terrenzio, et al., JMMM **20** (1980), 84.
4. Z.V. Gareyeva, R.A. Doroshenko, J. Magn. Magn. Mater **268** (2004), 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $RNi_{5-x}Cu_x$ (R=Gd, Tb)

Ю.В. Князев[1], Ю.И. Кузьмин[1], А.Г. Кучин[1], И.А. Некрасов[2]

[1]*Институт физики металлов, УрО РАН, 620041, Екатеринбург*
[2]*Институт электрофизики, УрО РАН, 620046, Екатеринбург*

Интерес к исследованию соединений RNi_5 (R-редкоземельный металл), кристаллизующихся в гексагональной структуре типа $CaCu_5$, определяется их уникальной способностью аккумулировать в больших количествах атомы водорода. При варьировании R наблюдается значительное изменение магнитных и электрических свойств под влиянием эффектов кристаллического поля и обменного взаимодействия между электронами проводимости и 4f-электронами. Замещение Ni атомами меди в сплавах $RNi_{5-x}Cu_x$ со структурой исходного бинарного соединения существенно влияет на многие физические свойства. В ряде исследований отмечается корреляция магнитных и электронных характеристик с эволюцией энергетических зон при изменении содержания допирующего элемента.

Для объяснения опытных данных необходима более детальная информация о структуре электронного спектра таких соединений и, в частности, о локализации энергетических зон Cu. В данной работе сообщается об исследовании оптических свойств сплавов $RNi_{5-x}Cu_x$ (R=Gd, Tb), при x = 0; 0,5; 1; 1,5; 2 и 2,5 в интервале энергий световых квантов 0,08-5,64 эВ. На рис. 1 представлены спектры оптической проводимости $\sigma(\omega)$ системы $TbNi_{5-x}Cu_x$ (кривые сдвинуты по оси ординат на 10 единиц) [1]. В низкоэнергетическом интервале $\hbar\omega$<0,5 эВ характер дисперсии независимо от концентрации сплава определяется “друдевским” ходом $\sigma(\omega)\sim\omega^{-2}$. При $\hbar\omega$>0,8 эВ в зависимости $\sigma(\omega)$ образуется широкая полоса межзонного поглощения. Структура этой полосы зависит от состава соединения. В спектре бинарного $TbNi_5$ (нижняя кривая) наблюдается наличие двух максимумов “a” и “b” при 1,15 и 1,9 эВ. В соединениях $TbNi_{5-x}Cu_x$ с x=0,5 и 1 спектральный профиль $\sigma(\omega)$ почти сохранился. По мере увеличения содер-

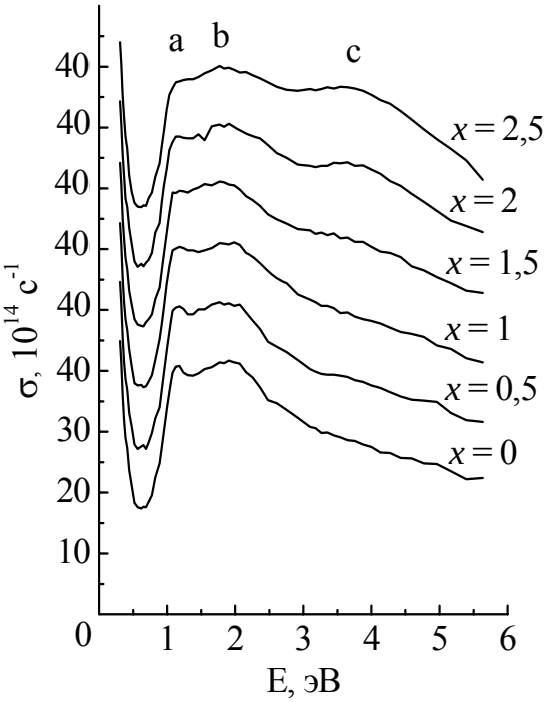


Рис.1.

жания Cu (x=1,5; 2; 2,5) при 3-4,5 эВ наблюдается формирование нового максимума “c”. В сплаве предельной концентрации $TbNi_{2,5}Cu_{2,5}$ интенсивность этой особенности наиболее велика. Дисперсионные и концентрационные зависимости σ(ω) системы $GdNi_{5-x}Cu_x$ [2] проявляют аналогичные особенности.

Природа межзонного поглощения бинарных соединений $GdNi_5$ и $TbNi_5$ объясняется на основе расчетов их электронных спектров E(k), в рамках метода LSDA+U [1,2]. На рис. 2 представлены зависимости плотности состояний N(E) для $GdNi_5$ для двух спиновых проекций (— Ni, --- Gd). Расчет σ(ω) из соответствующих N(E) показал, что при E<1 эВ доминирует поглощение в ↑-системе полос, тогда как при более высоких энергиях вклады от обеих спиновых подзон почти одинаковы. Образование структуры “c” в исследуемых соединениях при замещении атомов Ni на атомы Cu связано с происходящей при этом модификацией их зонных спектров E(k). Примесная 3d-зона Cu, частично гибридизированная с 3d-зоной Ni, локализуется в интервале 3-4 эВ ниже уровня Ферми E_F. Межзонные переходы электронов между этими смешанными электронными состояниями и 3d-зонами Ni, расположенными непосредственно выше E_F, приводят к появлению пика “c” в дисперсионной зависимости σ(ω). Данная трактовка подтверждается результатами экспериментов по рентгеновской фотоэмиссии, а также расчетами E(k) для других систем подобного типа. В длинноволновом интервале спектра, где влияние межзонных переходов на оптический отклик среды минимально, определены релаксационные и плазменные частоты электронов проводимости, обсуждаются их концентрационные зависимости.

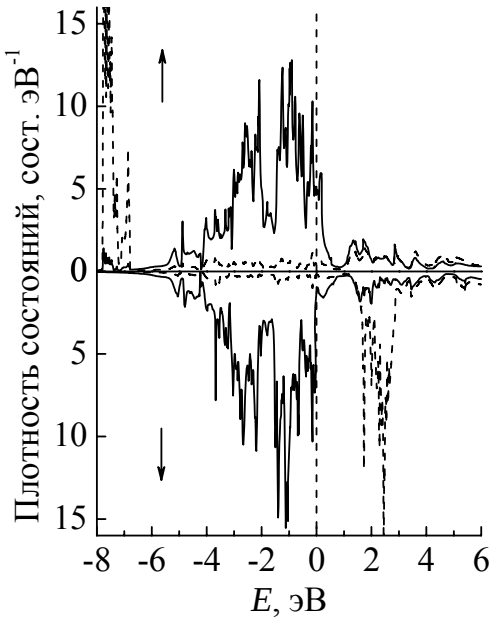


Рис.2.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00712.

1. Ю.В. Князев, Ю.И. Кузьмин, А.Г. Кучин, А.В. Лукоянов, И.А. Некрасов, Оптика и спектроскопия, **104**, 409 (2008).
2. Ю.В. Князев, Ю.И. Кузьмин, А.Г. Кучин, А.В. Лукоянов, И.А. Некрасов, ФММ, **107**, 185 (2009).

ОПТИКА И МАГНИТООПТИКА ХРОМИТОВ: ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ В КЛАСТЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

А.В. Зенков, Е.В. Зенков, Л.А. Сазанова

Уральский государственный технический университет,620002 Екатеринбург
andreas@2-u.ru

Как известно, электронная структура и энергетический спектр сильнокоррелированных 3d-оксидов эффективно изучаются оптическими и магнитооптическими методами. Согласно концепции переходов с переносом заряда (ПЗ) с O^{2-} -аниона на катион 3d-металла, именно такие переходы определяют оптику и магнитооптику в ближнем УФ-диапазоне и край фундаментального оптического поглощения. Но одноэлектронный ("2p→3d") подход к переходам и состояниям с ПЗ недостаточен даже для *качественного* объяснения оптических и магнитооптических свойств 3d-оксидов.

Целью данной работы является рассмотрение переходов с ПЗ в хромитах.

Октаэдрические комплексы $(CrO_6)^{9-}$ – основные оптические и магнитооптические центры в хромитах типа $RCrO_3$ (R – 3-валентный ион иттрия или редкой земли). Конфигурация основного состояния комплекса включает заполненные преимущественно анионные молекулярные орбитали (МО) $O_{1s\ldots 2p}$, заполненные преимущественно катионные МО $Cr_{1s\ldots 3p}$ и 3d-орбитали.

Основное состояние комплекса – $|\gamma_{2p}^6\ t_{2g}^3\ {}^4A_{2g}\rangle$. Возбуждённое состояние с ПЗ образуется при переходе электрона с анионной лигандной МО на 3d-МО (t_{2g} или e_g) центрального иона Cr^{3+}. Переход между основной и возбуждённой конфигурациями есть ПЗ $\gamma_{2p} \rightarrow 3d\ (t_{2g}, e_g)$.

Электродипольно разрешённые переходы из состояния ${}^4A_{2g}$ возможны на термы ${}^4T_{2u}$ конфигураций с ПЗ $\gamma_{2p}^5\ t_{2g}^4$ и $\gamma_{2p}^5\ t_{2g}^3 e_g$ (перенос в t_{2g}- и e_g-оболочку соответственно). Среди верхних по энергии 2p-МО имеются две МО симметрии $\gamma = t_{1u}\ (t_{1u}\ (\sigma),\ t_{1u}(\pi))$ и одна – $t_{2u}\ (\pi)$-типа. Итого, шесть *одноэлектронных* переходов ${}^4A_{2g} \rightarrow {}^4T_{2u}$ с ПЗ: $t_{2u}, t_{1u}(\pi), t_{1u}(\sigma) \rightarrow t_{2g}$ и $t_{2u}, t_{1u}(\pi), t_{1u}(\sigma) \rightarrow e_g$ имеют наименьшие энергии (для комплекса $(FeO_6)^{9-}$ в "ортоферритном" катионном окружении 3.1, 3.9, 5.1 и 4.4, 5.3, 6.4 эВ, соответственно).

Эти одноэлектронные переходы порождают разрешённые *многоэлектронные* переходы с ПЗ: $\gamma_{2p}^6\ {}^1A_{1g}$; $t_{2g}^3\ {}^4A_{2g}$: ${}^4A_{2g} \rightarrow \gamma_{2p}^5\ {}^2\boldsymbol{\gamma}_u$; $t_{2g}^4\ {}^3T_{1g}$: ${}^4T_{2u}$ (одноэлектронный ПЗ $\gamma_u \rightarrow t_{2g}$) и $\gamma_{2p}^6\ {}^1A_{1g}; t_{2g}^3\ {}^4A_{2g}$: ${}^4A_{2g} \rightarrow \gamma_{2p}^5\ {}^2\boldsymbol{\gamma}_u$; $t_{2g}^3\ {}^4A_{2g}; e_g\ {}^2E_g ({}^{2\sigma+1}E_g)$: ${}^4T_{2u}$ (одноэлектронный ПЗ $\gamma_u \rightarrow e_g$). Здесь σ принимает значения 1 и 2.

Для выяснения интенсивности переходов мы вычислили *силу линии* – квадрат модуля приведённого матричного элемента (ПМЭ) оператора перехода (электрического дипольного момента) на многоэлектронных волновых функциях

конечной и начальной конфигураций. Для многоэлектронных переходов, соответствующих одноэлектронному переходу $\gamma_u \rightarrow t_{2g}$, ПМЭ имеет вид:

$$\langle \gamma_{2p}^5\ {}^2\boldsymbol{\gamma}_u; t_{2g}^4\ {}^3T_{1g}:{}^4T_{2u}|\hat{\mathbf{d}}|\gamma_{2p}^6\ {}^1A_{1g}; t_{2g}^3\ {}^4A_{2g}:{}^4A_{2g}\rangle = 3(-1)^{j(\gamma)} \begin{Bmatrix} T_1 T_2\ \gamma \\ T_1 T_2\ A_2 \end{Bmatrix} \langle t_{2g}|\hat{\mathbf{d}}|\boldsymbol{\gamma}_u\rangle. \quad (1)$$

$j(\gamma)$ есть чётное число для $\gamma = A_1, E, T_2$ и нечётное – для $\gamma = A_2, T_1$; {:::} – 6Г-символ. Согласно (1) три *одноэлектронных* перехода $\gamma_{2p} \rightarrow t_{2g}$ порождают три *многоэлектронных* перехода ${}^4A_{2g} \rightarrow {}^4T_{2u}$, причём ПМЭ для $\gamma = t_1$ и $\gamma = t_2$ равен $(-\langle t_{2g}|\hat{\mathbf{d}}|\boldsymbol{\gamma}_u\rangle)$.

Аналогично в случае одноэлектронного перехода $\gamma_u \rightarrow e_g$:

$$\langle \gamma_{2p}^5\ {}^2\boldsymbol{\gamma}_u; t_{2g}^3\ {}^4A_{2g}; e_g\ {}^2E_g\ ({}^{2\sigma+1}E_g): {}^4T_{2u}|\hat{\mathbf{d}}|\gamma_{2p}^6\ {}^1A_{1g}; t_{2g}^3\ {}^4A_{2g}: {}^4A_{2g}\rangle =$$

$$= (-1)^{j(\gamma)+\sigma+1} \sqrt{3(2\sigma+1)} \begin{Bmatrix} E\ E\ A_2 \\ T_2\ T_1\ \gamma \end{Bmatrix} \langle e_g|\hat{\mathbf{d}}|\boldsymbol{\gamma}_u\rangle. \quad (2)$$

Три *одноэлектронных* перехода с ПЗ $\gamma_{2p} \rightarrow e_g$ порождают шесть разрешённых *многоэлектронных* переходов, для которых мы вычислили ПМЭ и силы линий.

Нами выполнено моделирование оптической полосы поглощения соединений типа ортохромитов $R CrO_3$ с комплексами $(CrO_6)^{9-}$ за счёт O 2p → Cr 3d-переходов с ПЗ. Отметим, что обычно эти соединения (как и все оксиды 3d-элементов начала ряда) рассматриваются как *мотт-хаббардовские* системы, а не системы с ПЗ, но *универсальное* применение такого подхода проблематично [1]. Принимались следующие модельные предположения:

1) При переходе с ПЗ образуется $3d^4$-конфигурация центрального атома, *формально* соответствующая иону Mn^{3+}, поэтому параметры Ракá *B*, *C*, используемые для построения диаграммы Танабе-Сугано (см. ниже) *возбуждённой* $3d^4$-конфигурации с ПЗ, взяты такими же, как для *основного* состояния иона Mn^{3+}.

2) Энергии несвязывающих кислородных состояний в $(CrO_6)^{9-}$ приняты *равными* энергиям соответствующих состояний в $(FeO_6)^{9-}$-комплексе. Поскольку энергии чисто кислородных состояний зависят, главным образом, от кристаллического окружения, допущение оправданно.

Таким образом, спектр энергий *одноэлектронных* переходов с ПЗ определяется положением 3d t_{2g}, e_g-орбиталей, в зависимости от которого весь спектр *жёстко* смещается в ту или другую сторону. Это справедливо и для энергий *многоэлектронных* переходов с ПЗ. Привязка расчётного спектра к экспериментальным производилась по краю фундаментального оптического поглощения; тем самым положение пиков расчётного спектра определялось однозначно.

Для нахождения энергий *многоэлектронных* переходов с ПЗ и интенсивностей переходов с учётом смешивания состояний с ПЗ в (1), (2) нами рассчитана диаграмма Танабе-Сугано для d^4-конфигурации при $B = 0.12$ эВ и $\gamma = C/B = 4.5$ [2]. В расчётах волновых функций и энергий принято значение параметра кристаллического поля $Dq = 0.23$ эВ [2].

Нами учтены поправки к энергиям уровней за счёт кулоновского 2p – 3d-расщепления конфигураций с ПЗ в комплексе $(CrO_6)^{9-}$.

При указанных выше значениях параметров мы получили интенсивную полосу переходов с ПЗ общей протяжённостью около 8 эВ, от ≈ 2 до ≈ 10 эВ. Результаты теоретического моделирования мнимой части ε_2 диагональной компоненты $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\,\varepsilon_2$ диэлектрической проницаемости $R\mathrm{CrO_3}$ представлены на Рис.1. Зависимость $\varepsilon_2(\omega)$ от величины *Dq* представлена на Рис. 2. Варьирование *Dq* приводит не только к относительному изменению высоты пиков, но и к качественным перестройкам спектра.

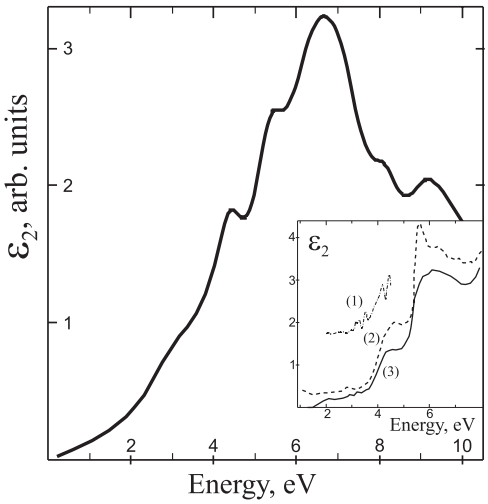


Рис. 1. Результаты теоретического моделирования спектра ПЗ O 2p→Cr 3d в хромите. Сплошной линией представлен расчётный вклад в Im ε за счёт разрешённых электродипольных переходов с ПЗ. На вставке показаны для сравнения экспериментальные спектры Im ε в $Lu_{0.85}Y_{0.15}CrO_3$ [3], $YCrO_3$ [4] и $LaCrO_3$ [4] (линии 1, 2, 3, соответственно).

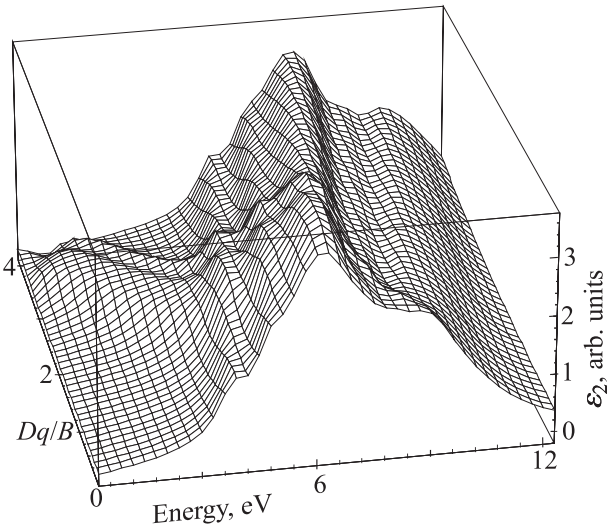


Рис. 2. Результаты теоретического моделирования полосы ПЗ O 2p → Cr 3d в хромите. Расчётный вклад в Im ε(ω) за счёт разрешённых электродипольных переходов с ПЗ в зависимости от величины параметра кристаллического поля *Dq*.

Итак, модельный спектр отнюдь не напоминает ту картину с одним пиком (от "2p-3d-перехода") или, в лучшем случае, с двумя (за счёт "2p → 3d t_{2g}" и "2p → 3d e_g-переходов"), которая обычно имеется в виду при анализе спектров на основе идеи о ПЗ. Распространённые представления о структуре спектра ПЗ недостаточны; необходимо уточнение трактовки особенностей оптических и магнитооптических спектров 3d-оксидов.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-96036.

1. А.В. Зенков. ФТТ, **47**, 437 (2005).
2. И.Б. Берсукер. Электронное строение и свойства координационных соединений. Введение в теорию. Л.: Химия (1976).
3. Е.А. Ганьшина. ФТТ, **35**, 343 (1993).
4. T. Arima, Y. Tokura. J. Phys. Soc. Japan, **64**, 2488 (1995).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОРАЗМЕРНЫХ КУБИЧЕСКИХ МАГНЕТИКАХ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ЦЕНТРАМИ СМЕШАННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ (ОБЛАСТЬ ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ)

В.Я. Митрофанов[a], Л.Д. Фальковская[b], А.Я. Фишман[a], Б.С. Цукерблат[c]

[a]*Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[b]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[c]*Университет Бен-Гуриона, Беер-Шева, Израиль*

Проведено теоретическое исследование особенностей спектров эффекта Фарадея и магнитного кругового дихроизма в нанокристаллических системах. Наноматериалы являются неравновесными системами и могут характеризоваться высоким уровнем дефектности. Точечные и иные дефекты оказывают сильное влияние на оптические и магнитные свойства. В настоящей работе основное внимание обращено на эффекты, связанные с появлением в нанооксидах центров смешанной валентности с орбитальным вырождением в основном или оптически возбужденных состояниях.

Ранее в работах [1-3] было показано, что благодаря сочетанию дипольного и незамороженного орбитального моментов такие центры (кластеры из ионов смешанной валентности) могут приводить в случае вырожденного основного состояния к существенной перенормировке симметричной $\varepsilon(\omega)$ и аномальному возрастанию антисимметричной $\varepsilon_a(\omega)$ компонент тензора диэлектрической проницаемости. Значительный по сравнению со случаем отдельного иона дипольный момент на кластере возникает вследствие переноса избыточного заряда между 3d-ионами смешанной валентности (двойной обмен). Указанные эффекты могут стать достаточно заметными уже при относительно малых концентрациях центров смешанной валентности ($\geq 10^{19}$ см$^{-3}$). В результате должны заметно усилиться эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм, появиться новые линии в спектре поглощения в нетрадиционном для ‘диэлектрического’ вклада интервале частот – в инфракрасной и далекой инфракрасной областях.

Перевод системы в наносостояние (например, с использованием интенсивных пластических деформаций), как правило, сопровождается увеличением дефектности и перераспределением катионов между неэквивалентными кристаллографическими позициями. Оба этих фактора отражаются на зарядовом и орбитальном состоянии катионов и могут приводить к росту концентрации центров смешанной валентности. В качестве объекта исследования выбрана система со структурой шпинели (оксидная или халькогенидная), содержащая кластеры смешанной валентности тригональной симметрии (см. рис. 1).

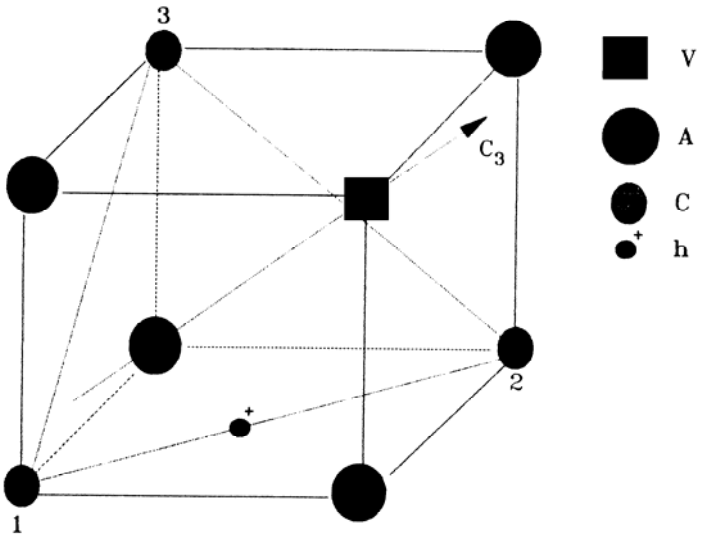


Рис. 1. Центр смешанной валентности тригональной симметрии.

Каждый кластер включает три катиона (С): два магнитных иона с конфигурацией $3d^n$ (орбитально невырожденное состояние) и один ион с конфигурацией $3d^{n-1}$ (орбитально вырожденное состояние). Такой кластер образуется при наличии катионной или анионной вакансии (V) или соответствующем неизовалентном замещении катионов или анионов. Перенос избыточного заряда (h) между катионами приводит к расщеплению ориентационно вырожденных состояний кластера. В работах [1-3] магнитооптическая активность кластеров смешанной валентности была обусловлена электродипольными переходами между состояниями кластера, когда составляющие его 3d-ионы находились в основном состоянии.

В настоящей работе исследована магнитооптическая активность кластеров смешанной валентности, связанная со спин-разрешенным переходом магнитного иона с конфигурацией $3d^{n-1}$ из основного электронного состояния в возбужденное. Возбужденное состояние отличается от основного переводом только одного электрона с нижайшего в кубическом поле 3d-уровня на верхний уровень (из t_{2g} – в e_g – уровень или наоборот). Вероятность прямого электродипольного перехода на кластере при этом равна нулю. Переход становится возможным при учете смешивания волновых функций основного и возбужденного состояний за счет низкосимметричной (тригональной) компоненты кристаллического поля. Описанная ситуация не является экзотической и реализуется в случаях, когда хотя бы одно из состояний в группе основных или возбужденных конфигураций ориентационно вырожденного центра с учетом переноса заряда оказывается орбитально вырожденным с незамороженным орбитальным моментом.

Показано, что в оптической области спектра рассматриваемой системы возникает целый ряд разрешенных электродипольных переходов. Интенсивность соответствующих переходов может оказаться сопоставимой или выше, чем для магнитодипольных переходов в том же интервале частот. При этом спектр имеет ярко выраженный анизотропный характер, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием в основном и возбужденном состояниях центров смешанной валентности. Случайные кристаллические поля, присутствующие в наноразмерной системе, приводят к дополнительному расщеплению уровней центров смешанной валентности. Связанное с этим размытие линий переходов способно привести к образованию целой зоны оптических переходов и заметному сдвигу нижней границы уже существующей зоны.

В заключение отметим, что эффекты, аналогичные рассмотренным для шпинельной системы с центрами смешанной валентности, могут иметь место также и в магнитных материалах со структурой перовскита и граната. Не исключено, что они вносят свой вклад в уже установленные для наноматериалов с такими структурами особенности магнитооптических свойств [4].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 07-02-00068-а и № 08-03-99077-р_офи).

Литература

[1] М.А. Иванов, В.Я. Митрофанов, Л.Д. Фальковская, А.Я. Фишман, Б.С. Цукерблат, ФТТ. 38 (1996) 3628.

[2] М.А. Иванов, В.Я. Митрофанов, Л.Д. Фальковская, А.Я. Фишман, Б.С. Цукерблат, ФТТ. 39 (1997) 953.

[3] L.D. Falkovskaya, A.Ya. Fishman, M.A. Ivanov, V.Ya. Mitrofanov, B.S. Tsukerblat, Zeitschrift fur Phys. Chem. 201 (1997) S.231.

[4] B.A. Gizhevskii, Yu.P. Sukhorukov, N.N. Loshkareva, E.A. Gan'shina. A.V. Telegin, V.P. Pilugin, V.S. Gaviko, N.I. Lobachevskaya, N.M. Gilyatzidinova, MISM (2008) 674.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК Co-(Ti-O)

К.П. Полякова[1], В.В. Поляков[1], В.А. Середкин[1], С.М. Жарков[1,2]

[1]Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия
[2]Сибирский федеральный университет, 660041, пр. Свободный, 79, Красноярск, Россия

Наногранулированные пленки, состоящие из ферромагнитных гранул, находящихся в диэлектрической матрице, вызывают повышенный интерес исследователей благодаря необычным свойствам. Большинство работ посвящено гранулированным пленкам в диэлектричеких матрицах SiO_2 и Al_2O_3. Теоретические расчеты показывают, что магнитооптические спектры в неоднородных системах, в сравнение со сплошными пленками, зависят от коэффициента заполнения магнитной фракцией (или относительного объема) и типа диэлектрической матрицы [1]. В связи с этим представляют интерес магнитооптические свойства гранулированных пленок в матрице TiO_2 с диэлектрической константой, превышающей соответствующие значения SiO_2 и Al_2O_3.

Наногранулированные пленки Co-(Ti-O) были синтезированы способом, описанным в работе [2]. Подложками служили пластины покровного стекла. В работе представлены результаты исследования наногранулированных пленок с объемной долей магнитной фазы X= 0.2 – 0.52. По данным рентгеноспектрального флюоресцентного анализа, а также рентгеноструктрурных и электрономикроскопических исследований пленки представляют собой частицы Co размером порядка 100 нм в матрице аморфного оксида титана. Кривые перемагничивания пленок, полученные магнитооптическим методом (полярный эффект Керра) в магнитном поле до 14 кЭ, показали, что для составов с объемной концентрацией магнитной фазы 0.3 - 0.52 они носят ферромагнитный характер, а для концентрации 0.21 не имеют гистерезиса, что указывает на суперпарамагнитное состояние [2].

Магнитооптические спектры полученных пленок были исследованы в области видимого света в магнитном поле до 14 кЭ. На рис. 1 представлены спектральные зависимости керровского вращения наногранулированных пленок с различной концентрацией магнитной фазы (Co). Как видно спектральные кривые носят немонотонный характер. Для пленки с X = 0.52 кривая проявляет резонансный характер со значительным увеличением угла керровского вращения в области длин волн 500-700 нм. Следует отметить, что наблюдаемые особенности в спектре эффекта Керра наногранулированных пленок характерны для неоднородных сред металл-диэлектрик [3-6].

На рис. 2 изображена зависимость абсолютного максимального значения угла керровского вращения от объемной концентрации, а также абсолютных значений угла на длинах волн 630 и 700 нм.

.

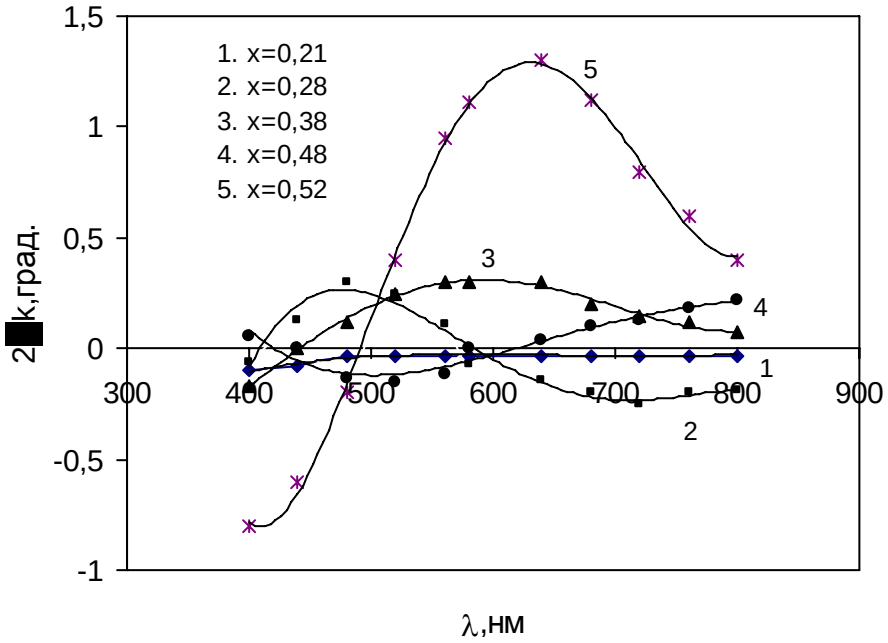


Рис.1. Спектральные зависимости угла керровского вращения наногранулированных пленок Co- (Ti-O) с различной объемной долей магнитной фазы X.

Как видно на рис.2, концентрационные зависимости имеют две области возрастания угла вращения при увеличении концентрации одна из которых находится в доперколяционной области, а другая вблизи порога перколяции. Первый максимум наблюдался в работе [5] и связан, по мнению авторов, с эффектами интерференции. Вторая область объясняется, скорее всего, процессом перколяции [5,6].

Исследование спектров фарадеевского вращения полученных пленок показали, что спектры фарадеевского вращения, также как и керровского, представляют собой немонотонную зависимость. Для пленок с объемной долей магнитной фазы X=0,46 величина удельного фарадеевского вращения на длине волны 630 нм составляет 12 град/мкм.

Установлено, что на кривой зависимости значений угла удельного фарадеевского вращения от содержания магнитной фазы на длине волны 630 нм наблюдается два максимума, первый соответствует X=0.3, второй – X=0.52. Как видно, наблюдается корреляция концентрационных зависимостей керровского и фарадеевского вращения.

.

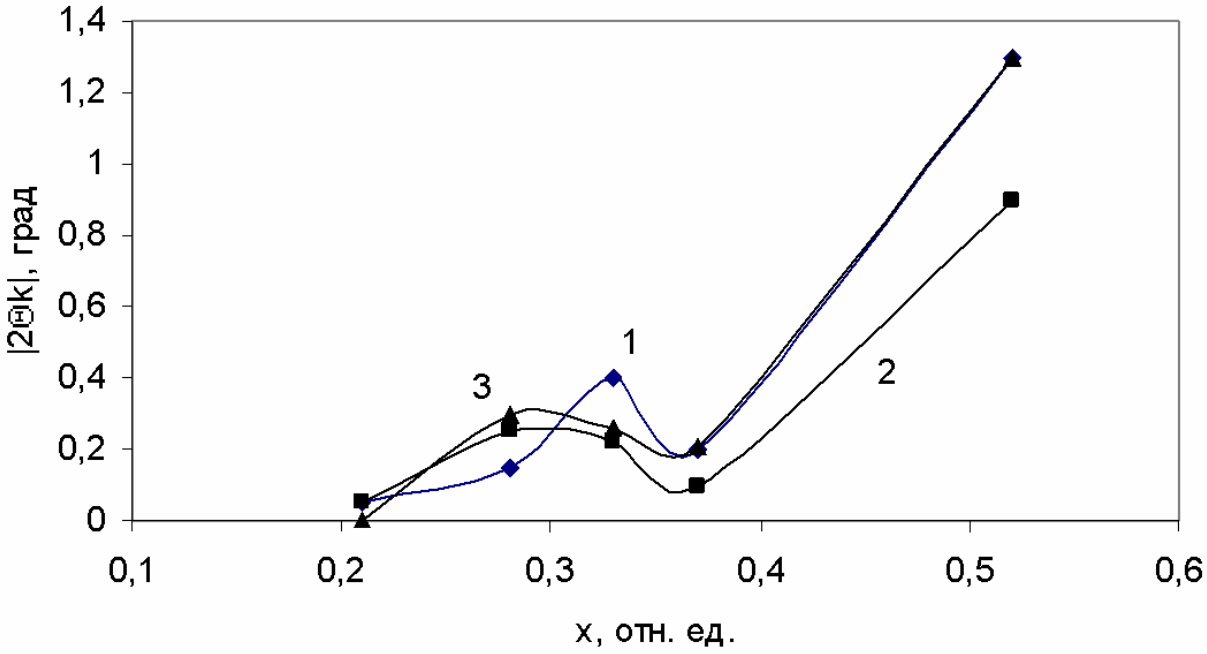


Рис.2. Зависимость угла керровского вращения от объемной концентрации магнитной фазы: 1- максимального угла , 2- на длине волны 700 нм , 3-на длине волны 630 нм.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 06-03-32970 и № 07-03-00190а)

1. M. Abe, M. Gomi, Jpn. J. Appl. Phys., **23,** 1580 (1984).
2 . V.G. Miagkov, K.P. Polyakova, V.V. Polyakov, J.MMM, **258-259,**358 (2003).
3. В.С. Жигалов, Р.Д. Иванцов, И.С. Эдельман и др., ФТТ, **47,** 91 (2005).
4. Ю.А. Дынник, И.С. Эдельман , Т.П. Морозова и др., Письма в ЖЭТФ, **65**, 531 (1997).
5. А.М. Калашникова, В.В. Павлов, Р.В. Писарев и др., ФТТ, **46,** 2092 (2004).
6. Z.S. Jiang, G.J. Jin, J.T. Ji, H. Sang, Y.W. Du, J. Appl. Phys., **78,** 439 (1995).

УСИЛЕНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В НАНОПЕРФОРИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ КОБАЛЬТА

Э. Ю. Бучин, Е. И. Ваганова, В. В. Наумов, В. А. Папорков *, А. В. Проказников

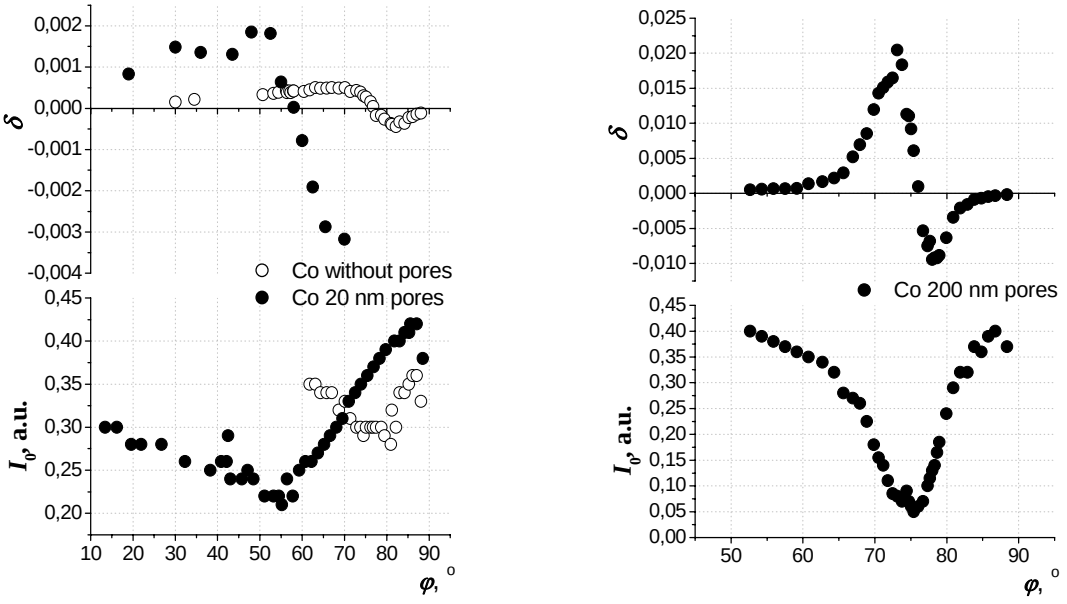
Ярославский филиал Физико-технологического института РАН
** Ярославский Государственный Университет им. П.Г. Демидова*

Возможность создавать металлические поверхности и объекты нанометровых размеров привели к появлению и быстрому развитию новой области физики наноразмерных систем – «плазмоники». «Плазмоника», прежде всего, исследует методы управления световыми потоками в металлических системах наноразмерных масштабов. Технологической основой «плазмоники» являются электронно-лучевая эпитаксия, распыление сфокусированным электронным пучком, самоорганизационые процессы. Физической основой «плазмоники» являются поверхностные плазмоны, возбуждаемые, как правило, вблизи границы раздела металлических и диэлектрических сред. Поверхностные плазмоны являются вполне управляемыми объектами. Они могут взаимодействовать с электромагнитной волной, что приводит к формированию коллективной моды возбуждения – плазменного поляритона (или плазмон-поляритона), который представляет собой смесь, состоящую из двух частей: одна ее часть – электромагнитная волна в диэлектрике, а другая – волна плотности в электронной плазме, образованной свободными электронами в металле. Таким образом, становится возможным управлять световыми потоками в веществе через управление коллективной модой, содержащей заряженную компоненту.

В настоящей работе представлена модельная система, обладающая воспроизводимой структурой на наномасштабах, которая представляет интерес для исследования магнитооптических эффектов в наноразмерной области. Данная система представляет собой наноперфорированную структуру, состоящую из пористой диэлектрической матрицы в оксиде алюминия (Al_2O_3) с нанесенным на ее поверхность сверхтонким магнитным слоем кобальта. Измеряемой величиной магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) являлась $\delta = (I(H) - I_0)/I_0$, где $I(H)$, I_0 – интенсивности отраженного луча света при приложении магнитного поля и без него, соответственно [1]. Образец намагничивался до насыщения и измерялась соответствующая этому состоянию величина δ. Угол ϕ между лучом и нормалью к поверхности образца варьировался, таким образом, исследовалась угловая зависимость величины $\delta(\phi)$.

Исследования обнаружили значительное усиление (в двадцать раз) магнитооптического отклика, в частности ЭЭК, в созданных периодических субволновых структурах (см. Рис. 1). При выполнении резонансных условий для волнового вектора падающей электромагнитной волны, волнового век-

тора плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы металл (*Co*) – диэлектрик (Al_2O_3), и вектора обратной решетки перфорированной структуры происходит возрастание более чем на порядок максимума угловой зависимости для эффекта Керра, при этом часть излучения перекачивается в смешанное состояние, характеризующееся коллективной модой плазмон-поляритона. Зависимость $I_0(\phi)$ имеет в этом случае резонансный характер (см. Рис.1*b*), уменьшаясь почти на порядок по сравнению с аналогичной зависимостью для неперфорированной структуры.



a) *b)*

Рис. 1. Экспериментальные данные ЭЭК для образца с глубиной пор *a*) – (•) - 10 *nm*, (о) - для контрольного образца без пор (верх – δ(ϕ), низ – $I_0(\phi)$) *b*) (•) – глубина пор 200 *nm* (верх – δ(ϕ), низ – $I_0(\phi)$), ϕ – угол падения лазерного луча в градусах.

Таким образом, резонанс, соответствующий рождению коллективной плазмонной моды, приводит к существенному уменьшению интенсивности отраженного света и усилению магнитооптического ЭЭК. Из Рис. 1 видно, что возрастание δ при переходе от сплошной пленки к наноперфорированной структуре происходит как за счет изменения магнитного состояния пленок ($I(H) - I_0$), так и за счет уменьшения I_0. Следует обратить внимание, что величины и масштабы верхних и нижних графиков на Рис.1 различны.

Как отмечалось в работе [2], наличие периодического рельефа на поверхности облегчает возбуждение поверхностных коллективных мод. В частности, различные способы возбуждения поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на границе раздела двух сред рассмотрены в работах [3, 4]. Один из способов возбуждения ПЭВ основывается на наличии двумерной периодической структуры типа дифракционной решетки на границе раздела сред [3, 4]. В исследуемом случае имеет место двумерная квазипериодическая структура с характерным периодом порядка $R \approx 10^2$ *nm*. Если принять, что характерная частота плазменных колебаний в большинстве металлов

имеет порядок $\omega_p^b \approx 2\cdot\pi\cdot 10^{16}\ sec^{-1}$ [5], то с учетом доли объема однородной проводящей металлической пленки, равной общему объему пленки за вычетом доли, приходящейся на отверстия пор, получим оценку для длины волны плазменных колебаний в исследуемой перфорированной металлической структуре на пористом диэлектрике $\lambda_p \approx 10^2\ nm$. Подробно расчет проводимости и диэлектрической проницаемости в периодических пористых структурах представлен в работе [6]. Таким образом, поверхность изучаемой системы модулирована двумерной квазипериодической структурой с периодом R порядка длины волны плазменных колебаний в исследуемой среде $R \sim \lambda_p$. Этот факт, согласно [2, 3, 4] способствует возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов в исследуемой системе.

Результаты настоящего исследования хорошо согласуются с данными работы [7], в которой получены аналогичные значения ЭЭК для тонких пленок золота на пленках кобальта. Отметим, что численные значения большинства полученных на эксперименте величин в настоящей работе и в [7] достаточно близки. В частности, ЭЭК в [7] и в настоящей работе имеют одинаковый порядок: в обычной структуре без плазмона ЭЭК в обоих работах – $0.5\cdot 10^{-3}$, тогда как в структуре с плазмоном в [7] – $1\cdot 10^{-2}$, а в настоящей работе – $2\cdot 10^{-2}$.

Результаты настоящих исследований могут быть полезными при решении фундаментальных проблем, связанных с изучением физических свойств наноматериалов, а также могут быть использованы в современных информационных технологиях, в частности, при разработке новых поколений магнитных носителей информации и в магнито-фотонных устройствах нового поколения.

1. Е. А. Ганьшина, М. В. Вашук., А. Н. Виноградов и др., ЖЭТФ, **125**(5), 1172 (2004).
2. В. И. Белотелов, Е. А. Безус, Д. А. Быков и др., Компьютерная оптика, **31**(3), 4 (2007).
3. В. М. Агранович, Д. Л. Миллс. Поверхностные поляритоны. М.: Наука (1985).
4. М. Н. Либенсон, СОЖ, **10**, 92 (1996).
5. А. С. Давыдов. Физика твердого тела. М: Наука (1976).
6. L. C. Shen, C. Liu, J. Korringa, K. J. Dunn, J. Appl. Phys., **67**(17), 7071 (1990.).
7. J. B. Gonzalez-Diaz, A. Garcia-Martin, G. Armelles et al. Phys. Rev. B, **76**, 153402 (2007).

АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МУЛЬТИФЕРРОИКА $TmMnO_3$ В ОБЛАСТИ 4f-4f - ПЕРЕХОДОВ

Н. Лошкарева[1], А. Москвин[2], А. Балбашов[3]

[1]*Институт физики металлов УрО РАН, 620041Екатеринбург, Россия*
[2]*Уральский госуниверситет, 620083 Екатеринбург, Россия*
[3]*Московский энергетический институт, 105835 Москва, Россия*

Гексагональный манганит $TmMnO_3$ является ферроэлектриком при температурах ниже T_C =541 K и антиферромагнетиком ниже T_N =86 K. $TmMnO_3$ – типичный мультиферроик с магнитными фазами, образуемыми Mn^{3+} и Ho^{3+} подрешетками, управляемыми электрическим полем [1].

Оптические свойства монокристалла $TmMnO_3$, выращенного методом бестигельной зонной плавки (параметры решетки: a=6.092 Å, c=11.429 Å) были изучены нами **в** инфракрасной области спектра (0.8 - 30 мкм) в области температур 80-300 К. Спектры отражения $TmMnO_3$ измерялись в неполяризованном свете. Подобие спектра отражения $TmMnO_3$ спектрам отражения $HoMnO_3$ [2] в области длин волн (12.5 – 30) мкм указывает на формирование фононного спектра в этой области преимущественно Mn-O колебаниями.

Измерения поглощения в поляризованном свете $K(\lambda)$ были проведены с использованием тонкой (0.35 mm) пластинки, вырезанной вдоль плоскости (110), для света с поляризацией E||c и E⊥c. Поглощение в области длин волн (5 – 11) мкм сильно анизотропно. Величина дихроизма $(K_\sigma\text{-}K_\pi)/(K_\sigma+K_\pi)$, здесь индекс π относится к поляризации E||c, а индекс σ к поляризации E⊥c, достигает, как и для $HoMnO_3$ [2], 50 % в области (7 – 9) мкм. Спектральные особенности вблизи 1.2 мкм и 1.7 мкм, показанные на рис.1, могут быть приписаны переходам из основного мультиплета $^3H_6$ конфигурации $4f^{12}$ ио-

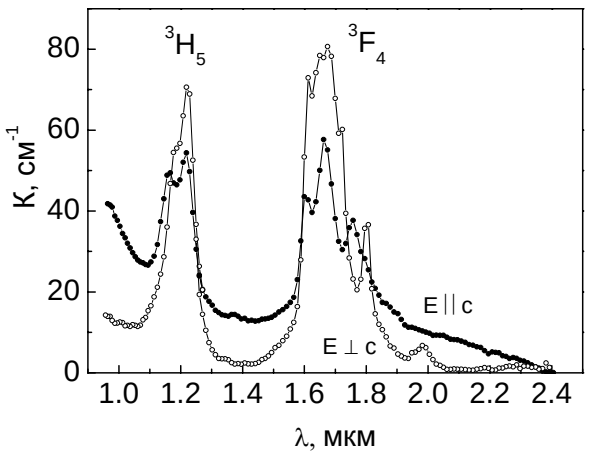


Рис.1 Спектры поглощения $TmMnO_3$ в двух поляризациях

мультиплетов $^3F_4$ и $^3H_5$. Энергии "центров тяжести" этих мультиплетов практически такие же, как в случае граната $Tm_3Fe_5O_{12}$ [3], и различных материалов, легированных ионами Tm^{3+} (см. [4] и ссылки в ней). Однако интенсивности и энергии f-f переходов, формирующих особенности при 1.2 и 1.7 мкм, различны и определяются локальной симметрией окружения иона Tm^{3+}. Интенсивности обеих

на Tm^{3+} на штарковские уровни возбуждения особенностей выше в поляризации E⊥*c*. Полоса при 1.98 мкм наблюдается только при E⊥*c*.

При охлаждении до T=80 K происходит уменьшение коэффициента поглощения на низкоэнергетических крыльях особенностей, центрированных при 1.2 и 1.7 мкм, что связано с изменением заселенности начального штарковского уровня. Как показано на рис.2, наиболее сильное изменение коэффициента поглощения происходит при 1.22, 1.70, 1.76 и 1.98 мкм для поляризации E⊥*c* и при 1.22, 1.76 мкм для поляризации E||*c*, например, интенсивность прошедшего света на длине волны 1.70 мкм (E⊥*c*) при охлаждении увеличивается в 2 раза.

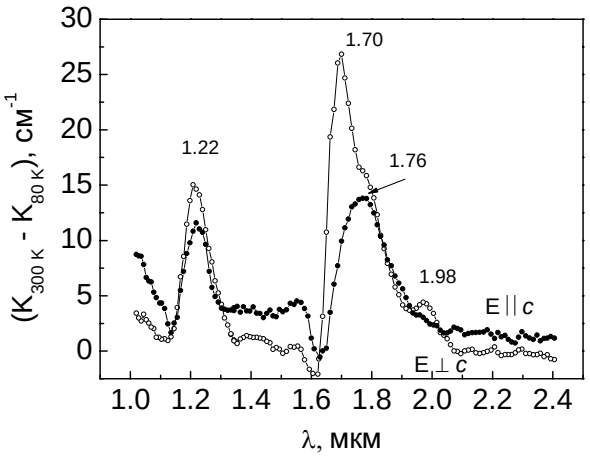


Рис.2 Разность спектров поглощения $TmMnO_3$ для двух температур и двух поляризаций

Обнаруженное изменение заселенности состояний, участвующих в f-f переходах манганита $TmMnO_3$, может найти применение при создании лазеров. В области магнитного упорядочения ($T<T_N<86$ K) следует ожидать индуцированного электрическим полем эффекта Фарадея, который может служить эффективным индикатором состояния РЗ-решетки, а также иметь практическое применение.

Работа поддержана Программой ОФН РАН "Физика новых материалов и структур" и проектом РФФИ 08-02-00633.

1. M. Fiebig, D. Frohlich, K. Kohn, et al, Phys. Rev. Lett., **84**, 5620 (2000).
2. Н.Н. Лошкарева, А.С. Москвин, А.М.Балбашов, ФТТ, **51**, 882 (2009)
3. D.L. Wood, J.P. Remeika, J. Appl. Phys., **38** 1038 (1967)
4. А.В. Малаховский, А.Э. Соколов, В.Л. Темеров и др, ФТТ, **50**, 1237 (2008)

АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕКСАГОНАЛЬНОГО МАНГАНИТА $HoMnO_3$

А.А. Махнев, Л.В.Номерованная, А.М. Балбашов*

Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, Россия
**Московский энергетический институт, 111250 Москва, Россия*

Физические свойства гексагональных манганитов $RMnO_3$ (R=Y, Ho-Lu) в настоящее время интенсивно изучают из-за наблюдения в них магнитоэлектрического эффекта и сильных диэлектрических аномалий при магнитных фазовых переходах. Хотя традиционно считают, что появление ферроэлектричества вызвано искажениями решетки, но предсказана также важность электронных вкладов в свойства мультиферроиков [1].

Для понимания микроскопической природы эффекта необходимы экспериментальные данные об электронной структуре мультиферроиков.

В докладе мы представляем исследование оптических свойств гексагонального монокристалла $HoMnO_3$. Насколько нам известно, данные по изучению анизотропии диэлектрических функций в области основного межзонного поглощения гекса-$HoMnO_3$ отсутствуют.

Монокристалл гекса-$HoMnO_3$ был выращен методом плавающей зоны с радиационным нагревом при температуре печи отжига 1300°C со скоростью роста 7.5 mm/h. Рентгеновский анализ показал однофазный состав с параметрами решетки a=6.140 Å, c=11.408Å. $HoMnO_3$ проявляет ферроэлектрический порядок ниже T_C = 875 K, антиферромагнитный порядок ниже T_N =75 K и магнитное упорядочение Ho^{3+} ниже 4.6 K.

Оптические постоянные показатель преломления n_{eff} и коэффициент поглощения k_{eff} измерены эллипсометрическим методом с одним отражением от плоскости образца $(10\bar{1}0)$ при угле падения света 67° на автоматическом эллипсометре в области спектра 0,5-5,0 eV с погрешностью 2-4% при температуре 293 K, при которой $HoMnO_3$ является парамагнетиком и сегнетоэлектриком. Пользуясь формулами и процедурой вычисления, приведенными ранее в [2], по измеренным эффективным значениям n_{eff} и k_{eff} были рассчитаны истинные значения оптических постоянных n, k, действительная $\varepsilon_1=n^2-k^2$ и мнимая $\varepsilon_2=2nk$ части комплексной диэлектрической проницаемости и оптическая проводимость для электрического поля, параллельного $\mathbf{E}\|c$ и перпендикулярного $\mathbf{E}\perp c$ оси-c кристалла.

Спектральные зависимости компонент ε_1 и ε_2 для $\mathbf{E}\|c$ и $\mathbf{E}\perp c$ кристалла $HoMnO_3$ приведены на рис. 1(a, b). Сильная анизотропия оптических свойств $HoMnO_3$ проявилась как в характере спектрального хода функций, так и в их разных численных значениях. Спектр функции ε_2 в диапазоне E>1,0 eV для поляризации $\mathbf{E}\perp c$ обнаруживает три ярких особенности: интенсивную узкую полосу с центром при 1,5 eV, протяженную площадку в интервале 2,2-2,7 eV и асимметричную широкую полосу с максимумом при

4,6 eV. Для поляризации **E**||*c* спектральный профиль функции ε_2 существенно отличается. Интенсивность двугорбой полосы с максимумами при 3,4 и 4,7 eV значительно выше, чем для случая **E**⊥*c*, особенность в виде площадки проявилась в виде перегиба, а положение низкоэнергетической полосы сдвинуто к высоким энергиям на 0,2 eV и интенсивность ее значительно понизилась. Характер дисперсии функции ε_1 отражает наблюдаемые особенности межзонного поглощения спектра ε_2. Хотя спектральный профиль функций ε_1 и ε_2 качественно подобен таковым для гекса-$YMnO_3$ [3], но особенность с центром при ~2,3 eV не была обнаружена. Указанный электронный переход в гекса-$YMnO_3$ ранее наблюдали только в экспериментах по генерации второй гармоники.

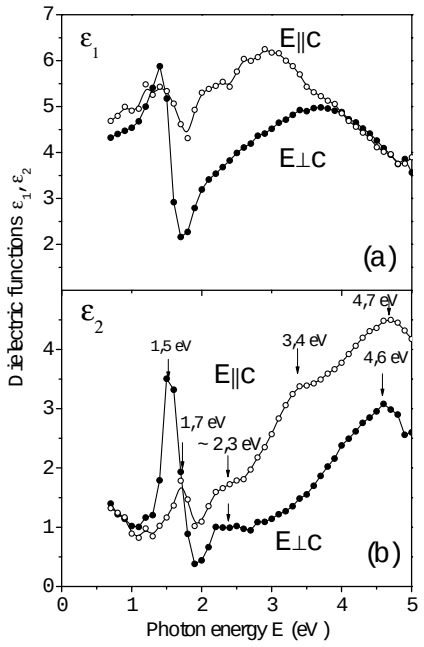


Рис.1. Спектры диэлектрических функций ε_1 и ε_2 $HoMnO_3$ для двух поляризаций.

Принимая во внимание расчет электронной зонной структуры $YMnO_3$ [4, 5], наблюдаемые полосы поглощения в спектре ε_2(E) в области E>1,0 eV могут быть интерпретированы как межзонные переходы с переносом заряда. Полоса при 1,5 eV обусловлена переходами из сильно гибридизованных O(2p)-Mn(d_{xy}/d_x^2-$_y^2$) состояний в свободные состояния Mn(d_{3z}^2-$_r^2$). Особенность при ~2,3 eV приписана переходам из сильно гибридизованных O(2p)-Mn(d_{yz}/d_{zx}) состояний в свободные Mn(d_{3z}^2-$_r^2$) состояния. Сильное поглощение при E>3,0 eV связано с переходами из более глубоких занятых O(2p) состояний.

Проявившееся в эллипсометрических измерениях увеличение поглощения (возрастание функцииε_2 (E)) в ближнем ИК диапазоне E>1,0 eV отражает действительные электронные возбуждения, наблюдаемые в спектрах пропускания $HoMnO_3$ в области (1,13-0,62 eV) и связанные с 4f-4f переходами иона Ho^{3+} [6].

1. C.D. Batista, J.E. Gubernatis, W-G Yin, Phys. Rev. B**75**, 014423 (2007).
2. Л.В. Номерованная, А.А. Махнев, и др., ФММ, **80**, 81 (1995).
3. А.М. Калашникова, Р.В.Писарев, Письма в ЖЭТФ, **78**, 175 (2003).
4. M. Qian, J. Dong, D.Y. Xing, Phys. Rev. B**63**, 155101 (2001).
5. W.S. Choi, D.G. Kim, S.S.A. Seo, et al., Phys. Rev. B**77**, 045137 (2008).
6. Н.Н. Лошкарева, А.С.Москвин, А.М.Балбашов, ФТТ (в печати, 2009).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Fe_2MnAl, Fe_2NiAl

Е.И. Шредер[1], А.Д. Свяжин[1], К.А. Фомина[2]

1) Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул.С.Ковалевской,18
2) УГТУ- УПИ им.Б.Н.Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира 19

Интерес к изучению электронной структуры и физических свойств сплавов Гейслера Fe_2MeAl (Me=Ti,V,Cr,Mn,Ni) был вызван обнаружением аномального поведения их электрических, магнитных, оптических свойств [1,2]. Зонные расчеты показали, что замена атома Me в ряду 3d-металлов сопровождается значительной перестройкой электронного энергетического спектра и, следовательно, изменением физических свойств. Сплав Fe_2NiAl известен с 30-х годов прошлого века как постоянный магнит. Интерес к сплаву Fe_2MnAl обусловлен тем, что зонные расчеты предсказали в нем состояние, близкое к состоянию полуметаллического ферромагнетика, когда для одной из спиновых подсистем уровень Ферми находится внутри полупроводниковой щели, что поставило его в ряд материалов, перспективных для спиновой электроники. В настоящей работе мы исследуем оптические свойства сплавов Fe_2MnAl и Fe_2NiAl, существенно различающихся по магнитным свойствам, во взаимосвязи с электронной структурой.

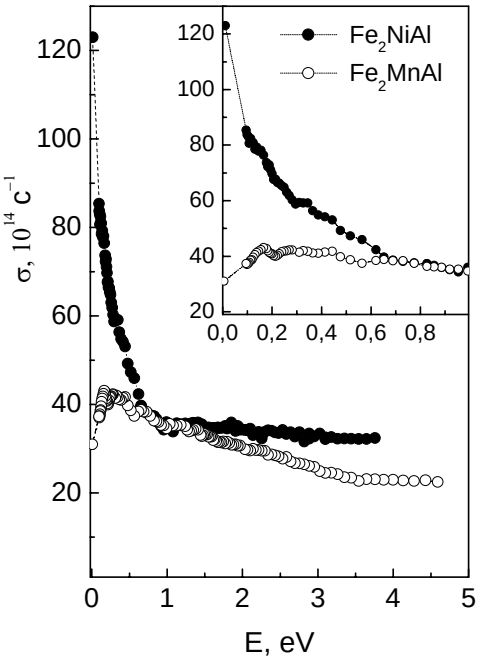


Рис.1. Дисперсия оптической проводимости сплавов. На вставке – инфракрасная область.

На рисунке 1 приведены кривые оптической проводимости $\sigma(\omega)$ сплавов в области энергий E=(0,1-4,0) эВ и более подробно в ИК области (на вставке). На оси ординат показаны значения статической проводимости σ_{st}, полученные из измерений электросопротивления, к которым в пределе $\omega \to 0$ приближаются значения оптической проводимости $\sigma(\omega)$. Отметим существенное различие дисперсии оптической проводимости сплавов. На кривой оптической проводимости Fe_2NiAl видим Друдевский подъем при энергиях E<1 эВ. На фоне Друдевского подъема можно заметить вклад от межзонных переходов в области (0,2-0,6) эВ. При энергиях E>0,8 эВ оптическая проводимость выходит на уровень $(32\text{-}38)\cdot 10^{14}$ c^{-1}, полоса межзонного поглощения не имеет ярких особенностей.

Основной особенностью оптического спектра сплава Fe_2MnAl является отсутствие вклада от внутризонного поглощения (Друдевского подъема)

вплоть до границы исследованного интервала при 0,1 эВ. Пики межзонного поглощения наблюдаются во всем исследованном спектральном диапазоне.

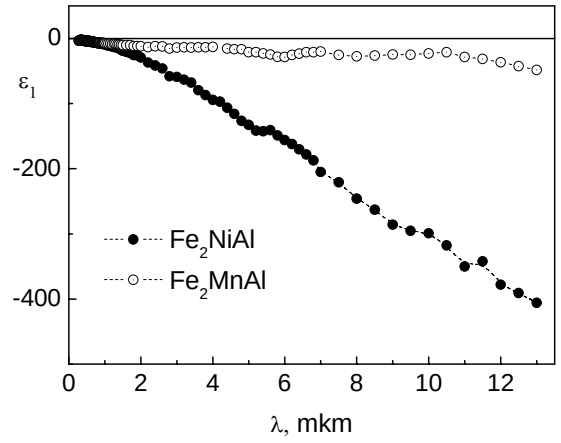


Рис.2. Дисперсия действительной $\varepsilon_1(\omega)$ части диэлектрической проницаемости сплавов.

На рисунке 2 приведен график дисперсии действительной $\varepsilon_1(\omega)$ части диэлектрической проницаемости сплавов. Отрицательные значения $\varepsilon_1(\omega)$ указывают на существование внутризонного поглощения, что позволяет определить квадрат плазменной частоты ω_p^2 электронов проводимости, связанный с плотностью состояний на уровне Ферми и пропорциональный потоку скорости электронов через поверхность Ферми.

Для сплавов Fe_2MnAl и Fe_2NiAl дисперсия $\varepsilon_1(\omega)$ существенно различна, поэтому и значения ω_p^2, полученные из зависимости $1/\varepsilon_1=f(\omega^2)$, близкие к $3*10^{30}$ c^{-2} и $20*10^{30}$ c^{-2} соответственно, отличаются почти на порядок. Следовательно, на порядок отличается эффективная концентрация свободных носителей $N_{эфф}\sim10^{21}$ $см^{-3}$ и 10^{22} $см^{-3}$ соответственно.

Обсуждение экспериментальных результатов проведем на основе расчетов зонного спектра, выполненных полнопотенциальным методом присоединенных плоских волн в приближении обобщенного градиента электронной плотности (FP-LAPW-GGA) для Fe_2MnAl и приближении локальной спиновой плотности (LSDA) для Fe_2NiAl. В сплаве Fe_2NiAl (рис. 3а) заселенность подзон со спинами по направлению намагниченности (↑) и против (↓) сильно различается. В системе зон со спинами (↑) d-состояния Fe и Ni формируют общую d-зону, большая часть которой лежит ниже уровня Ферми. В системе зон со спинами (↓) большая часть d-состояний Ni занята. Для Fe имеются пики плотности состояний как ниже, так и выше E_F. Уровень Ферми расположен в области высокой плотности состояний. Значения магнитных моментов, согласно зонным расчетам, 1,9 $\mu_Б$ на атоме Fe, 0,42 $\mu_Б$ на атоме Ni, и 4,11 $\mu_Б$ на формульную единицу. Для Fe_2MnAl расчеты показывают (рис. 3б), что в системе зон со спинами (↑) d-состояния Fe и Mn формируют общую d-зону. Большая часть d-состояний Mn занята. Пики плотности d-состояний Fe лежат и ниже, и выше уровня Ферми. В системе зон со спинами (↓) два больших пика от d-состояний Fe (ниже E_F) и d-состояний Mn и Fe (выше E_F) разделены энергетической щелью. Уровень Ферми расположен в области минимума плотности состояний в системе зон (↑) и в энергетической щели в системе зон (↓). Магнитные моменты на атомах Mn (2,6 $\mu_Б$) и Fe (0,3 $\mu_Б$) направлены антипараллельно.

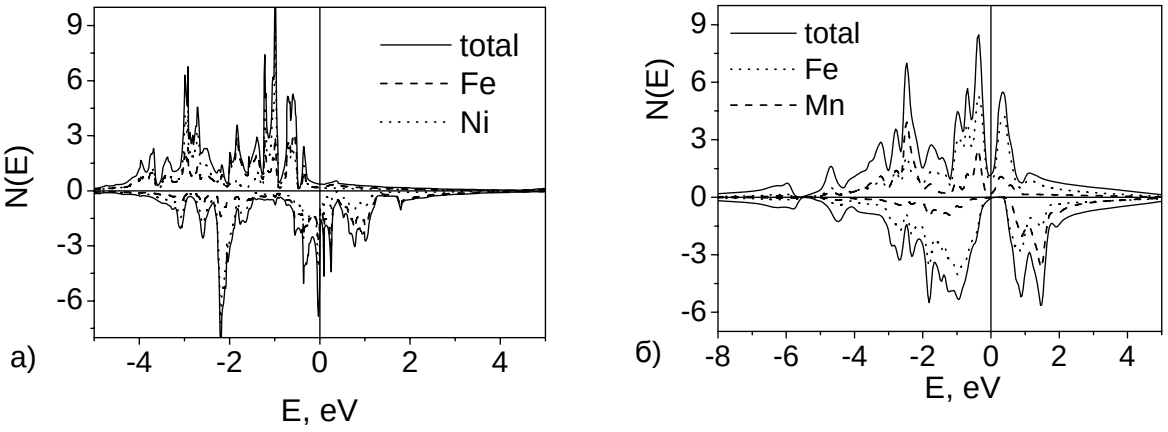


Рис. 3. Плотность состояний сплавов Fe_2NiAl (а) и Fe_2MnAl (б)

Исходя из данных о распределении плотности состояний N(E), можно заключить, что переходы $(p, d)_{Fe, Ni, Al} \rightarrow (d, p)_{Fe, Ni, Al}$ в зоне со спинами (↑) вносят незначительный вклад в оптическую проводимость из-за ограниченного фазового объема для электронных возбуждений. Основной вклад в результирующую кривую σ(ω) обеспечивается переходами электронов в другой спиновой подсистеме. Межзонные переходы в зоне со спинами (↓) могут начаться практически с нулевой энергии. Пики поглощения на экспериментальной кривой оптической проводимости в ИК - области спектра свидетельствуют о наличии низкоэнергетических щелей в зонном спектре сплава. Для Fe_2MnAl получаем, что пики поглощения при энергиях E<1.5 эВ формируются переходами в системе зон со спинами (↑). Самый высокий пик с центром 2 эВ формируется, когда начинаются переходы через энергетическую щель в системе зон со спинами (↓).

Таким образом, показано, что при замене атомов Mn – Ni происходит значительное изменение оптических свойств сплавов Fe_2MnAl и Fe_2NiAl, обусловленное перестройкой электронного энергетического спектра.

1. G.A. Botton, Y.Nishino, C.J.Humphreys, *Intermetallics* **8** 1209-1214. (2000)
2. E. Shreder, S.V. Streltsov, A. Svyazhin, A. Makhnev, V.V. Marchenkov, A. Lukoyanov, H.W.Weber, J. Phys.: Condens. Matter, **20,** 045212 (2008).

Секция БЦ

Праздничный пирог не будет рассыпаться,
если слои варенья чередовать со слоями фанеры.
Совет хозяйке

МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ И МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ II

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖСЛОЕВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ NiFe/Bi/NiFe

Г.С. Патрин[1,2], В.Ю. Яковчук[1], Д.А. Великанов[1,2], Е.В. Еремин[1], А.В. Зайцев[2]

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036,*
[2] *Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041*

Многослойные магнитные пленки с неметаллической прослойкой, в частности, в системе *ферромагнитный металл/полупроводник* [1] или с *полуметаллической* прослойкой привлекают внимание исследователей в силу богатого разнообразия эффектов, наблюдаемых в этих пленках. Когда в качестве прослойки используется полупроводниковый материал, возникает возможность управлять свойствами прослойки и межслоевого взаимодействия (J) путем внешних воздействий (примеси, различного рода излучения, температура, магнитные поля и т.д.). Поскольку параметры электронного магнитного резонанса весьма чувствительные к взаимодействиям, ответственным за образование магнитного состояния, то этот метод является весьма информативным. Например, в пленках Gd/Si/Co/Si мы смогли определить зависимость межслоевого взаимодействия от толщины пленок и температуры [2].

В таком плане создание пленочных структур, которые сохранили бы чувствительность к внешним воздействиям, но обладали бы большими эффектами взаимодействия между магнитными слоями, представляет собой заманчивую проблему. Один из путей решения этой проблемы видится в использовании полуметаллической прослойки Bi вместо полупроводникового материала. Во-первых, согласно фазовой диаграмме [3] в системах 3d-металл - висмут большинство элементов не образуют соединений. Это означает, что соседние слои не перемешиваются, и граница раздела между магнитным и немагнитным слоями является резкой. Для многослойных пленок это соответствует, в определенном пределе, модельной ситуации. Во-вторых, висмут сам по себе обладает необычными физическими свойствами, как для объемных, так и для пленочных образцов. В висмуте длина свободного пробега электрона может достигать макроскопических масштабов, при этом она зависит от толщины слоя, температуры и магнитного поля, также меняются концентрация и подвижность носителей тока.

Ранее [4] нами были впервые синтезированы и исследованы трехслойные пленки NiFe/Bi/NiFe. Пермаллой был выбран в качестве магнитного слоя в силу его малой магнитной кристаллографической анизотропии, что не будет затушевывать межслоевое взаимодействие. Для всех пленок толщины пермаллоя и висмута были, соответственно, t_{NiFe} = 10 nm and t_{Bi} = 0, 4, 6, 12 (±0.5) nm. Величина t_{NiFe} была выбрана из соображений, чтобы

она была довольно малой, но, в то же самое время, достаточной для того, чтобы намагниченность магнитного слоя не зависела от его толщины. Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические исследования показали, что слои являются сплошными по площади, и состав соответствует номинальному. Никаких следов присутствия 3d-Bi соединений не обнаружено.

Измерения магнитных и температурных зависимостей намагниченности показали, что межслоевое взаимодействие зависит от толщины висмутовой прослойки (см. Рис.1). Установлено, что форма кривой $\sigma(H)$ изменяется при увеличении толщины слоя висмута. В частности, для контрольной пленки с $t_{Bi} = 0$ петля гистерезиса является узкой и кривая намагниченности имеет ферромагнитный тип. Для пленок с $t_{Bi} \neq 0$ кривые намагниченности типичные для пленок, обладающих или сильной внутри слоевой анизотропией или межслоевым антиферромагнитным взаимодействием. Поскольку экспериментально анизотропия не наблюдается, то мы полагаем, что такое поведение возникает вследствие межслоевого антиферромагнитного взаимодействия. Также обнаружена зависимость намагниченности насыщения от толщины висмутовой прослойки. Однако магнитостатические данные не позволяют определить величину и характер температурного и полевого изменения межслоевого взаимодействия. Таким образом, в данной работе мы представляем результаты исследований магнитного резонанса в пленках *пермаллой/висмут/пермаллой* при разных толщинах висмутовой прослойки.

Установлено, что в интервале толщин висмута $t_{Bi} = 2 – 12$ nm спектр магнитного резонанса состоит из двух линий (Рис 1.), что согласуется с антиферромагнитным характером межслоевого взаимодействия между ферромагнитными слоями. Для контрольной пленки с $t_{Bi} = 0$ nm и для пленок с $t_{Bi} \geq 15$ nm наблюдается одиночная линия магнитного резонанса. Были измерены температурные зависимости параметров магнитного резонанса, которые использовались для установления температурных зависимостей J.

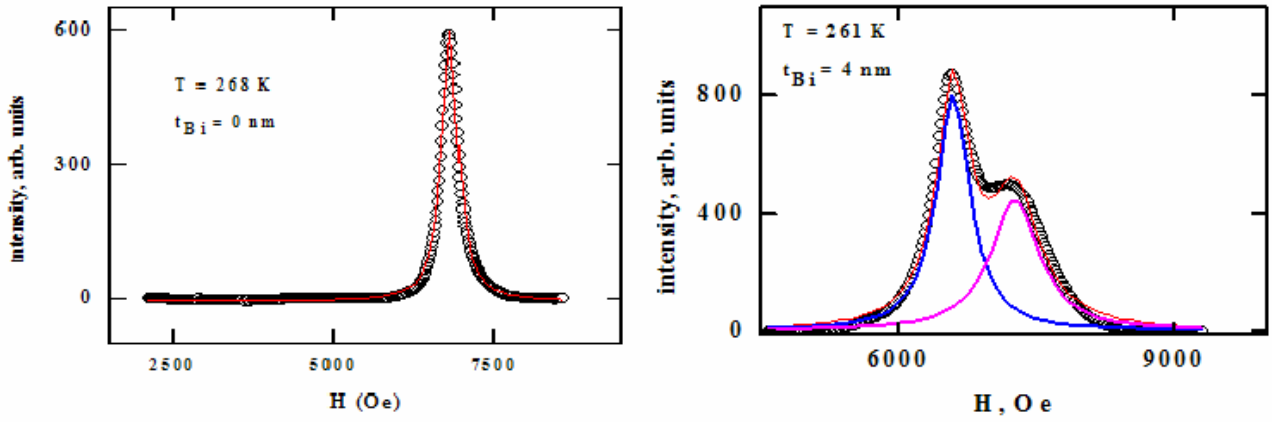


Рис.1. Спектры магнитного резонанса пленок NiFe/Bi/NiFe при разных толщинах висмута. $t_{NiFe} = 10$ nm.

Экспериментальные результаты были обработаны путем теоретической подгонки спектров магнитного резонанса для трехслойной магнитной пленки.

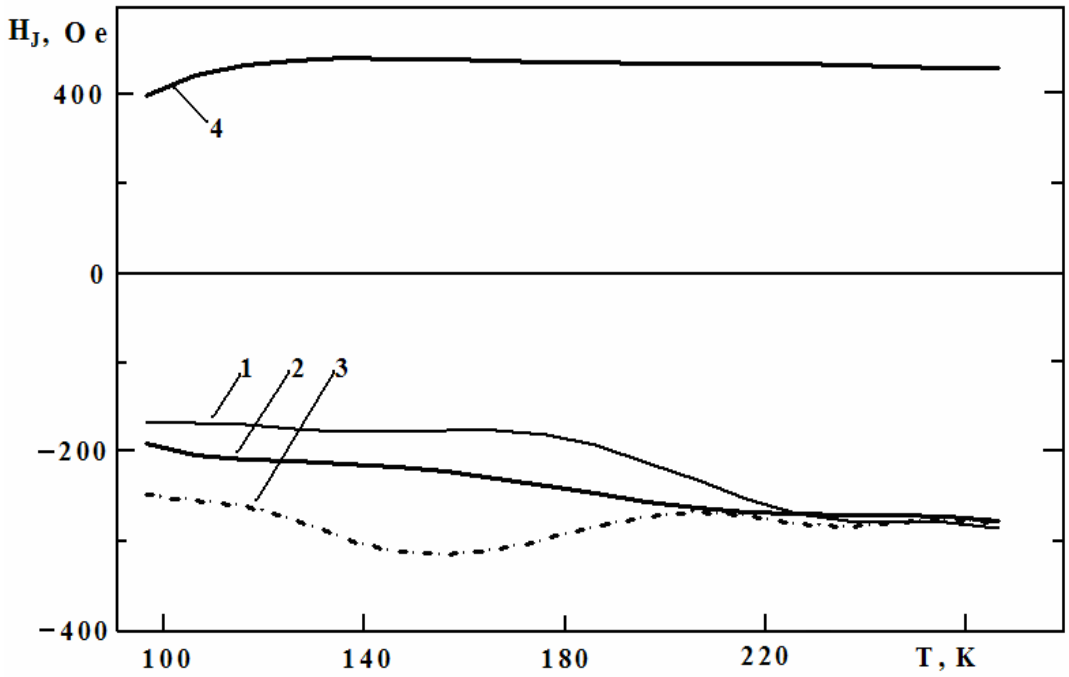


Рис.2. Рассчитанные температурные зависимости обменного поля для пленок NiFe/Bi/NiFe. 1, 2, 3, 4 - t_{Bi} = 4, 6, 12, 15 nm, соответственно.

Обработка температурных зависимостей резонансного поля позволила установить температурные зависимости межслоевого взаимодействия (Рис.2).

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 08-02-00397-а.

1. G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii, Fiz. Met. Metalloved., **101,** S63, (2006).
2. Г.С. Патрин, В.О. Васьковский, А.В. Свалов, и др., ЖЭТФ, **129**, 150, (2006).
3. В.М. Денисов, Н.В. Белоусова, Г.С. Моисеев, и др.,. Висмутсодержащие материалы. Структура и физико-химические свойства., УрО РАН, Екатеринбург, 2000.
4. G.S. Patrin, V.Yu. Yakovchuk, D.A. Velikanov, Phys. Lett. A, **363,** 1643, (2007).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И МЕХАНИЗМЫ НАВЕДЕННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ КОМПОЗИТОВ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК С АМОРФНОЙ СТРУКТУРОЙ

А.В. Ситников

Воронежский государственный технический университет

В работе представлены исследования магнитных свойств наногранулированных композитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(SiO_2)_{100-X}$, $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ и $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_X(SiO_2)_{100-X}$, полученных методом ионно-лучевого распыления в широком диапазоне составов. Для напыления аморфных нанокомпозиций использовались сплавные мишени $Fe_{41}Co_{39}B_{20}$ и $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ размером 270 х 80 мм^2 с закрепленными на ее поверхности пластинами из монокристалла кварца шириной ~ 9 мм, расположенными перпендикулярно продольной оси сплавной мишени. Изменяя число диэлектрических пластин и расстояние между ними, можно было изменять соотношение объемов напыляемых магнитной и диэлектрической фаз, управляя, таким образом, составом композита. Для исследования высокочастотных магнитных свойств из полученных пленок вырезались образцы, представляющие собой ситалловые пластины длиной 60 мм и шириной 3 мм с нанесенными композитами толщиной 5 -10 мкм.

Установлено, что порог протекания в исследуемых системах соответствует нанокомпозитам составов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{44}(SiO_2)_{56}$ и $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{46}(Al_2O_3)_{54}$. Композиты $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(SiO_2)_{100-X}$ имеют хорошие магнитомягкие свойства в концентрационном диапазоне выше порога протекания ($46<x<68$ ат. %): магнитная структура образцов в плоскости пленки характеризуется большой степенью изотропности с выходом намагниченности в насыщение в полях несколько десятков эрстед, величина коэрцитивной силы (H_c) составляет ~10 Э. Отжиг при температуре 350 ^{0}С в течение 30 мин приводит к уменьшению значений H_c до нескольких эрстед и увеличивает анизотропию в плоскости пленки до $H_a \approx$ 30-70 Э в зависимости от состава композита. Измерение действительной (μ') и мнимой (μ'') частей комплексной магнитной проницаемости на частоте 50 МГц показали хорошее соответствие между статическими и динамическими магнитными свойствами образцов. Для композита $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{68}(SiO_2)_{32}$, термообработанного при 350 ^{0}С в течение 30 минут величина $\mu' \approx 800$ и $\mu'' \approx 50$.

Проведенные исследования магнитных свойств наногранулированных композитов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_X(SiO_2)_{100-X}$ показали, что в гетерогенной системе с аморфной структурой ферромагнитных гранул возможно формирование магнитной анизотропии при образовании текстурированных структурных неоднородностей, при магнитострик-ционном взаимодействии ферромагнитных частиц с микро- и макронапряжениями в пленке, а также за счет парного упорядочения атомов в аморфной металлической фазе сплава. Ни один из механизмов формирования магнитной анизотропии в наногранулированных композитах $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_X(SiO_2)_{100-X}$ не является предпочтитель-

ным. Наличие нескольких конкурирующих механизмов формирования магнитной анизотропии в наногранулированных композитах $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_X(SiO_2)_{100-X}$ обуславливает высокую степень дисперсии осей анизотропии.

Композиты $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ также имеют хорошие магнитомягкие свойства при концентрации металлической фазы в окрестности порога протекания. В этой области концентраций значение коэрцитивной силы не превышает нескольких эрстед, поля анизотропии в плоскости пленки составляют 50-60 Э. При x>48 ат. % наблюдается увеличение значений H_c и выход намагниченности образцов в насыщение составляет несколько килоэрстед. Можно предположить, что при данной концентрации металлической фазы формируется сильная перпендикулярная анизотропия пленки, которая может быть вызвана столбчатой структурой исследуемой гетерофазной системы. Измерение μ' и μ'' данных композитов на частоте 50 МГц также показали хорошее соответствие между статическими и динамическими магнитными свойствами. В диапазоне концентраций металлической фазы 38 ÷ 48 ат. % на зависимостях $\mu'(x)$ и $\mu''(x)$ наблюдается максимум значений этих величин. Термическая обработка композита $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ при 350 ^{0}C в течение 30 минут увеличивает значения действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости, но не изменяет вид концентрационной зависимости. Наличие перпендикулярной магнитной анизотропии в композитах $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ при x>47 ат.% показало, что диэлектрическая фаза Al_2O_3 оказывает большее влияние на гетерогенную структуру, формирующуюся в процессе осаждения композита, по сравнению с SiO_2.

Высокие значения комплексной магнитной проницаемости наногранулированных композитов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_X(SiO_2)_{100-X}$ и $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ вблизи порога протекания (40<x<47 ат.%) делают их перспективными материалами для создания поглощающей среды электромагнитных излучений сантиметрового и дециметрового диапазона длин волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке федерального агентства по образованию (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (гранты № 08-02-00840, 09-02-97506).

ДИНАМИКА МАГНИТНОГО ТОПОЛОГИЧЕСКОГО СОЛИТОНА В ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ СЛОЯХ

М.А. Шамсутдинов, И.Т. Хабибуллин[*], А.Т. Харисов, А.П. Танкеев[**]

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия
[*] Институт математики с ВЦ УНЦ РАН, г. Уфа, Россия
[**] Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

В настоящей работе исследованы особенности динамики магнитного топологического солитона (кинка) в двухслойном ромбическом ферромагнетике (антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом) с неизотропным обменным взаимодействием на межслойной границе. Построена нелинейная динамическая модель, включающая в себя нелинейные динамические уравнения, вытекающие из уравнения Ландау-Лифшица, и соответствующие нелинейные динамические условия на границе раздела двух сред, представляющие обобщение известных граничных условий [1, 2]. Уравнения, описывающие динамику топологического солитона, имеют вид

$$u_{tt}^{\pm} - u_{xx}^{\pm} + \sin u^{\pm} = 0, \tag{1}$$

$$u_t^{\pm}(0,t) = u_x^{\mp}(0,t) \pm \frac{\partial H_{12}}{\partial u^{\mp}(0,t)}, \tag{2}$$

где $u^{-} = 2\varphi_1(x \le 0, t)$, $u^{+} = 2\varphi_2(x \ge 0, t)$; φ_1 и φ_2 – углы между осью легкого намагничивания и вектором ферромагнетизма (вектором антиферромагнетизма) в первом и втором слоях, соответственно, H_{12} – энергия межслойного неизотропного обменного взаимодействия.

Показано, что взаимодействие топологического солитона с межслойной границей в зависимости от соотношений между материальными параметрами, характеризующими прослойку, развивается по двум близким сценариям, которые могут быть классифицированы как интегрируемый и неинтегрируемый случаи.

Анализ интегрируемого случая (проведенный с использованием результатов математических работ [3, 4]), реализующегося при некотором критическом значении параметра межслойного обменного взаимодействия, показывает, что при скорости движения кинка, ниже некоторой критической V_k, топологический солитон проходит через межслойную границу, испытывая при этом отрицательный сдвиг фазы, означающий его отставание (см. рис.1.1). По достижении кинком некоторой критической скорости происходит его поглощение межслойной границей и, как следствие, переход ее в состояние с антипараллельными векторами ферромагнетизма (векторами антиферромагнетизма). При скоростях, выше критической, межслойная граница, поглощая солитон, испускает антисолитон, меняя при этом направление вращения вектора ферромагнетизма (вектора антиферромагнетизма) на противоположное (см. рис. 1.2).

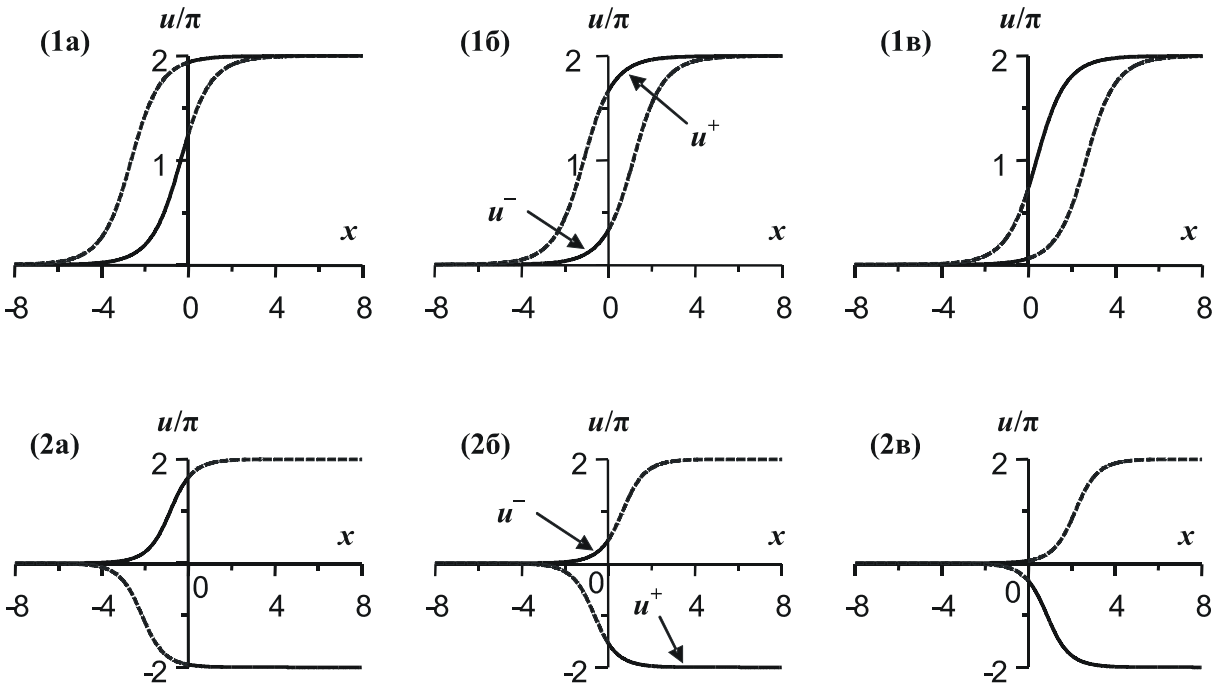


Рис. 1. Эволюция магнитного кинка (сплошная жирная линия), в интегрируемом случае в моменты времени: а) $t_0 - 1.5/V$; б) t_0 ; в) $t_0 + 1.5/V$, при $a = c^{-1} = 0.5$, критической скорости $V_k = 0.6$, при скоростях V : 1) 0.5; 2) 0.75. Параметр a характеризует неизотропную часть обменного взаимодействия, а c – изотропную часть. Единицами измерения координаты, времени и скорости являются, соответственно, характерный размер неподвижного кинка вдали от слоев; величина, обратная частоте линейного ФМР (АФМР) и предельная скорость стационарного движения кинка. t_0 – момент времени, когда падающий кинк оказывается в точке $x = 0$

В неинтегрируемом случае основные особенности поведения кинка сохраняются. Главное отличие развивающегося в этой ситуации сценария от интегрируемого случая заключается в том, что прохождение кинка через границу может иметь место, во-первых, не при всех скоростях, и во-вторых, не при любых, а только при определенных значениях фазы, зависящих от скорости. Последнее обстоятельство является довольно интересным свойством. Оно позволяет контролировать прохождение кинка через межфазную границу, что может представлять определенный интерес для технических приложений. По-видимому, полученные результаты могут быть также востребованы при изучении особенностей процессов перемагничивания в мультислойных магнитных структурах, которые в последние годы интенсивно исследуются [5].

Все отмеченные выше особенности в поведении кинка обусловлены существованием в системе новой степени свободы, связанной с возможностью относительного движения намагниченностей в соседних слоях. Важной особенностью в динамике кинка является также его задержка во времени при преодолении межслойной границы. Время задержки зависит от скорости кинка и от параметров межслойного взаимодействия. Таким образом, наличие в образце межслойных границ может привести к уменьшению средней скорости движения магнитных кинков. Последнее обстоятельство может быть использовано для описания торможения доменных границ, на-

блюдаемых в редкоземельных ортоферритах [6, 7] с периодическими магнитными неоднородностями ростовой природы. На рис. 2а и 2б приведены зависимости, соответственно, скачка $\Delta u = u^+ - u^-$ в точке $x = 0$ в момент времени $t_0 = 0$ и времени задержки Δt кинка (антикинка при $V > V_k$) от скорости при различных значениях параметра c для неинтегрируемого случая $a^{-1} \neq c$.

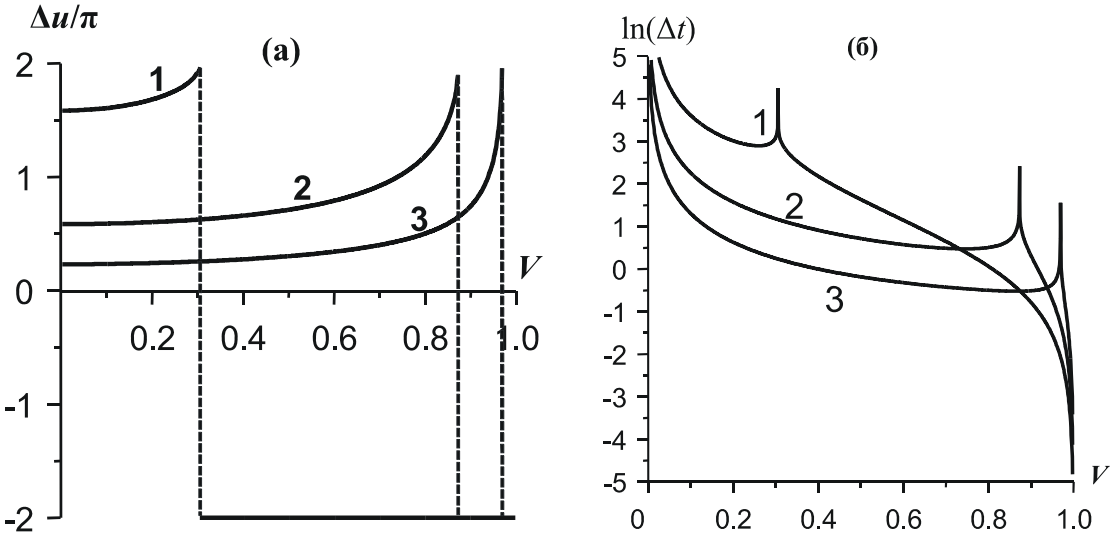


Рис. 2. Зависимость а) скачка угла поворота намагниченности $\Delta u = u^+ - u^- = 2\Delta\varphi = 2(\varphi_2 - \varphi_1)$ на межслойной границе и б) времени задержки Δt кинка дефектом, от скорости кинка V в неинтегрируемом случае при $a = 0.1$, c: 1) 2; 2) 4; 3) 8. Острые пики на рис. б) (в них $\Delta t \to \infty$) соответствуют критической скорости V_k для соответствующих параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 09-01-92431-КЭ, № 09-01-92436-КЭ, № 08-01-00440, № 07-01-00081.

1. В.А. Игнатченко, ФММ, **36**, 1219 (1973).
2. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, В.И. Фенохин, Докл. АН СССР, **274**, 1084 (1984).
3. P. Bowcock, E. Corrigan, and C. Zambon, Int. J. of Modern Physics A., **19**, 82 (2004).
4. I. Habibullin, A. Kundu, Nuclear Physic, **B**795 [FS], 549 (2008).
5. М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, В.В. Лаутер-Пасюк, Х. Лаутер, Сб. тр. XIX международной школы семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». М.: Изд. физ. ф-та МГУ им. М.В. Ломоносова, 401 (2004).
6. М.В. Четкин, А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, В.Н. Филатов, ФТТ, **40**, 1656 (1998).
7. Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко, Ю.И. Щербаков, ФТТ, **50**, 1033 (2008).

БРИЗЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ И СОСТАВНЫЕ СОЛИТОНЫ В СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ

А.П. Танкеев, М.А. Борич, В.В. Смагин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Изучение нелинейных процессов, протекающих в магнитных материалах, является одной из важных проблем современной физики. Среди многочисленных нелинейных явлений для практических приложений наибольший интерес представляют солитоны огибающей магнитостатических волн (МСВ). Впервые эти состояния были предсказаны более 20 лет назад [1] и впоследствии наблюдались в многочисленных экспериментах. Для их описания в изолированных магнитных пленках и магнитных пластинах традиционно используется нелинейное уравнение Шредингера (НУШ). В слоистых структурах, таких как ферромагнетик-диэлектрик-металл (ФДМ) эволюция этих состояний описывается с помощью обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (ОНУШ) вида [2]:

$$i\varphi_\tau + \alpha\varphi_{XX} + i\alpha_3\varphi_{XXX} + i\alpha_1\left(|\varphi|^2\varphi\right)_X + |\varphi|^2\varphi = 0\,. \qquad (1)$$

Здесь величина φ пропорциональна отклонению намагниченности от положения равновесия (амплитуда магнитостатической волны), $\alpha \approx \partial^2\omega/\partial k^2$, $\alpha_3 \approx \partial^3\omega/\partial k^3$, $\alpha_1 \approx \partial N/\partial k$, $N \approx \partial\omega/\partial|\varphi|^2$, где $\omega\left(k,|\varphi|^2\right)$ – закон дисперсии МСВ, k – волновое число. Индексы τ и X означают частные производные по временной и пространственной переменным соответственно. В рамках этой модели удалось качественно объяснить экспериментально обнаруженные явления: квадратичную зависимость скорости распространения огибающей МСВ от ее амплитуды, эффект преобразования симметричного начального микроволнового импульса в асимметричный после прохождения его через магнитную пленку [3].

В [4] впервые были найдены некоторые пространственно локализованные решения этого уравнения, описывающие динамику мощных пикосекундных световых импульсов в оптических волокнах. Уединенные волны и пространственно периодические (кноидальные) состояния в системе МСВ, описываемые с помощью уравнения (1), детально исследованы в [5]. Проблемы построения многосолитонных состояний и анализа их свойств обусловлены неполной интегрируемостью этого уравнения. В частном случае (когда между коэффициентами уравнения (1) выполняется соотношение $\alpha\alpha_1 - 3\alpha_3 = 0$) задача сводится к исследованию решений полностью интегрируемого модифицированного уравнения Кортевега-де Вриза (МКдВ):

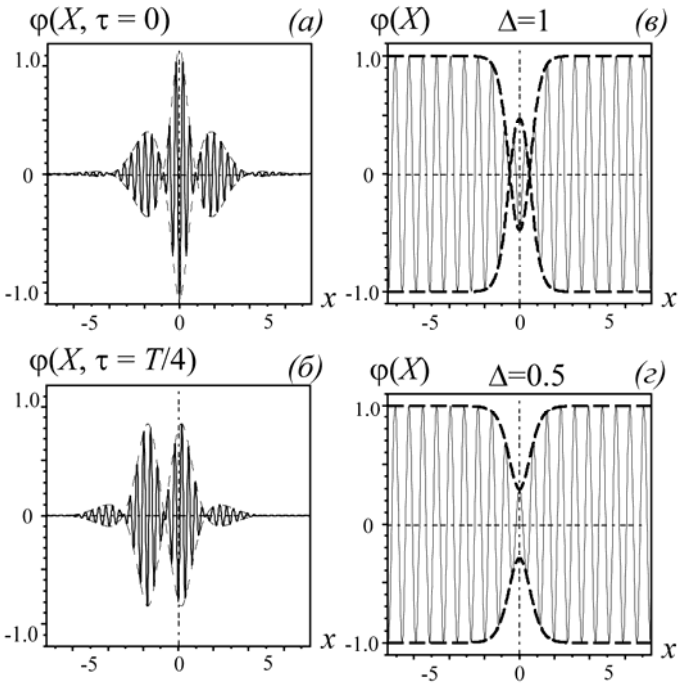


Рис. 1. «Бризерное» решение ОНУШ (*а*, *б*) в начальный момент времени (*а*) и в момент времени, равный четверти периода осцилляций «бризерной» огибающей (*б*). «Составной солитон» ОНУШ (*в*, *г*) для разных значений сдвига фазы между кинками противоположной полярности.

$$g_\tau \pm 6g^2 g_\xi + g_{\xi\xi\xi} = 0\,, \qquad (2)$$

где величина g связана с φ преобразованием Галилея: $\varphi = ag\big(b(X - V\tau), \tau\big)\exp\big[i(\kappa X - \omega\tau)\big]$.

В докладе приведены результаты исследований нелинейной динамики МСВ в структуре ФДМ в рамках модели (2) [6]. В зависимости от знака нелинейного слагаемого различают «положительное» (знак «+») или «отрицательное» (знак «–») уравнения МКдВ. Режим «положительного» МКдВ реализуется в области длин волн несущей, где выполняются условия $(\alpha_3/\alpha_1) > 0$, $\alpha > 0$, $\alpha\alpha_1 - 3\alpha_3 = 0$, необходимые для существования солитонных и бризерных состояний. В указанной области спектра МСВ могут формироваться пространственно периодические нелинейные состояния намагниченности, описываемые эллиптическими функциями Якоби. Распределение динамической намагниченности в структуре ФДМ, отвечающее бризерному решению уравнения МКдВ, в разные моменты времени, показано на рис. 1 (*а*, *б*). На рис. 2(*а*), на примере обратных объемных МСВ, представлена область существования этого состояния.

Режим «отрицательного» МКдВ реализуется в области длин волн несущей МСВ, где выполняются условия $(\alpha_3/\alpha_1) < 0$, $\alpha < 0$, $\alpha\alpha_1 - 3\alpha_3 = 0$, необходимые для существования ударных волн (кинков) – простейших решений этого уравнения. При некотором сдвиге фазы два кинка противо-

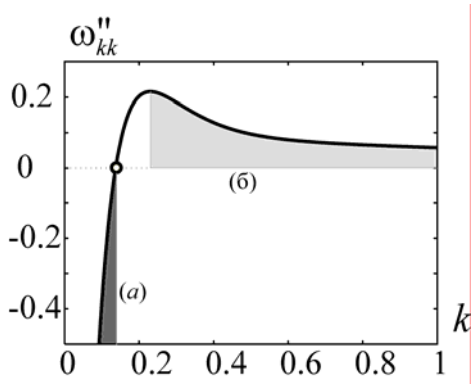


Рис. 2. Дисперсия групповой скорости обратных объемных МСВ в структуре ФДМ. Область (*а*) соответствует бризерным состояниям, (*б*) – «составному солитону» огибающей.

положной полярности могут образовать связанное состояние («составной солитон»), которое является точным решением «отрицательного» МКдВ

$$g(\xi,\tau) = 1 - \tanh(2\Delta)\left[\tanh\left(\mu(\xi - u\tau) + \Delta\right) - \tanh\left(\mu(\xi - u\tau) - \Delta\right)\right], \qquad (3)$$

где Δ – сдвиг фазы между кинками противоположной полярности, μ – обратная ширина, u – скорость движения «составного солитона». Нами проанализированы условия, при которых становится энергетически выгодным этот процесс. В этой области спектра существуют и пространственно периодические нелинейные структуры, описываемые эллиптическими функциями Якоби. На рис. 1 (*в*, *г*) приведено распределение намагниченности, соответствующее «составному солитону» «отрицательного» МКдВ. Область существования этого состояния в системе обратных объемных волн показана на рис. 2(*б*).

Полученные результаты направлены на экспериментальный поиск новых устойчивых локализованных состояний в системе магнитостатических волн в высокодисперсионной слоистой структуре ферромагнетик-диэлектрик-металл. Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы нелинейной динамики» и частично поддержана Фондом содействия отечественной науке.

1. А.К Звездин, А.Ф. Попков. ЖЭТФ, **84**, № 3, 606 (1983).
2. М.А. Борич, В.В Смагин, А.П. Танкеев. ФММ, **103**, № 2, 122 (2007).
3. M. Wu, M. Kraemer, M. Scott, C. Patton. Phys. Rev. B., **70**, 054402. (2004).
4. M.J. Potasek, M. Tabor. Phys. Lett. A., **154**, № 9, 449 (1991).
5. В.В. Смагин, М.А. Борич, А.П. Танкеев. ФММ, **100**, № 6, 5 (2005).
6. А.П. Танкеев, В.В. Смагин, М.А. Борич, А.С. Журавлев. ФММ., **107**, № 3, 245 (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОСЛОЙНЫХ КОМПОЗИЦИЙ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА И ПЕРМАЛЛОЯ

С.Т. Рощенко, И.Г. Шипкова, Ю.И. Чекрыгина

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт» г. Харьков, Украина

Важной проблемой, возникающей при практическом применении наноматериалов в устройствах электроники, является проблема стабильности их физических характеристик. Релаксационные процессы и взаимодействие с окружающей средой в наносистемах, содержащих большое количество межфазных границ, пор и вакансий, могут оказывать значительное влияние на их важные прикладные свойства как положительным, так и отрицательным образом.

В данной работе исследованы магнитные свойства индивидуальных пленок кобальта и пермаллоя $Ni_{80}Fe_{20}$ с тонким защитным слоем меди и без него, а также слоистые комбинации NiFe/Cu/Co/Cu, которые являются рабочим элементом в спин-вентильных устройствах, действие которых основано на эффекте гигантского магнитосопротивления. Ранее нами было установлено [1], что магниторезистивные характеристики таких наноструктур могут заметно изменяться в процессе выдержки при комнатной температуре, обнаруживая рост максимального магнитосопротивления (до ~2%) и трансформацию полевой зависимости.

Образцы были изготовлены с помощью методов триодного ионно-плазменного распыления для Co и NiFe и магнетронного - для Cu. Распыление проводили в среде Ar при давлении $4\cdot10^{-3}$Тор после предварительной откачки до $1\cdot10^{-6}$Тор. Температура подложки в процессе осаждения не превышала ~50^{o}C. Толщины индивидуальных пленок Co (t_{Co}) и NiFe (t_{NiFe}) находились в интервале от 1 до 10 нм. Более подробно исследованы пленки и наноструктуры с t_{Co} = 2 нм, t_{NiFe} = 4-6 нм и толщиной слоя меди t_{Cu} = 2,7 нм, поскольку обеспечивали наиболее высокие значения магнитосопротивления в исходном состоянии.

Свойства пленок исследованы непосредственно после изготовления, а также после длительной выдержки при комнатной температуре (до 1 года) или кратковременного отжига (1 час) при сравнительно невысоких температурах (менее 150^{o}C).

Петли гистерезиса измеряли с помощью высокочувствительного вибрационного магнитометра в полях до 250 Э, приложенных в плоскости пленки вдоль и перпендикулярно направлению технологического магнитного поля. Величину средней намагниченности наноструктур и намагниченность индивидуальных пленок определяли путем сравнения сигнала исследуемого и эталонного образцов. Для выделения магнитных характеристик отдельных

слоев, входящих в состав наноструктуры, использовали компьютерную аппроксимацию формы петель гистерезиса соответствующими математическими функциями.

Установлено, что выдержка на воздухе или отжиг при $T < 150^{o}C$ не вызывают заметного изменения намагниченности насыщения I_S и коэрцитивной силы H_C пленок Co и NiFe указанных толщин без защитного слоя. Вместе с тем значения I_S как для пленок Co, так и для NiFe обнаруживают тенденцию к снижению при толщинах ниже 4 - 5 нм (рис.1).

Нанесение тонкого слоя Cu(2,7 нм) на поверхность Co(2 нм) приводит к увеличению I_S до 1200 -1400 Гс по сравнению с пленками такой же толщины без покрытия, где I_S = 700-750 Гс, и уменьшению H_C (15 Э и 30 Э, соответственно). Однако в этом случае наблюдается сильная деградация магнитных свойств после извлечения образцов из вакуумной камеры и далее в процессе отжига (рис.2). Пленки NiFe(5-6 нм) с таким же защитным слоем Cu при отжиге сохраняют свои характеристики.

Форма петли гистерезиса системы слоев NiFe/Cu/Co/Cu и ее средняя намагниченность изменяются в процессе отжига (рис.2,3). В исходном состоянии характеристики отдельных слоев наноструктуры (коэрцитивная сила и остаточная намагниченность вдоль оси легкого намагничивания), выделенные при помощи компьютерной обработки, отличаются от величин, свойственным бислойным системам Co/Cu и NiFe/Cu, вследствие межслоевого взаимодействия. Так, для слоев наноструктуры H_C^{NiFe} =1,5Э и и H_C^{Co} = 6 Э. После отжига при $125^{o}C$ расчетная коэрцитивная сила верхнего бислоя Co/Cu значительно возрастает (до 80 Э), его эффективная намагниченность снижается до 400 Гс. После отжига при $150^{o}C$ высококоэрцитивный участок на петле в полях до 250 Э практически не обнаруживается. Вместе с тем в структуре по-прежнему наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления (~1%) с полем насыщения выше 1000 Э (рис.4), что свидетельствует о наличии в системе различных магнитных областей, разделенных немагнитной прослойкой, с неколлинеарным расположением векторов намагниченности.

В работе показано, что изменения магнитных свойств всей наноструктуры обусловлены главным образом изменениями характеристик верхних слоев Co/Cu. На основании сравнения магнитных и магниторезистивных характеристик предложено объяснение наблюдаемых эффектов, связанное с модификацией анизотропии и появлением в верхних слоях монодоменных и суперпарамагнитных частиц. Мы предполагаем, что обособление частиц происходит из-за перераспределения и выхода на поверхность газовых включений, создающих условия для быстрой диффузии атомов меди и кислорода.

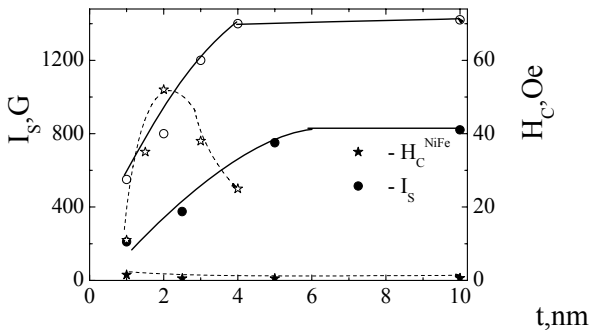


Рис.1. Зависимости намагниченности насыщения I_S и коэрцитивной силы H_C от толщины индивидуальных пленок Co и NiFe

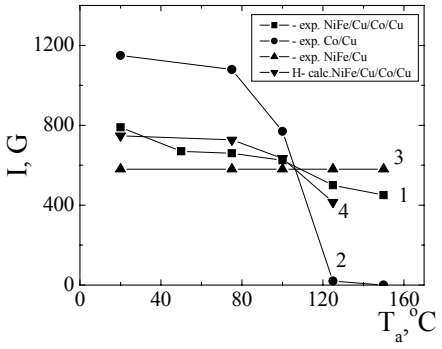


Рис.2. Экспериментальная зависимость средней намагниченности I, измеренной в поле 250 Э, от температуры отжига T_a наноструктуры NiFe(4,8нм)/Cu(2,7нм)/Co(2нм)/Cu (2,7нм) (1) и расчетная зависимость (4), полученная взвешенным суммированием подобных экспериментальных зависимостей бислоев Co/Cu (2) и NiFe/Cu (3).

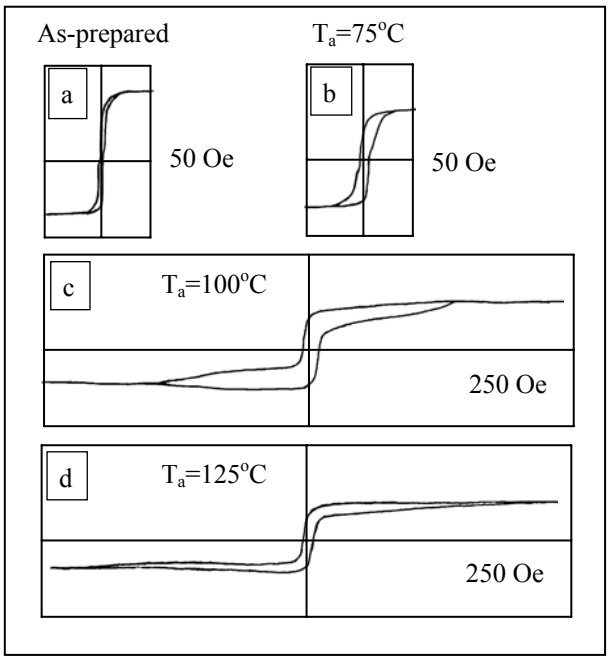


Рис.3. Эволюция петель гистерезиса наноструктуры NiFe(4,8нм)/Cu(2,7нм)/Co(2нм)/Cu(2,7нм) в процессе отжига.

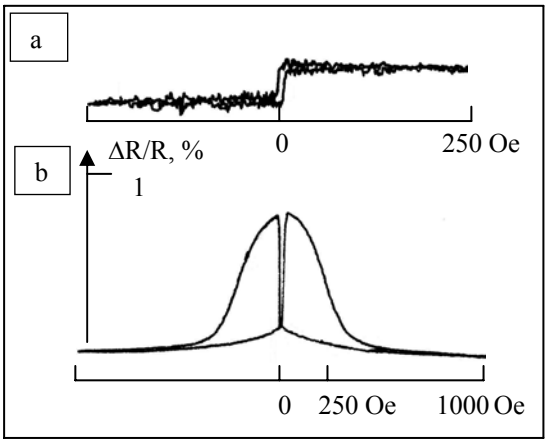


Рис.4. Петля гистерезиса (a) и полевая зависимость магнитосопротивления (b) наноструктуры NiFe/Cu/Co/Cu после отжига при 150°C.

1. С.Т.Рощенко, И.Г.Шипкова Сб. трудов XX–й Международной школы-семинара НМММ-20, 2006 г., с.1051.

СВОЙСТВА НАНОМЕТРОВЫХ ПЛЕНОК КОБАЛЬТА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПОДЛОЖКАХ

М. В. Пашкевич[1], А. И. Стогний[1], Н. Н. Новицкий[1], F. Fettar[2]

[1]Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Беларусь
[2]Institut NEEL, CNRS & Université Joseph Fourier, France

Метод ионно-лучевого распыления позволяет получать наноразмерные структуры, содержащие дискретные слои Co с гладкими на субнаноразмерном уровне интерфейсными границами, неоднородные слои, содержащие наноразмерные гранулы Co, наноразмерные структуры на основе Co. Такие структуры являются объектом интенсивных исследований, особенно с целью получения магнитооптических, магниторезистивных и спин-транспортных характеристик, востребованных для прикладных применений при комнатной температуре.

Целью работы является установление влияния основных параметров ионно-лучевого распыления (энергии ионов аргона, плотности тока пучка, рабочего давления аргона) на протекание стадии зарождения пленок Co. Это позволяет объяснить особенности формирования структурных, электрических и магнитных свойств в пленках по мере роста их толщины. Решение задачи обеспечивает контроль за процессом зарождения пленок Co, а также получения данных о том, насколько свойства слоя, формируемого осаждением на поверхность подложки потока атомов, соответствуют свойствам массивного материала.

На рис.1 представлены РЭМ- и АСМ-изображения характерных участков поверхности структур Au(2нм)/Co(2нм)/Si, полученных в условиях $E(Ar^+)$=0.5кэВ (рис.1а) и $E(Ar^+)$=1.5кэВ (рис.1б). Видно, что в первом случае формируется несплошная структура, содержащая конечное число крупных проколов и состоящая из гранул примерно правильной формы с характерными поперечными размерами в 20…30 нм и высотой до 8 нм, которые контактируют друг с другом, равномерно покрывая поверхность подложки с плотностью около 2×10^{11}см$^{-2}$. При увеличении условной толщины слоя кобальта в случае $E(Ar^+)$=0.5кэВ наблюдается преимущественное заращивание впадин рельефа поверхности, заполнение пустот в области проколов и образование сплошного слоя, но шероховатость рельефа поверхности при этом кардинально не изменяется.

В режиме осаждения $E(Ar^+)$=1.5кэВ, наоборот, происходит формирование сплошной пленочной структуры, отсутствуют проколы и участки отслоения пленки от поверхности подложки. Среднеквадратичная шероховатость поверхности пленок не превышает 0.3 нм и возрастает не более чем в 1.8 раза по сравнению с ее значением для подложки даже по мере увеличения толщины слоя Co до 100 нм. Результаты послойного анализа, выполненные на основе метода Оже-спектроскопии, подтверждают сплошность и

однородность состава по толщине для пленок, полученных в условиях $1.2<E(Ar^+)<2.5$кэВ [1,2].

Удельное поверхностное сопротивление ρ_S пленочных структур Au(2 нм)/Co(менее 2 нм)/Si, полученных в условиях $E(Ar^+)>1.2$ кэВ, не превышало 60 Ом/□ [1]. Парциальные вклады отдельных слоев Au и Co в общее сопротивление пленочной структуры сложно разделить. Грубая оценка, учитывающая данные послойного анализа состава и сплошность рассматриваемых структур, показывает, что при толщине слоев Co менее 2нм значение ρ_S определяется пленкой Au. Это позволяет считать, что при толщине менее 2 нм удельное поверхностное сопротивление слоя Co превышает 100 Ом/□, что соответствует значениям для высоколегированных полупроводников.

Интенсивность МСМ контраста гетероструктур Au(2 нм)/Co(2 нм)/Si, полученных в условиях осаждения $E(Ar^+)=1.5$кэВ, почти в 4 раза превосходит соответствующее значение для гетероструктур Au(2 нм)/Co(2 нм)/Si, сформированных при $E(Ar^+)=0.75$кэВ [2]. Т.е., в первых условиях осаждения более качественная по магнитным свойствам структура формируется на более ранней стадии осаждения, причем на субмикронных по площади участках поверхности.

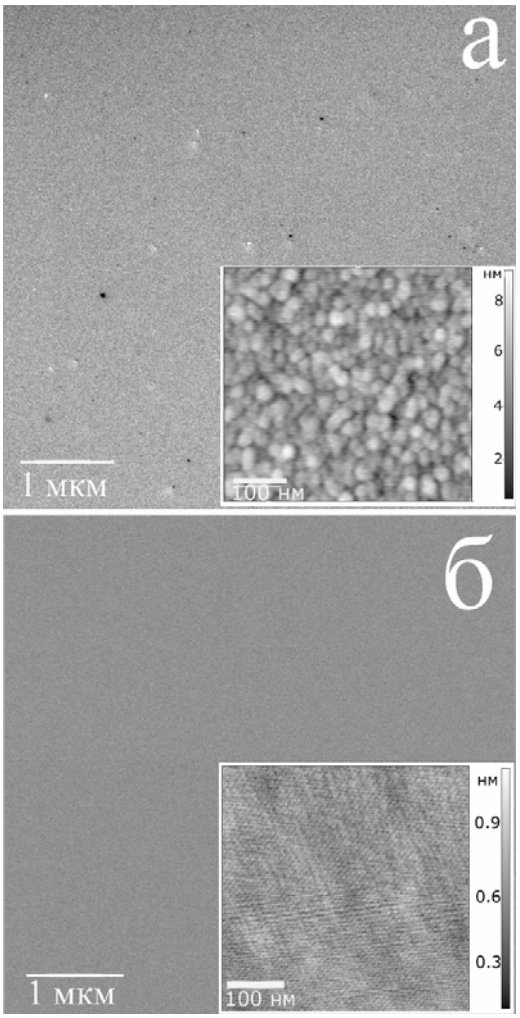


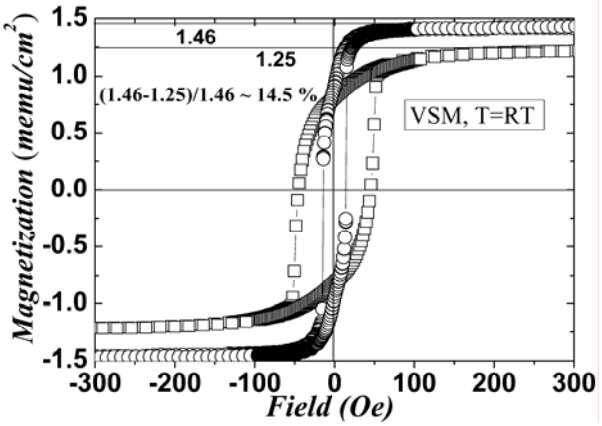
Рис.1 РЭМ- и АСМ-изображения поверхности гетероструктур Au(2 нм)/Co(2 нм)/Si, полученных при энергии пучка ионов аргона 0.5 кэВ (*а*) и 1.5кэВ (*б*).

Установлено, что при толщине слоя Co, превышающей величину структурно-нарушенного слоя (около 1 нм) наблюдается переход к объемным значениям магнитных характеристик. В частности, при толщине слоя Co более 1 нм намагниченность насыщения принимает значения 0,8 M_S (где M_S -намагниченность насыщения массивного Co). Установлено, что введение спейсерного слоя Au между Si и пленкой Co приводит к увеличению намагниченности насыщения в среднем на 14 %, вследствие уменьшения межслойного перемешивания на интерфейсе Co/Si (рис.2).

Анализ экспериментальных результатов проводился в сочетании с моделированием процесса распыления при помощи пакета программ SRIM (http://www.srim.org/) на основе представления о наличии высокоэнергетической компоненты в потоке распыленных атомов. Анализ распределения распылен-ных атомов по энергиям показывает, что при распылении

мишени Co ионами Ar^+ с энергией 1.5 кэВ в пучке распыленных атомов Co можно выделить высокоэнергетическую составляющую со средней энергией примерно 26 эВ/атом, которая не превышает 10 % от общего потока распыленных атомов. Эти быстрые атомы Co в настоящих экспериментальных условиях имеют конечную глубину пробега. Так, средняя глубина пробега атомов Co с энергией 26 эВ в Si составляет 1.2 нм, а в растущем слое Co – 0.8 нм. Средняя глубина пробега атомов Au с энергией 30 эВ в Co составляет 0.7 нм. Вследствие этого при эффективной толщине слоя Co около 0.8 нм был обнаружен наибольший (по сравнению со слоями другой толщины) размах (от 0.76 до 0.07 кЭ) в переходе от максимального до минимального значения коэрцитивной силы при нагревании образца от 10 до 100 К [2].

Рис.2 Петли гистерезиса гетеро-структур Au(2нм)/Co(8нм)/Si(□) и Au(2нм)/Co(8нм)/Au(2нм)/Si(○).



Таким образом, метод ионно-лучевого распыления позволяет управлять стадией зарождения слоев Co за счет варьирования энергией пучка ионов аргона. Установлено, что при условиях осаждения $0.4<E(Ar^+)<0.8$кэВ зарождаются структуры гранулированного вида. Наноразмерные гранулированные магнитные структуры представляют интерес для магнитооптики. В условиях осаждения $1.2<E(Ar^+)<2.5$кэВ слои Co являются сплошными с момента зарождения. В интервале толщин 1.2…2нм они являются высокоомными и по магнитным свойствам близки к массивному материалу. Это указывает на перспективность их применения в структурах комнатнотемпературной спинтроники на высоколегированных подложках Si, согласованных по электрическим параметрам на границе ферромагнетик/полупроводник. Многослойные тонкопленочные наноструктуры с ферромагнитным характером поведения парциальных слоев Co представляют интерес для создания магниторезистивных элементов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ №Ф08Р-006.

1. Стогний А.И., Мещеряков В.Ф., Новицкий Н.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 11. С. 96.
2. М.В. Пашкевич, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий и др. // Неорганические материалы (в печати).

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Ni-Ge ПЛЕНОК

А. Черниченко, Д. Марущенко, И. Турпанов, Ю. Гребенькова*

Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН
**Институт инженерной физики и радиоэлектроники Сибирский федеральный университет*
Красноярск, Россия

Пленочные структуры, состоящие из слоев 3d ферромагнитного металла и полупроводника, вызывают особый интерес, как исследователей, так и разработчиков новых технологий и устройств. Основное внимание уделяется структурам на основе Si, в то время как, довольно мало работ посвящено пленкам Ge-3d металл, которые могут проявлять новые неожиданные свойства, в частности, из-за высоких скоростей взаимной диффузии этих материалов [1]. В [2] было продемонстрировано существенное различие характера магнитной анизотропии в пленках Fe/Si и Fe/Ge. В [3-5] было обнаружено необычное температурное поведение намагниченности в пленках Co/Ge/Co, Ni-Ge. Настоящая работа посвящена изучению связи магнитооптических свойств пленок Ge-Ni, Ge-Ni-Ge-Ni-Ge с толщиной составляющих слоев и влиянию на них термообработок.

Серия Ni-Ge и Ge-Ni-Ge-Ni-Ge пленок получена методом ионно-плазменного распыления из отдельных источников в вакуумной камере при базовом давлении 10^{-6} мм рт. ст. в атмосфере аргона. В качестве подложек использовались покровные стекла, температура которых при напылении составляла 373 K. В случае многослойных пленок на стеклянную подложку наносился толстый слой Ge, а затем осаждались последовательно Ni и Ge, последним слоем всегда был Ge. Толщина каждого слоя регулировалась временем подачи тока на распыляемую мишень. В качестве опорных образцов были изготовлены пленки Ni толщиной: 13,5 нм, 14 нм, 17,5 нм.

Образцы подвергались многократным отжигам при T = 150^0C в атмосфере, каждый длительностью 6 или 10 минут.

Структура подложек и осажденных пленок исследовалась с помощью атомного силового микроскопа Veeco MultiMode AFM (АСМ). Эффект Фарадея (ЭФ) измерен при комнатной температуре в поле до 5 кЭ, направленном нормально поверхности пленки вдоль светового луча, в спектральном интервале 500-1100 нм. Точность измерения ЭФ составляла ± 0,2 мин. Измерялись зависимости ЭФ от внешнего магнитного поля (H) и от длины световой волны (λ). Сначала измерялась пленка после напыления, затем эта же пленка после каждого отжига.

Спектральные зависимости ЭФ при комнатной температуре двухслойных и пятислойных образцов подобны друг другу, а также аналогичной зависимости для однослойной пленки Ni [5], они характеризуются плавным возрастанием величины ЭФ при увеличении длины световой волны с широким максимумом вблизи 1000 нм. Характер полевых зависимостей ЭФ при

наложении магнитного поля вдоль нормали в плоскости образца также одинаков: плавное возрастание ЭФ в малых полях с насыщением в поле 1-3 кЭ в зависимости от толщин слоев. На рис. 1a представлена зависимость величины ЭФ в поле насыщения для всех исследованных двухслойных образцов в зависимости от толщины слоя Ni. Видно, что, несмотря на некоторый разброс, эта зависимость линейна, ее экстраполяция к нулевому значению ЭФ соответствует толщине слоя Ni, не дающего вклада в ЭФ, она равна ~5 нм. Таким образом «мертвый» слой Ni в исследованных двухслойных образцах составляется ~5 нм. Значения ЭФ в двух пленках Ni (треугольники на рис.1a) близки к ЭФ двухслойных пленок, а для одной из пленок Ni значительно выше. Последнее может быть связано с неучтенными технологическими факторами. Не прослеживается зависимость ЭФ от порядка нанесения слоев.

Неожиданной оказалась зависимость ЭФ от толщины промежуточного слоя Ge, она показана на рис.1b для двух серий пятислойных образцов. В обеих сериях ЭФ обратно пропорционален толщине промежуточного слоя Ge: чем она меньше, тем ЭФ больше. По-видимому, это связано с диффузией Ge в Ni на значительную глубину. При малой толщине промежуточного слоя Ge немагнитный слой на границе между Ge и Ni тонкий, значительно тоньше, чем это допускается глубиной диффузии, и большая часть Ni находится в ферромагнитном состоянии. По мере возрастания толщины слоя Ge увеличивается глубина его проникновения в Ni, то есть большая часть слоя Ni теряет магнитный порядок. Приблизительная оценка показывает, что толщина смешанного слоя Ge_x Ni_y составляет ~ 5 нм.

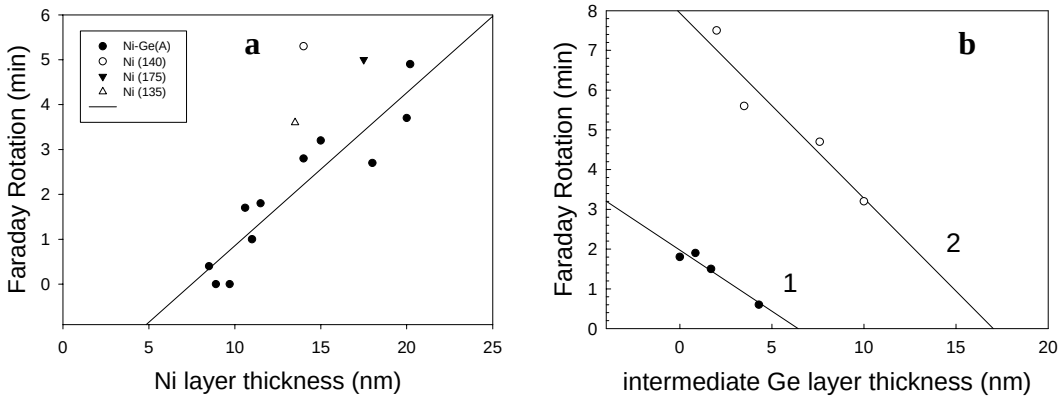


Рис.1. (a) Зависимость ЭФ двухслойных пленок Ni-Ge в поле насыщения от толщины слоя Ni (сплошные кружки). Пустой кружок, треугольник вверх и треугольник вниз соответствуют пленкам Ni толщиной 14, 13,5 и 17,5 нм. λ = 800 нм. (b) Зависимость ЭФ в пятислойных пленках двух серий в поле насыщения от толщины промежуточного слоя Ge. λ=900 нм.

На рисунках 2a,b показаны полевые зависимости ЭФ исходных образцов (кривые 1 на каждом рисунке). Эти кривые различаются величиной поля насыщения (H_S). На пленках Ni в использованных магнитных полях насыщение не достигается, в двухслойной пленке H_S = 3 кЭ. Более сложная картина имеет место для пятислойных образцов. В поле до 500 Э ЭФ быстро возрастает, вблизи H = 500 Э наблюдается перегиб, а затем медленное возрастание эффекта. После первого отжига ЭФ каждого образца возрастает,

что может свидетельствовать об улучшении степени однородности пленки в результате отжига. В случае пленки Ni последующие отжиги практически ничего не изменяют, ЭФ для этой пленки вблизи поля насыщения увеличивается приблизительно на 40%.

Для пленок Ni и двухслойных пленок при отжигах наблюдается только возрастание ЭФ. В многослойных пленках при первом отжиге ЭФ возрастает, особенно заметно для образца 20 (на ~ 35%), что похоже на поведение пленки Ni, но последующие отжиги вызывают уменьшение ЭФ. В образце с промежуточным слоем Ge (рис.2b) после трех отжигов ЭФ уменьшается существенно по сравнению с исходным образцом.

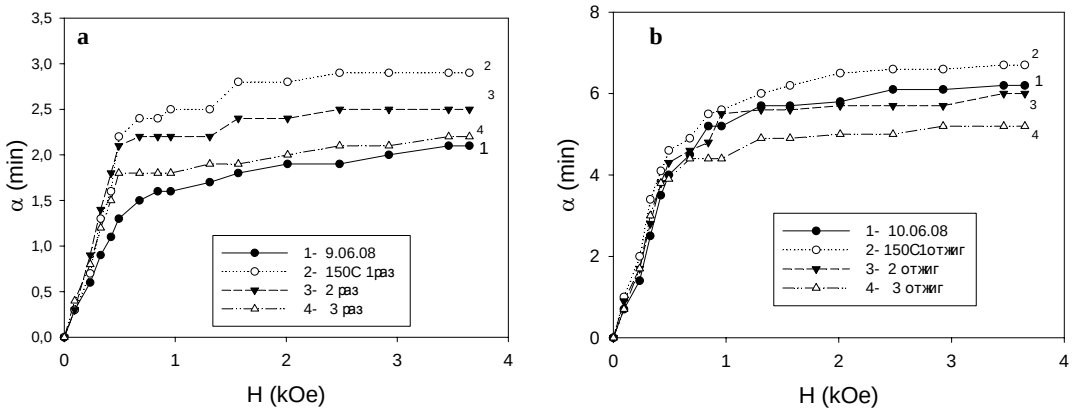


Рис.2. Полевые зависимости ЭФ для пленок: (a) GeNi-NiGe (227Å/115Å/-/115 Å/227Å) исходная пленка и после каждого отжига при T=150^{0}C в течение 10 мин (кривые 1-4 соответственно); (b) GeNiGeNiGe (229Å/200Å/88Å/200Å/229Å) исходная пленка и после каждого отжига при T=150^{0}C в течение 10 мин (кривые 1-4 соответственно). λ = 900 нм.

Можно было бы предположить, что на свойства исследуемых пленок влияет их окисление. Однако окисление в процессе нагревания во всех случаях должно приводить к уменьшению ЭФ, в действительности наблюдается противоположная картина. Как видно из данных АСМ, отжиг приводит к уменьшению зерна в структуре пленок, устранению некоторых дефектов, улучшению степени однородности пленки. Видимо, с этим связано возрастание намагниченности. В случае пленки Ni этот процесс завершается уже при первом отжиге. В двухслойной пленке он постепенный, а из-за значительной толщины слоя Ni диффузия Ge не проявляется. При наличии Ge с обеих сторон слоя Ni, приблизительно вдвое более тонкого по сравнению с двухслойной пленкой, а особенно при включении промежуточного слоя Ge, влияние его диффузии в слой Ni на ЭФ начинает проявляться уже при втором отжиге.

Работа поддержана программой "Развитие научного потенциала высшей школы", проект № 2.1.1/6038 и Грантом РФФИ № 08-02-00397-а

[1] P. Clauws, E. Simoen, Materials science in semiconductor processing **9**, 546 (2006).
[2] N.A. Morley, M.R.J. Gibbs, K. Fronk, R. Zuberek, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 4121 (2004).
[3] G.S. Patrin, C.-G. Lee, I.A. Turpanov, et.al., J. Magn. Magn. Mater. **306**, 218 (2006).
[4] G.S. Patrin, C.-G. Lee, B.-H. Coo, K. Shin, Phys. Lett. A **359**, 149 (2006).
[5] И.С. Эдельман, Г.С. Патрин, Д.А. Великанов, А.В.Черниченко, И.А. Турпанов, Г.В. Бондаренко, Письма в ЖЭТФ **87**, 311 (2008).

ТОПОГРАФИЯ ПОВЕРХНОСТИ И МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ПЕРМАЛЛОЯ

А.В. Свалов[1], П.А. Савин[1], В.О. Васьковский[1], А.Н. Сорокин[1], A. Garcia-Arribas[2], J.M. Barandiaran[2], Г.В. Курляндская[1,2]

[1]*Уральский госуниверситет им. А.М. Горького, Екатеринбург, Россия*
[2]*Universidad del Pais Vasco, Bilbao, Spain*

В работе была исследована топография поверхности тонких пермаллоевых плёнок, полученных магнетронным распылением, и прослежена её связь с магнитной анизотропией образцов. Плёнки осаждались при комнатной температуре на стеклянные и кремниевые (100) подложки. Фактором, влияющим на свойства плёнок, было выбрано давление аргона (p_{Ar}) в процессе осаждения образцов, которое варьировалось в пределах от $3{,}8 \times 10^{-3}$ мбар до $2{,}4 \times 10^{-2}$ мбар. В качестве мишени использовался сплав пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$. Величина постоянного магнитного поля в плоскости подложки, созданного системой постоянных магнитов, составляла 250 Э. Толщина плёнок находилась в интервале от 20 нм до 300 нм. Магнитные свойства плёнок измерялись на магнитооптическом петлескопе с использованием продольного эффекта Керра. Поверхность образцов исследовалась с помощью атомного силового микроскопа (АСМ), оснащённого программой WSxM [1].

На рис. 1 показаны АСМ изображения поверхностей пленок толщиной 25 нм, полученных при разных давлениях аргона. Видно, что рост p_{Ar} приводит к заметному изменению рельефа: средняя высота неоднородностей увеличивается в 2-3 раза, и возрастает среднеквадратичная амплитуда шероховатости (R_{rms}) от 0,1 нм при минимальном p_{Ar} до 0,7 нм при максимальном p_{Ar}. Ещё более выражена отмеченная особенность для плёнок большей толщины. В частности, поверхность образцов толщиной 110 нм (рис. 2), которая при малом p_{Ar} практически не отличается от поверхности тонких плёнок, при большом p_{Ar} содержит крупные образования и характеризуется величиной R_{rms} до 2,5 нм. При этом, по данным рентгеновской дифракции, для всех трех плёнок, АСМ характеристики которых представлены на рис. 2, размер кристаллитов оказался примерно одинаковым, порядка 10 нм. Это позволяет предполагать, что наблюдаемые на рис. 2 (б,в) образования являются кластерами, состоящими из мелких кристаллитов, и отражают столбчатый характер микроструктуры в плёнках, осаждённых при повышенном давлении аргона.

Изменение давления аргона вызывает и изменение магнитных свойств плёнок (рис. 3). Для минимального p_{Ar} наблюдается ярко выраженная одноосная анизотропия в плоскости плёнки. Ось лёгкого намагни-

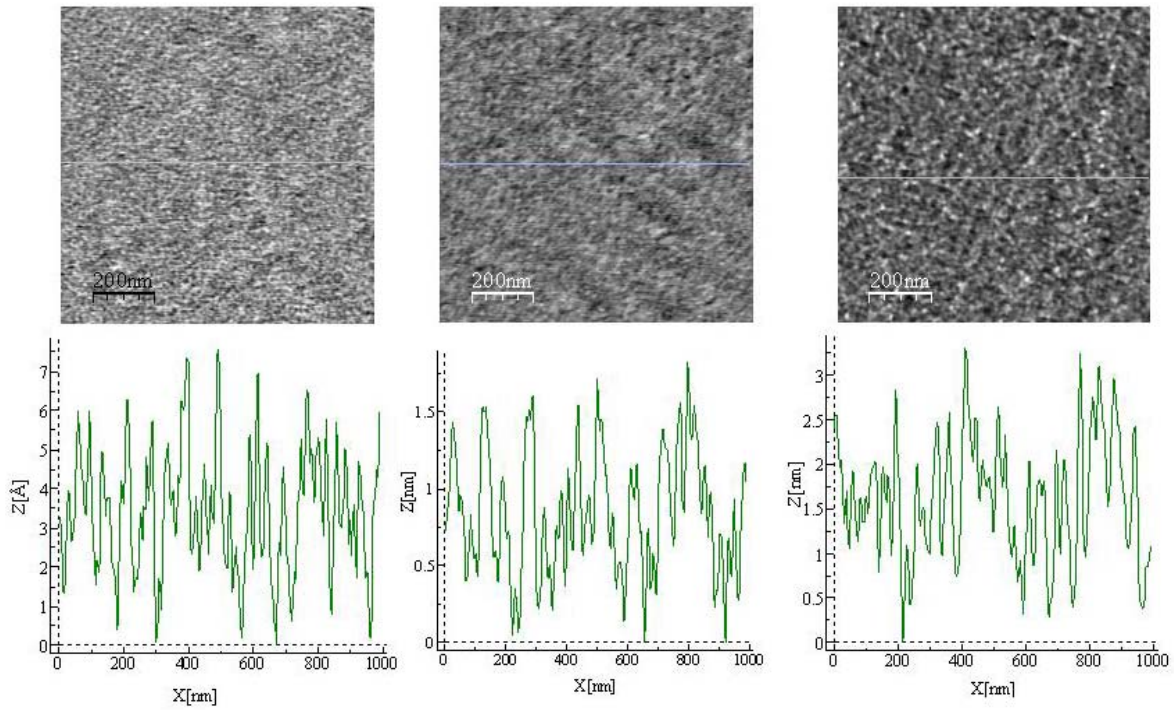


Рис. 1. АСМ изображения и соответствующие им линейные профили поверхностей образцов толщиной 25 нм, полученных при разных давлениях аргона: (а) - $3{,}8 \times 10^{-3}$ мбар, (б) - $8{,}4 \times 10^{-3}$ мбар, (в) - $2{,}4 \times 10^{-2}$ мбар.

чивания (ОЛН) параллельна направлению поля, прикладываемого во время

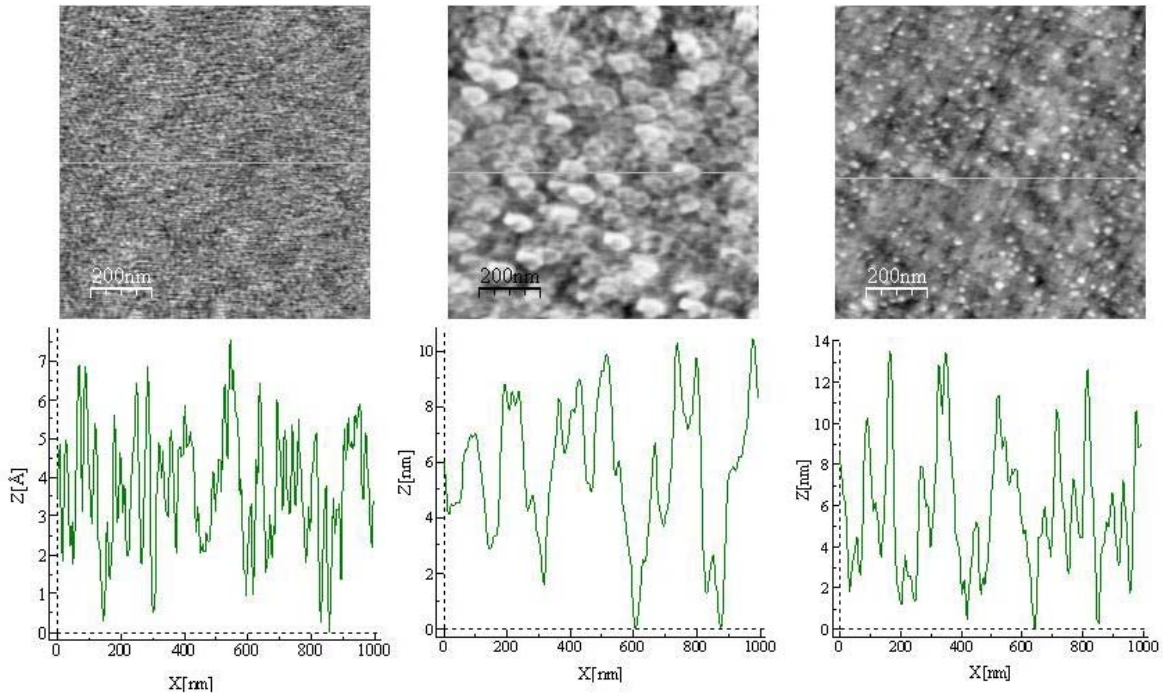


Рис. 2. АСМ изображения и соответствующие им линейные профили поверхностей образцов толщиной 110 нм, полученных при разных давлениях аргона: (а) - $3{,}8 \times 10^{-3}$ мбар, (б) - $8{,}4 \times 10^{-3}$ мбар, (в) - $2{,}4 \times 10^{-2}$ мбар.

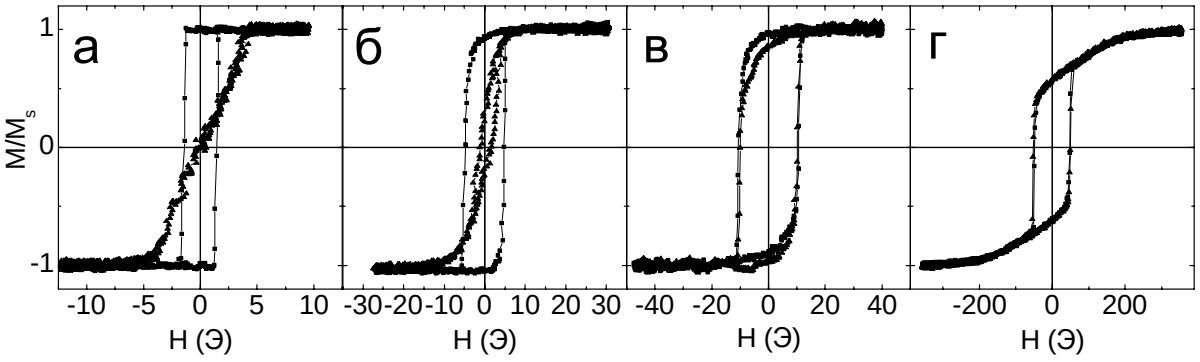


Рис. 3. Петли гистерезиса, измеренные вдоль и перпендикулярно ОЛН, для плёнок толщиной 25 нм (а, б, в) и 110 нм (г), полученных при разных давлениях аргона: (а) - $3{,}8 \times 10^{-3}$ мбар, (б, г) - $8{,}4 \times 10^{-3}$ мбар, (в) - $2{,}4 \times 10^{-2}$ мбар.

осаждения плёнок. Рост p_{Ar} приводит к уменьшению, а затем и к почти полному исчезновению этой анизотропии. Для всех p_{Ar} увеличение толщины образцов сопровождается возникновением в плёнках "закритического" состояния, характеризующегося соответствующей петлёй гистерезиса (рис. 3, г), наличием страйп-доменов и вращающейся анизотропией в плоскости образца. Переход в «закритическое» состояние свидетельствует о наличии в плёнках и перпендикулярной составляющей магнитной анизотропии. Критическая толщина перехода (t_{cr}) составляет 220; 70; 60 нм при давлениях $3{,}8 \times 10^{-3}$; $8{,}4 \times 10^{-3}$; $2{,}4 \times 10^{-2}$ мбар, соответственно. Уменьшение t_{cr} говорит об увеличении перпендикулярной анизотропии с ростом p_{Ar}.

Таким образом, исследование топографии поверхности плёнок свидетельствует о вариации микроструктуры образцов в зависимости от условий их получения. Они могут быть причиной изменения магнитных свойств плёнок, в частности, возникновения «закритического» состояния. Повышенное содержание аргона в рабочей камере во время напыления, по-видимому, способствует эффективному обособлению кристаллитов из-за обогащения межзёренных границ инертным газом. Это приводит к росту дисперсии осей лёгкого намагничивания в плоскости плёнки и повышению коэрцитивной силы. Давление аргона является эффективным способом влияния на структуру поверхности плёнок. Это особенно важно при синтезе многослойных пленочных структур, где велика роль состояния поверхности отдельных слоев, так как она вносит определяющий вклад в формирование межслойных границ и, следовательно, межслойного магнитного взаимодействия [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-99063-р_офи).

1. I. Horcas, R. Fernández, J.M. Gomez-Rodriguez, J. Colchero, J. Gomez-Herrero, A.M. Baro, Rev. Sci. Instrum., **78**, 013705 (2007).
2. D. Lederman, J. Nogués, I.K. Schuller, Phys. Rev. B, **56**, 2332 (1997).

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ОБМЕННОЙ СВЯЗИ В ФЕРРО-ФЕРРИМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ NiFe/DyCo.

Г.И.Фролов[1,2], В.А.Середкин[1,2], В.Ю.Яковчук [1]

[1]Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, 6600036, Красноярск
[2]Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Л.В. Решетнева, 660014, Красноярск

Эффекты обменного взаимодействия между магнитомягким и магнитожестким слоями в пленочной структуре приводят к появлению однонаправленной анизотропии в магнитомягком слое. Несмотря на то, что это явление было обнаружено более 50-ти лет назад, механизм формирования однонаправленной анизотропии полностью не установлен.

В начале 80-х годов была предложена модель, предполагающая образование интерфейса в магнитожестком слое. Однако изучение магнитной структуры интерфейса в широко исследуемых ферро-антиферромагнитных пленках затруднено из-за его малой толщины (< 50Å).

Нами исследованы особенности формирования однонаправленной анизотропии в пленочной структуре NiFe/DyCo. Отличительными особенностями обменносвязанных ферро-ферримагнитных пленок является то, что, с одной стороны, эффективные магнитные моменты в слоях расположены ортогонально (в NiFe слое – в плоскости пленки, а в DyCo слое – нормально к плоскости), а с другой стороны, величина поля однонаправленной анизотропии (H_E) значительно больше, чем в ферро-антиферромагнитных пленках. Для изучения кривых перемагничивания рассматриваемых структур использовались индукционная и магнитооптические методики.

В результате проведенных исследований была определена толщина интерфейса (t_{cr}) в магнитожестком слое. Для этого были получены образцы, представляющие собой совмещенные на одной подложке однослойную DyCo (контрольная) и двухслойную DyCo/NiFe пленки. Из сопоставления спектральных зависимостей полярного эффекта Керра с контрольной пленки и с магнитожесткого слоя двухслойной структуры вычислялась t_{cr}. Оказалось, что эта величина на порядок больше, чем в обменносвязанных ферро-антиферромагнитных пленках. В дальнейшем были исследованы магнитные и магнитооптические свойства пленочных структур DyCo/NiFe, в которых варьировалась толщина DyCo слоя ($t_{DyCo} > t_{cr}$ и $t_{DyCo} < t_{cr}$), а толщина t_{NiFe} оставалась постоянной (рис.1a,b). Было установлено, что при $t_{DyCo} \leq t_{cr}$ однонаправленная анизотропия исчезает, а коэрцитивная сила NiFe слоя увеличивается примерно до H_E (рис.1,b). Магнитооптические петли гистерезиса, снятые с магнитожесткого слоя для $t_{DyCo} \leq t_{cr}$ и $t_{DyCo} > t_{cr}$ показывают, что намагниченность DyCo слоя в первом случае расположена практически в плоскости пленки, а во втором случае – нормально плоскости.

Были также исследованы пленки, в которых $t_{DyCo} \approx t_{cr}$ ($t_{DyCo} \sim 450$Å, $t_{NiFe} \sim 2000$Å). В этих образцах кривая перемагничивания магнитомягкого слоя проявляет сильную зависимость от величины перемагничивающего поля. В полях ($H \geq 25$ Э) возникает однонаправленная анизотропия (H_E = 12 Э, рис.2,a), а в больших полях $H > 200$ Э однонаправленная анизотропия исчезает (рис.2,b). В то же время в полях $H \geq 25$ Э перемагничивание магнитожесткого слоя не наблюдается (использовался меридиональный магнитооптический эффект Керра) и появляется петля гистерезиса в $H > 200$ Э (рис.2,c).

В результате проведенных исследований, помимо определения t_{cr}, была получена информация о магнитной структуре интерфейса и проведен анализ соотношения энергии обменного взаимодействия между слоями с энергией доменной стенки в магнитожестком слое.

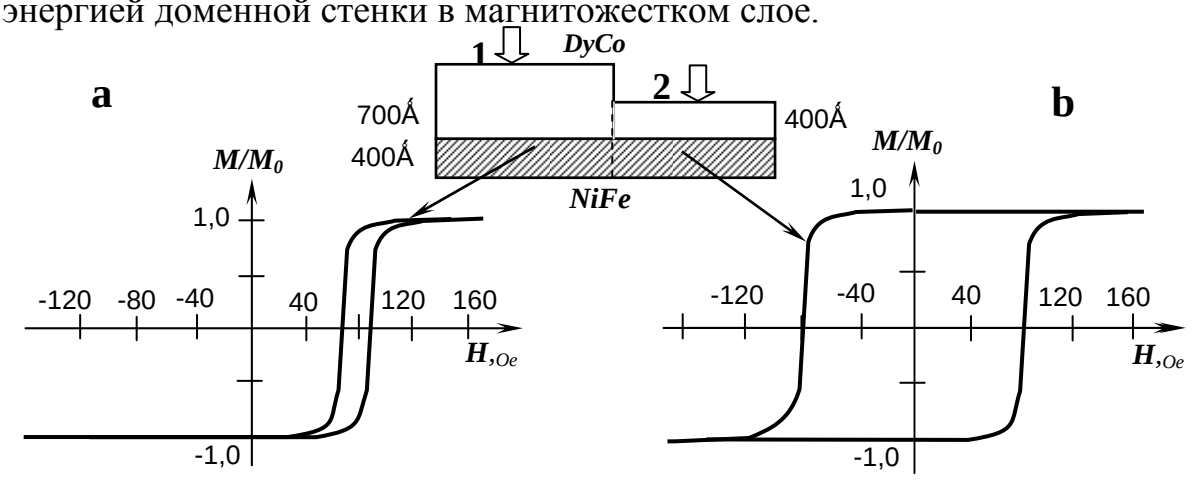


Рис.1. Вид индукционных петель гистерезиса для пленок NiFe/DyCo с различной толщиной магнитожесткого слоя.

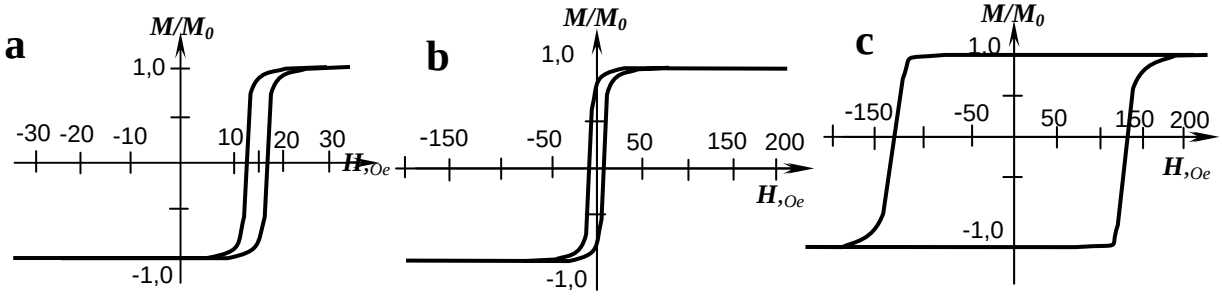


Рис.2. Индукционные петли гистерезиса (кривые a и b) с пленок NiFe/DyCo ($t_{DyCo} \sim t_{cr}$) и магнитооптическая петля гистерезиса слоя DyCo (кривая c).

Работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала Высшей школы» (проект 2.1.1/4399).

ФМР, МАГНИТНЫЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА МУЛЬТИСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}/Si$

С.А.Вызулин[1], А.В.Горобинский[1], Ю.Е.Калинин[2], Е.В.Лебедева[3], А.В.Ситников[2], Н.Е.Сырьев[3], Ю.И.Чекрыгина[4], И.Т.Трофименко[3], И.Г.Шипкова[4]

[1]Кубанский государственный университет
[2]Воронежский технический университет
[3]Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
[4]Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»

Интерес к многослойным наноструктурам, где в качестве магнитного слоя используется композитный материал, обусловлен возможностью изменять в широких пределах их физические свойства, варьируя как размерные параметры системы, так и концентрацию магнитного композита. Это позволяет получать объекты либо с высокими значениями туннельного магнитосопротивления, либо со сверхмягкими характеристиками, либо с высокими значениями магнитооптического отклика [1-3]. Указанное разнообразие свойств связано с условиями взаимодействия наночастиц в многослойной системе и требует комплексных исследований с помощью различных методов.

В работе исследованы образцы $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}/Si$ (x=35 ат.% и 46ат.%), полученные методом ионно-лучевого распыления. Область концентрации 44 – 46 ат.% является перколяционной областью для композита $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, в которой происходит изменение типа проводимости вследствие появления соприкасающихся металлических гранул. Интервал задаваемых при изготовлении толщин магнитного слоя t_m = 0,8 – 2,6 нм, слоя кремния - t_{Si} = 0,5 – 6 нм, количество бислоев - 40. Целью работы являлось изучение влияния концентрации магнитной фазы, толщины композитного слоя, а также толщины прослойки кремния на структурные особенности мультислойных наносистем.

Исследования проведены с использованием методов ферромагнитного резонанса (ФМР), измерения статических магнитных параметров, а также изучения характера электрической проводимости. Спектры ФМР снимали на ЭПР - спектрометре на частоте 9,13 ГГц при различных ориентациях внешнего магнитного поля Н. Расчеты динамической намагниченности M_{eff} выполнены с использованием формулы Киттеля [4]. Петли гистерезиса и средняя намагниченность насыщения I_S^f были измерены с помощью высокочувствительного вибрационного магнитометра при комнатной температуре в полях до 1000 Э, приложенных в плоскости пленки. Исследования электрического сопротивления проводились двухзондовым методом.

Экспериментальные данные, полученные с помощью трех методов, обнаруживают сложный характер зависимостей величин резонансных полей H_{res}, удельного электросопротивления ρ и статических магнитных характеристик от толщины магнитных слоев и немагнитных прослоек в пределах каждой из концентраций магнитной фазы (35 и 46ат.%). На рис.1 для наноструктур с составом композитного слоя 46ат.% показано, как изменяются динамическая и статическая намагниченности пленок, форма петель гистерезиса и величина удельного электросопротивления при увеличении толщины прослойки кремния. Особенности этих характеристик свидетельствуют об изменениях магнитного и структурного состояний системы.

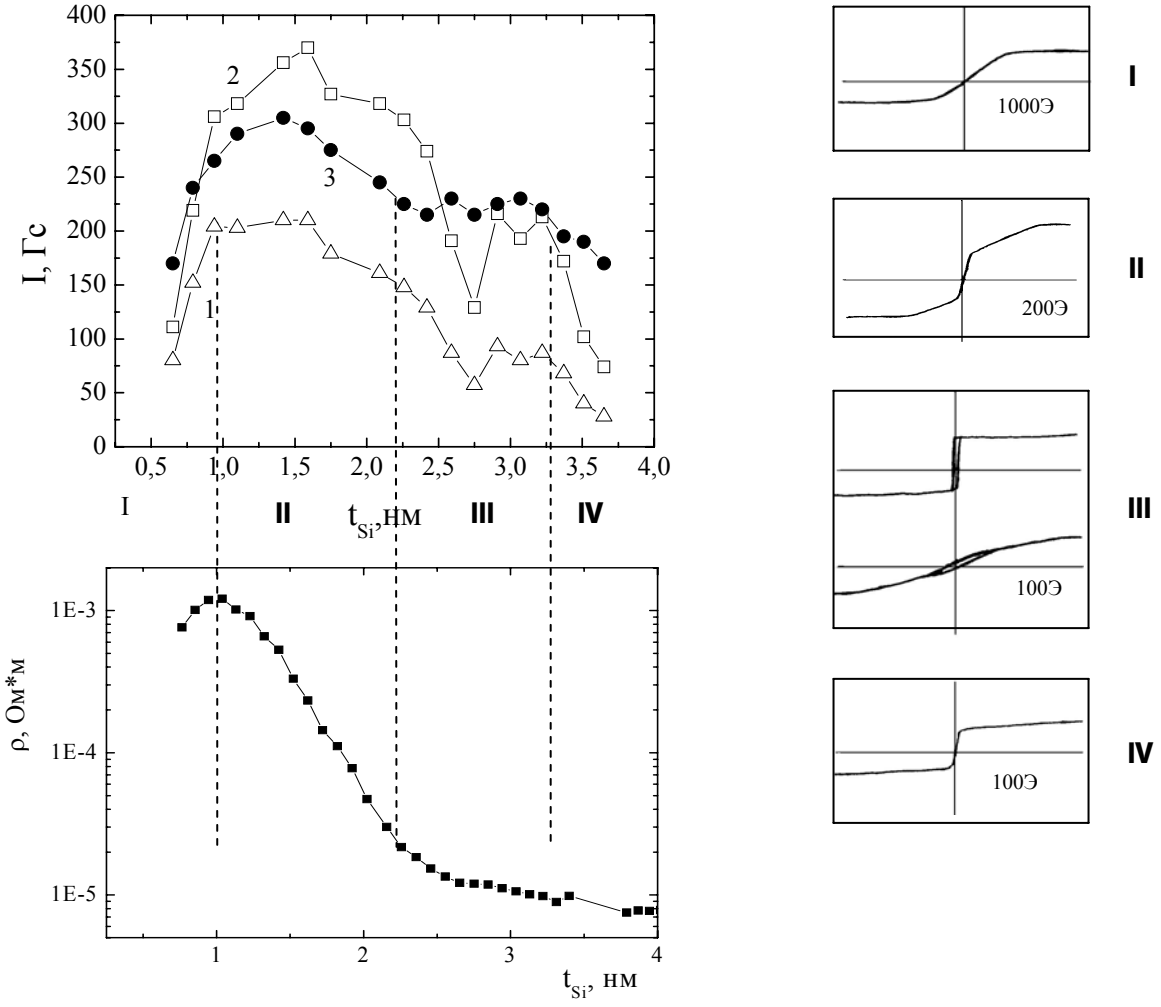


Рис.1. Зависимости намагниченности и удельного сопротивления наноструктур $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_{46}(Al_2O_3)_{54}$/a-Si от толщины слоя Si : 1 - средняя намагниченность пленки I_S^f ; 2 - расчетная намагниченность магнитного гранулированного слоя I_S; 3 - динамическая намагниченность M_{eff}.

Совместный анализ данных позволяет сделать заключение, что в образцах, соответствующих области I на рис. ($t_m < 1{,}9$ нм, $t_{Si} \sim 0{,}5$ нм) физического контакта частиц не наблюдается, система содержит мелкие, в том числе суперпарамагнитные частицы. В процессе увеличения толщины магнитных слов (область II) появляются участки с ферромагнитным типом взаимодействия. Полный переход завершается в области III, где структура проявляет свойства тонкопленочных магнитомягких материалов и проводимость металлического типа. В этой же области начинается постепенное снижение намагниченности, которое может быть вызвано образованием немагнитных силицидов. Резкое снижение намагниченности в области IV происходит при толщинах прослойки Si более 3 нм, при этом значение удельного сопротивления вновь начинает возрастать при $t_{Si} > 4$ нм (на рис. не показано), однако тип проводимости остается металлическим. Качественно подобный характер изменения свойств проявляют и наноструктуры с содержанием магнитной фазы 35ат.%, однако они имеют более низкие значения намагниченности и более высокие величины удельного сопротивления.

Спектры ФМР и значения резонансных полей мультислойных наноструктур сравнивались с данными, полученными на композитных материалах того же состава с толщиной 1.5 мкм. Было обнаружено, что спектры и резонансные поля однородного типа колебаний в композитах сильно отличаются от этих характеристик в мультислойных образцах.

Предложены модели наблюдаемых эффектов, основанные на том, что в процессе нанесения исследованных мультислойных структур происходит изменение размеров гранул, расстояний между ними, а также взаимодействие магнитных элементов системы с кремнием, несмотря на наличие барьерного диэлектрического слоя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-03-99042) и НШ-671.2008.2.

Литература

1.G.N. Kakazei, Yu.G. Pogorelov, A.M.L. Lopes et. al., J. Appl. Phys. **90**, 4044 (2001).

2. S.Bedanta , T. Eimuller, W. Kleemann et.al., Phys. Rev. Lett., **98**, 176601 (2007).

3.Ганьшина Е.А., Перов Н.С., Пхонгхирун С.и др., 10-я Международная конференция «Порядок, беспорядок и свойства окислов» - ODPO. 2007 г., т.1, с. 149.

4.Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М.:Наука (1978).

ОБМЕННЫЙ СДВИГ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-АНТИФЕРРОМАГНЕТИК ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ ФЕРРОМАГНЕТИКА

А.И. Морозов, Д.О. Рынков

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (МИРЭА)

Изучению явления обменного сдвига, а именно, сдвига петли гистерезиса ферромагнетика (ФМ) из симметричного по магнитному полю положения вследствие его взаимодействия с антиферромагнитным слоем, посвящено большое количество работ (см. обзоры [1,2]). Явление обменного сдвига при температурах, близких температуре Кюри T_K , было экспериментально изучено в работе [3]. Было обнаружено, что обменный сдвиг имеет место и выше температуры Кюри. Это обусловлено тем, что выше температуры Кюри антиферромагнетик (АФМ) индуцирует в ФМ магнитное упорядочение.

В литературе, посвященной изучению обменного сдвига, нами не было найдено какого-нибудь теоретического расчета поведения обменного сдвига вблизи температуры Кюри ФМ. В данной работе такое исследование проведено на основе феноменологической теории фазовых переходов Ландау.

Рассмотрим плоскопараллельный слой ФМ толщиной d на толстой АФМ подложке. Будем предполагать, что толщина d намного превосходит радиус корреляции ферромагнитного параметра порядка η. Влияние АФМ на параметр порядка будем учитывать, вводя эффективное обменное поле на границе раздела ФМ/АФМ H_{int}.

Решая стандартную одномерную задачу в рамках теории Ландау, можно определить распределение намагниченности ФМ при заданном значении параметра порядка на границе раздела η_s и фиксированных значениях температуры T и внешнего магнитного поля H, а затем и соответствующую данному решению свободную энергию системы. Минимизируя ее численно по параметру η_s, находим равновесное значение η_s при заданных H_{int}, T и H.

Используя соответствующее этому значению распределение намагниченности, находим значение магнитного момента ФМ M и строим равновесную зависимость $M(H)$, из которой находим величину обменного сдвига H_{EB} при заданных T и H_s. Такая процедура нахождения поля обменного сдвига справедлива при $T>T_C$, где T_C - температура Кюри, когда существует только одно возможное значение параметра порядка вдали от границы раздела слоев.

Для получения величины обменного сдвига при $T<T_C$ необходимо найти внешнее поле, в котором сравниваются свободные энергии системы, соответствующие двум распределениям намагниченности, каждое из которых отвечает одному из двух возможных устойчивых значений параметра порядка вдали от границы раздела слоев.

Результаты моделирования представлены на рисунке 1 и 2

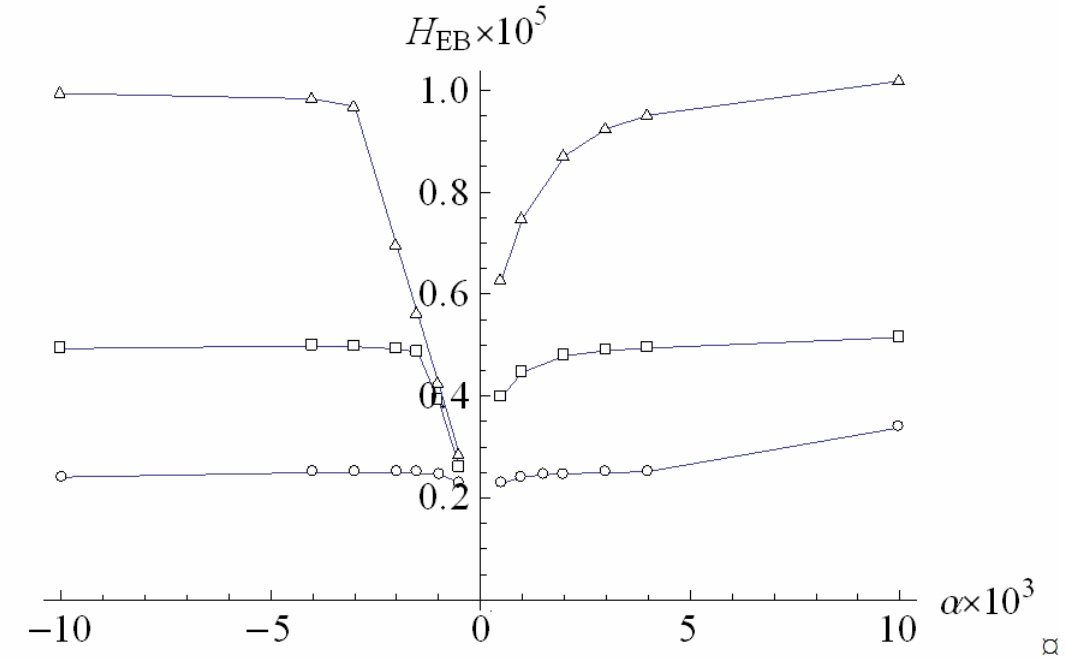


Рис.1. Зависимость обменного сдвига от $\alpha=(T-T_C)/T_C$: $H_{int}=-0.001$ - окружности; $H_{int}=-0.002$ - квадраты; $H_{int}=-0.004$ - треугольники.

Из рисунка 1 видно, что обменное поле выходит на постоянное значение при удалении от температуры Кюри в обоих направлениях. Обменное смещение в окрестности T_C убывает, но не стремиться к нулевому значению. В близкой окрестности температуры Кюри наша модель уже не работает, так как радиус корреляции начинает превосходить толщину ФМ.

Поскольку обменный сдвиг должен исчезать при температуре Нееля, наблюдаемый выше температуры Кюри рост обменного сдвига сменяется падением при приближении к температуре Нееля АФМ T_N. Именно этим объясняется наблюденный в работе [3] пик обменного сдвига, расположенный между близкими друг к другу значениями T_C и T_N.

Поле обменного сдвига прямо пропорционально обменному полю на границе при малых значениях поля. С увеличением поля на границе на порядок наблюдается тенденция к насыщению поля обменного сдвига.

J. Nogués, Ivan K. Schuller. J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).
A.E. Berkowitz, K. Takano. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 552 (1999).
X. W. Wu, C. L. Chien. Phys. Rev. Lett. **81**., 2795 (1998).

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРУЮЩИХ ДОБАВОК НА АТОМНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ СПЛАВОВ Fe–Co В ПЛЕНОЧНЫХ ОБРАЗЦАХ

Н.М. Репина

Красноярский институт железнодорожного транспорта
филиал Иркутского государственного университета путей сообщения

В пленках железокобальтовых сплавов эквиатомного и других составов сравнительно легко может быть получено разупорядоченное состояние, которое в массивных образцах не достигается. В пленках $Fe_{50}Co_{50}$ и $Fe_{75}Co_{25}$, полученных в разупорядоченном состоянии ближний, а затем дальний атомный порядок могут возникать в ходе естественного старения пленок (примерно в течение 10 дней) [1].

Наиболее просто о процессах атомного упорядочения в монокристаллических пленках Fe–Co можно следить по изменению константы кристаллографической анизотропии (K_1). Упорядоченному состоянию эквиатомного сплава соответствует $K_1=-0.5\times10^5$ эрг/см^3, разупорядоченному – $K_1=-5.5\times10^5$ эрг/см^3. Для упорядоченного сплава $Fe_{75}Co_{25}$ константа кристаллографической анизотропии равна $K_1=4\times10^5$ эрг/см^3, для разупорядоченного $K_1=1\times10^5$ эрг/см^3.

В данной работе исследуется влияние на атомное упорядочение примесей ванадия, палладия, золота.

Монокристаллические пленки Fe–Co толщиной 20–50 нм изготовлялись с применением вакуумного термического напыления металла на поверхности сколов кристаллов MgO и LiF при температуре подложки 150^{o}C. Легирующие элементы ванадий, палладий, золото вводились в распыляемый при получении пленок сплав в небольшом количестве (2 ат.%). Химический состав сплавов и конденсированных из них пленок определялся методом рентгеновского флуоресцентного анализа.

Константа кристаллографической анизотропии K_1 измерялась на крутильном магнитометре. Электронографические и электронномикроскопические исследования пленок производились на электронном микроскопе JEM-2010. Наличие дальнего порядка в пленках подтверждалось электронографическим методом «малых добавок», теоретически предложенным М.А. Кривоглазом и экспериментально разработанным нами [2]. Измерение электросопротивления производилось статическим методом с помощью потенциометров.

Измерения K_1 пленок бинарных сплавов и легированных ванадием, палладием и золотом производились при комнатной температуре непосредственно после напыления пленок. Для легированных пленок эквиатомного состава константа кристаллографической анизотропии оказалась равной $K_1=-1.5\times10^5$ эрг/см^3, а для сплава Fe_3Co $K_1=4.2\times10^5$ эрг/см^3. K_1 пленок этих

сплавов соответствует константе кристаллографической анизотропии в значительной степени упорядоченных сплавов.

Было проведено электронографическое исследование сплавов Fe–Co с добавками V, Pd, Au. Сразу после напыления у пленок этих сплавов на электронограммах имеется сильный диффузный фон, который в сплавах без легирования появляется на третьи сутки. На электронограммах видны и слабые сверхструктурные рефлексы. Следовательно, в легированных пленках полностью разупорядоченное состояние не достигается, при напылении сразу возникает ближний и дальний порядок. Все это свидетельствует о том, что примеси ванадия, палладия и золота способствуют атомному упорядочению сплавов в пленках.

Следует отметить, что при наличии в сплаве 2 ат.% примесей естественное старение не приводит к получению пленок эквиатомного состава с такой высокой степенью дальнего атомного порядка, которая соответствует константе $K_1=-0.5\times10^5$ эрг/см^3. Наблюдаются медленные изменения K_1 этих пленок в процессе длительного хранения. Если K_1 пленок нелегированного сплава $Fe_{50}Co_{50}$ изменяется почти на порядок за 10 дней, то в пленках на основе этого же сплава, легированного V, Pd, Au, изменения идут очень медленно. Константа кристаллографической анизотропии пленки $Fe_{49}Co_{49}V_2$ изменилась от $K_1=-1.5\times10^5$ эрг/см^3 до $K_1=-0.8\times10^5$ эрг/см^3 за 4 месяца.

Интересным представлялось сравнение изменений электросопротивления $\Delta\rho/\rho$ при естественном старении пленок, легированных третьим элементом, с изменением $\Delta\rho/\rho$ при старении пленок чисто бинарных сплавов. Для пленок сплава, легированного ванадием, и бинарного кривые зависимости $\Delta\rho/\rho$ от времени старения представлены на рис.1.

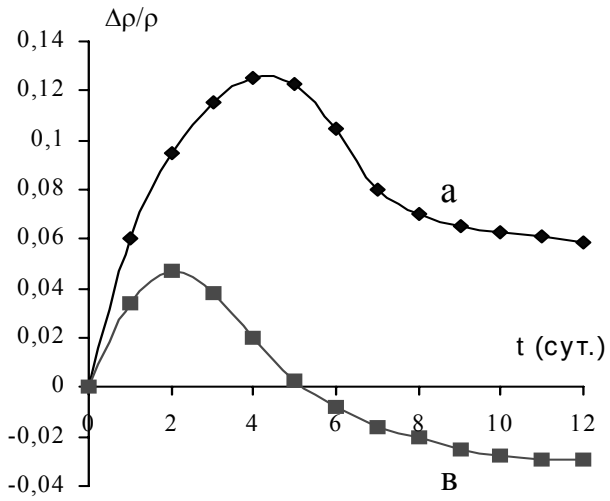


Рис.1. Изменение удельного электросопротивления пленок $Fe_{50}–Co_{50}$ (линия а) и $Fe_{49}–Co_{49}–V_2$ (линия в) в процессе естественного старения

Из графика видно, что $\Delta\rho/\rho$ пленки сплава, легированного ванадием, увеличивается незначительно и в течение меньшего промежутка времени, чем у пленки бинарного сплава (всего 2 дня). При дальнейшем старении пленки электросопротивление уменьшается. Таким образом, состояние атомного упорядочения в только что напыленной пленке состава $Fe_{49}Co_{49}V_2$ соответствует состоянию, достигаемому в пленке $Fe_{50}Co_{50}$ примерно к концу вторых суток.

Электронномикроскопические исследования монокристаллических пленок эквиатомного состава показали следующее. Сразу после напыления

пленка представляет собой атомно разупорядоченный блочный монокристалл с дислокациями, которые в большинстве случаев совпадают с границами блоков. С течением времени происходит атомное упорядочение сплава. На восьмые сутки старения на микрофотографиях наблюдается контраст, характерный для антифазных доменов упорядочения. Мелкие домены имеют вытянутую форму и определенную ориентацию.

Рассмотрим механизм ускоряющего влияния примеси ванадия на процесс атомного упорядочения сплавов Fe–Co. Исходя из того, что примесь ванадия снижает точку Курнакова (1% примеси на 11^{o}C), будем считать, что роль ванадия, ускоряющего процесс атомного упорядочения, связана с влиянием его не на стабильность сверхструктурной фазы, а на диффузионный процесс, приводящий к образованию этой фазы. Введение примеси ванадия в эквиатомный сплав вызывает пересыщение его вакансиями, обусловленное тем, что атомы ванадия образуют прочные связи с вакансиями [3,4].

Очевидно, когда рост пленки идет по механизму, близкому к механизму пар − кристалл, создаются особые благоприятные условия для образования вакансий при атомах ванадия. Содержание вакансий в пленке оказывается повышенным.

Аналогично можно представить механизм влияния на процесс атомного упорядочения примесей палладия и золота. Возникновение вакансий около примесных атомов этих элементов энергетически оправдано, так как оно снижает напряжения в кристаллической решетке, возникающие из-за большого размера атома примеси.

Тот факт, что при наличии примесей ванадия, палладия, золота в эквиатомном сплаве быстро развивается процесс атомного упорядочения, но не достигается высокая степень дальнего порядка можно объяснить следующими причинами: 1) пересыщение сплава вакансиями; 2) снижением стабильности сверхструктурной фазы примесями; 3) прочностью связи вакансий с атомами легирующих элементов.

1. N.M. Repina, Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2008), Moscow, Book of Abstracts, 758 (2008).
2. А.С. Комалов, Н.М. Репина, ФММ. **37**, 877 (1974).
3. R.A. Buckley, Metal Sci. J., **9,** 243 (1975).
4. N. Hayashi, F. Stromberg and W. Keune, T. Toriyama and M. Yamashiro, I. Sakamoto, J. Appl. Phys. **101**, 104304 (2007).

О ПРИРОДЕ ЭПИТАКСИИ 3d – МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ СКОЛА КРИСТАЛЛА NaCl.

В.Г. Пынько, А.А. Поцелуйко

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск
Красноярский государственный торгово-экономический институт, 660049, Красноярск

Обширные экспериментальные исследования эпитаксиального роста плёнок Fe, Cr, Ni при вакуумной конденсации на поверхности скола кристалла NaCl, KCl были проведены в 30-40гг японским исследователем Шираи [4-6]. Результаты этих исследований не достаточно полно проанализированы ни самим автором, ни в последующих работах, посвящённых эпитаксии.

В обзорной работе 2002 г. [8] авторы отмечают, что симметрия подложки задаёт симметрию зародыша (острова) в случае гомоэпитаксии. В случае гетороэпитаксии форма растущих зародышей более сложная (например, куполообразная), а характер роста не полностью понятен. Тем не менее данных для составления некоторых представлений о причинах возникновения кристаллитов тех или иных ориентаций уже достаточно.

В работе [1,2] было указано на то, что различие в типе эпитаксии железа и хрома на поверхности скола кристалла NaCl можно объяснить, учитывая, что железо образует одинаково прочные соединения $FeCl_2$ и $FeCl_3$, в случае же хрома соединение $CrCl_3$ имеет теплоту образования ΔH_{298} значительно большую, чем теплота образования $CrCl_2$. Попытки применить эти же соображения к объяснению причин наблюдаемой эпитаксиальной ориентации Ni/NaCl успеха не имели. Обычно двухвалентный никель должен образовывать преимущественно кристаллиты диагональной ориентации относительно подложки: (001) $[100]_{Ni}$ // (001) $[110]_{NaCl}$. На самом деле практически всегда наблюдается параллельная подложке ориентация плёнок никеля. Уже этот факт даёт основание предполагать, что природа взаимодействия Ni/NaCl отличается от природы взаимодействия железа с NaCl и хрома с NaCl. Подтверждением этой же точки зрения может служить то, что в достаточно хорошем вакууме эпитаксиальный рост плёнок никеля наблюдается при более низких температурах подложки NaCl, чем эпитаксиальный рост плёнок железа и хрома на той же подложке, при тех же технологических условиях [3-6].

Следующее качественное рассмотрение электронной структуры пар ОЦК Cr – NaCl, ГЦК Ni – NaCl может служить подтверждением того, что ОЦК металлы могут образовывать с ионами хлора на поверхности NaCl химическую связь, а ГЦК никель – металлическую связь с ионами натрия.

На рис.1 приведено распределение внешних электронов хрома по энергетическим уровням [7]. Справа приведена схема электронной структуры кри-

сталла NaCl. Отметим следующую особенность электронной структуры хрома – не полностью заполненная t_{2U} зона, лежащая по энергии ниже d зон, также частично заполненных. Так как e_g зона образована локализованными e_g орбиталями хрома, перекрывание её с вакантной S зоной Na невозможно. t_{2g} локализованные орбитали хрома дают, соответственно, две зоны t_{2g} (связующую и антисвязующую), которые также не должны перекрываться с вакантной S зоной NaCl. С другой стороны, ничем не ограничивается возможность взаимодействия или перекрывания P зоны NaCl и t_{2U} зоны металла. Это взаимодействие можно рассматривать в терминах образования химических связей атомов металла эпитаксиальной плёнки с ионами хлора подложки NaCl в поверхностном слое. К аналогичному выводу можно придти, рассматривая электронное строение кристаллов Fe и NaCl.

На рис.2 показаны схемы электронной структуры металла никеля [7] и NaCl. Видно, что нет никаких ограничений возможности перекрывания заполненной металлической t_{2g} зоны никеля с вакантной S зоной хлористого натрия.

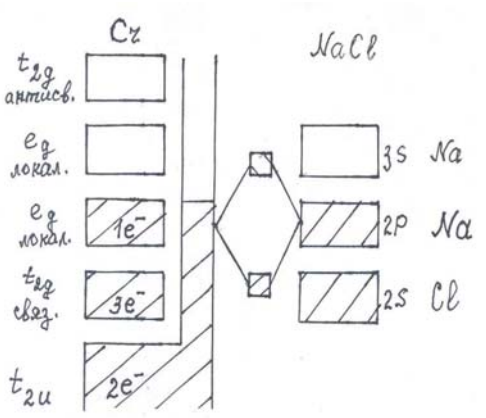


Рис.1. Распределение внешних электронов хрома по энергетическим уровням [7].

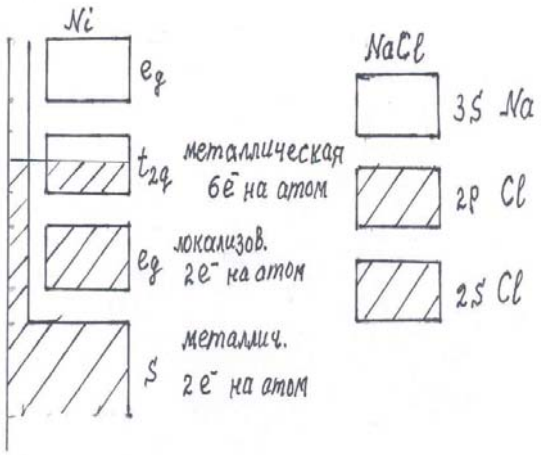


Рис.2. Схемы электронной структуры металла никеля [7] и NaCl.

Таким образом, можно понять, почему обычно двухвалентный никель не образует на (001) поверхности NaCl кристаллитов ориентации $(001)[100]_{Ni}$ // $(001)[110]_{NaCl}$, а растёт параллельно подложке, несмотря на то, что размерное несоответствие между решётками плёнки и подложки в первом случае составляет 13%, а во втором – 38%. На рис.3а показано расположение в элементарной ячейке никеля четырёхатомного комплекса, который может представлять из себя в совокупности с другими такими же комплексами связующее звено между плёнкой и подложкой. На рис.3б показано, каким должно быть расположение комплекса на поверхности NaCl, чтобы ориентация плёнки была диагональной. Для такого расположения комплекса связь его атомов с подложкой должна быть химической. На рис.3в показано расположение атомов комплекса, соответствующее параллельной ориентации решёток плёнки и подложки.

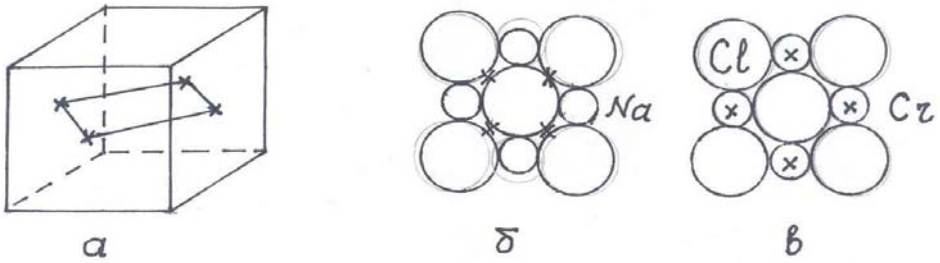


Рис.3. а) Расположение связующего комплекса между плёнкой и подложкой в элементарной ячейке никеля; б) расположение атомов связующего комплекса на поверхности NaCl в случае диагональной ориентации; в) расположение атомов связующего комплекса, соответствующее параллельной ориентации решёток плёнки и подложки.

Атомы никеля здесь располагаются над ионами натрия, что делает вероятным существование между комплексом и подложкой именно металлической связи.

Как видим, в случае ОЦК металлов можно коррелировать наличие той или иной эпитаксиальной ориентации в плёнке металла с устойчивостью химических соединений данного металла с хлором. В общем же случае при объяснении особенностей эпитаксии 3d-металлов на поверхности скола кристалла NaCl предпочтительнее использовать качественное квантово-химическое рассмотрение электронной зонной структуры кристаллов.

1. В.Г. Пынько, Э.Ж.-Р. Людвик. Эпитаксиальный рост плёнок ОЦК-металлов на поверхностях сколов кристалла NaCl. Thin solid films., **22**, Nu.1, 101-102 (1976).

2. Э.Ж.-Р. Людвик, В.Г. Пынько, А.А. Людвик. Влияние различных затравочных слоёв на эпитаксиальный рост плёнок железа на поверхности скола кристалла хлористого натрия. В кн. “Физика магнитных плёнок”. Иркутск, 1 207-213 (1978).

3. L. Brűk. Die Struktur dűnner auf Steinsalz auf gedampfter Metallschichten. Ann. Phys. Leipzig, **5**, 233-257 (1936).

4. S. Shirai. Structures of Fe Films Deposited on Anuealed Rock Salt. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan., **20**, 855-859 (1938).

5. S. Shirai. Structure of Cr Films Deposited on Rocksalt. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan., **21**, 800-807 (1939).

6. S. Shirai. On the Structure of Thin Nikel and Gold Films. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan. **25**, 169-172 (1943).

7. Дж. Гудинаф. Зонная структура переходных металлов и их сплавов. В кн. Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. М.: ИЛ, 116-160 (1963).

8. P. Finnie, Y. Homma. Epitaxy: the motion picture. Surface Science., **500**, 437 (2002).

МЕЖКРИСТАЛЛИТНОЕ МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ Co

В.Г.Шадров, А.В.Болтушкин, Л.В.Немцевич
ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»,Минск, Беларусь

Изучение процессов перемагничивания в наноструктурированных магнитных материалах, их связи с магнитным взаимодействием однодоменных кристаллитов (частиц) и гистерезисными харак-теристиками магнитных сред представляет интерес как в прикладном, так и в научном плане [1]. В настоящей работе на основе анализа кривых δM(H), временной зависимости намагниченности, угловых зависимостей гистерезисных характеристик, потерь на вращательный гистерезис исследовано влияние межкристаллитного магнитного взаимодействия на гистерезисные характеристики наноструктурированных покрытий сплавов на основе Co-W и Co-P, полученных электролитическим осаждением и кристаллизацией из исходного аморфного состояния, а также магнитных структур (Co,Co-Cu) на основе анодного оксида алюминия [2,3]. Рассматриваемые покрытия как с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) (структуры на основе анодных оксидных пленок (АОП) на поверхности алюминия), так и с плоскостной ориентацией намагниченности (анизотропией «легкая плоскость») состоят из кристаллитов, отделенных друг от друга прослойками (границами) с пониженными значениями намагниченности или немагнитными (АОП структуры). Сами кристаллиты по своим размерам (18-30 нм – диаметр игольчатых частиц структур на поверхности АОП, 40-50 нм – диаметр столбчатых кристаллитов пленок Co-W, 10 нм диаметр кристаллитов в мелкодисперсных пленках Co-P и Co-W) близки к однодоменным [2].

Установлено, что преобладающим типом взаимодействия в изученных покрытиях является магнитостатическое взаимодействие кристаллитов ($\delta M<0$), величина которого ($|\delta M|_{max}$) определяется размером кристаллитов, ориентацией их осей легкого намагничивания относительно приложенного магнитного поля, толщиной и составом межкристаллитных прослоек [2]. В образцах с плоскостной ориентацией намагниченности увеличение магнитостатического взаимодействия (рост $|\delta M|_{max}$) приводит к уменьшению значений остаточного поля H_r (определяемого при $I_d(H)=0$ и учитывающего необратимые процессы) и коэрцитивной силы H_c (учитывающей как необратимые, так и обратимые процессы). Характер зависимости H_r, H_c, коэффициента прямоугольности петли гистерезиса от величины межкристаллитного взаимодействия свидетельствует об увеличении вклада необратимых процессов перемагничивания при уменьшение магнитостатического взаимодействия. Исследованные образцы характеризуются логарифмической зависимостью намагниченности от времени t в области полей, близких по величине к значениям коэрцитивной силы, где происходят наиболее значи-

тельные изменения *M*, увеличение магнитостатического взаимодействия кристаллитов уменьшает коэффициент магнитной вязкости d*M(t)*/dln*t* и долю термоактивируемых процессов при перемагничивании [4]. Исследование потерь на вращательный гистерезис показывает, что магнитостатическое взаимодействие уменьшает величину интеграла вращательного гистерезиса, что свидетельствует об увеличении доли процессов вращения при перемагничивании и коррелирует с уменьшением приведенного радиуса при исследовании угловых зависимостей коэрцитивной силы.

Анализ полученных результатов показывает, что влияние межкристаллитного взаимодействия на гистерезисные характеристики наноструктурированных покрытий может усложняться проявлением коллективного поведения частиц при перемагничивании, например. формированием ПМА, сменой механизма перемагничивания, сменой механизма блокирования и т.д. [4,5]. Данный вопрос тесно связан с зависимостью магнитных свойств наноструктур от ширины распределения полей переключения частиц и характера упорядочения магнитных моментов кристаллитов, т.е. размерности систем. В частности, коэффициент магнитной вязкости ансамбля хаотически ориентированных частиц в плоскости (2D структуры) больше, чем для объемного (3D) случая. Наличие технологических возможностей управления параметрами межкристаллитного магнитного взаимодействия, а следовательно гистерезисными и эксплуатационными характеристиками магнитных наноструктур, определяет перспективы их дальнейшего совершенствования и использования.

Работа выполнена при поддержке ГКПНИ РБ «Нанотех» 3.01

[1] S.A. Majetech, V. Sachan, J.Phys.D, **39**, R407 (2006).
[2] В.Г. Шадров, Р.И. Тагиров, А.В. Болтушкин, ЖТФ, **72**, 36 (2002).
[3] В.Г. Шадров, А.В. Болтушкин, Л.В. Немцевич. Труды НМММ-XX, 1007 (2006).
[4] В.Г. Шадров, Материаловедение, **12**, 42 (2006).
[5] В.Г. Шадров, А.В. Болтушкин, Л.В. Немцевич, Металлы, 3,102 (2006).

ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛОСКОСЛОИСТОЙ ПРОДОЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Елисеева С.В., Степанов М.М., Семенцов Д.И.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

В работе рассматривается фотонно-кристаллический спектр и магнитооптические характеристики плоскослоистой периодической структуры, состоящей из чередующихся слоев магнетика толщиной d_1 и слоев немагнитного диэлектрика толщиной d_2; период структуры $d = d_1 + d_2$. Внешнее подмагничивающее поле ориентировано перпендикулярно границам раздела слоев, вдоль этого же направления распространяются собственные циркулярно-поляризованные волны. Особенности взаимодействия электромагнитной волны с намагниченностью магнитных слоев описываются высокочастотной магнитной проницаемостью $\hat{\mu}$, которая в общем случае является тензорной характеристикой и обладает существенной дисперсией и резонансными частотами, лежащими в СВЧ диапазоне [1]. В отношении электрических свойств магнетик будем считать изотропной средой, поэтому тензор диэлектрической проницаемости имеет диагональный вид с компонентами ε_f. Для слоев диэлектрика тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости будем считать также диагональными с соответствующими компонентами ε_d и μ_d.

Для определения волновых характеристик структуры в работе используется метод передаточной матрицы $\hat{\mathrm{m}}^{\pm}$, связывающей поля на противоположных границах одного периода структуры. Дисперсионное соотношение для циркулярных волн в безграничной периодической структуре, выраженное через диагональные компоненты матрицы $\hat{\mathrm{m}}^{\pm}$, имеет вид:

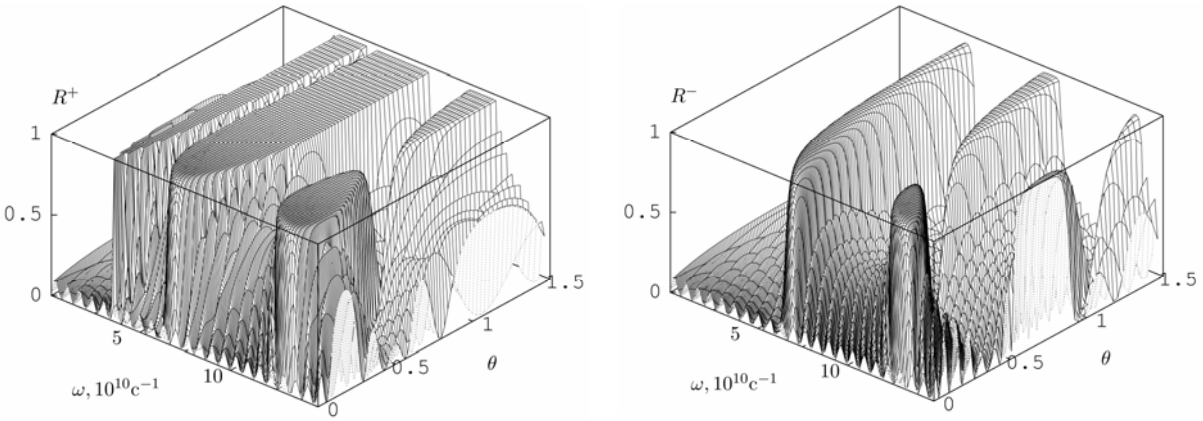
$$\cos(\nu_{ef}^{\pm} d) = \frac{m_{11}^{\pm} + m_{22}^{\pm}}{2} = C_1^{\pm} C_2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\nu_d \varepsilon_f}{\nu_f^{\pm} \varepsilon_f} + \frac{\nu_f^{\pm} \varepsilon_d}{\nu_d \varepsilon_f}\right) S_1^{\pm} S_2 \ . \qquad (1)$$

Здесь $\nu_{ef}^{\pm}$ - продольная компонента волнового вектора, играющая роль блоховского волнового числа, для волн правой и левой поляризации; $\nu_f^{\pm} = k_0\sqrt{\varepsilon_f \mu^{\pm}}$ и $\nu_d = k_0\sqrt{\varepsilon_d \mu_d}$ - поперечные волновые числа в магнитном и диэлектрическом слоях, $k_0 = \omega / c$, ω и c - частота и скорость волны в вакууме; $\mu^{\pm} = \mu \pm \mu_a$ - эффективная магнитная проницаемость магнитных слоев; $C_1^{\pm} = \cos(\nu_f^{\pm} d_1)$, $C_2 = \cos(\nu_d d_2)$, $S_1^{\pm} = \sin(\nu_f^{\pm} d_1)$, $S_2 = \sin(\nu_d d_2)$.

Выражение для амплитудного коэффициента отражения структуры, содержащей конечное число периодов n, имеет вид

$$r^{\pm} = \frac{(M_{11}^{\pm} + z_l^{\pm} M_{12}^{\pm}) z_1^{\pm} - (M_{21}^{\pm} + z_l^{\pm} M_{22}^{\pm})}{(M_{11}^{\pm} + z_l^{\pm} M_{12}^{\pm}) z_1^{\pm} + (M_{21}^{\pm} + z_l^{\pm} M_{22}^{\pm})}, \qquad (2)$$

где введены элементы передаточной матрицы n периодов $\hat{\mathrm{M}}^{\pm} = (\hat{\mathrm{m}}^{\pm})^n$, импеданс первой и последней сред $z_1^{\pm} = z_l^{\pm} = \pm ik / k_0 \varepsilon$, ε - диэлектрическая проницаемость внешней среды. Диагональные и недиагональные компоненты передаточной матрицы n слоев определяются выражениями $M_{\alpha\alpha}^{\pm} = m_{\alpha\alpha}^{\pm} U_{n-1}(\phi) - U_{n-2}(\phi)$ и $M_{\alpha\beta}^{\pm} = m_{\alpha\beta}^{\pm} U_{n-1}(\phi)$, где $\alpha, \beta = 1,2$ и введена функция числа слоев $U_{n-1}(\phi) = \sin(n\phi)/\sin(\phi)$, а переменная ϕ связана с элементами матрицы $\hat{\mathrm{m}}^{\pm}$ соотношением $\phi = \arccos((m_{11}^{\pm} + m_{22}^{\pm})/2)$. Энергетические коэффициенты отражения определяются выражениями $R^{\pm} = \left| r^{\pm} \right|^2$. На рисунке пред-



ставлена зависимость от частоты и отношения толщин слоев $\theta = d_1 / d_2$ коэффициента отражения право- и левополяризованной волн для структуры, состоящей из десяти периодов. В областях запрещенных частот коэффициент отражения равен единице (в отсутствие затухания), излучение не проникает вглубь структуры и групповая скорость равна нулю. Напротив, в разрешенных зонах коэффициент отражения $R^{\pm} \to 0$.

В результате теоретического исследования получены зонные спектры для право- и левополяризованных волн, коэффициенты отражения и прохождения, получены удельные характеристики, определяющие полярный эффект Керра и эффект Фарадея. Выявленные магнитооптические эффекты имеют существенные особенности, связанные с зонной структурой и наличием резонансных частот. Исследования указанных эффектов представляют несомненный практический интерес, прежде всего, с точки зрения возможностей эффективного управления параметрами периодической магнитогиротропной структуры с помощью внешнего магнитного поля.

1. Елисеева С.В., Семенцов Д.И., Степанов М.М. Радиотехн. и электрон., Т.53, № 12, С.1423-1429, (2008)

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ ФЕРРИТ – ГРАНАТА С РАЗНЫМ ЗНАКОМ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ СЛОЕВ

Рандошкин В.В., Сысоев Н.Н, Мастин А.А.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

Одним из интересных объектов для исследования динамики доменной стенки (ДС) являются пленки феррит-гранатов. Их получают методом жидкофазной эпитаксии [1]. Этот процесс сопровождается образованием поверхностных слоев пленки, отличающихся от основного объема пленки по химическому составу и магнитным параметрам (намагниченности насыщения, эффективного поля анизотропии, коэффициентом затухания и т.д). Выяснение влияния слоистости на движение доменной стенки вызывает большие трудности. Комбинирование параметров слоев пленки может открыть новые эффекты в динамике ДС, недостижимые в однослойных пленках. Например, в пленках феррит-гранатов, несмотря на большое значение дифференциальной подвижности доменной стенки в области стационарного движения, вследствие малого поля срыва стационарного движения ДС (~5 Э), не удается достичь больших скоростей движения доменной стенки [2]. В настоящей работе впервые показывается, что в двухслойной пленке с разным знаком гиромагнитного отношения слоев, можно существенно увеличивать поле срыва стационарного движения доменной стенки, т.е. сохраняя высокое значение дифференциальной подвижности стационарного движения в области больших значений магнитного поля достичь больших скоростей доменной стенки.

Динамика ДС в пленках феррит-гранатов достаточно хорошо описывается системой уравнений Слончевского [3]. Поле рассеяния ДС учитывалось в статическом приближении [4]. Динамика ДС в двухслойной пленке с различным гиромагнитным отношением слоев интересна тем, что, изменяя знак гиромагнитного отношения слоев пленки, возможно, значительно увеличивать поле и скорость срыва стационарного движения ДС, за счет сильного скручивания ДС и, вследствие этого, компенсации общего момента сил девствующего на намагниченность в ДС. Разность между значениями угла выхода намагниченности на поверхностях пленки в некоторых случаях достигало 50π при общей толщине пленки 1 мкм. В этом случае угловая структура ДС представляет собой плотную упаковку блоховских линий, которая перестает быть устойчивой при превышении некоторого значения внешнего магнитного поля. Исследовалось влияние толщины слоев пленки с различным гиромагнитным отношением на зависимость скорости ДС от величины внешнего магнитного поля, также исследовалось влияние толщины и значения гиромагнитного отношения слоев пленки на поле и скорость срыва ста-

ционарного движения ДС. Параметры слоев были выбраны: $A=3.7\times10^{-7}$ эрг/см, $K=10^4$ эрг/см^3, $4\pi M=300$ Гс, $\Delta=0.06$ мкм, $\alpha=0.3$.

Зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от гиромагнитного отношения второго слоя пленки показаны на рис. 1. Видно, что при $\gamma_2/\gamma_1 = -1$, равенстве значений и противоположного знака гиромагнитных отношений слоев поле срыва, как и скорость срыва стационарного движения ДС существенно увеличивается. При увеличении положительного значения гиромагнитного отношения второго слоя поле и скорость срыва стационарного движения ДС увеличиваются. Динамика ДС по обе стороны от точки $\gamma_2/\gamma_1 = -1$, при $\gamma_2=-2.1\gamma_0$, и $\gamma_2=-1.9\gamma_0$, показана на рис. 4.26, 4.27. Видно, что ДС вблизи этих точек сильно скручивается: разность фаз на поверхностях пленки близко к 40π. Направление прецессии намагниченности в ДС слева от точки $\gamma_2/\gamma_1 = -1$ (рис. 2, $\gamma_1 = 2\gamma_0$, $\gamma_2 = -2.1\gamma_0$) – правое, а для интервала $-1<\gamma_2/\gamma_1=-<0$ (рис. 3, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-1.9\gamma_0$) левое, при $\gamma_2/\gamma_1>0$ правое.

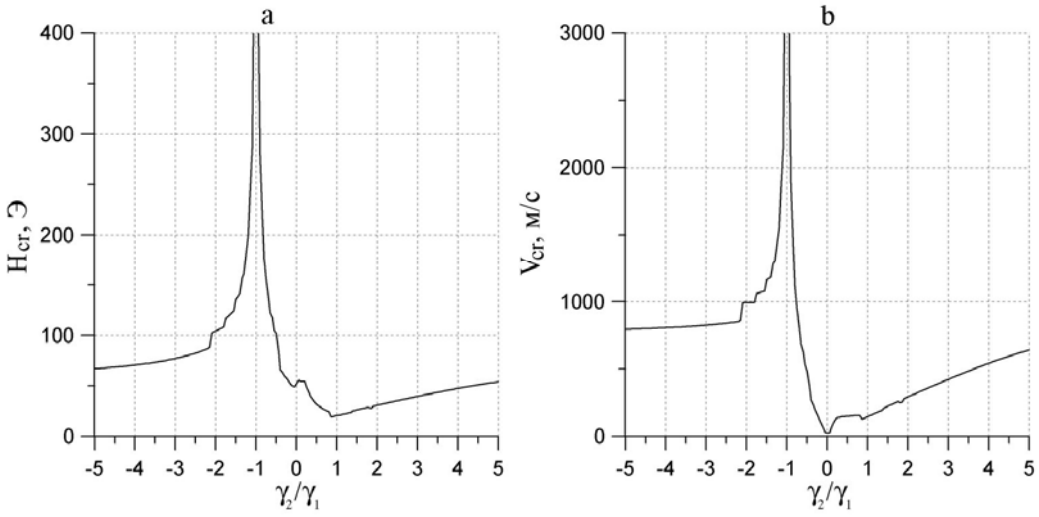


Рис.1. Зависимости поля H_{cr} (a) и скорости V_{cr} (b) срыва стационарного движения ДС от отношения гиромагнитных отношений слоев $\gamma_1=2\gamma_0$, $h_1=0.5$ *мкм*, $h_2=0.5$ *мкм*.

В работе получена эмпирическая формула для соотношения толщин и гиромагнитных отношений слоев пленки, при которых внешнее магнитное поле, необходимое для срыва движения ДС и соответствующая скорость ДС, существенно увеличиваются: $\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1 = 0$.

Таким образом, в работе показано, что в двухслойной пленке с различным знаком гиромагнитного отношения слоев, существует критическое значение соотношения толщин или гиромагнитных отношений слоев пленки, при котором движение ДС при любом значении внешнего магнитного поля остается стационарным.

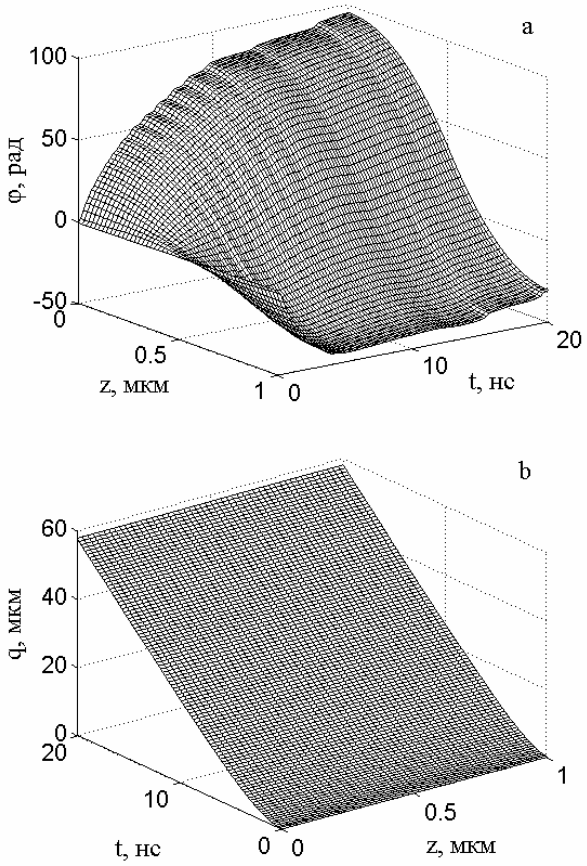


Рис.2. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при H=454 Э для пленки h_1=0.5 *мкм*, h_2=0.5 *мкм*, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-2.1\gamma_0$. Нестационарная динамика.

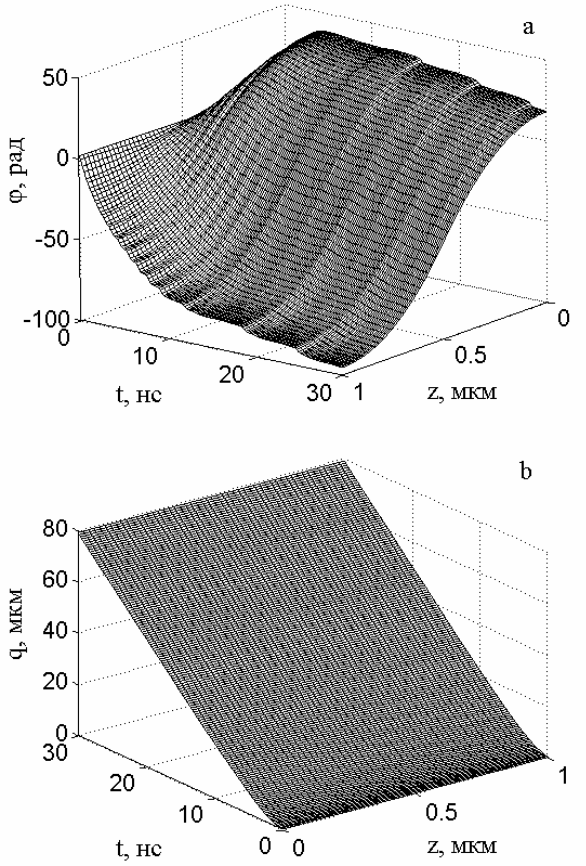


Рис.3. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при H=416 Э для пленки h_1=0.5 *мкм*, h_2=0.5 *мкм*, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-1.9\gamma_0$. Нестационарная динамика.

1.Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники, М.: Энергия, 1979. 216с.

2. Боков В.А., Волков В.В. ФТТ, - 1997, - Т.39, - В.4, с.660-663

3. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, М.: Мир, 1982. 386с.

4. Л.И. Антонов, А.С. Жукарев, П.А. Поляков, Д.Г. Скачков. ЖТФ, 74, В.3, с.83-84., (2004).

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ–ГРАНАТОВ С ПОВЫШЕННЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

Рандошкин В.В., Сысоев Н.Н, Мастин А.А.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

В работе исследуется динамика доменной стенки (ДС) в пленках феррит – гранатов в области нестационарного движения. Проведено сравнение экспериментальных данных зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля в пленках с повышенным гиромагнитным отношением и результатов численного решения уравнений Слончевского, достаточно хорошо описывающих динамику ДС в пленках с большой перпендикулярной одноосной анизотропией. В работе показано, что в пленках феррит – гранатов со значением гиромагнитного отношения $\gamma \sim 10\gamma_0$, где $\gamma_0=1.76\times10^7$ $Э^{-1}c^{-1}$, в области нестационарного движения ДС существуют два участка с различной дифференциальной подвижностью ДС, соответствующих различным механизмам динамики горизонтальных линий Блоха в толщине пленки [2]. Показано также, что экспериментальные данные в лучшей степени соответствуют результатам численного расчета, если рассматривать исходные пленки как двухслойные с различной одноосной анизотропией слоев (рис. 1).

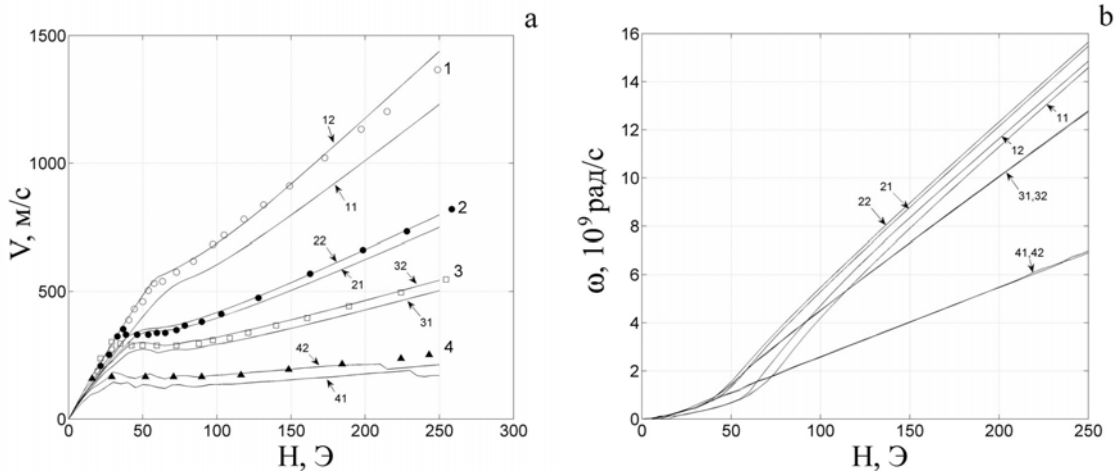


Рис. 1. Зависимости скорости ДС (a) и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС (b) от внешнего магнитного поля: 1,2,3,4 – экспериментальные данные [2], 11, 21, 31, 41 – результаты численного моделирования для однослойных пленок по данным [2], 21, 22, 32, 42 – результаты численного моделирования для двухслойных пленок с разной одноосной анизотропией в слоях.

Наличие третьего участка с меньшей дифференциальной подвижностью ДС, начало которого практически совпадает со значением поля Уокера ДС в пленке, можно объяснить с помощью рис. 2,3, на которых показаны зависимости фазового угла ДС от толщины пленки и времени рассчитанные для пленки № 1. Срыв стационарного движения для пленки № 1 начинается при $H = 13.5$ $Э$ и происходит с помощью ГБЛ, которая зарождается при $z = 9$ *мкм*, практически у поверхности пленки и

распространяется сквозь толщину пленки, развиваясь у противоположной поверхности до 2–π линии. При движении ГБЛ при $z = 4$ *мкм* происходит зарождение следующей ГБЛ, которая движется в противоположном направлении, прорываясь как 2–π линия на поверхность пленки. Такой механизм движения намагниченности в ДС сохраняется вплоть до начала третьего участка на зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля (рис.1, кривая 12).

Динамика ДС на третьем участке показана на рис. 3. Видно, что в этом случае ДС содержит три пары 2–π линий, закрученных в противоположные стороны (рис. 3, a). Такая сильная скрученность фазового угла ДС тормозит продвижение ДС, изгибая профиль ДС в сторону противоположную направлению движения (рис. 3, b) и уменьшает дифференциальную подвижность ДС.

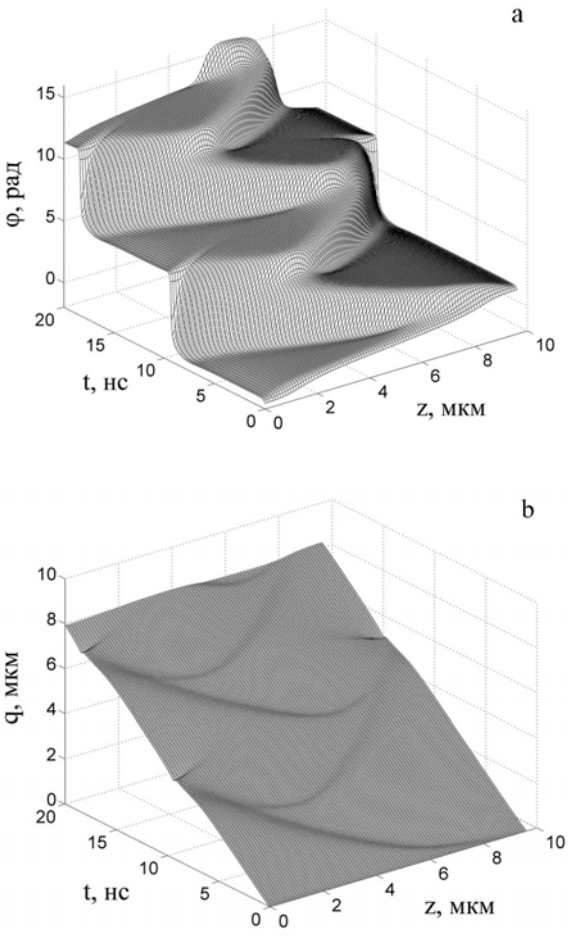


Рис. 2. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при H =50 *Э* для однослойной пленки № 1. Нестационарная динамика.

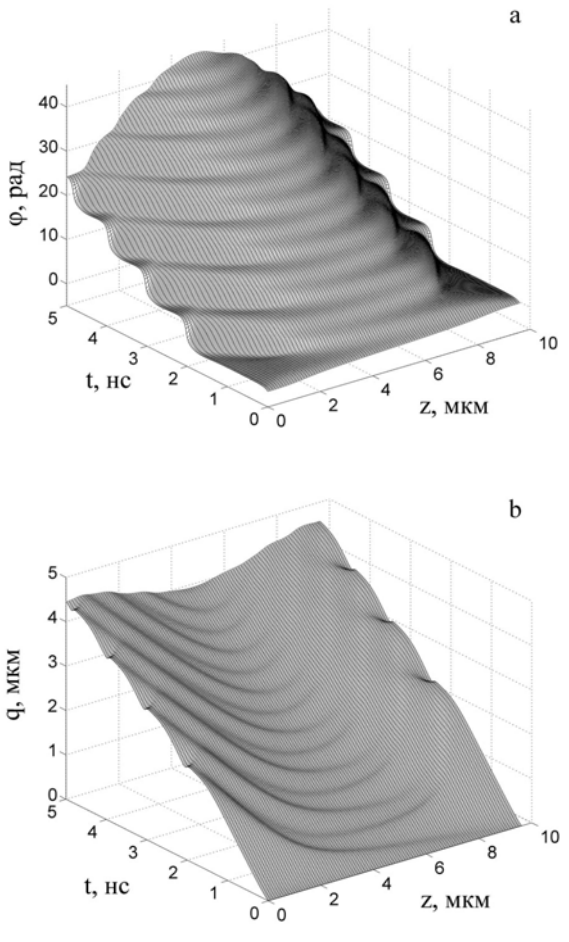


Рис. 3. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при H =150 *Э* для однослойной пленки № 1. Нестационарная динамика.

Таким образом, наличие третьего участка с меньшей дифференциальной подвижностью можно объяснить изменением механизма увеличения фазового угла ДС, накоплением ГБЛ в толщине пленки.

В работе исследуется также динамика ДС в пленке феррит – гранатов со значением $\gamma \sim 30\gamma_0$ [3]. Показано, что в области нестационарного движения ДС результаты численного моделирования зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля плохо соответствуют экспериментальным данным. Для устранения данного несоответствия было предложено рассматривать исходную пленку как двухслойную с разным знаком гиромагнитного отношения слоев. Такое предположение действительно может иметь место так как, вследствие неоднородности пленок феррит – гранатов по толщине и близости материала пленки к точке компенсации момента импульса (КМИ) часть материала пленки могла перейти через КМИ и изменить знак γ. Таким образом, рассматривая исходную пленку как двухслойную, показано удовлетворительное соответствие экспериментальных данных и результатов численного моделирования (рис. 4).

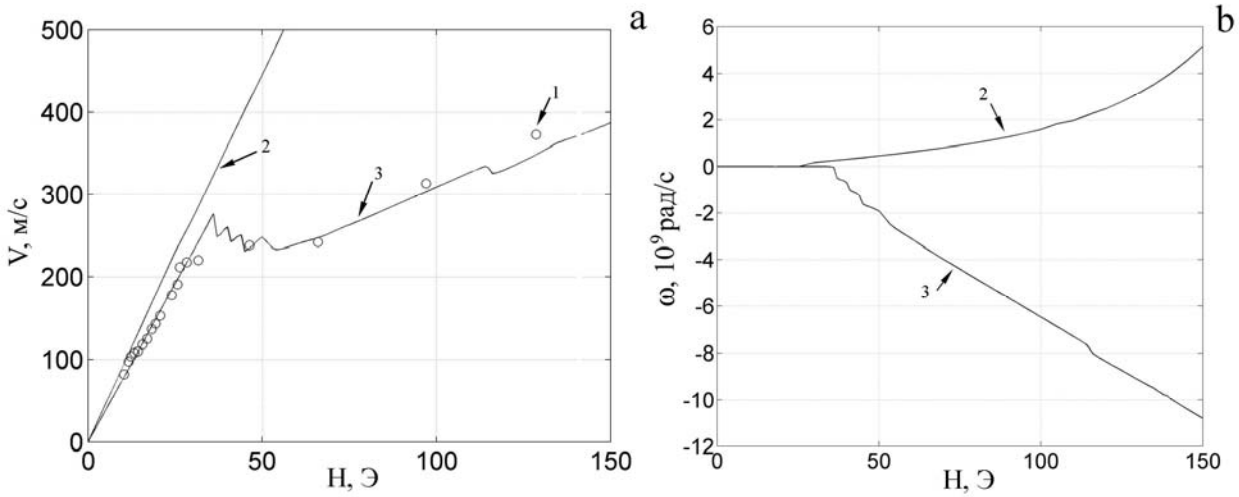


Рис. 4. Зависимости скорости ДС (a) и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС (b) от внешнего магнитного поля: 1 – экспериментальные данные [3], 2 – результаты численного моделирования для однородной пленки, 3 – результаты численного моделирования для двухслойной пленки с разным знаком гиромагнитного отношения в слоях.

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски (1982). Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 386 с.

2. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. (1985) Экспериментальная проверка одномерной теории движения доменных стенок в одноосных ферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ, Т.42(1), с. 34-37.

3. Vella-Coleiro G.P. (1977) Velocity dependence of magnetic domain wall damping // IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-13(5). p. 1163–1165.

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК FeCo ДЛЯ МАГНИТНЫХ ГОЛОВОК СО СВЕРХВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

Ф. Вей[a], А.С. Камзин[b]

[a]*НИИ магнитных материалов, Ланджоуский университет, Ланджоу 730000 КНР;*
[b]*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С-Петербург 194021 Россия;*

Для магнитной записи информации со сверхвысокой плотностью на носителях с высокой коэрцитивностью, требуются записывающие головки, изготовленные из материалов, обладающих большой величиной намагниченности насыщения, высокой магнитной проницаемостью и низкой коэрцитивностью. Этим требованиям отвечают пленки $Fe_{1-x}Co_x$, намагниченность насыщения которых Ms = 2.4 Т для составов $0.3 < x < 0.4$. Однако, получение необходимых пленок FeCo связано со сложностью управления магнитными свойствами.

В работе исследованы принципы получения пленок FeCo с высокими магнитомягкими свойствами осаждением их на промежуточный слой (ПС) между подложкой и пленкой.

Пленки FeCo состава $Fe_{65}Co_{35}$ на ПС $Co_{93}Fe_7$, $Ni_{80}Fe_{20}$, Cr, Cu или Fe были получены методом магнетронного радиочастотного распыления последовательно нескольких мишеней. Пленки осаждались на нагретые до 360°C стеклянные подложки. Мишени изготавливались из пластинок чистых Fe и Co. Для наведении одноосной магнитной анизотропии в плоскости пленки подложка в камере распыления находилась в магнитном поле напряженностью 19.1 кА/мЭ, ориентированном вдоль подложки.

Скорость осаждения пленки контролировалась с помощью кварцевого датчика измерения толщины. Состав пленок определялся методом индуктивно связанной плазмы. Магнитные свойства были измерены с помощью магнетометра с вибрирующим образцом и сверхпроводящего магнетометра. Микроструктура пленок изучалась с помощью рентгеновского дифрактометра (РД) θ-2θ сканированием Cu Ka излучения. Магнитная структура пленок исследовалась с использованием Конверсионной электронной Мессбауэровской спектроскопии (КЭМС).

На полученных пленках проведены фундаментальные исследования корреляции магнитных свойств с текстурой, размером зерен, внутренними напряжениями и первоначальными условиями роста пленок. Были измерены петли гистерезиса вдоль оси легкого (Hce) и трудного (Hch) намагничивания, получены зависимости коэрцитивности от толщины промежуточного между пленкой и подложкой слоя (ПС). Зависимость текстуры пленок от материала и толщины ПС изучена с помощью рентгеновской дифрактографии (РД). Морфология поверхности пленок $Fe_{65}Co_{35}$ с разными ПС наблюдалась с помощью атомного силового микроскопа. Вариации структуры ис-

следовались с помощью магнитного силового микроскопа.

Важной характеристикой магнитной анизотропии материалов является угол ориентации магнитных моментов (Θ), напрямую получаемый из мессбауэровских спектров расчетами соотношений интенсивностей линий зеемановского секстиплета. Полученные величины Θ, Hce и Hch для пленок FeCo приведены в таблице 1.

Анализ полученных экспериментальных данных показал следующее. Магнитомягкие $Fe_{65}Co_{35}$ тонкие пленки с высокой степенью ориентации магнитного момента в плоскости пленки и большой энергией одноосной магнитной анизотропии были получены со-осаждением на промежуточный между пленкой и подложкой слой. Материал и толщина ПС значительно влияют на первоначальный рост, морфологию поверхности, микроструктуру, текстуру и коэрцитивность пленок FeCo. Магнитомягкие свойства существенно улучшаются при изменении текстуры пленки от (110) типа к (200). Магнитные свойства ПС не влияют на магнитомягкие характеристики пленок FeCo. Пленки $Fe_{65}Co_{35}$ с превосходными магнитомягкими свойствами были получены при осаждении на ПС из Cu толщиной менее 3 nm.

Пленка/ПС	Толщина ПС	H_{ce}	H_{ch}	Θ (град)
$Fe_{65}Co_{35}/Ni_{80}Fe_{20}$	3 nm	29.7	12.5	75.0
$Fe_{65}Co_{35}/Co_{93}Fe_{7}$	3 nm	15.6	5.3	76.7
$Fe_{65}Co_{35}/Co_{93}Fe_{7}$	3 nm	28.1	23.8	68.9
$Fe_{65}Co_{35}$/Fe	1.5 nm	25.9	5.0	70.1
$Fe_{65}Co_{35}$/Fe	5 nm	14.0	13.8	70.6
$Fe_{65}Co_{35}$/Co	3 nm	15.6	3.6	76.7
$Fe_{65}Co_{35}$/Cu	5 nm	26.0	11.9	67.0
$Fe_{65}Co_{35}$/Cu	10 nm	36.2	13.8	67.2

Таблица 1. Экспериментальные величины углов (Θ) ориентации магнитных моментов относительно плоскости пленки, коэрцитивностей вдоль оси легкого (Hce) и трудного (Hch) намагничения для пленок $Fe_{65}Co_{35}$, осажденных на разные промежуточные между подложкой и пленкой слои.

ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ ЛЕГКОЙ ОСИ ОБМЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ ПЛЕНКИ FeNi/NiO/FeNi С УЛЬТРАТОНКИМ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ СЛОЕМ

Д.Н. Меренков[*], А.Н. Блудов[*], С.Л. Гнатченко[*], Ю.А. Савина[*], В.А. Новосад[**], Г.В. Шустакова[**]

**Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной Академии Наук Украины, Харьков*
***Materials Science Division, Argonne National Laboratory,USA*

Искусственные наноразмерные пленочные системы, содержащие границу раздела ферромагнетик (ФМ) – антиферромагнетик (АФМ), представляют интерес как объекты для фундаментальных исследований, так и вследствие перспектив их применения в промышленных спинтронных устройствах. Наиболее известной особенностью таких структур является обменное смещение петли гистерезиса (ПГ) ФМ. Кроме того, в поликристаллических ФМ/АФМ пленках часто наблюдается существенное повышение полей коэрцитивности и насыщения по сравнению с пленками чистого ФМ. Оба этих явления – однонаправленной и одноосной обменной анизотропии - обусловлены обменным взаимодействием между магнитными моментами атомов ФМ и АФМ через границу раздела слоев. В настоящее время существует несколько теоретических моделей обменной анизотропии, однако удовлетворительного соответствия экспериментальным данным, в частности, по одноосной анизотропии, до сих пор не достигнуто.

Было показано [1,2], что в пленках с ультратонкими АФМ слоями (~ 1 нм) одноосная обменная анизотропия может проявляться при температурах, превышающих температуру блокировки обменного смещения T_B. При этом наблюдался двухступенчатый процесс перемагничивания вдоль трудной оси. Для объяснения этих экспериментальных фактов была предложена модель *преимущественного* распределения легких осей зерен АФМ слоя [1] в направлении поля $\mathbf{H_f}$, приложенного при напылении пленки (это поле индуцирует также слабую собственную анизотропию в ФМ). С другой стороны, авторы [2] учитывали кубическую обменную анизотропию для моделирования двухступенчатого процесса. Физические причины преимущественного распределения легких осей или же проявления кубической обменной анизотропии в поликристаллических пленках остаются неясными.

Исследования пленок с ультратонким АФМ слоем в широком интервале температур – как в области T_B, так и значительно выше и ниже ее - способствуют установлению физических причин особенностей перемагничивания поликристаллических пленок с обменной анизотропией. Они могут помочь выявлению связи между однонаправленной и одноосной анизотропей, а также анизотропией высоких порядков.

Пленка Au/FeNi(30Å)/NiO(10Å)/FeNi(30Å)/Au была изготовлена методом ионного высокочастотного распыления при комнатной температуре

подложки Si(100) в магнитном поле $\mathbf{H_f}$ = 30 Э, приложенном в плоскости подложки. Процесс перемагничивания изучался при помощи магнитооптического меридионального эффекта Керра в температурном интервале от 25 до 300 К. Магнитное поле прикладывалось в различных направлениях в плоскости пленки.

При температурах, близких к комнатной (рис.1а) полевые зависимости керровского вращения Ф не демонстрировали качественных отличий от данных [1]. Проявляется сильная одноосная анизотропия явно обменного происхождения. При перемагничивании коллинеарно $\mathbf{H_f}$ (ПГ прямоугольной формы) поле коэрцитивности $H_C^{\parallel}$ составляло 8 Э, а при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H_f}$ (наблюдается двухступенчатый процесс, ПГ вытянута) поле насыщения $H_S^{\perp}$ составляло 26 Э. Это намного выше соответствующих значений для пленки чистого пермаллоя 2 и 5 Э, изготовленной в тех же условиях. Понижение температуры в случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H_f}$ не приводит к изменению формы ПГ. Наблюдается рост $H_C^{\parallel}$, а ниже T_B = 160 К – появление и рост поля обменного смещения (рис. 1б,в).

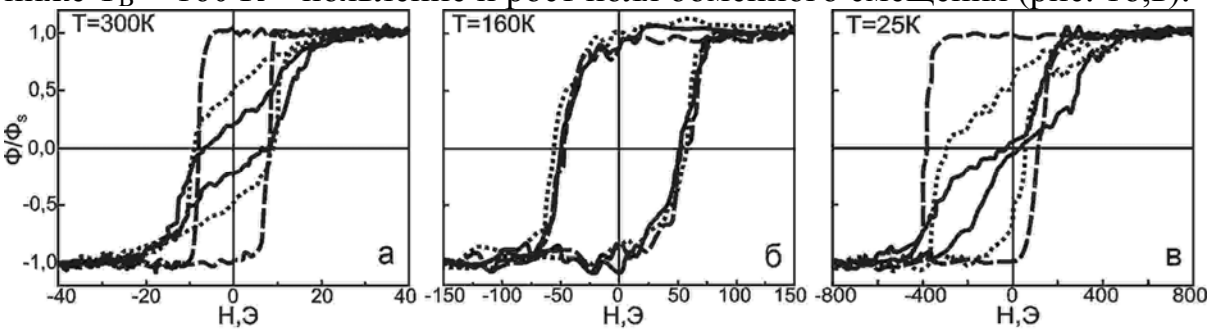


Рис.1. Полевые зависимости керровского вращения пленки FeNi/NiO/FeNi для ориентации внешнего поля перпендикулярно$\mathbf{H_f}$(сплошная линия), под углом π/3 к $\mathbf{H_f}$ (пунктир) и коллинеарно $\mathbf{H_f}$(прерывистая линия). Зависимости (б,в) получены после охлаждения пленки от комнатной температуры из состояния, в котором магнитный момент пермаллоя $\mathbf{m_F}$ направлен вдоль $\mathbf{H_f}$.

В тех случаях, когда прикладывемое при перемагничивании внешнее поле было неколлинеарно $\mathbf{H_f}$, понижение температуры приводит к качественному изменению ПГ. Наиболее четко это наблюдается при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H_f}$ В области 210 К > Т > T_B, несмотря на некоторое повышение $H_S^{\perp}$, петля превращается из вытянутой в прямоугольную, относительная величина остаточного вращения Φ_r/Φ_s возрастает (рис.2).

При Т = T_B ПГ одинаковы для любых направлений **H** в плоскости пленки (рис. 1б). Они имеют почти прямоугольную форму, характерную для перемагничивания вдоль легкой оси анизотропии. Понижение температуры *после* перемагничивания в точке блокировки приводит, как и в случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H_f}$, лишь к увеличению полей коэрцитивности и смещения. Повышение температуры пленки до 300 К после такого перемагничивания приводит к переориентации магнитного момента пермаллоя в направлении, коллинеарном $\mathbf{H_f}$.

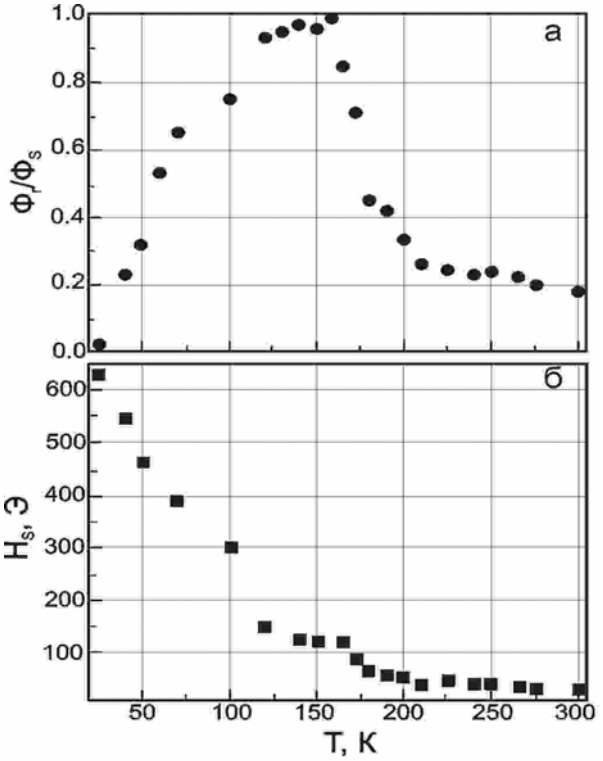


Рис.2. Температурные зависимости остаточного вращения и поля насыщения пленки для ориентации внешнего поля перпендикулярно $\mathbf{H}_f$. $\mathbf{m}_F$ при охлаждении направлен вдоль $\mathbf{H}_f$.

Если же охлаждение пленки через T_B происходит при $\mathbf{m}_F \parallel \mathbf{H}_f$, то последующее перемагничивание в направлении $\perp \mathbf{H}_f$ приводит к тому, что ПГ снова становится вытянутой. Остаточное вращение уменьшается с понижением температуры, при которой происходит перемагничивание (рис.2а), достигая нуля при 25 К. ПГ вновь приобретает вытянутую форму (рис.1в).

Двухступенчатый процесс *перемагничивания* проявлялся лишь при высоких (>210 К) и низких (<60 К) температурах, но при *первом намагничивании* пленки до насыщения он наблюдался во всем исследуемом температурном интервале.

Представленные результаты показывают, что изменение температуры приводит к переориентации эффективной оси обменной анизотропии при последующем перемагничивании пленки. При высоких температурах эта ось ориентирована вдоль направления легкой оси пермаллоя, в соответствии с $\mathbf{H}_f$. При $T \approx T_B$ легкая ось обменной анизотропии ориентируется вдоль направления прикладываемого при намагничивании внешнего поля, и остается в том же положении после уменьшения поля до нуля. Дальнейшее понижение температуры, при которой происходит перемагничивание, способствует переориентации легкой оси к направлению «замороженного» магнитного момента на интерфейсе. Легкая ось обменной анизотропии становится устойчивой к внешнему полю лишь около 25 К, что значительно ниже T_B.

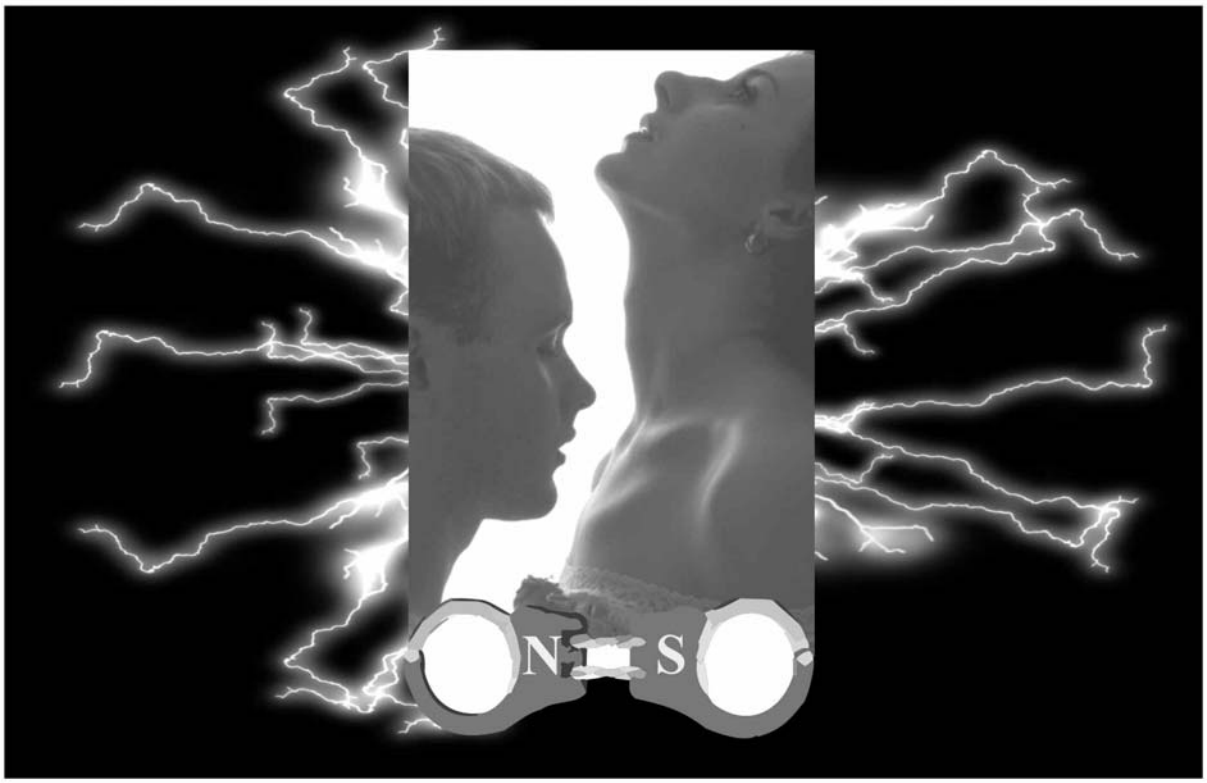
Обнаруженная переориентация легкой оси обменной анизотропии свидетельствует о *случайном* распределении осей анизотропии зерен ультратонкого АФМ слоя. Таким образом, двухступенчатый процесс намагничивания вдоль трудной оси не связан с кристаллическим строением или текстурой АФМ, а является проявлением неоднородности межслойного обмена.

1. T. Zhao, H. Fudjiwara, K. Zhang, C. Hou, T. Kai, Phys. Rev. B 65, 014431 (2002).
2. J. McCord, R. Kaltohen, T. Gemming, R. Huhle, L. Schultz, Phys. Rev. B 75, 134418 (2007).

Секция БЦ

Внушение имеет магнитоэлектрическую природу. Повышение магнитного эффекта у женщин и электрического - у мужчин сверх определенной нормы, повышает интенсивность или силу воздействия на окружающих.

С. Ручко, «Воля как врожденный темперамент человека»



МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

ТЕОРИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО МОМЕНТА В МАГНИТНОМ МОЛЕКУЛЯРНОМ НАНОКЛАСТЕРЕ V_{15}

А.К. Звездин[1], В.В. Костюченко[2], А.И. Попов[3], А.Ф. Попков[4], A. Ceulemans[5]

[1]*Институт общей физики РАН, Москва, Россия*
[2]*Ярославский филиал Физико-технологического института РАН, Ярославль, Россия*
[3]*Московский государственный институт электронной техники, Москва, Россия*
[4]*Институт физических проблем им. Лукина, Москва, Россия*
[5]*Department of Chemistry, University of Leuven, Leuven, Belgium*

Молекулярные магнетики представляют большой интерес с одной стороны в связи с возможностью изучения мезоскопических магнитных явлений в магнитоупорядоченных спиновых кластерах со слабым межмолекулярным взаимодействием, а с другой стороны могут найти практическое применение в современной молекулярной электронике для создания квантовых вычислительных сетей, магнитных наносистем и др.. Уникальными свойствами обладают спиновые кластеры V_{15}, вырожденное основное состояние которых может расщепляться благодаря нарушению симметрии в его спиновой подсистеме, обусловленной эффектом Яна-Теллера.

Анализ показывает, что симметрийные свойства этого кластера благодаря эффекту Яна-Теллера допускают возникновение тороидального момента при наличии приложенного магнитного поля, либо при протекании по нему электрического тока. Существование анапольного (тороидального) момента было независимо предсказано в [2] Зельдовичем и Ваксом, а экспериментально он был обнаружен в опытах по изучению несохранения четности 6S-7S перехода в цезии [1]. В настоящее время ведутся интенсивные исследования явлений, связанных с возникновением тороидальных моментов, в физике конденсированного состояния и в химии. В настоящей работе рассмотрен Ян-Теллеровский механизм возникновения тороидального момента в магнитном молекулярном нанокластере V_{15}, и возможные особенности его оптических и магнитоэлектрических свойств, связанные с возникновением анапольного момента в скрещенных магнитных и электрических полях.

Молекулярный магнетик V_{15} содержит 15 ионов V^{4+}, каждый из которых обладает спином 1/2 [3]. Ионы ванадия расположены в вершинах двух шестиугольников и одного треугольника, расположенного между ними. Все обменные взаимодействия в V_{15} антиферромагнитные, вследствие чего полный спин кластера в основном состоянии равен 1/2 [4,5]. Эффективное обменное взаимодействие между спинами центрального треугольника определяется обменными взаимодействиями со спинами шестиугольников, величина которых порядка 10^2 K. Основное состояние подсистемы спинов треугольника представляет собой два вырожденных крамерсовских дублета. Вырождение основного состояния может быть снято (как показано в [6]) при учете магнитоупругого взаимодействия, возникающего вследствие за-

висимости величины обменных интегралов от взаимного расположения атомов ванадия и приводящего к появлению энергетической щели Δ, разделяющей дублеты.

Тороидальный момент подсистемы ионов ванадия, расположенных в вершинах центрального треугольника, определяется следующим выражением $\hat{\mathbf{T}} = gl\mu_B \hat{\mathbf{t}}/2 = 1/2 g\mu_B \sum \mathbf{r}_i \times \mathbf{S}_i$ [7]. Состояния системы вырождены по магнитному квантовому числу m. Поэтому при отсутствии магнитного поля средний тороидальный момент рассматриваемой системы равен нулю. Магнитное поле снимает вырождение уровней по магнитному квантовому числу и, как показано в настоящей работе, индуцирует тороидальный момент $\sim \tanh(\Delta/kT)\tanh(\mu_B H/kT)$. Установлена связь возникновения тороидального момента с перераспределением спиновой плотности ионов ванадия.

Наряду с рассмотренным выше явлением возникновения тороидального момента в кластере при формировании в нем магнитного момента внешним магнитным полем возможен также и обратный эффект – возникновение магнитного момента ***M*** под воздействием тока. Чтобы рассмотреть этот эффект необходимо учесть взаимодействие тороидального момента с током, которое описывается слагаемым $\delta\hat{H} = 4\pi/c\mathbf{j}\hat{\mathbf{T}} = \mathbf{J}\hat{\mathbf{t}}$, где $\mathbf{j}$ – электрический ток (включая ток смещения). В работе показано, что ток индуцирует в кластере постоянный магнитный момент $M \sim \tanh(J/kT)$. Данный эффект обусловлен Ян-Теллеровским расщеплением уровней основного состояния V_{15} и исчезает при $\Delta \to 0$.

1. C. Wood, S. Bennett, D. Cho, et all, Science, **275**, 1759 (1997).
2. Я.Б. Зельдович, ЖЭТФ, **33**, 1531 (1957).
3. D. Gatteschi, L. Pardi, A. L. Barra, et all, Nature, **354**, 463 (1991).
4. В.В. Костюченко, А.И. Попов, ЖЭТФ, **134**, 697 (2008).
5. D. Boukhvalov, V. Dobrovitski, M. Katsnelson, et all, Phys. Rev. B, **70**, 054417 (2004).
6. A.I. Popov, V.I. Plis, A. F. Popkov, and A. K.Zvezdin, Phys. Rev. B, **69**, 104418 (2004).
7. В. Дубовик, А. Чешков, ФЭЧАЯ, **5**, 791 (1974)

УПРАВЛЕНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Г. А. Мешков, А. П. Пятаков, Е. П. Николаева, А. В. Николаев, А. С. Логгинов, А. К. Звездин
Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова

Традиционным способом управления микромагнитными структурами является приложение магнитного поля, которое, как правило, создается электрическими токами. Также последние несколько лет обсуждаются перспективы альтернативного способа воздействия – спин-поляризованным током [1]. А можно ли управлять с помощью электрического поля, без привлечения токов? Такая возможность была бы весьма привлекательной для решения проблемы магнитной памяти: дальнейшая миниатюризация устройств памяти требует слишком больших плотностей управляющих токов, которые приводят к быстрой деградации устройств. Электрическое управление микромагнитными структурами, не подразумевающее протекания токов, избавлено от этого недостатка.

Такое управление оказалось возможным в пленках ферритов гранатов $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ [2,3] В нашем эксперименте исследовались пленки толщиной от 4 до 19 мкм, выращенные на подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$. На доменную структуру при помощи медной иглы с диаметром острия около 10 мкм подавалось электрическое напряжение. Возникающие при этом вблизи иглы электрическое поле составляло от 100 до 1500 кВ/см.

Доменная структура наблюдалась при помощи системы лазерной подсветки и регистрации с использованием магнитооптического эффекта Фарадея. Типичные изображения доменной структуры образца с подведенной к нему иглой (без напряжения) представлено на рис. 1, а. При подаче напряжения на иглу доменные стенки смещались под действием электрического поля (рис. 1, б) [2]. При смене полярности напряжения направление смещения стенок также менялось на противоположное (рис. 1, в). Максимальные обратимые статические смещения доменных стенок составляли 3-5 мкм. Наблюдались и необратимые изменения, пример которых представлен на рис. 1, г, что позволяет сделать вывод о возможности записи информации таким способом.

Исследовались также динамические свойства эффекта [3], и было выяснено, что скорость движения доменной стенки в электрическом поле в 400 кВ/см составляла 45±5 м/с, что соответствует скоростям движения стенок в эквивалентном магнитном поле в 50 Э. При уменьшении подаваемого напряжения скорости движения стенок также уменьшаются (30 м/с и 15 м/с в полях 300 кВ/см и 200 кВ/см, соответственно).

Симметрийные свойства наблюдаемого явления позволяют предположить магнитоэлектрическую природу эффекта.

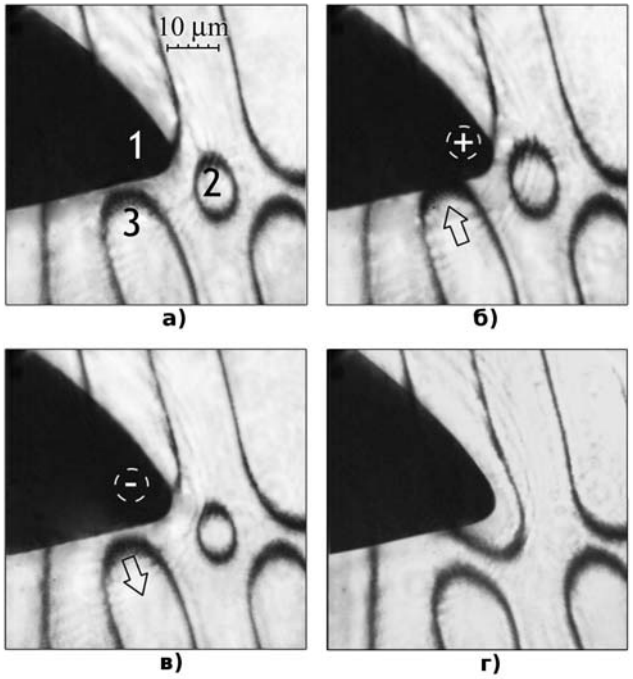


Рис. 1. Смещение доменных границ под действием электрического поля в пленке феррита граната. Светлые области рисунка – домены, темные линии – доменные стенки, большая темная область – игла. а) Исходное состояние доменной структуры; б) притяжение смежных с иглой доменных стенок к игле и увеличение цилиндрического магнитного домена (ЦМД) при подаче положительного напряжения на иглу; в) отталкивание доменных стенок и уменьшение ЦМД при отрицательном напряжении на игле; г) необратимое изменение доменной структуры – исчезновение ЦМД.

Как было показано авторами теоретических работ [4-6], магнитные неоднородности должны обладать магнитоэлектрическими свойствами. В частности, согласно работе [4], с некоторыми из них может быть связана плотность электрического заряда. К магнитным неоднородностям такого вида относятся, в частности доменные стенки неелевского типа (в отличие от блоховских доменных стенок). На электрически заряженную структуру можно воздействовать электрическим полем, вызывая ее изменение и изменение связанной с ней магнитной структуры, что мы и продемонстрировали на примере доменных стенок в пленках ферритов гранатов.

Нами были проведены исследования эффекта воздействия электрического поля на доменные стенки в различных образцах ферритов гранатов, и было показано, что в образцах с кристаллографической ориентацией подложки (111) эффект отсутствует, в отличие от образцов с подложкой (210) и (110). Это может быть вызвано тем, что в менее симметричных образцах (210) и (110) ось анизотропии наклонена относительно нормали к поверхности пленки, поэтому доменные стенки в них не являются чисто блоховскими и имеют неелевскую компоненту, что и дает возможность наблюдать эффект.

Работа была проведена при поддержке РФФИ (грант номер 08-02-01068-а).

C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, Nature Mater. **6**, 813 (2007).
A. S. Logginov, G. Meshkov, A. V. Nikolaev, and A. Pyatakov, JETP Lett. **86**, 115 (2007)
A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, and A. K. Zvezdin, Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films, Applied Physics Letters, **93**, 182510 (2008)
V. G. Bar'yakhtar, V. A. L'vov, and D. A. Yablonskii, JETP Lett. **37**, 673 (1983)
A. A. Khalfina and M. A. Shamtsutdinov, Ferroelectrics **279**, 19 (2002)
I. Dzyaloshinskii, EPL, 83, 67001 (2008)

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ЦЕПОЧЕЧНЫХ НИКЕЛАТАХ Dy_2BaNiO_5 и Ho_2BaNiO_5.

С.А. Климин[1], М.В. Нарожный[1], Е.П. Чукалина[1], Б.В. Милль[2]

[1]*Институт Спектроскопии РАН, 142190 г. Троицк, Московская область*
[2]*МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва*

Соединения с общей формулой R_2BaNiO_5 (где R – редкоземельный элемент) известны как модельные системы для изучения одномерного магнетизма и вопросов, связанных с изменением свойств одномерных цепочек при изменении взаимодействия между между ними (так называемая квантовая критическая точка в соединениях $(R_xY_{1-x})_2BaNiO_5$). В то же время оказалось, что в одном из соединений семейства никелатов, а именно в Ho_2BaNiO_5 был обнаружен линейный магнитоэлектрический эффект в магнитоупорядоченной фазе [1]. С целью поиска эффектов, связанных с магнитоэлектрическим эффектом мы предприняли спектроскопическое исследование гольмиевого и диспрозиевого никелатов.

В данной работе были измерены спектры пропускания поликристаллических образцов Dy_2BaNiO_5 и Ho_2BaNiO_5, приготовленных методом твердофазного синтеза из порошков R_2O_3 (R = Dy, Ho), NiO и $BaCO_3$. Порошки смешивались и прокаливались при температуре 900 ºС на воздухе в течение 24ч, а затем прессовались в таблетки. Спектры пропускания в широком спектральном интервале регистрировались с помощью Фурье-спектрометров BOMEM DA3.002 и Bruker IFS 125HR в интервале температур 4.2–300 К, для чего использовались криостат замкнутого цикла CryoMech ST403, а также криостат заливного типа производства Киевского СКБ.

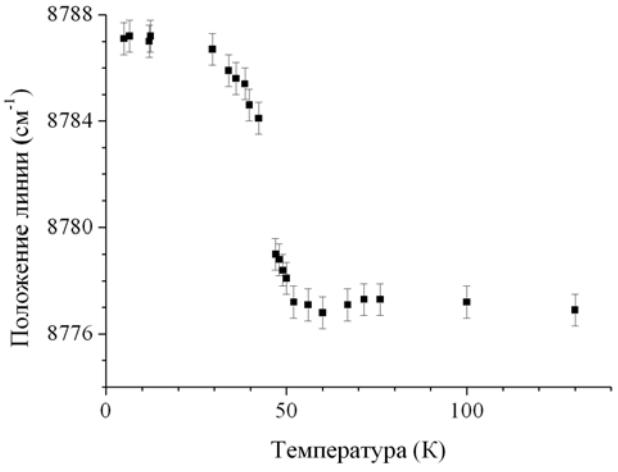


Рис.1. Изменение положения линии поглощения иона Ho^{3+} в образце Ho_2BaNiO_5в области перехода $^5I_8 \rightarrow {}^5I_6$ как функция температуры.

Исследуя спектры Ho_2BaNiO_5, мы обнаружили, что линии поглощения ионом гольмия испытывают существенный сдвиг при понижении температуры ниже температуры антиферромагнитного упорядочения $T_N = 53$ K []. Пример смещения линии показан на рис.1. Такого порядка сдвиги испытывают и все остальные спектральные линии, соответствующие переходам между штарковскими уровнями иона Ho^{3+}. Сдвиги

такой величиины, насколько нам известно, ранее не наблюдался при магнитном упорядочении для штарковских уровней редкоземельных ионов. Ho^{3+} – некрамерсов ион, его спектральные линии не расщепляются в магнитном поле. Т.о., мы констатируем тот факт, что в гольмиевом никелате происходит существенное смещение штарковских уровней энергии. Такое смещение могло бы быть вызвано, например, структурным переходом. Однако, согласно данным [2] структура гольмиевого никелата не изменяется вплоть до 1.5 К. Другими причинами может быть магнитострикциия, а также изменение обменного взаимодействия при фазовом переходе из парамагнитной в антиферромагнитную фазу. И то, и другое, приводит к перераспределению зарядов в окружении редкоземельного иона, (т.е. изменение кристаллического поля при магнитном упорядочении). Таким образом, мы приходим к выводу, что в Ho_2BaNiO_5 существует взаимодействие, связывающее внутреннее магнитное поле и зарядовое упорядочение. Это взаимодейтсвие и предопределяет наблюдаемый в [1] магнитоэлектрический эффект.

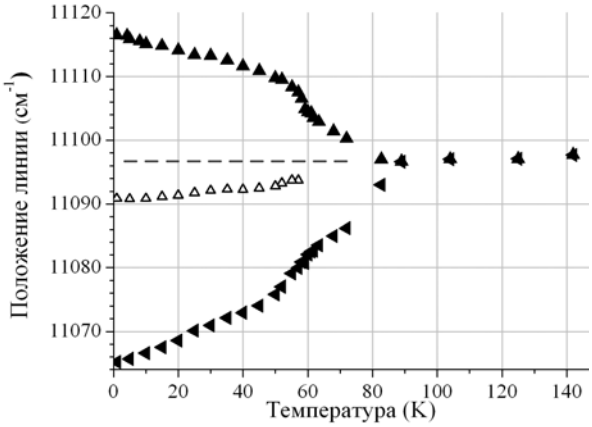


Рис.2. Положение компонент расщепившейся линии 11098 $см^{-1}$ как функция температуры для Dy2BaNiO5. Полые черные треугольники указывают положение центра масс расщепившейся линии.

Аналогичное изменение кристаллического поля при магнитном упорядочении наблюдалось нами в Dy_2BaNiO_5. Для исследования данного соединения использовался метод крамерсова иона (Dy^{3+}). Во внутреннем магнитном поле, возникающем при магнитном упорядочении, происходит расщепление крамерсовых дублетов и, как следствие, расщепление спектральных линий. (см. рис.2). Однако, как видно из рисунка, центр масс расщепившихся компонент сильно сдвигается при понижении температуры. Следует отметить, что в исследованных нами ранее никелатах Nd_2BaNiO_5 [3] и Er_2BaNiO_5 [4] такие смещения уровней энергии для крамерсовых ионов эрбия и неодима не наблюдались.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №08-02-06690а)

1. G. Nenert, T.T.M. Palstra, Phys. Rev. B, **76**, 024415 (2007).
2. E. Garsia-Matres, J. Rodriges-Carvahal, and J.L. Martinez, Solid State Commun., **85**, 553 (1993)

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРОБОРАТОВ В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФАЗАХ

А.М. Кадомцева[1], Ю.Ф. Попов[1], Г.П. Воробьев[1],
А.А. Мухин[2], В.Ю. Иванов[2], А.М. Кузьменко[2], А.С. Прохоров[2],
Л.Н. Безматерных[3], В.Л. Темеров[3], И.А. Гудим[3].

[1]Физический факультет МГУ, Москва
[2]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
[3]Институт физики им. Киренского СО РАН, Красноярск

Несколько лет назад в ферроборатах Gd и Nd были обнаружены и успешно описаны в работах Звездина, Кадомцевой и др. [1-2] индуцированные магнитным полем изменения электрической поляризации, что позволило отнести редкоземельные ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ к классу мультиферроиков. В неодимовом ферроборате при гелиевых температурах поляризация достигала значений ~2000 мкКл/м^2 в полях ~200 кЭ, что намного превышало поляризацию в ферроборатах с немагнитными (Y) или изотропными (Gd) редкоземельными ионами. Дальнейшие исследования, проведенные в частности, в ферроборатах Tb и Dy показали, что магнитоэлектрические свойства зависят не только от величины магнитного момента, но и от магнитной анизотропии редкоземельной подсистемы, а возможно также от кристаллографической модификации ферробората (R32 или $P3_121$). Для выяснения этого вопроса мы исследовали замещенные системы $Nd_{1-x}Gd_xFe_3(BO_3)_4$, $Nd_{1-x}Y_xFe_3(BO_3)_4$ и $Nd_{1-x}Dy_xFe_3(BO_3)_4$, в которых при определенных концентрациях *x* с понижением температуры происходит структурный переход из фазы R32 в более низкосимметричную фазу $P3_121$.

Измерения электрической поляризации проводились как в статических магнитных полях до 14 кЭ посредством измерения пиротока, так и в импульсных полях до 200 кЭ, в которых фиксировались индуцированные магнитным полем изменения электрического заряда на образцах [3].

На примере $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ на рис.1 проиллюстрированы температурные, полевые и угловые зависимости поляризации вдоль *a*-оси, типичные для легкоплоскостных ферроборатов со структурой R32. В полном соответствии с [2] $P_a(H_a)$ и $P_a(H_b)$ имеют разные знаки и одинаковые абсолютные величины, а угловая зависимость P_a пропорциональна cos2φ, где φ- угол между направлением магнитного поля и осью *a*. Область резкого изменения поляризации соответствует повороту магнитных моментов (вектора антиферромагнетизма) к направлению, перпендикулярному магнитному полю. Такие же закономерности наблюдались в чистом $NdFe_3(BO_3)_4$ и слаболегированном (5%) диспрозием. Для состава $Nd_{0.75}Dy_{0.25}Fe_3(BO_3)_4$ в легкоплоскостной фазе ($T>T_R$~25K) также наблюдалась довольно большая поляризация $P_a(H_a)$, которая увеличивается с понижением температуры даже после переориентации в легкоосную фазу. Измерения в импульсных магнитных полях показали, что в $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ поляризация вдоль *a*-оси с ростом поля

меняет знак и затем выходит на насыщение, а поляризация вдоль *b*-оси растет не насыщаясь (вставка на рис.1б). Аналогичное поведение наблюдались и в $NdFe_3(BO_3)_4$ и было объяснено из симметрийного подхода [2].

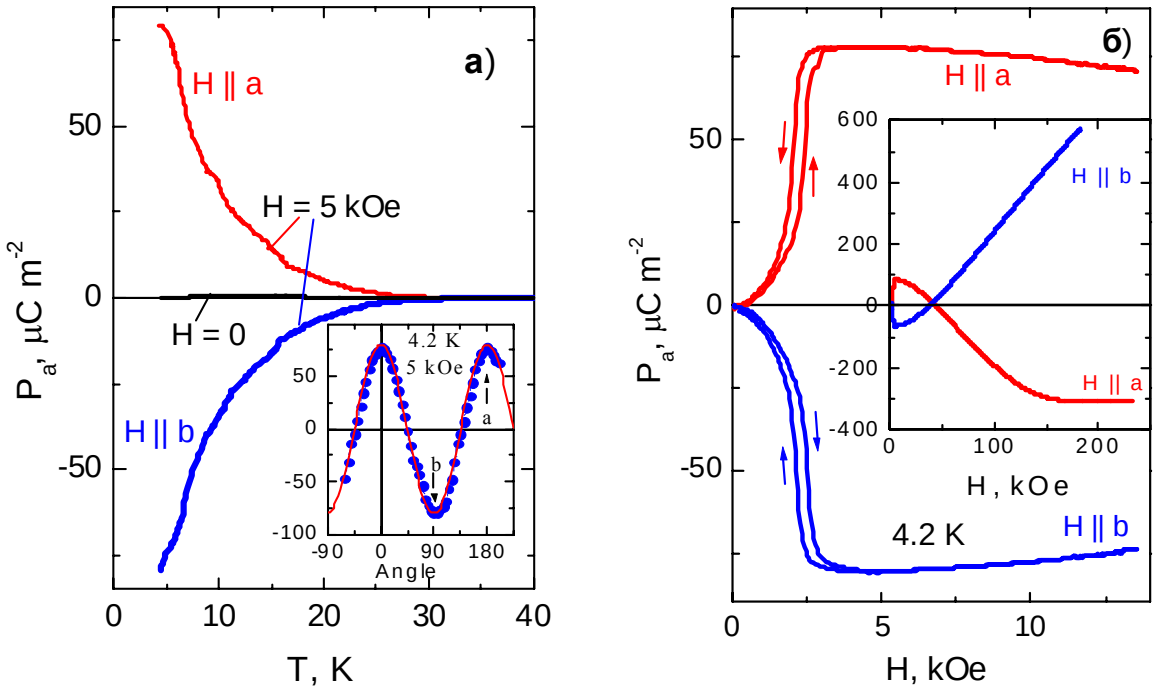


Рис.1. Зависимости поляризации вдоль a-оси в $Nd_{0.5}Gd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ от температуры (а) и статического (импульсного -на вставке) магнитного поля (б). На вставке к (а) – зависимость P_a от ориентации магнитного поля в ab плоскости (точки - эксперимент, линия – расчет).

При увеличении содержания Gd в $Nd_{1-x}Gd_xFe_3(BO_3)_4$ до 75 %, при котором ниже 120 К кристалл переходит в $P3_121$ модификацию, величина электрической поляризации резко падает до значений ≤ 1 мкКл/м^2 в поле 10 кЭ. Существенное уменьшение поляризации наблюдалось и в $Nd_{0.4}Y_{0.6}Fe_3(BO_3)_4$, также переходящем ниже 100 К в низкосимметричную кристаллографическую модификацию. На рис.2 приведены концентрационные зависимости поляризации для Nd-Gd и Nd-Y ферроборатов, из которого ясно видно, что поляризация в низкосимметричной фазе существенно ниже ожидаемого теоретического значения при разбавлении неодима гадолинием или иттрием (точечная линия на рис. 2). Этот вывод подтверждается нашими данными в $EuFe_3(BO_3)_4$, в котором наблюдалось заметное увеличение $P_a(H_a)$ при возрастании T в результате перехода в высокотемпературную фазу R32.

Поведение поляризации в $P3_121$ фазе обладает и рядом других особенностей. Так, при охлаждении в нулевом магнитном поле при структурном и магнитном фазовых переходах появляется спонтанная поляризация (Рис. 3), зависящая, вообще говоря, от конкретного образца с присущими ему внутренними напряжениями. При этом симметрийные соотношения между

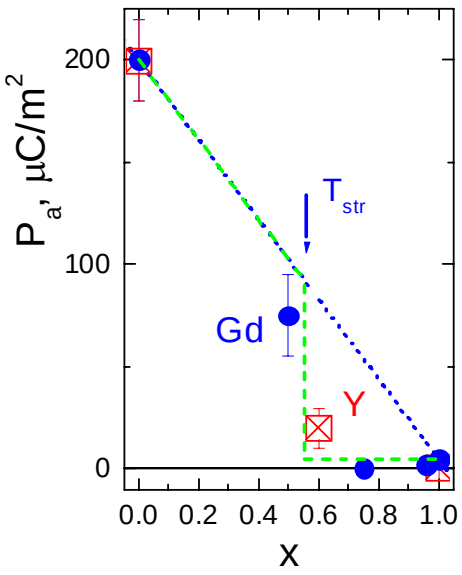


Рис.2. Концентрационные зависимости индуцированной H=10 кЭ поляризации в $Nd_{1-x}R_xFe_3(BO_3)_4$, R=Gd- кружки, Y- квадраты. Точечная линия - ожидаемое поведение при разбавлении неодима гадолинием или иттрием, а пунктир – реальное (схематически) поведение с учетом структурного перехода, обозначенного стрелкой.

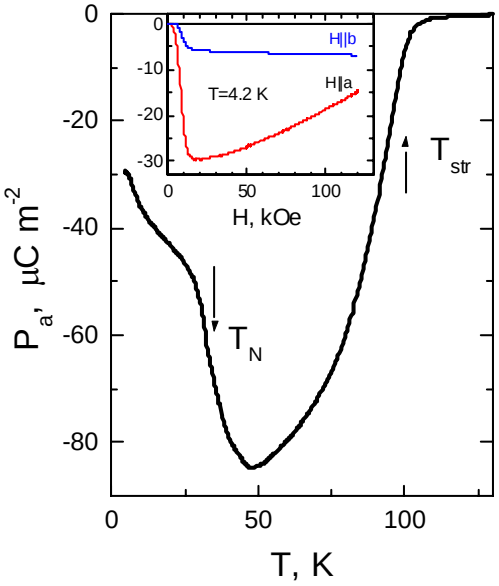


Рис.3. Температурная зависимость спонтанной электрической поляризации $Nd_{0.4}Y_{0.6}Fe_3(BO_3)_4$ вдоль *a*-оси. Стрелками обозначены точки Неля и структурного перехода. На вставке - зависимости поляризации вдоль a-оси от магнитного поля, приложенного вдоль осей *a* и *b* при 4.2 К.

поляризацией и магнитным полем, характерные для фазы R32, перестают выполняться в фазе $P3_121$, что проиллюстрировано на вставке к рис. 3 для $Nd_{0.4}Y_{0.6}Fe_3(BO_3)_4$. Возникновение этих особенностей в поведении электрической поляризации может быть обусловлено понижением локальной симметрии редкоземельного иона от D_3 до C_2 при структурном фазовом переходе R32 $\rightarrow$ $P3_121$ и появлением трех неэквивалентных подрешеток редкоземельной подсистемы, отличающихся ориентацией локальных осей. Кроме того, существование внутренних упругих напряжений в пьезоэлектрическом кристалле и их изменение при фазовых переходах могут приводить к появлению выделенных направлений в кристалле, обусловливающих возникновение спонтанной поляризации. Сильное возрастание поляризации, наблюдаемое обычно при понижении температуры, указывает на значительный вклад от редкоземельных ионов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 07-02-00580-а).

1. А.К. Звездин, С.С. Кротов, А.М. Кадомцева и др. Письма в ЖЭТФ **81**, 335 (2005).
2. А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева и др. Письма в ЖЭТФ **83**, 600 (2006).
3. А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов и др. ЖЭТФ **136**, №1 (2009).
4. Ю.Ф. Попов, А.М. Кадомцева, Г.П. Воробьев и др. Письма в ЖЭТФ **89**, 406 (2009).

ПЬЕЗОИНДУКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В КОЛЬЦЕВОЙ СТРУКТУРЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК-ПРОВОДНИК

Ю.К. Фетисов, Д.В. Чашин

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия

В работе обнаружен и исследован эффект преобразования переменного магнитного поля в электрическое напряжение и обратно в твердотельной структуре, представляющей собой пьезоэлектрическое кольцо с нанесенными на его поверхность металлическими электродами. Пьезоиндукционный (ПИ) эффект является результатом комбинации электромагнитной индукции в проводящем контуре и пьезоэффекта в кольце.

Структура изображена на рис.1. Пьезоэлектрическое (ПЭ) кольцо имеет средний радиус r, толщину a и высоту b. На внешнюю и внутреннюю поверхности кольца нанесены электроды шириной b и толщиной δ из металла с сопротивлением ρ. Кольцо поляризовано в радиальном направлении. Перпендикулярно к плоскости кольца и параллельно друг другу приложены постоянное магнитное поле H и переменное магнитное поле $h(f) = h\cdot\cos(2\pi ft)$ с амплитудой h и частотой f. Генерируемое напряжение $u(f) = u\cdot\cos(2\pi ft)$ снимается с электродов кольца.

Прямой ПИ эффект состоит в генерации структурой переменного напряжения при воздействии на нее переменного магнитного поля. Поле $h(f)$ создает переменный магнитный поток, пронизывающий контур и в электродах кольца генерируется переменный ток. На каждый участок электрода с током действует сила Ампера, приводящая к появлению касательных сил, растягивающих или сжимающих кольцо. В результате пьезоэффекта между электродами кольца генерируется электрическое напряжение. При изменении поля с частотой f_r, совпадающей с частотой низшей моды радиальных колебаний кольца, выражение для u_r имеет вид:

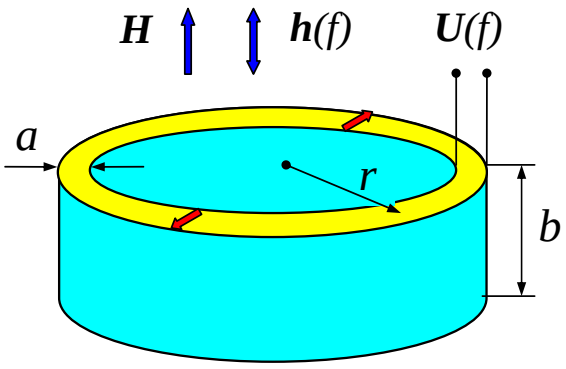


Рис.1. Пьезоэлектрическое кольцо с металлическими электродами.

$$u_r = Q\frac{\mu_0^2}{\varepsilon_0}\frac{d_{31}}{\varepsilon\rho}\sqrt{\frac{Y}{\gamma}}\cdot r\delta\cdot hH\ .$$

Здесь обозначено: μ_0 и ε_0 - постоянные, d_{13} и ε - пьезомодуль и диэлектрическая проницаемость, Y и γ - модуль Юнга и плотность пьезоэлектрика, Q - добротность.

В экспериментах использовали кольцо из цирконата-титаната свинца с параметрами r=8.62 мм, a=1.25 мм, b=4.5 мм, d_{31}=175·10^{-12} м/В, ε=1750 и электродами из се-

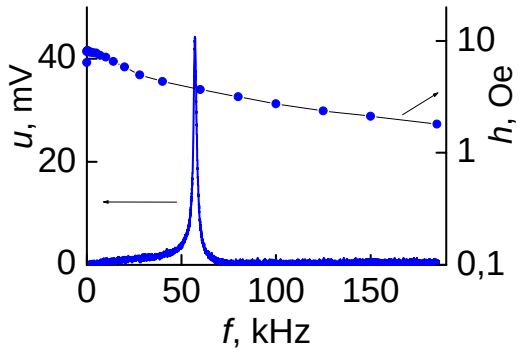


Рис.2. Зависимость напряжения u и амплитуды поля h от частоты f.

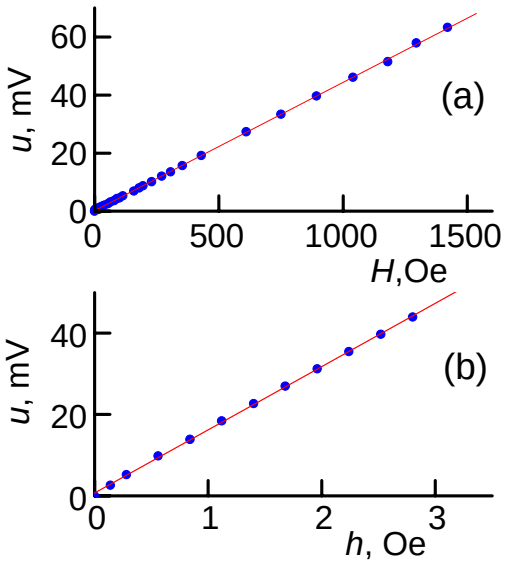


Рис. 3. Зависимости напряжения u от: (a) поля H при h = 2.8 Oe, (b) поля h при H = 1000 Oe.

ребра толщиной δ~2 мкм. Кольцо помещали в поле H=0-5 кЭ, переменное поле (h =0-10 Э, f =0 - 200 кГц) создавали с помощью катушек.

Измеренная зависимость генерируемого напряжения от частоты f (рис.2) демонстрирует резкое увеличение u на частоте акустического резонанса (f_r=57 кГц, Q=42). Расчет по формуле дает значение u_1=45 мВ, совпадающее с экспериментом. Измеренные зависимости u_1 от постоянного H (рис.3a) и переменного h (рис 3b) полей хорошо подтверждают теорию.

В структуре наблюдали также и более слабый обратный ПИ эффект - генерацию переменного поля h при приложении к электродам переменного напряжения U. В этом случае обратный пьезоэффект вызывает изменение площади кольца, в электродах генерируется переменный ток, который и создает переменное магнитное поле. Амплитуда поля дается формулой:

$$h = \mu_0 \frac{d_{31}}{\rho} \sqrt{\frac{Y}{\gamma}} \frac{b\delta}{ra} HU .$$

В эксперименте на частоте резонанса f_r=57 кГц при H=1000 Э и U=10 В структура генерировала поле с амплитудой h ~0.1 мЭ, что хорошо совпадает с расчетом по приведенной выше формуле. Амплитуда поля h линейно зависела от H и U, в соответствии с предсказанием теории.

Описанный прямой ПИ эффект в кольцевой структуре может быть использован для создания датчиков постоянного магнитного поля с линейной характеристикой, а обратный эффект - для создания модуляторов магнитного поля, управляемых напряжением.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 2.1.1/6650) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-12151-офи).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОМПОЗИТЫ $x\ PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3 - (1-x)\ Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$

С.А. Гриднев[2], А.А. Амиров[1], А.В. Калгин[2]

[1]*Институт Физики Дагестанского Научного Центра РАН*
[2]*Воронежский государственный технический университет*

В последние годы в исследовании мультиферроиков все большее внимание уделяется изучению многофазных композитных сред [1]. Известные однофазные мультиферроики преимущественно демонстрируют значительно меньшие значения МЭ-эффекта по сравнению с композитами. Мультиферроики-композиты представляют собой среду состоящую из 2-х фаз - пьезоэлектрической и магнитной. Механизм возникновения МЭ - эффекта в этом случае основан на возникновении электрического поля в пьезомагнитной компоненте при механическом воздействии магнитной фазы вследствие магнитострикции. Среди многофазных мультиферроиков объемные МЭ композиты являются наиболее простыми по получению и представляют собой смесь спеченных магнитных и пьезоэлектрических порошков. Помимо МЭ эффекта в них наблюдается взаимосвязь магнитных и электрических свойств в виде аномалий магнитных свойств в области сегнетоэлектрического перехода и наоборот [2]. Среди недостатков таких систем следует отметить относительно высокую проводимость, неоднозначность МЭ-эффектов при одной и той же концентрации фаз, пористость. Тем не менее, благодаря простоте изготовления и энергоемкости затрат, объемные композиты остаются перспективными материалами для использования в магнитоэлектрических устройствах.

Смесевые композиты x PZT - (1-x)MZF (с x = 0.2, 0.4, 0.6 и 0.8) были изготовлены по стандартной керамической технологии [3]. Из смесей порошков марганец – цинкового феррита ($Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$) и пьезоэлектрика цирконата – титаната свинца (ЦТС) при различной концентрации пьезоэлектрической фазы (0.2, 0.4, 0.6 и 0.8) формовали брикеты диаметром 22 - 25 мм, которые затем прессовали и спекали в атмосфере воздуха. Давление прессования, температура и время спекания композитов изменялась в зависимости от процентного содержания пьезоэлектрика и феррита. Охлаждение осуществлялось в режиме выключенной печки. Для компенсации вылетающего при таких высоких температурах свинца, в смеси порошков феррита и сегнетоэлектрика непосредственно вводились небольшие добавки (до 3 mol.%) оксида свинца.

Проведенный рентеноструктурный анализ подтвердил существование в синтезированных композитах только двух фаз - магнитной (структура шпинели) и сегнетоэлектрической (структура перовскита). На рис.1. приведены микрофотографии поверхностей композитов x PZT - (1-x)MZF (с x = 0.2, 0.4, 0.6 и 0.8), которые также отчетливо демонстрируют наличие двух

фаз в композитах: более темная является ферритовой, а светлая - ЦТС компонентой. Если провести сравнительный анализ микрофотографий композитов, то можно увидеть изменение соотношения фаз при изменении x. Были проведены предварительные магнитоэлектрические измерения на представленных образцах. МЭ эффект определялся путем измерения напряжения, возникающего на образце при наложении на него переменного и постоянного магнитных полей.

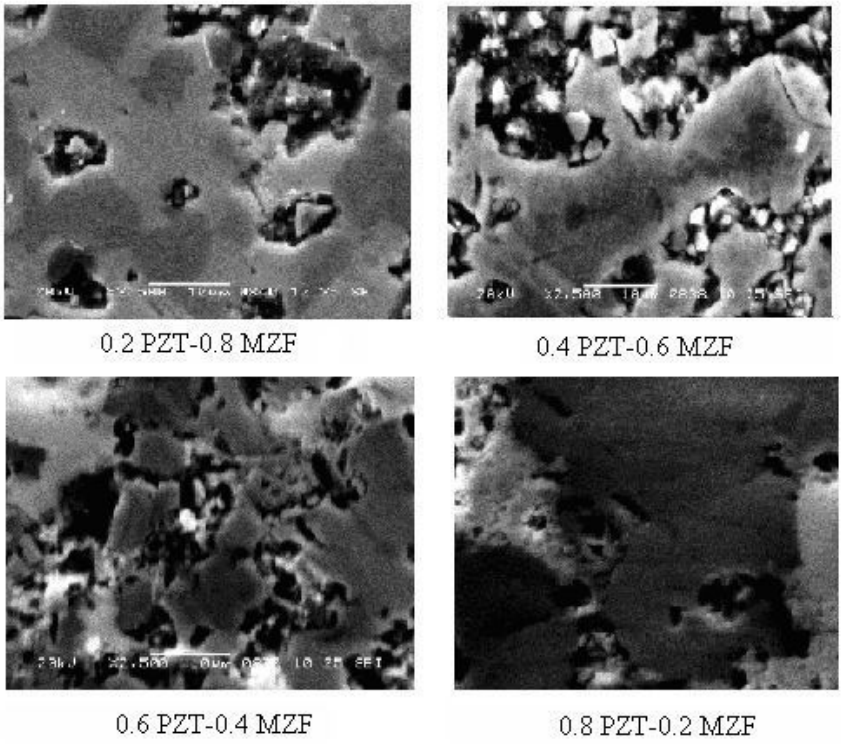


Рис.1. Микрофотографии проверхностей образцов x PZT - (1-x)MZF (с x = 0.2, 0.4, 0.6 и 0.8)

Вначале измерялся МЭ-эффект на неполяризованных образцах, затем образцы поляризовывали и на них проводили аналогичные измерения. В результате, обнаружено увеличение МЭ-эффекта после поляризации и его значение зависит от содержания магнитострикционной фазы в композите.

Литература:

[1] А.П. Пятаков, Бюллетень МАГО, том.8, №1 (2007)
[2] С.А. Гриднев, А.В. Калгин, ФТТ **51**, 7 (2009)
[3] R.S. Devan, C.M. Kanamadi, S.A. Lokare, B.K. Chougule. Smart Mater. Struct. V **15**, 1877 (2006)

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДИСКОВОМ РЕЗОНАТОРЕ ГАЛФЕНОЛ - ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

А.Б. Коплик, И.М. Крыканов, Ю.К. Фетисов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитных слоистых структурах ферромагнетик-пьезоэлектрик возникает в результате комбинации магнитострикции и пьезоэффекта и проявляется в виде генерации переменного напряжения $U(f)$ под действием переменного магнитного поля $h(f)$. Показано, что величина эффекта возрастает при использовании ферромагнетиков с большой магнитострикцией λ и совпадении частоты поля f с частотами акустических резонансов структуры.

В работе исследован МЭ эффект в дисковом резонаторе, содержащем слой галфенола и слой цирконата-титаната свинца (PZT). Сплав галфенол $Fe_{0.8}Ga_{0.2}$ (GaFe) отличается высокой магнитострикцией $\lambda \sim 2\cdot10^{-4}$, хорошо обрабатывается, относительно недорог. Резонатор имел диаметр D=10 мм и толщину слоев по 0.4 мм, слои соединялись с помощью клея. На рис.1 приведена зависимость МЭ напряжения U от частоты f модулирующего поля с амплитудой h=8 Э при касательном намагничивании резонатора полем H=700 Э. Напряжение резко возрастает на частотах изгибных f_1=50.6 кГц и планарных f_2=187 кГц колебаний резонатора. Рис. 2 демонстрирует, что U_2 максимально при касательном поле $H_{//} \sim$700Э, соответствующем максимуму коэффициента $\partial\lambda/\partial H$ для галфенола, и линейно растет с $H_\perp$ при намагничивании резонатора перпендикулярно к плоскости. Величина коэффициента МЭ преобразования для исследованного резонатора достигала $\alpha_E \sim$16 В/Э см. Результаты показывают возможность использования GaFe-PZT резонаторов для создания МЭ датчиков магнитного поля.

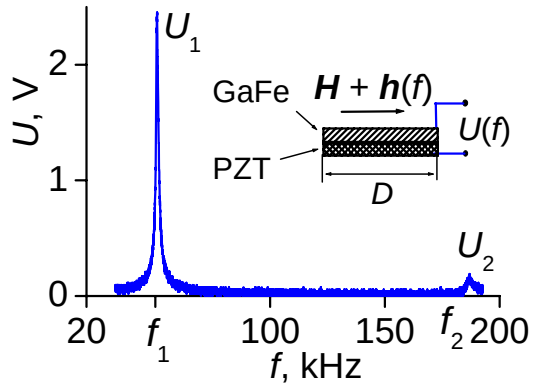


Рис.1. Зависимость U от частоты f поля. На вставке – геометрия.

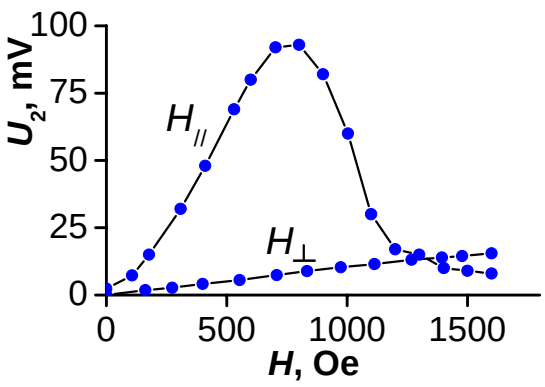


Рис.2. Зависимость напряжения U_2 от постоянного поля H.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ АМОРФНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИК - ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

Л. Фетисов[1], Ю. Фетисов[2], Н. Перов[1]

1.МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Россия
2.МИРЭА, факультет электроники, Россия

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитных структурах ферромагнетик-пьезоэлектрик (ФМ-ПЭ) возникает в результате комбинации магнитострикции и пьезоэффекта и проявляется в виде генерации переменного электрического напряжения u на гранях структуры при ее помещении в переменное магнитное поле h [1]. Амплитуда напряжения прямо пропорциональна магнитострикции λ_s ФМ слоя и пьезомодулю d_{13} ПЭ слоя. По этой причине ФМ слои в структурах обычно изготавливают из ферритов, металлов (Ni, Fe) или сплавов (галфенол, терфенол) с высокой магнитострикцией [2].

В данной работе впервые исследован МЭ эффект в структуре, содержащей ФМ слой из магнитномягкого аморфного сплава, который обладает высокой магнитной проницаемостью и малыми потерями в слабых магнитных полях.

Исследуемый образец в форме диска диаметром 14.8 мм содержал ФМ слой состава $Fe_{90,3}Ni_{1,5}Si_{5,2}B_3$ толщиной 30 μм и ПЭ слой цирконата-титаната свинца (PZT) толщиной b=215 μм. На поверхности PZT диска были нанесены Ag электроды толщиной ~2 μм и он был поляризован по нормали к плоскости. Слои структуры были механически соединены с помощью эпоксидного клея. Магнитострикция ФМ слоя достигала $\lambda \sim 30 \cdot 10^{-6}$ в поле H_s ~200 Э, пьезомодуль PZT слоя равнялся d_{13}=175 нКл/м^2. Образец помещали в постоянное поле H=0-1.5 кЭ и параллельное ему модулирующее поле $h\cos(2\pi ft)$ с амплитудой h =1-8 Э и частотой f=2-220 кГц. Регистрировали амплитуду u генерируемого структурой напряжения при изменении H, амплитуды h и частоты f переменного поля.

На рис. 1 приведена частотная зависимость напряжения $u(f)$ при намагничивании структуры полем H=40 Э. Амплитуда u не превышала 30 мВ во всем диапазоне частот и резонансно возрастала до u_1=1.83 В на частоте f_1=8.65 кГц и до u_2=0.65 В на частоте f_2=172.8 кГц. Добротность резонансов составляла Q_1=110 и Q_2=126, соответственно. Как показал расчет по методике [3], на этих частотах в резонаторе возбуждаются изгибные и радиальные акустические колебания, что и приводит к увеличению в ~Q раз амплитуды МЭ напряжения [4].

На рис. 2 показана зависимость u_1 от постоянного поля, направленного в плоскости ($H_{//}$) либо перпендикулярно ($H_\perp$) к плоскости структуры. При намагничивании образца в плоскости максимум u_1 лежит в области слабых полей ~40 Э, где величина пьезомагнитного модуля $q=\partial\lambda/\partial H$

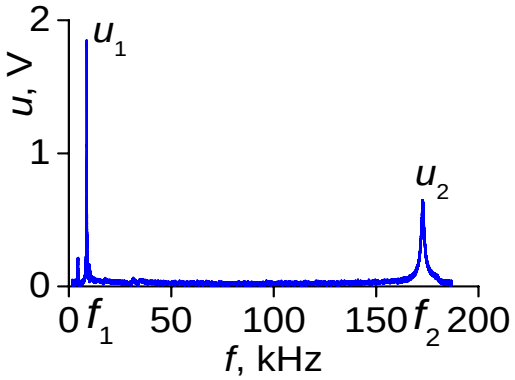


Рис.1. Зависимость напряжения u от частоты переменного магнитного поля f.

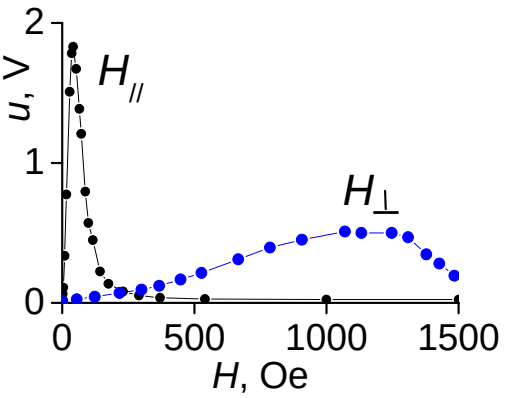


Рис.2. Зависимость напряжения u_1 на частоте f_1 от поля смещения H.

$Fe_{90,3}Ni_{1,5}Si_{5,2}B_3$ слоя достигает максимума. При перпендикулярном намагничивании максимум u_1 смещается в область полей H ~1200 Э из-за влияния размагничивающего фактора. Измерения петель гистерезиса с помощью вибрационного магнетометра показали, что магнитная проницаемость в плоскости аморфного слоя также достигает максимума в полях ~40 Э, а величина коэрцитивной силы на превышает ~2 Э.

Коэффициенты МЭ преобразования для исследованной структуры $\alpha_E = u/hd$ на резонансных частотах равны α_{E1}=9.2 В/Э·см и α_{E2}=17.5 В/Э·см, что сравнимо с наибольшими значениями, достигнутыми для структур другого состава.

Таким образом, в работе продемонстрирована высокая эффективность резонансного МЭ преобразования в структурах, содержащих слои аморфного ферромагнетика на основе железа. Максимум генерируемого МЭ напряжения достигается в достаточно малых магнитных полях~40 Э, что важно для технических применений. Исследованные структуры могут послужить основой для создания высокочувствительных датчиков и преобразователей переменных магнитных полей.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. G. Srinivasan, E. Rasmussen, J.Gallegos et al, Phys.Rew. B**64**,214408 (2001)
2. C.-W. Nan, M.I.Bichurin, S. Dong etal, **103**, 011101 (2008).
3. Д.В.Чашин, К.Е, Каменцев, Ю.К.Фетисов, РЭ, **53**, 1521 (2008).
4. Д.А.Филиппов, М.И.Бичурин, В.М. Петров и др., ФТТ, **46**, 1621 (2004).

КИНЕТИКА И СПЕКТР ФОТОПРОВОДИМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ИТТРИЙ–ЖЕЛЕЗИСТЫХ ГРАНАТОВ С РАЗЛИЧНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

М.Д. Надеждин, Р.А. Дорошенко

Институт физики молекул и кристаллов, Уфимский научный центр РАН.

В работе представлены результаты исследования фотопроводимости в монокристаллах иттрий–железистых гранатов (*ИЖГ*). Фотопроводимость (*ФП*) в номинально чистых кристаллах *ИЖГ* и в кристаллах с различными типами легирующей примеси ранее исследовались в работах [1, 2]. Особенностью данной работы является исследование фотопроводимости в монокристаллах, обладающих фотоиндуцированными эффектами (*ФИЭ*) [3] для выявления влияния фотоцентров на фотоэлектрические свойства.

Измерения проводились по двухконтактной схеме с прямым подключением образца к тераомметру Е6 –13А с последующей компенсацией «темнового» тока. В отсутствие освещения сигнал на выходе тераомметра соответствует значению сопротивления при напряжении ≈100 В.

Образец с контактами помещался в измерительную ячейку тераомметра. Для освещения образца использованы кварцевые световоды с оптическим затвором, это позволило освещать образец в ячейке при постоянной экранировке образца и минимальном воздействии на процесс измерения. Фотовоздействие осуществлялось стационарным немодулированным излучением от лампы накаливания мощностью 250 Вт и 400 Вт. Для спектральных измерений использованы интерференционные фильтры, интенсивность узкополосного излучения составляла от 3 до 15 мВт.

Для измерений использованы: а) номинально чистый *ИЖГ* без *ФИЭ*, и кристаллы с фотоиндуцированными свойствами: б) *ИЖГ*(*Ba*) кристалл из растворителя $BaO–B_2O_3$ и в) *ИЖГ:Si* – кристалл, легированный кремнием выращен из растворителя $PbO–PbF_2:SiO_2$ [3]. Образцы изготовлены в виде пластин толщиной 0.2–0.35 мм с ориентацией [110]. В эксперименте были использованы контакты двух типов: на основе проводящего клея «Контактол» и контакты на углеродной основе, расстояние между контактами от 0.2 до 1 мм.

Сравнение результатов измерений для кристаллов с фотоиндуцированными свойствами и кристалле без *ФИЭ* показали, что фоточувствительность кристаллов с *ФИЭ* в 10–100 раз выше чувствительности кристалла без *ФИЭ*. Относительное изменение сопротивления $\varepsilon_R = dR/R$ для *ИЖГ:Si* равно $\varepsilon_R \approx 10–12$ %; для *ИЖГ*(*Ba*) – $\varepsilon_R \approx 50\%$; в номинально чистом образце без *ФИЭ* – $\varepsilon_R \approx 0.5–1$ %.

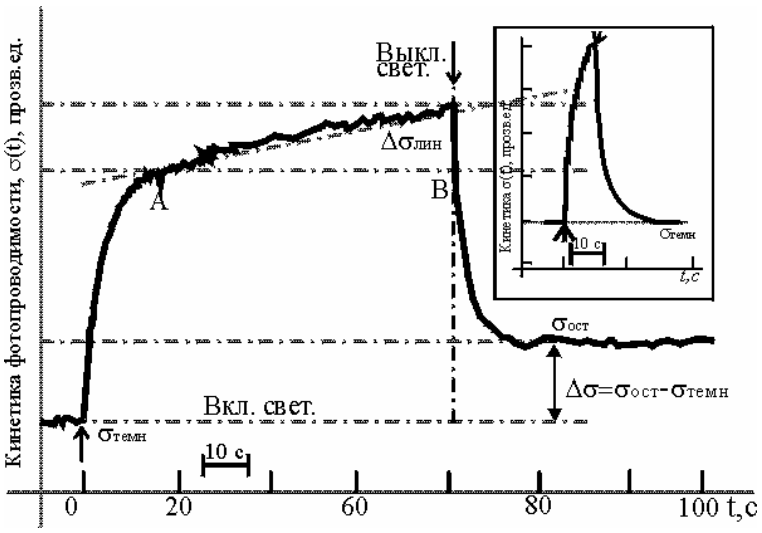


Рис.1. Зависимость фотопроводимости σ(t) от длительности освещения в кристалле *ИЖГ:Si*. Стрелками вверх и вниз обозначены моменты включения и выключения света, соответственно. $\sigma_{темн}$ – значении проводимости до момента освещения. $\Delta\sigma_{лин}$ – участок линейного роста проводимости от времени освещения. На вставке: изменение σ(t) для того же кристалла, при меньшем времени фотовоздействия. Зависимости получены при воздействии ИК–излучения ($\lambda_{ОБЛ}$≥1 мкм), Т=300К.

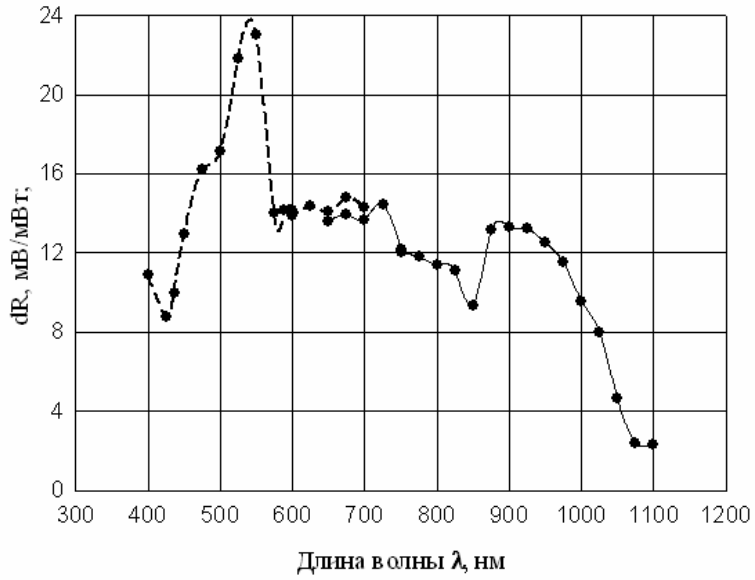


Рис.2. Спектральная зависимость фотопроводимости кристалла *ИЖГ*(*Ba*) d*R*=*f*(λ). d*R* – величина сигнала разностного фотосигнала на выходе компенсационной схемы (*мВ*) приведена к единому коэффициенту усиления и нормированная на мощность излучения (*мВт*).

Величина изменения сопротивления при 300 К в кристаллах с фотоиндуцированными свойствами *ИЖГ:Si* и *ИЖГ*(*Ba*) коррелирует с величиной долгоживущих фотоиндуцированных оптических и магнитных эффектов при 80 К. Наибольшее значение *ФП* регистрируется в кристалле *ИЖГ(Ba)*, в котором наблюдаются наибольшие изменения магнитной проницаемости и коэффициента оптического поглощения. Наименьшая фоточувствительность зарегистрирована в кристалле без *ФИЭ*. Зависимость величины *ФП* от интенсивности сплошного спектра линейна для всех образцов вплоть до максимальной интенсивности ~2 Вт/см^2, использованной в эксперименте.

Исследования кинетики *ФП* показали (рис.1), что в кристалле *ИЖГ:Si* имеется эффект «остаточной проводимости» [4], когда при выключения

света, после длительного освещения, релаксация достигнутого значения фотопроводимости происходит не к начальной «темновой» величине, а к более высокому значению $\sigma_{ост}$, которое сохраняется длительное время (рис.1). Величина остаточной проводимости $\Delta\sigma$ примерно равна величине в области линейного нарастания фотопроводимости $\Delta\sigma_{лин}(t)$ на участке АВ. В номинально чистых кристаллах *ИЖГ* возникновения остаточной проводимости не наблюдается.

Спектральная зависимость *ФП ИЖГ*(*Ba*) (рис. 2) отражает особенности спектра оптического поглощения кристалла. Длинноволновая граница фотопроводимости около 1100 нм, рост *ФП* при уменьшении длины волны имеет такой же характер, что и спектральная зависимость коэффициента оптического поглощения $\alpha(\lambda)$ для *ИЖГ* [5]. Локальный максимум около 0.9 мкм обусловлен фотовозбуждением октаэдрических ионов [Fe^{3+}] [5]. Максимум *ФП* вблизи 0.55 мкм связан с фотовозбуждением тетраэдрических ионов (Fe^{3+}). Уменьшение *ФП* в области 0.4 – 0.5 мкм есть следствие резкого возрастания коэффициента поглощения в этой области спектра, и, соответственно, уменьшением толщины фотовозбужденного слоя. Отметим, что граничная длина волны *ФП* (1100 нм) совпадает с минимальной энергией оптической активации фотоиндуцированного эффекта возрастания коэффициента оптического поглощения при 80 К, обнаруженной экспериментально в работе [6] для *ИЖГ*(*Ba*).

Для *ИЖГ:Si* измерения при 300 К и 80 К показали, что при 80 К происходит уменьшение «темнового» тока и возрастание фототока, т.е. повышение фоточувствительности кристалла при снижении температуры.

1. K. Hisatake, Trans. Jap. Inst. Metals, **13**, 305 (1972).
2. В.В.Еременко, А.П.Кириченко и др., ФТТ, **14**, 1236 (1971).
3. Р.А. Дорошенко, Труды ИОФАН, **44**, 105 (1992).
4. С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: ФИЗМАТГИЗ (1963).
5. D.L. Wood, J.P. Remeika, J.Appl. Phys., **38**, 1038 (1967).
6. Р.А. Дорошенко, М.Д. Надеждин, ФТТ, **43**, 1233 (2001).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Сечин Д.А., Сергеев А.С.
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В связи с развитием в последние годы нового направления в науке - спинтроники (носителем информации является не электрический заряд а спин), определенный интерес представляет так называемое магнитоэлектрическое (МЭ) взаимодействие. Суть его заключается в том, что электрические и магнитные свойства вещества оказываются связанными друг с другом, например, неоднородности в распределении намагниченности могут приводить к возникновению электрической поляризации (неоднородный МЭ эффект) [1].

В работе [2] была экспериментально обнаружена возможность смещать доменные границы в эпитаксиальных пленках феррит-граната при помощи неоднородного электрического поля. Это явление, по-видимому, относится к одному из проявлений неоднородного МЭ эффекта, похожее явление было теоретически рассмотрено в [3].

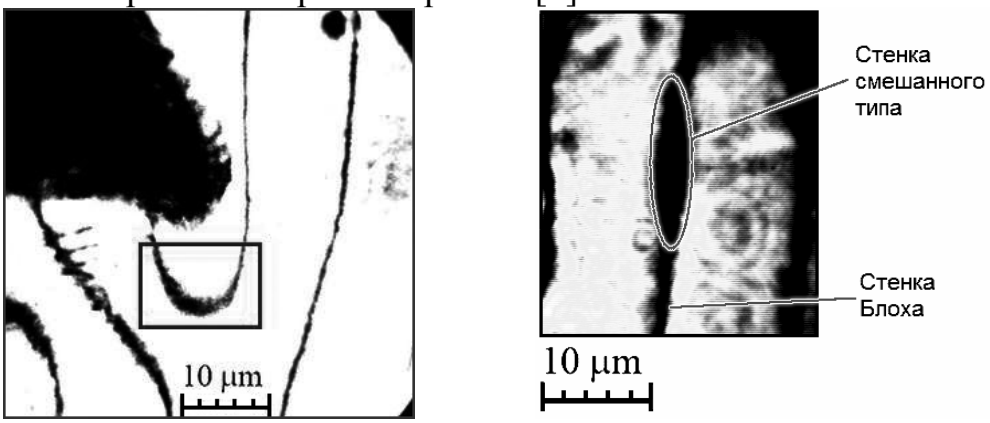


Рис.1. Примеры исследуемых объектов: доменная головка (слева), стенка смешанного типа (справа)

Изображение доменных границ в исследуемых пленках в некоторых областях имеет “утолщения”, также в образцах присутствуют так называемые “доменные головки”. Предполагается, что в таких структурах происходит изменение ориентации плоскости разворота намагниченности, что приводит к наклону плоскости самой границы, из-за чего её изображение становится шире. Экспериментальные данные [4] показывают, что такие магнитные неоднородности сильнее реагируют на внешнее электрическое поле, нежели обычные стенки.

Целью данной работы является теоретическое описание и компьютерное моделирование эффекта управления доменными границами при помощи электрического поля, а также установление связи между силой эффекта и взаимным расположением плоскостей разворота намагниченности и доменной границы. МЭ эффект описывается добавочным членом в свободной

энергии вещества, который в наиболее симметричном случае выглядит следующим образом:

$$F = ... - \gamma \vec{P}(\vec{M}(\vec{\nabla}, \vec{M}) - (\vec{M}, \vec{\nabla})\vec{M}) + ...$$

Здесь P – электрическая поляризация, M – намагниченность вещества.

Численные расчеты проводятся с помощью программы SpinPM, позволяющей путем решения уравнения Ландау-Лифшица находить равновесное распределение намагниченности для заданного исходного. Наклон плоскости вращения намагниченности в границе достигается изменением направления анизотропии в рассматриваемом образце (в экспериментально исследуемых пленках ось анизотропии не совпадает с нормалью к плоскости пленки, что приводит к возникновению эффективной "неелевской" компоненты в стенках Блоха, где плоскость разворота и плоскость стенки параллельны).

Рис.2. Y-компонента индуцируемой поляризации
(x –координата, перпендикулярная доменной стенка)

В теоретической модели предполагается, что намагниченность всюду в стенке вращается в одной плоскости. Показано, что стенка блоховского типа не наводит электрической поляризации, в случае же стенки Нееля, поляризация отлична от нуля. Это согласуется с правилом из [5] для определения направления и величины поляризации:

$$\bar{\mathbf{P}} = \frac{1}{V}\int d^3x \mathbf{P} = \gamma \chi_e M_1 M_2 [\mathbf{e}_3 \times \mathbf{Q}].$$

Здесь $\mathbf{e_3}$ – нормаль к плоскости разворота, **Q** – волновой вектор (нормаль к плоскости стенки).

В тех структурах, где ориентация плоскости разворота является "промежуточной" между стенками Блоха и Нееля должна существовать ненулевая электрическая поляризация, но меньшая, чем в последних. Аналитические расчеты согласуются с результатами численного моделирования.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-02-01068-а.

1. В. Г. Барьяхтар и др., Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
2. А. С. Логгинов и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
3. I. Dzyaloshinskii, EPL, **83** (2008) 67001.
4. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, A. K. Zvezdin, APL, **93**, pp. 182510 (2008).
5. M. Mostovoy, PRL, **96** (2006) 067601

.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЕГНЕТОМАГНЕТИКАХ ДИАГРАММНЫМ МЕТОДОМ

М.Х. Харрасов, И.Р. Кызыргулов, И.Ф.Шарафуллин

Башкирский государственный университет

Исследование сегнетон-фононных, магнон-фононных, магнон-сегнетонных взаимодействий, а также исследование влияния перечисленных взаимодействий на динамические явления в различных кристаллах привело к открытию ряда новых эффектов. Несомненный научный интерес представляет класс веществ – сегнетомагнетики. Это соединения, в которых одновременно существуют магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочение.

В данной работе рассматривается антисегнетоантиферромагнетик орторомбической симметрии со структурой перовскита. Магнитную часть гамильтониана выберем таким образом, чтобы учесть однородную и неоднородную обменную энергию, энергию анизотропии, а также зеемановскую энергию. В работе используется метод приближенного вторичного квантования (ПВК), так как он является удобным математическим аппаратом построения диаграммной техники для функций Грина. Методом ПВК найдены Фурье-представления нормальной одночастичной функции Грина $G^{(0)}(\vec{k},i\omega_n)$ и аномальной функции Грина $F^{(0)}(\vec{k},i\omega_n)$:

$$G^{(0)}(\vec{k},i\omega_n)=\frac{u_k^2}{i\omega_n-\varepsilon_k}-\frac{v_k^2}{i\omega_n+\varepsilon_k},\ F^{(0)}(\vec{k},i\omega_n)=u_k v_k\left[\frac{1}{i\omega_n-\varepsilon_k}-\frac{1}{i\omega_n+\varepsilon_k}\right].$$

Величина ε_k представляет собой энергию элементарных возбуждений, коэффициенты u_k, v_k называются коэффициентами u-v –преобразования Боголюбова. Функции Грина в первых порядках теории возмущений рассчитаны диаграммным способом вычисления. Учтен также гамильтониан, несохраняющий число частиц, поэтому диаграммный способ будет для этого случая иметь некоторые особенности, связанные с тем, что при таком гамильтониане кроме нормальных функции Грина отличными от нуля оказываются и аномальные функции Грина. По аналогичной схеме найдены и рассчитаны диаграммным методом функции Грина для сегнетоэлектрической подсистемы. Суммируя полученные диаграммы, определен вклад в свободную энергию, связанный с магнон-магнонным, сегнетон-сегнетонным и магнон-сегнетонным взаимодействием, перенормировка спектра и затухание спиновых волн.

1. А.К. Звездин, А. П. Пятаков // УФН, 174, №4 (2004).
2. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский. Функции Грина в теории магнетизма. Киев: Наукова думка (1984).
3. И.Р. Кызыргулов, М.Х. Харрасов // ДАН, 373, №2 (2000)

.

ВЛИЯНИЕ ПОДМАГНИЧИВАЮЩЕГО ТОКА НА МАГНИТОИМПЕДАНСНЫЙ ЭФФЕКТ МАГНИТОМЯГКИХ ПРОВОЛОК НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

А.В. Семиров[1], А.А. Гаврилюк[2], А.А. Моисеев[1], Д.А. Букреев[1], В.О. Кудрявцев[1], Г.В. Захаров[1]

[1] *Иркутский государственный педагогический университет, Россия*
[2] *Иркутский государственный университет, Россия*

Магнитоимпедансный (МИ) эффект, наблюдающийся в аморфных и нанокристаллических магнитомягких сплавах, привлекает к себе неослабевающее внимание исследователей. Относительное изменение импеданса во внешнем магнитном поле в случае некоторых магнитомягких сплавов достигает больших величин, что используется при создании датчиков магнитных полей [1-4]. В настоящее время продолжается поиск способов воздействия на магнитоимпедансные материалы, которые могут привести к росту величины магнитоимпедансного эффекта и повышению чувствительности сенсоров на его основе. Как показывают исследования, постоянный электрический ток, протекающий по проводнику соосно с переменным током (подмагничивающий ток), оказывает значительное влияние на величину данного эффекта и его чувствительность к внешнему магнитному полю [5,6].

Изучение влияния величины постоянного подмагничивающего тока *(I_{DC})* на импеданс *(Z)* и МИ эффект проведены на проволоках состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$, полученных методом быстрой закалки из расплава. Образцы имели длину 30 мм и диаметр 175 мкм. Измерение *Z* производилось с помощью анализатора импеданса AGILENT 4294A в диапазоне частот пробного переменного тока от 10 кГц до 100 МГц при действующем значении силы тока 1 мА. Ток I_{DC} в образце создавался с помощью встроенного в анализатор импеданса источника тока. Величина I_{DC} варьировалась в диапазоне ±60 мА. Напряженность внешнего магнитного поля *H*, направленного вдоль длины проволоки, изменялась в интервале ±150 Э. Максимальная величина МИ эффекта определялась следующим образом: $(\Delta Z / Z_0)_m = (Z_m - Z_0) / Z_0 \cdot 100\%$, где Z_m – максимальное значение импеданса образца в поле *H*, Z_0 – значение импеданса образца в отсутствии внешнего магнитного поля.

Как показывают предыдущие исследования, постоянный подмагничивающий ток приводит к появлению асимметрии зависимости импеданса от внешнего магнитного поля *Z(H)* [5]. В ходе наших исследований было установлено, что в диапазоне частот от 0,1 МГц до 4 МГц при I_{DC} ~40 мА положительный МИ эффект при одном из направлений поля *H* исчезает (рис. 1). На ассиметричной зависимости *Z(H)* на одной из ветвей наблюдается харак-

терный максимум, а на другой в магнитных полях до значений порядка поля анизотропии Z от H не зависит (рис. 1а, зависимость 3). Это наблюдается как при росте, так и при уменьшении поля H. В больших полях Z монотонно убывает. С ростом I_{DC} характерный максимум на $Z(H)$ наблюдается при обоих направлениях внешнего магнитного поля, при этом асимметричность зависимости $Z(H)$ уменьшается. При подмагничивающих токах ~60 мА зависимость $Z(H)$ близка к симметричной. На более высоких частотах положительный эффект МИ наблюдается во всем исследованном диапазоне подмагничивающих токов. Следует отметить, что в диапазоне частот переменного тока от 0,1 до 100 МГц при I_{DC} менее 40 мА с ростом тока наблюдается рост асимметрии зависимости импеданса от внешнего магнитного поля.

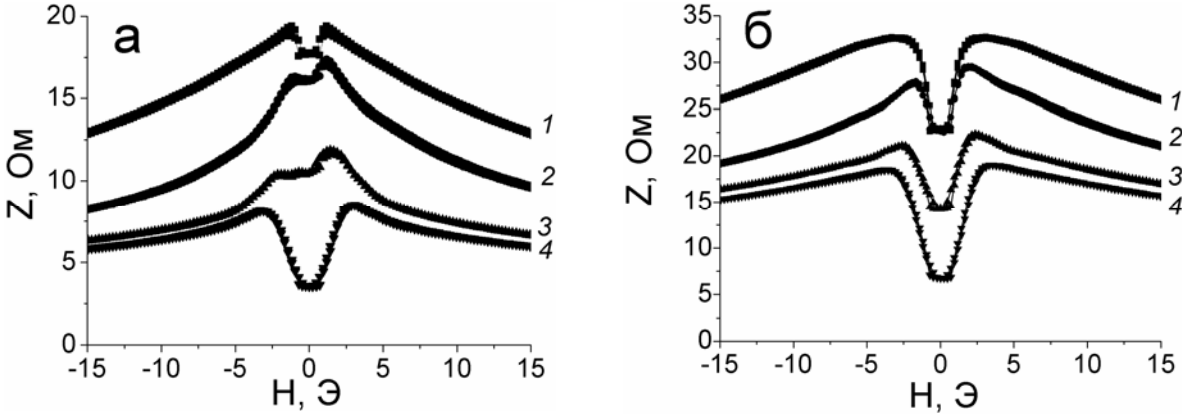


Рис. 1. Зависимость импеданса образцов состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ от внешнего магнитного поля для частот переменного тока а) 4 МГц; б) 20 МГц при значениях постоянного подмагничивающего тока: 1 – 0 мА; 2 – 20 мА; 3 – 40 мА; 4 – 60 мА.

Исходя из зависимостей начального импеданса Z_0 от I_{DC}, видно, что на частотах ниже 6 МГц воздействие подмагничивающего тока приводит к монотонному уменьшению значения Z_0 (рис. 2, а). На частотах 6 МГц и выше I_{DC} до 20 мА оказывает несущественное влияние на Z_0. Увеличение I_{DC} выше 20 мА приводит к резкому падению Z_0. Влияние величины подмагничивающего тока на максимальное значение импеданса Z_m носит схожий характер с тем отличием, что воздействие подмагничивающего тока приводит к падению Z_m в диапазоне частот переменного тока от 0,1 до 100 МГц (рис. 2, б). Уменьшение величины Z_0 в диапазоне частот переменного тока от 0,1 МГц до 100 МГц с ростом I_{DC} выше 20 мА происходит быстрее, чем уменьшение Z_m. Вследствие этого при I_{DC} выше 20 мА МИ эффект в указанном частотном диапазоне возрастает, что хорошо заметно на частотах 4 МГц и выше (рис. 3). При I_{DC} до 40 мА с ростом частоты переменного тока наблюдается увеличение МИ эффекта с тенденцией к насыщению (рис. 4). При I_{DC} выше 40 мА частотные зависимости максимального положительного МИ эффекта имеют максимум, который с ростом I_{DC} смещается в область более низких частот. Отметим, что максимальная чувствительность МИ эффекта достигается на частоте 20 МГц при I_{DC} ~60 мА и в диапазоне полей (1÷3) Э составляет 60 %/Э. При данных параметрах в указанном диапазоне полей зависимость $Z(H)$ близка к линейной.

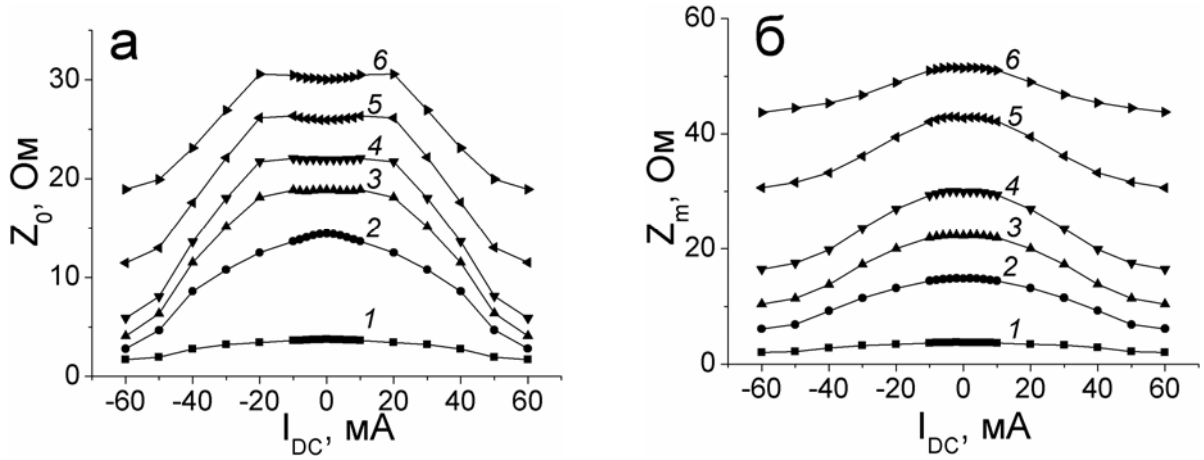


Рис. 2. Зависимости а) начального импеданса Z_0 и б) максимального импеданса Z_m образцов состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ от величины постоянного подмагничивающего тока при частотах перменного тока: 1 – 0,1 МГц; 2 – 2 МГц; 3 – 6 МГц; 4 – 15 МГц; 5 – 50 МГц; 6 – 100 МГц.

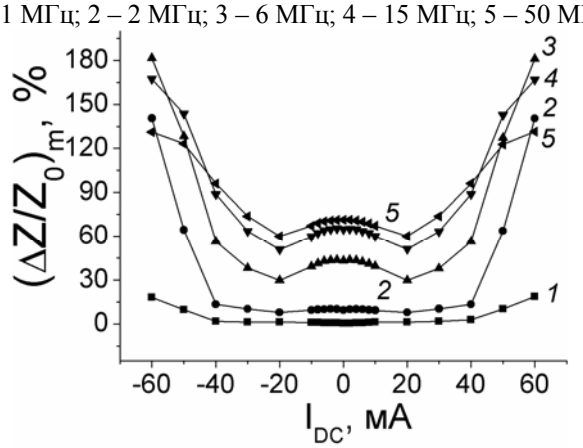


Рис. 3. Зависимость максимального значения магнитоимпедансного эффекта от величины постоянного подмагничивающего тока при частотах перменного тока: 1 – 0,1 МГц; 2 – 4 МГц; 3 – 20 МГц; 4 – 50 МГц; 5 – 100 МГц.

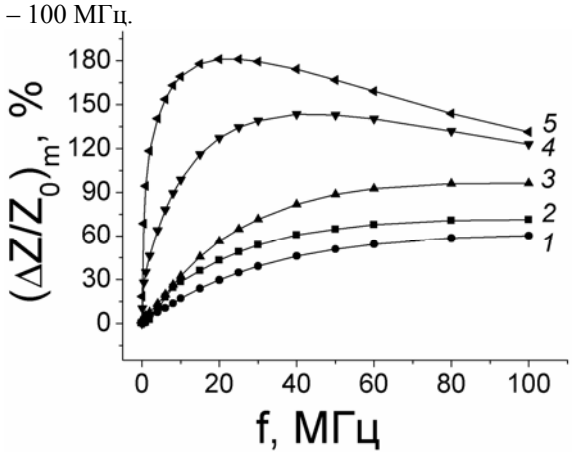


Рис. 4. Зависимость максимального значения магнитоимпедансного эффекта от частоты переменного тока при значениях подмагничивающего тока: 1 – 0 мА; 2 – 20 мА; 3 – 40 мА; 4 – 50 мА; 5 – 60 мА.

1. E.P. Harrison,G.L. Turney,H. Rowe, Nature, **135**, 961 (1935).
2. R.S. Beach, A.E. Berkowitz, Appl. Phys. Lett., **64**, 3652 (1994).
3. А.С.Антонов, С.Н. Гадецкий, А.Б. Грановский и др., ФММ, **83**, № 6, 61 (1997).
4. G.V. Kurlyandskaya, Encyclopedia of Sensors, **4**, 205 (2006).
5. Seon-Ho Song, Kyeong-Sup Kim et al., JMMM, **215-216**, 532 (2000).
6. А.С.Антонов, Н.А. Бузников, А.А Рахманов, В.В. Самсонова, ПЖТФ, **35**, № 2, 75 (2009).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-08-00210).

МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ, СТРУКТУРА И ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ВИСМУТА.

Б.А. Авраменко, А.С. Асеев, С.Н. Григоров, З.И. Колупаева, И.Г. Мирзоев, А.Г. Равлик.

Нацинальный технический университет"Харьковский политехнический институт", Украина.

Как известно, магнетосопротивление МС (эффект Гаусса) заключается в увеличении электросопротивления под действием магнитного поля H: $\Delta\rho/\rho_o=(\rho_H - \rho_o)/\rho_o$, где индексы H и 0 соответствуют измерениям ρ в поле и без него. В чистых металлах МС ничтожно мало (например, в меди $\Delta\rho/\rho_o\approx10^{-2}$ % при H=30 кЭ), а в полуметаллах, в частности в Bi, достигает десятков процентов [1]. По уровню величины МС Bi можно сравнить с материалами с гигантским магнетосопротивлением. Благодаря этому датчики из висмутовой проволоки давно применялись для измерений H [2].
Такая форма чувствительного элемента, однако, мало пригодна для измерений неоднородных полей. Поэтому именно пленки Bi являются перспективным материалом для разработки миниатюрных датчиков магнитного поля.

В работе [3] нами исследованы пленки Bi различной толщины (h от 0,1 до 15 мкм), конденсированные в вакууме при одинаковой температуре ситалловых подложек ($T_П \approx100^oC$). Измерения проводились при комнатной температуре. Показано, что в пленках любой толщины ρ монотонно увеличивается с ростом H. При этом крутизна полевых зависимостей электросопротивления обусловлена ориентировкой образца относительно поля **H** и тока (**j**). Наибольшее МС наблюдается, когда **H** и **j** взаимно перпендикулярны и расположены в плоскости пленки. МС изменяется от нескольких процентов для пленок с h ≈ 0,1 мкм до 40–70 % при h ≈ 3 мкм, выше которой слабо увеличивается с ростом h.

В данной работе изучались пленки, конденсированные на подложки с градиентом температуры, что позволило получить образцы в диапазоне $T_П$ = 50–120 ^oC. Наряду с измерениями ρ_o и $\Delta\rho/\rho_o$ исследована структура пленок – текстура, морфология и размеры элементов структуры. Показано, что пленки имеют четко выраженную аксиальную текстуру (001), которая совершенствуется с ростом толщины слоя, по крайней мере, до h ≈ 3 мкм, что вызывает уменьшение ρ_o. Размер кристаллитов увеличивается при повышении $T_П$ (рис.1). Очевидно, происходящее при этом совершенствование структуры приводит к наблюдаемому снижению ρ_o в 1,5 раза. Одновременно происходит увеличение $\Delta\rho/\rho_o$ в 2,5 раза (рис. 2). Сопоставление этих результатов позволяет заключить, что возрастание МС обусловлено как уменьшением уровня ρ_o, так и увеличением ρ_H.

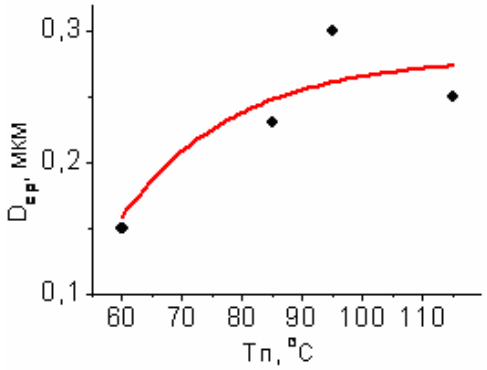


Рис.1. Зависимость размера зерна от температуры подложки

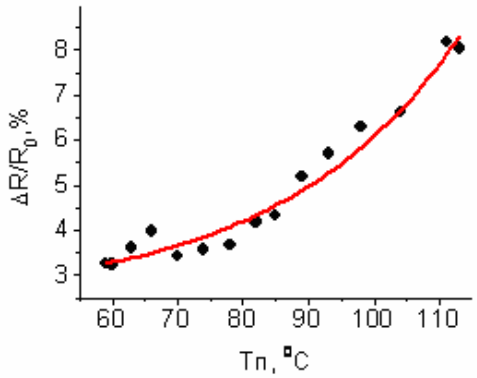
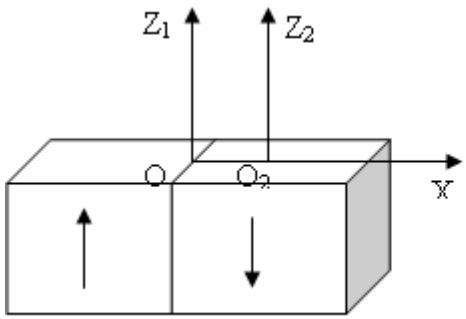


Рис.2. Зависимость магнетосопротивления от температуры подложки в поле 20 кЭ

Полученные результаты использованы при изготовлении датчика магнитного поля на основе пленок Bi. Чувствительный элемент датчика имеет размеры: толщина 3 мкм, ширина 250 мкм и длина 3 мм. Датчик был апробирован в разных участках системы постоянных магнитов из сплава Nd-Fe-B (рис.3). На рис.4 показано изменение горизонтальной и вертикальной компонент магнитного поля над этими участками системы. Проведенные испытания датчика свидетельствуют о его применимости для измерения неоднородных магнитных полей.



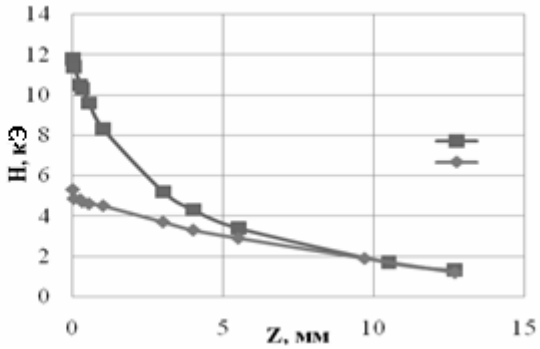


Рис. 3. (слева) система постоянных магнитов из Nd-Fe-B, на которой проводились измерения компонент магнитного поля. Стрелками обозначены направления векторов намагниченности магнитов.

Рис. 4. Изменение компонент магнитного поля на различном расстоянии Z от системы: верхняя кривая– горизонтальная компонента над зазором системы; нижняя кривая – вертикальная компонента над центром одного из магнитов.

1.С.В. Вонсовский, Магнетизм. Москва: Наука (1971).

2.А. Кобус, Я. Тушинский. Датчики Холла и магниторезисторы. Москва: Энергия (1971).

3. B.O Avramenko., I.G.Mirzoev, A.G.Ravlik, Magnetoresistive characteristics of bismuth films, Functional materials, **12,** 87 (2008).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ СЛОЖНЫХ ОКСИДОВ

А.П. Носов, В.И.Осотов, И.В. Грибов, Н.А. Москвина, В.Г. Васильев*, Е.В. Владимирова*, Т.С. Чистякова*

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург
** Институт химии твердого тела УрО РАН, г. Екатеринбург*

Сложные оксиды, обладающие магнитострикционными и пьезоэлектрическими свойствами, в настоящее время широко используются для создания сред, обладающих магнитоэлектрическим эффектом [1, 2]. Величина эффекта определяется как пьезоэлектрическими, так и магнитными свойствами компонентов среды. Поэтому в качестве среды, чувствительной к магнитному полю, используют ферриты различного состава, свойства которых существенно зависят от технологии их синтеза. В работе сообщается о результатах синтеза кобальтовых и никелевых ферритов, и их использования в структурах, обладающих магнитоэлектрическим эффектом.

Для синтеза ферритов составов $CoFe_2O_4$, $Ni_{0,8}Zn_{0,2}Fe_2O$ и $Ni_{0,8}Co_{0,1}Cu_{0,1}Fe_2O_4$ использовали термообработку оксалатов, соосажденных из нитратных растворов. В качестве исходных веществ использовали металлические железо, медь, цинк, никель и $Co(NO_3)_3 \cdot 6H_2O$. Прекурсоры отжигали при 900-1000^{0}C в течение 3 часов. Фазовый состав контролировали рентгеноструктурным анализом. В качестве пьезоэлектрической компоненты использовали порошок промышленной пьезокерамики ЦТС-19. Композитные структуры составов 30% феррит/70% ЦТС-19, полученные прессованием смесей порошков, термообрабатывали при 1050^{0}C в течение 3 часов на воздухе и в потоке кислорода. Контактные электроды наносили вжиганием серебра.

Изучено влияние среды термообработки на физические свойства композитных структур. Проведено сравнение зависимости величины магнитоэлектрического эффекта от напряженности и частоты переменного магнитного поля, частотных зависимостей магнитоэлектрического коэффициента. Рассмотрены возможности использования полученных структур в качестве материалов датчиков магнитных полей.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований УрО и СО РАН (ИФМ УрО РАН и ИФ СО РАН), проекта Президиума РАН №17, программы ОФН РАН «Спин-зависящие эффекты в твердых телах и спинтроника», гранта НШ-3257.2008.2, проекта РФФИ 08-02-99062_р_офи.

1. M. Fiebig, J.Phys.D, **385**, R123 (2005).
2. C-W. Nan, M. I. Bichurin, S.Dong, D. Viehland, G. Srinivasan, J.Appl.Phys. 103, 031101 (2008)

.

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ $Ni_{0,4}Zn_{0,6}Fe_2O_4 – Pb_{0.95}Sr_{0.05}Zr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$

С.А. Гриднев, О.Н. Королевская, А.Г. Горшков

Воронежский государственный технический университет, Воронеж

Магнитоэлектрические (МЭ) композиты представляют большой интерес для экспериментальных и теоретических исследований из-за возможности их применения в многофункциональных приборах следующего поколения. Это обусловлено тем, что магнитные характеристики МЭ композитов можно изменять электрическим полем и наоборот.

Поскольку в магнитоэлектрических композитах электрическая поляризация может регулироваться магнитным полем, то можно ожидать изменения диэлектрической проницаемости ε под действием магнитного поля, т.е. проявления в композитах магнитодиэлектрического эффекта. Такой эффект был обнаружен в ряде мультиферроиков, например, в $EuTiO_3$[1], $BiFeO_3$[2], Bi_2NiMnO_6[3], $TbMnO_3$[4] и др. Было установлено, что магнитодиэлектрический эффект не связан с магнитосопротивлением и приповерхностными явлениями, т.е. накоплением объемного заряда в приконтактных областях и взаимодействием мигрирующих носителей заряда с магнитным полем. Высказывалось предположение, что влияние магнитного поля на ε в мультиферроиках связано с обменным магнитоэлектронным взаимодействием типа γP^2M^2, где константа связи γ зависит от температуры.

Величину магнитодиэлектрического эффекта характеризуют магнитодиэлектрическим коэффициентом (МДК). В однофазных сегнетомагнетиках МДК невелик и составляет 1-2% [2]. В МЭ композитах (объемных или слоистых) магнитоемкостный эффект может быть больше, чем в сегнетомагнетиках, однако в литературе мало сведений о таких измерениях.

Поэтому целью работы являлось изучение магнитодиэлектрического эффекта в новых слоистых композиционных материалах $Ni_{0,4}Zn_{0,6}Fe_2O_4$ – $– Pb_{0.95}Sr_{0.05}Zr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$, далее NZF – PZT.

Слоистые композиты NZF – PZT получали из предварительно поляризованного в оптимальных условиях промышленного пьезокерамического материала PZT-23 и никель-цинкового феррита. Из образцов PZT и никель-цинкового феррита с помощью алмазной пилы вырезались плоскопараллельные пластины толщиной от 0,5 мм до 2 мм. Пластины пьезокерамики и феррита чередуя, склеивались эпоксидной смолой, соблюдая при этом направление поляризации в пластинах PZT. После отвердевания эпоксидной смолы на поверхности полученных образцов наносили электроды в виде тонкого слоя серебряной пасты.

В данной работе магнитодиэлектрический эффект в двухслойной структуре NZF – PZT и трехслойной структуре PZT – NZF – PZT изучали путем измерения диэлектрической проницаемости ε и тангенса угла диэлек-

трических потерь tgδ в постоянном магнитном поле. Постоянное магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости слоев. Измерения были выполнены в интервале частот от 25 Гц до 1 МГц при комнатной температуре. Было обнаружено, что постоянное магнитное поле приводит к уменьшению величин ε и tgδ.

Интересно, что на частоте механического резонанса образца МЭ композита значение величина МДК для двухслойного образца составляет 3,5 %, а для трехслойного образца составляет 1,6%, причем эти значения больше, чем на частотах до резонанса 1% и после резонанса – 0,6%.

Зависимость ε_{33} от напряженности магнитного поля естественно связать с наличием магнитоэлектрической связи между сегнетокерамической и ферритовой пластинами, жестко склеенными в слоистом композите. Приложенное магнитное поле вызывает магнитострикционную деформацию ферритовой платины. Эта деформация передается пьезоэлектрической платине, которая, благодаря прямому пьезоэлектрическому эффекту, генерирует электрическое поле, приводящее к уменьшению ε_{33}, т.е. к реверсивной диэлектрической нелинейности сегнетоэлектрика.

Для анализа этой связи, также как и в работе [5], можно воспользоваться классической термодинамической теорией Ландау. Величина ε_{33} сегнетоэлектрической пластины согласно этой теории должна изменяться обратно пропорционально E^2, что качественно наблюдалось в эксперименте. Такая зависимость может быть объяснена на основе представлений о насыщении индуцированной поляризации в сильном постоянном электрическом поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (грант № 07-02-00228).

1. S. Kamba, D. Nuzhnyy, P. Vaněk, M. Savinov, K. Knížek, Z. Shen, E. Šantavá, K. Maca, M. Sadowski and J. Petzelt, Electrophys. Lett., **80**, 27002 (2007).
2. S. Kamba, D. Nuzhnyy, M. Savinov, J. Šebek, J. Petzelt, J. Prokleška, R. Haumont, J. Kreisel, Phys. Rev. B, **75**, 024403 (2007).
3. P. Padhan, P. Leclair, A. Gupta, G. Srinivasan, J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 355003 (2008).
4. Р.Ф. Мамин, Т. Игами, Ж. Мартон, С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, Письма в ЖЭТФ, **10**, 731 (2007).
5. C.G. Zhong and Q. Jiang, J. Phys. D: Appl. Phys, **41**, 115002 (2008).

ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДВУХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ - $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$

С.А. Гриднев, А.В. Калгин

Воронежский государственный технический университет

Слоистый композит с эффектом намагничивания, индуцированным электрическим полем (НИЭ эффектом), состоит из двух слоев: пьезоэлектрической керамики $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ (PZT) и феррита $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$ (MZF). Эти слои представляют собой прямоугольные пластины, которые склеены с помощью эпоксидной смолы. Составляющая композит $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ - $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$ (PZT-MZF) пьезопластина имеет размеры 8 х 6 х 0.3 мм^3, а магнитострикционная компонента - 6 х 6 х 0.9 мм^3. Слой PZT был поляризован по толщине, в то время как слой MZF был намагничен по его продольному направлению. На образец изучаемого композита была намотана измерительная катушка длиной 16 мм и числом витков 200, чтобы обнаружить изменение намагниченности магнитного слоя.

Проявление НИЭ эффекта в изучаемом композите PZT-MZF можно проследить по измерению напряжения U, снимаемого с выводов измерительной катушки, при различных напряженностях постоянного магнитного поля $H_=$.

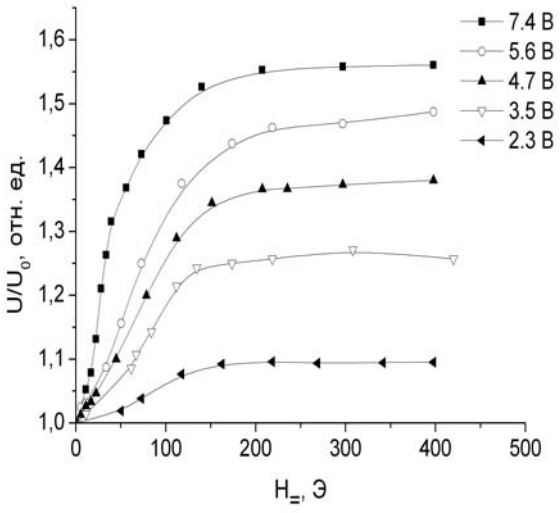


Рис.1. Зависимости U от $H_=$

Зависимости U от $H_=$, измеренные на частоте механического резонанса 85 кГц, представлены на рис.1.

Видно, что при всех амплитудах измерительного напряжения значение U увеличивается с ростом $H_=$ до 130 Э, а затем выходит на насыщение. Принцип действия НИЭ эффекта может быть описан следующим образом: переменное электрическое поле прикладывается к слою PZT, для того, чтобы вызвать в композите PZT-MZF колебания, и таким образом, в слое MZF создается переменное намагничивание. Состояние намагничивания обнаруживалось по измерению наведенного в катушке напряжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (грант № 07-02-00228).

МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДВУХСЛОЙНЫХ КОМПОЗИТАХ $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ - $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$

С.А. Гриднев, А.В. Калгин, В.А. Черных

Воронежский государственный технический университет

Слоистые магнитоэлектрические композиты $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ - $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$ (PZT-MZF) состояли из двух плоскопараллельных пластинок: поляризованной в промышленных условиях пьезокерамики PZT и феррита MZF. Пластинки PZT и MZF склеивались эпоксидным компаундом. Отношение длины к ширине для PZT составляло 8 мм : 6 мм, а для MZF – 6 мм : 6 мм. Использованные в магнитодиэлектрических (МД) измерениях образцы отличались друг от друга толщиной слоя феррита. Толщина магнитострикционного слоя изменялась в интервале 0.3 - 1.2 мм, при этом толщина слоя PZT оставалась неизменной и составляла 0.3 мм. На наибольшие поверхности пьезоэлемента методом вжигания серебряной пасты наносились металлические электроды. Структура изучаемых магнитоэлектрических композитов представлена на рис.1.

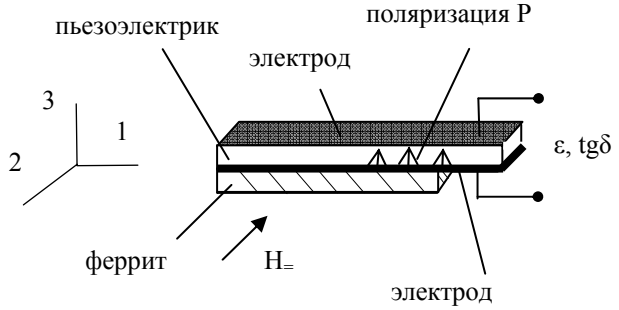


Рис.1. Схематическое изображение двух- слойной структуры

МД эффект был изучен путем измерения диэлектрической проницаемости ε в постоянном магнитном поле $H_=$ емкостным мостом. Измерения проводились в диапазоне частот от 12 Гц до 1 МГц. Однородное магнитное поле вдоль направления 2 образцов создавалось постоянными магнитами. Значение напряженности поля $H_=$ определялось датчиком Холла.

Варьирование величины $H_=$ осуществлялось изменением зазора между полюсами магнитов, в котором расположен исследуемый образец.

Частотные зависимости ε для структуры PZT-MZF с отношением толщин 0.3 мм : 0.3 мм приведены на рис.2. На кривой ε(f) наблюдается резкий максимум на частоте 75 кГц, соответствующей частоте электромеханического резонанса (ЭМР), которая определяется геометрическими размерами и параметрами материала как пьезоэлектрика, так и феррита. Видно, что воздействие на композит постоянного магнитного поля приводит к уменьшению значения ε во всем интервале частот.

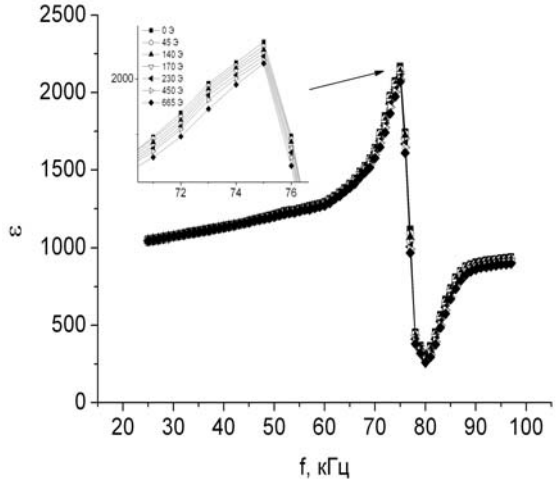


Рис.2. Зависимости ε от частоты при разных величинах постоянного магнитного поля

Отметим, что изменения ε особенно значительны в окрестности частоты ЭМР. Кривые, подобные тем, что изображены на рис.2, были получены также для таких двухслойных структур, в которых толщина пьезоэлектрической пластины была постоянной, а толщина пластин феррита принимала значения 0.6; 0.9 и 1.2 мм.

Величину МД эффекта обычно характеризуют магнитодиэлектрическим коэффициентом Δε/ε(0)

$$\Delta\varepsilon / \varepsilon(0) = \frac{\varepsilon(\omega, H) - \varepsilon(\omega,0)}{\varepsilon(\omega,0)}, \qquad (1)$$

где $\varepsilon(\omega,0)$ - диэлектрическая проницаемость в отсутствии магнитного поля, $\varepsilon(\omega,H)$ - диэлектрическая проницаемость при действии магнитного поля.

Зависимость Δε/ε(0) от $H_=$, рассчитанная по формуле (1), используя данные рис.2, имеет вид

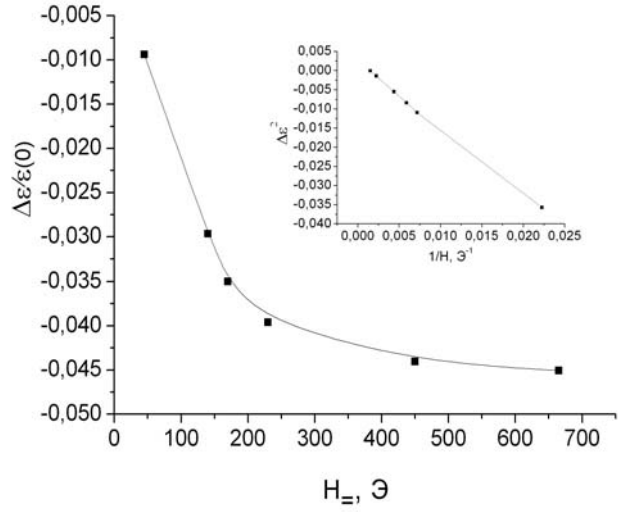


Рис.3. Полевая зависимость МДК на частоте ЭМР для двухслойного композита с толщинами PZT и MZF 0.3 мм и 0.3 мм соответственно

На рис.3 видно, что величина Δε/ε(0) уменьшается с увеличением поля $H_=$. Такое поведение Δε/ε(0) от $H_=$ по-видимому объясняется связью между деформацией в пьезоэлектрической пластине и магнитным упорядочением в ферритовой пластине под действием приложенного постоянного магнитного поля. Для анализа этой связи можно воспользоваться, как и в работе [1], термодинамической теорией Ландау.

Термодинамический потенциал Ф для сегнетокерамической пластины записывается в виде

$$\hat{O} = \grave{a}_1^* Ð_3^2 + \grave{a}_{11}^* Ð_3^4 + \grave{a}_{111} Ð_3^6 + \frac{\left(u_i^{\ddot{I}}\right)^2}{s^{\ddot{I}}} - ÅÐ_3, \qquad (2)$$

где $\grave{a}_1^* = \grave{a}_1 - \frac{2Q_{12}}{s^{\ddot{I}}} u_i^{\ddot{I}}$; $\grave{a}_{11}^* = \grave{a}_{11} + \frac{Q_{12}^2}{s^{\ddot{I}}}$; $s^{\ddot{I}} = s_{11}^{\ddot{I}} + s_{12}^{\ddot{I}}$.

Здесь P – поляризация, a_1, a_{11} и a_{111} - диэлектрическая жесткость и коэффициенты жесткости более высокого порядка при постоянном напряжении, Q_{12} - электрострикционный коэффициент, $u^{\Pi} = u^{\Pi}{}_i$ *(i = 1, 2)* - эффективная остаточная деформация двухосной плоскости сегнетоэлектрической пластинки, s – упругая податливость.

Предполагается, что температурная зависимость параметров в сегнетоэлектрической пластине PZT определяется диэлектрической жесткостью $a_1 = (T - T_c)/2\varepsilon_0 C_W$, где T_c и C_W - температура Кюри, и константа Кюри-Вейсса, ε_0 - электрическая постоянная. Коэффициенты жесткости более высокого порядка a_{11} и a_{111} могут быть взяты как не зависящие от температуры параметры.

Диэлектрическая проницаемость ε_{33} тетрагональной сегнетоэлектрической фазы может быть получена как вторая частная производная уравнения (2)

$$\varepsilon_{33} = \left(\frac{\partial^2 \hat{O}}{\partial Ð_3^2}\right)^{-1} = \frac{1}{2\left(\frac{T - T_C}{2\varepsilon_0 C_W} - \frac{2Q_{12}}{s^{\ddot{I}}} u_i^{\ddot{I}}\right) + 12\left(\grave{a}_{11} + \frac{Q_{12}^2}{S_{11}^{\ddot{I}} + S_{12}^{\ddot{I}}}\right) Ð_3^2}. \qquad (3)$$

Как видно из уравнения (3), диэлектрическая проницаемость ε_{33} зависит от эффективной остаточной деформации u^{Π}, температуры T и поляризации P_3.

Таким образом, в помещенной в магнитное поле ферритовой пластинке вследствие магнитострикции возникает деформация, которая передается пьезоэлектрической пластинке благодаря механической связи между ними. В результате прямого пьезоэффекта в деформируемом пьезоэлементе возникает поляризация тем большая по величине, чем больше $H_=$ приложено к композиту. Из формулы (3) нетрудно увидеть, что ε_{33} должна изменяться обратно пропорционально P_3^2. Подобное поведение ε_{33} наблюдалось и в наших экспериментах (см. вставку на рис.3).

Важно отметить, что величина МДК для изученных двухслойных структур сильно возрастала с 4.4 % до 28.5 %, когда толщина слоя феррита увеличивалась в интервале 0.3 - 1.2 мм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (грант № 07-02-00228).

[1] Zhong C.G. and Jiang Q. J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 115002 (6pp) (2008).

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО СЛОЯ НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК В ДВУХСЛОЙНЫХ КОМПОЗИТАХ $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ - $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$

С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин, А.В. Калгин, Е.С. Григорьев

Воронежский государственный технический университет

Двухслойные структуры $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ - $Mn_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$ (PZT-MZF) изготавливали путем склеивания предварительно поляризованной пьезокерамики PZT и феррита MZF. Для магнитоэлектрических измерений применялись образцы композитов, содержащих плоскопараллельные пластины PZT и MZF с толщинами 0.3 мм и 0.3; 0.6; 0.9; 1.2 мм соответственно. Отношение длины к ширине для PZT составляло 8 мм : 6 мм, для MZF – 6 мм : 6 мм. Пластины PZT и MZF склеивались эпоксидным компаундом таким образом, чтобы угол между направлением поляризации PZT и магнитным полем составлял 90°. Методом вжигания на поверхности пьезоэлемента наносились серебряные электроды. Структура изучаемого композита приведена на рис.1.

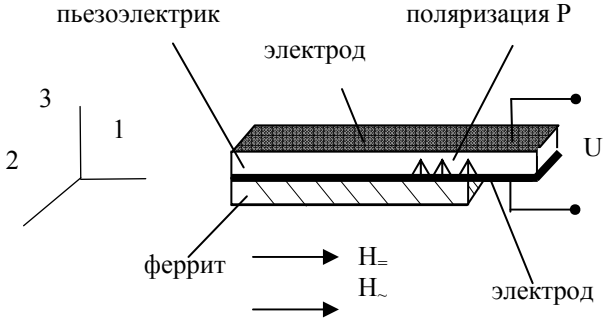


Рис.1. Схематическое изображение двухслойной структуры

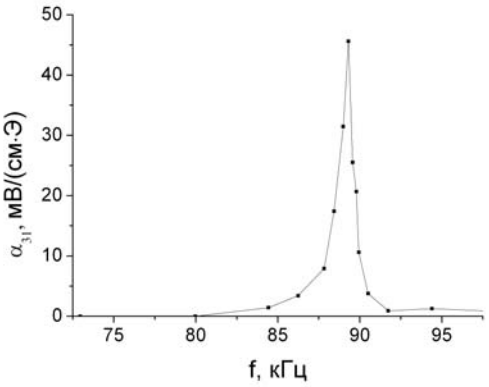


Рис.2. Зависимость коэффициента α_{31} от f

Зависимость поперечного магнитоэлектрического коэффициента по напряжению α_{31} от частоты f переменного магнитного поля для двухслойной структуры с толщинами пластин PZT и MZF, равными 0.3 мм и 1.2 мм соответственно, представлена на рис.2. Как следует из рис.2, на кривой $\alpha_{31}(f)$ наблюдается резкий пик на частоте 89 kHz. Обнаружено смещение данного пика вверх по частотной шкале с увеличением толщины пластины MZF.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (грант № 07-02-00228).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СТРУКТУРЕ – ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК/ФЕРРИМАГНЕТИК

А. А. Калениченко, В. Е. Короновский

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,Украина

Эффект изменения магнитного состояния твёрдого тела под действием электрического поля – магнитоэлектрический эффект (МЭЭ), предсказанный Ландау и Лифшицем, экспериментально впервые был выявлен Астровым в антиферромагнетике Cr_2O_3 [1]. В настоящее время исследовано много однофазных материалов, в которых наблюдается МЭЭ, среди них и железоиттриевые гранаты (ЖИГ) [2,3]. Однако, широкому использованию МЭ монокристаллов в электронике препятствует малая величина МЭЭ, а также то, что МЭ эффект в большинстве из них наблюдается при температурах, значительно ниже комнатной. Перспективным путем решения этой проблемы стало развитие технологии изготовления композиционных МЭ материалов на основе ферритов и пьезоэлектриков (например, ЖИГ– пьезокерамика). Такие материалы обладают всеми свойствами феррита и пьезоэлектрика и, кроме того, МЭ свойствами [4].

В данной работе мы сообщаем о результатах экспериментальных исследований оптических явлений в структуре, состоящей из механически зажатых (соединенных) магнитострикционной и пьезоэлектрической пластин (на примере структуры ЖИГ-пъезоэлектрик). Структура помещалась в продольные E и H поля.

Экспериментальная установка состоит из лазерного поляриметра, описанного в [5]. Суть метода - регистрация индуцированных электрическим полем изменений Фарадеевского вращения в исследуемой структуре – α_{EMO} (электромагнитооптический (ЭМО) эффект ЭМОЭ). Исследуемый образец представлял собой гибридную структуру, склеенную из пъезоэлектрической пластинки (на основе цирконата титаната свинца) и магнитострикционной пластинки (ЖИГ). Пленка ЖИГ была выращена на $Gd_3Ga_5O_{12}$ подложке, толщиной около 600 μm., толщина пленки - 9 мкм. Переменное напряжение $U_{\sim}$, частотой ω = 1000 Гц было подведено к структуре. Величина управляющего E поля - до 6 кВ/см. В эксперименте использовался He-Ne лазер (λ=0.63 μm) в геометрии **H** || **E** || **k**, где **k** – волновой вектор.

На Рис.1 представлена магнитополевая зависимость ЭМОЭ для исследуемой структуры. Эффект зарегистрирован на основной частоте E-поля. Анализируя полученные результаты необходимо отметить следующее. Природа МЭЭ в монокристаллических пленках ЖИГ обусловлена изменением в них под действием E-поля магнитной анизотропии [5]. В структурах, состоящих из механически зажатых магнитострикционных – пьезоэлектри-

ческих материалов на основе ЖИГ-пьезокерамика, его природа иная и обусловлена взаимодействием электрической и магнитной компонент, входя-

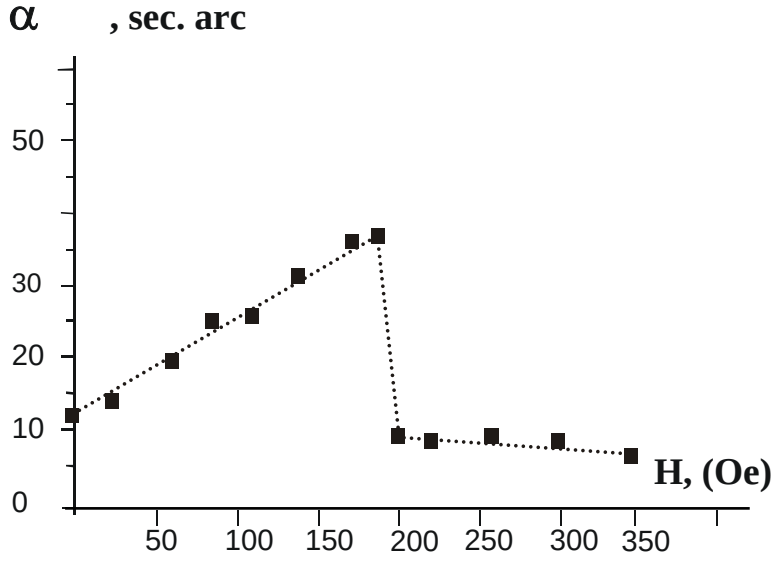


Рис. 1 Магнитополевая зависимость ЭМОЭ, измеренная при $E_{\sim}$ =3 kV/cm в геометрии **E**~ || **k**, **H** || **k.**

щих в их состав, которые уже нельзя рассматривать как однородная среда. Возникновение в указанных структурах МЭЭ (и соответственно ЭМОЭ) связано с механическим взаимодействием ферритовой и пьезоэлектрической подсистем. При приложении Е-поля вследствие пьезоэффекта в пьезоэлектрической фазе возникают механические напряжения, которые передаются в магнитную компоненту и за счет магнитострикции происходят изменения магнитного состояния магнитной фазы структуры. Указанные изменения в магнитной фазе и регистрировались нами (α_{EMO}). Наблюдение ЭМОЭ в полях 200-400 Ое (ЖИГ монодоменизирован) свидетельствует о незначительном изменении намагниченности магнитной компоненты исследуемой структуры. В пленках ЖИГ, эффект практически не наблюдался на монодоменизированных Н-полем образцах.

Таким образом, нами показано, что величина МЭ взаимодействия (характеризуемая эффективным параметром α_{EMO}) в исследуемой структуре почти на порядок превышает аналогичную величину для пленок ЖИГ.

1. D.N. Astrov, Sov. Phys. JETP., **38**, 984 (1960).
2. T.H. O'Dell, Phil.Mag., **6**, 487 (1967).
3. R. V. Pisarev *et al.*, J. Magn. Soc. Jpn. **11**, 33 (1987).
4. G. Srinivasan and Y. K. Fetisov, Ferroelectrics, **342**, 65 (2006).
5. V.E. Koronovskyy, S. M. Ryabchenko, V.F. Kovalenko, Phys. Rev. B, **71**, 172402 (2005).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НА НЕОДНОРОДНОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

З.В. Гареева, Р.А. Дорошенко, Н.В. Шульга

Институт физики молекул и кристаллов, Уфа

Магнитоэлектрический эффект на неоднородностях типа доменных границ, спиральных структур, многослойных структур вида магнетик – пъезоэлектрик изучались в работах [1 -4].

Целью данной работы является изучение электрической поляризации, возникающей на магнитной неоднородности двухслойной пленки с ферромагнитным взаимодействием спинов. В работе показано, что формой магнитной неоднородности двухслойной пленки, соответственно и поляризацией можно управлять, изменяя магнитную конфигурацию от симметричной к несимметричной. Исследованы особенности электрической поляризации при изменении магнитной анизотропии в слоях, величины и направления магнитного поля.

Рассмотрим двухслойную структуру, состоящую из ферромагнитных слоев, помещенную в постоянное магнитное поле ***H*** и электрическое поле ***E***. Систему координат выберем следующим образом: начало координат поместим на границе раздела сред, ось ***OZ*** направим вдоль нормали к поверхности, ось ***OY*** ориентируем вдоль границы раздела. Постоянное магнитное поле приложено вдоль оси ***OY***, электрическое поле направлено вдоль оси ***OX***. Магнитные пленки различаются толщиной, величиной и знаком магнитной анизотропии $K_{\perp}$, $K_{пл}$.

Энергию системы запишем в виде

$$E=\sum_{i=1}^{2}A_i\left[\left(\frac{\partial M_x}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial M_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial M_z}{\partial z}\right)^2\right]-K_1\left(\vec{M_1}\vec{n}\right)^2+K_2\left(\vec{M_2}\vec{n}\right)^2-\vec{M}\vec{H}-J\vec{M_1}\vec{M_2}$$
$$+\frac{P_x^2+P_y^2+P_z^2}{2\chi_e}-\vec{P}\vec{E}+\gamma\vec{P}\left[(\vec{M}\nabla\vec{M})-\vec{M}(\nabla\vec{M})\right] \qquad (1)$$

Электрическую поляризацию ***P*** и направление распределения намагниченности $\theta(x)$ определим из условия минимума свободной энергии (1):

$$\vec{P}=\chi_e\vec{E}-\gamma\chi_e\left[(\vec{M}\nabla\vec{M})-\vec{M}(\nabla\vec{M})\right] \qquad (2)$$

$$\theta=\theta(K_{пл},K_{\perp},H,a,b,A,J) \qquad (3)$$

Задача нахождения равновесного распределения намагниченности решается численно на основе разбиения каждого магнитного слоя на N подслоев, параллельных плоскости образца и обменно - связанных между собой. В полярных координатах положение каждого вектора M_i задается углами θ_i, φ_i, здесь i – номер подслоя. Для построения кривых намагничивания выраже-

ние для свободной энергии (1) численно минимизируется по всем углам θ_i , φ_i. Полученные равновесные значения углов используются для расчета компонент вектора поляризации. Полная поляризация получается в результате интегрирования выражения (2) по толщине образца. Мы предполагаем, что разворот намагниченности осуществляется в плоскости ***XOY***, тогда в данной геометрии сохраняется P_y компонента вектора поляризации. На основе описанной методики рассчитаны зависимости θ(z) в электрическом поле и в отсутствии электрического поля, построены графики зависимости поляризации от постоянного магнитного поля, констант магнитной анизотропии.

На рис.1 представлены графики зависимости поляризации от величины приложенного магнитного поля для трех характерных случаев: $K_{пл}>K_{\perp}$, $K_{пл}<K_{\perp}$, $K_{пл}=K_{\perp}$ (рис.1 (a-c)), а также график зависимости локальной поляризации от координаты $x \in [a,b]$ при разных значениях магнитного поля (рис.1 d).

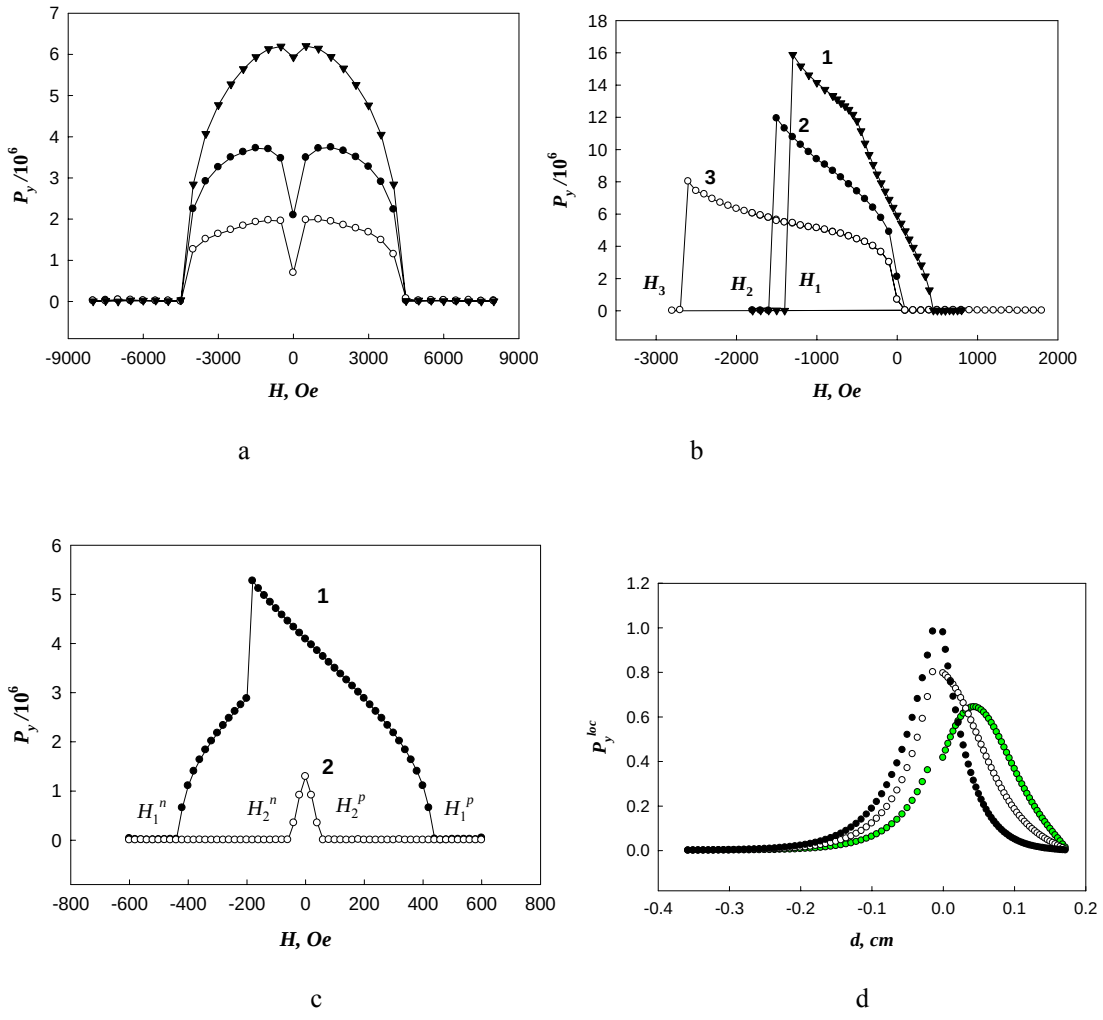


Рис.1. Графики зависимости полной поляризации P_z от магнитного поля H. а) $K_{пл}=2\cdot10^4$ эрг/см^3, $K_{\perp}=2\cdot10^5$ эрг/см^3(кривая 1), $K_{пл}=2\cdot10^5$ эрг/см^3, $K_{\perp}=2\cdot10^3$ эрг/см^3(кривая 2), $K_{пл}=2\cdot10^5$ эрг/см^3, $K_{\perp}=2\cdot10^2$ эрг/см^3(кривая 3),б) $K_{пл}=2\cdot10^4$ эрг/см^3, $K_{\perp}=2\cdot10^5$ эрг/см^3 (кривая 1), $K_{пл}=2\cdot10^3$ эрг/см^3, $K_{\perp}=2\cdot10^5$ эрг/см^3 (кривая 2), $K_{пл}=2\cdot10^2$ эрг/см^3, $K_{\perp}=2\cdot10^5$ эрг/см^3 (кривая 3), с) $K_{пл}=2\cdot10^4$ эрг/см^3, $K_{\perp}=2\cdot10^4$ эрг/см^3(кривая

1), $K_{пл}$ =$2\cdot10^3$ эрг/см^3**,** $K_\perp$=$2\cdot10^3$ эрг/см^3(кривая 2), d) зависимость изменения локальной поляризации от координаты *x* при изменении магнитного поля K_2= $1\cdot10^6$ эрг/см^3; A_1= $1\cdot10^{-7}$ эрг/см, A_2= $2\cdot10^{-7}$ эрг/см, *H*=6000 Э (кривая 1), *H*=0 Э (кривая 2), *H*=-2000 Э (кривая 3).

На графиках видно, что поляризация может изменяться как плавно, так и скачком в зависимости от соотношений между константами магнитной анизотропии пленок, а также от величины приложенного магнитного поля. Плавное изменение поляризации имеет место в случае $K_{пл}>K_\perp$. В остальных случаях изменение поляризации при изменении магнитного поля происходит скачком, величина скачка будет больше для $K_{пл}<K_\perp$. Локальная поляризация может принимать как симметричную, так и асимметричную форму в зависимости от величины и направления приложенного магнитного поля.

Особенности изменения поляризации связаны с процессами намагничивания двухслойной обменно – связанной ферромагнитной пленки. Магнитная неоднородность в двухслойной структуре появляется при определенном сочетании физических параметров слоев, а также в результате приложения однородного магнитного поля. Изменение величины и направления приложенного магнитного поля влияет на магнитную конфигурацию и соответственно электрическую поляризацию рассматриваемой системы. Проведенные исследования показывают, что воздействие электрического поля приводит к изменениям распределения намагниченности. Величина эффекта достигает наибольшего значения в области максимальной неоднородности намагниченности.

Резюмируя, в двухслойной обменно - связанной ферромагнитной пленке на магнитной неоднородности реализуется электрическая поляризация, причем как поляризация, так и магнитная неоднородность могут существовать как в отсутствии поля ***H*** (при $K_\perp\approx K_{пл}$), так и возникать в поле при $K_{пл}>K_\perp$, $K_{пл}<K_\perp$. Полная электрическая поляризация двухслойной ферромагнитной пленки может возникать и исчезать как плавно, так и скачком в магнитном поле ***H***. Величина и характер изменения поляризации зависит от соотношений констант магнитной анизотропии, направления приложенного магнитного поля, а также толщин ферромагнитных слоев.

1. Bichurin M.I., Petrov V.M., Ryabkov O.V., Averkin S.V., Phys. Rev. B, **72**, 060408-1 (2005).
2. Mostovoy M., Phys. Rev. Lett., **96**, 067601 (2006).
3. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А., **37**, 565 (1983).
4. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, A.P. Pyatakov, V.A. Shust, A.G. Zhdanov, A.K. Zvezdin, Journ. Magn. Magn. Mater. **310**, 2569 (2007).

Секция БЮ

Если эксперимент удался, то что-то здесь не так...
«Восьмое правило Финэйгла»

ЛЕКЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И КУРСЫ ПО РАЗДЕЛАМ “МАГНЕТИЗМ” И “МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ” В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ПО ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМУ – УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ НОВОГО ФОРМАТА

Д.Ф. Киселев, А.С. Жукарев, С.А. Иванов, С.А. Киров, Е.В. Лукашева
Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

Переход к двухуровневой системе подготовки, повышение контроля к качеству знаний выпускников высших учебных заведений, разработка новых образовательных стандартов диктуют необходимость создания современных учебных пособий по многим, в том числе и традиционным, дисциплинам, входящим в учебные планы университетов. Профессиональное физическое образование как в классических университетах, так и в большинстве технических университетов и академий невозможно без хорошего освоения студентами основ классической физики. К числу таких основополагающих курсов можно отнести и курс «Электромагнетизм», входящий в состав базовых разделов общей физики.

Представляемое учебное пособие состоит из двенадцати глав, отражающих все важнейшие разделы курса:

Постоянное электрическое поле в вакууме. Закон Кулона. Электростатическая теорема Гаусса;

Работа сил электростатического поля. Потенциал;

Проводники в электростатическом поле. Электроемкость;

Диэлектрики в электростатическом поле;

Энергия электрического поля. Пондеромоторные силы;

Постоянный электрический ток;

Магнитное поле стационарного тока в вакууме. Закон Био-Савара. Теорема о циркуляции вектора индукции магнитного поля;

Электромагнитная индукция;

Энергия и силы в магнитостатике;

Магнетики в постоянном магнитном поле;

Переходные процессы в RL, RC и RLC цепях. Свободные электрические колебания в контурах;

Переменный ток.

Структура каждого из разделов включает в себя четыре части:

- краткое теоретическое введение;
- основные типы задач, по данной тематике;
- методы и примеры решения задач различных типов;
- задачи для самостоятельного решения.

Данная книга, безусловно, не претендует на «звание» учебника, однако в ней изложены основополагающие проблемы курса, разъяснены многие трудные для понимания аспекты, сформулированы законы и даны определения большинства величин. При подготовке теоретического материала основной акцент делался на физический смысл основных понятий, используемых в данной теме, критериям применимости физических законов и моде-

лей. Определения и формулировки давались в соответствии с классическими учебниками, использующимися во многих ВУЗах. Студентами старших курсов учебное пособие может использоваться в качестве справочника для подготовки к государственному экзамену.

Важным моментом при решении задач, на наш взгляд, является выбор оптимального метода её решения. Для наглядного анализа условий задач и уменьшения ошибок при попытках их решений, задачи каждой темы были классифицированы и для каждого из приведённых основных типов задач сформулированы приёмы решения.

В третьей части каждой главы приведены примеры решения задач. Рассмотрены как классические задачи, так или иначе решённые во многих других учебных пособиях, так и задачи повышенного уровня, требующие хорошего понимания физики. В каждой теме выделены основные, так называемые «базовые» задачи. Результаты этих задач и методика, используемая при их решении, позволяет наиболее просто решать задачи другой сложности. Особенностью данной книги является подробный анализ результатов, приведение различных способов решения одной задачи. Во многих случаях даны количественные оценки получаемых величин.

Учитывая неравноценную математическую подготовку студентов младших курсов, решения содержат подробные сведения о выборе системы координат, определении направления исследуемых векторных величин, математических преобразованиях для получения окончательного ответа.

В четвёртой части каждой главы подобраны задачи всех типов с ответами, решение которых позволяет студентам провести самоконтроль глубины и правильности усвоения всего предыдущего материала. Наличие в пособии достаточного количества задач для самостоятельного решения (около 20 задач по каждой теме) делает возможным использование данного учебного пособия и в качестве задачника.

Авторский коллектив книги представлен ведущими преподавателями кафедры общей физики, имеющими большой педагогический стаж и опыт проведения семинарских и лекционных занятий. Представленная книга прошла апробацию в течении двух лет на кафедре общей физики МГУ им. М. В. Ломоносова.

Таким образом, в данной книге впервые применён комплексный подход к рассмотрению курса «Электромагнетизм» – она может быть использована студентами младших курсов для самостоятельной работы, преподавателями для подготовки семинарских и практических заданий по данному разделу, студентами-физиками старших курсов и учащимися смежных специальностей в качестве справочника.

КОМПЛЕКС ЗАДАЧ СПЕЦИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПРАКТИКУМА НА ОСНОВЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА «КИНЕТИКА»

В.Н. Прудников, Н.С. Перов, В.В. Самсонова

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма

Разработка и внедрение инновационных образовательных программ, обеспечивающих оперативное включение новых знаний в учебные теоретические и практические курсы в настоящее время являются необходимыми при подготовке специалистов в быстро развивающихся областях современной науки. На кафедре магнетизма физического факультета МГУ к настоящему моменту накоплен опыт использования учебно-научного практикума, построенного на основе современного научного оборудования. Один из таких учебно-научных практикумов создан на основе эксплуатируемого на кафедре измерительного комплекса «Кинетика», предназначенного для исследования транспортных свойств материалов в диапазоне температур от гелиевых до комнатных.

Основные параметры измерительного комплекса «Кинетика»: максимальное поле, достижимое на установке, - 16,7 кЭ; дискретность изменения поля – 10 Э; точность измерения поля – 0.5 Э. Погрешность измерения сопротивления не превышает $1*10^{-2}$ %. Широкий диапазон измеряемых сопротивлений – от 10^{-6} Ом до 10^{9} Ом позволяет исследовать самые различные материалы. Температурная стабильность около 0.1 К.

В рамках практикума студентам и аспирантам предлагается выполнить ряд исследовательских работ (задач), для каждой из которых подготовлено соответствующее описание. Всего имеются 7 описаний, которые знакомят студентов и аспирантов с теорией гальваномагнитных явлений и готовят к самостоятельной работе с современным лабораторным оборудованием. Задачи разделены на обязательные, которые содержат теоретический материал по эффекту Холла и магнитосопротивлению, и подробное описание кинетического комплекса «Кинетика»; и специальные, рассчитаные для более глубокого изучения эффектов. Среди задач, например, имеются "Исследование магнитосопротивления ферромагнетиков"; "Эффект Холла в переходных металлах и сплавах. Часть 1." (теория, - поведение носителей тока в скрещенных электрическом и магнитном полях) и другие.

Описанный комплекс функционирует в учебном режиме более трех лет, студенты и аспиранты различных кафедр успешно проходят на нём дополнительную подготовку. Следует отметить, на основе данного учебно-научного комплекса подготовлено несколько дипломных проектов выпускниками кафедры магнетизма.

АСПЕКТЫ СОАВТОРСТВА НА ПРИМЕРЕ УЧЕБНОГО КУРСА «БИОМАГНЕТИЗМ И МАГНИТНЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ»

А. Трифонов[1], Е.А. Свалов[2], Г.В. Курляндская[1]

[1]*Уральский государственный университет им. А.М. Горького, кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов, г. Екатеринбург, Россия*
[2]*Уральский государственный университет им. А.М. Горького, кафедра педагогики, г. Екатеринбург, Россия*

В условиях стремительно прогрессирующей информатизации сферы образования электронные средства обучения становятся важнейшими дидактическими инструментами. Современных студентов иногда образно называют «сетевым» поколением, имея в виду тот факт, что электронный способ получения информации, включая учебную, является для них повседневной жизненной составляющей. Опыт показывает, что студенты, участвовавшие в образовательных процессах с применением компьютерных технологий, охотнее используют их в дальнейшем и стремятся усовершенствовать методы анализа, способы представления результатов и методологию преподавания. Под соавторством в данном случае мы понимаем процесс включения новых результатов, полученных студентами в ходе освоения ими учебной дисциплины, в объём основного материала по данной учебной дисциплине. Информационные технологии позволяют перейти на принципиально новый уровень отношений между участниками образовательного процесса, при котором в ходе учебного курса создаются и накапливаются такие оригинальные материалы, которые после анализа, обработки и требуемого форматирования могут быть использованы как самостоятельный учебный ресурс, либо как часть уже созданного образовательного ресурса на последующих этапах преподавания. Однако возможность использования таких материалов требует дополнительного рассмотрения возникающих этических и методологических проблем, связанных с вопросами соавторства [1-2].

В 2008-м году авторы настоящей работы принимали участие в создании и реализации проекта учебного курса «Биомагнетизм и магнитные наноматериалы», предназначенного для студентов 5-го курса кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов УрГУ. Курс включал рассмотрение целого ряда междисциплинарных вопросов, относящихся к истории науки (например, история открытия и использования природных магнитных материалов), биологии (например, классификация биокомпонент, размерная шкала биологических объектов в сравнении с размерами естественных и искусственных магнитных материалов), медицине (например, электрокардиограмма и магнитокардиограмма) и технологическим приложениям (например, магнитные биодатчики, «биочипы») и т.д.

Преподавание курса включало исходный тест для уточнения уровня знаний студентов (с использованием атласа фотографий), лекции с исполь-

зованием мультимедийных презентаций, самостоятельную (вне аудитории) работу студентов с аудиоматериалами по проблеме биологических излучений, написание теста по результатам работы с аудиоматериалами, выбор оригинальной научной публикации из предложенного списка (например [3-5]), большую часть которого составляли недавно вышедшие в ведущих журналах научно-исследовательские работы в области магнитных биодатчиков, составление тезисного плана-конспекта на русском языке, передающего основное содержание выбранной работы, опубликованной на английском языке. Особенно интересным оказался опыт организации видеозаписи 10-12-ти минутных презентаций студентов, подготовленных в программе Microsoft PowerPoint для сообщения основного содержания выбранной публикации и представление подготовленной презентации с его последующим обсуждением участниками педагогического процесса. Методика видеозаписи выступлений студентов с целью последующего анализа и «взгляда со стороны» была разработана коллективом кафедры педагогики УрГУ под руководством проф. Л.Л. Рыбцовой. Студенты активно поддержали предложенную схему взаимодействия, представив краткий тезисный план научной статьи в виде электронного текста.

Примерно 15% студентов воспользовались автоматическими компьютерными программами для выполнения перевода статьи. Около 30% студентов использовали дополнительный Интернет-поиск для достижения лучшего визуального эффекта во время презентаций. Одним из студентов был выполнен не только частичный перевод научной статьи по биодетектированию наночастиц внутри живых клеток, но и подробный перевод с перечислением специализированных терминов. Около 85% студентов приняли участие в заочном обсуждении работы и консультациях с использованием сети Интернет. Обобщая, можно заключить, что многоплановое использование инструментов информационных технологий не только было положительно воспринято студентами, но и стимулировало их к проявлению дополнительной инициативы. Например, в ходе обсуждения был расширен круг методологических приемов, предложенный преподавателем, используя первоначально непредусмотренные приемы (Интернет-поиск, электронные системы перевода и т.д.). Тем самым, возникли предпосылки саморазвития курса: использованные студентами приемы и накопленные видео-, аудио- и текстовые материалы в электронном виде после соответствующего анализа и методической доработки можно ввести в курс как дополнительные или даже основные инструменты образовательного процесса.

Получение новых материалов разного типа поставило перед коллективом преподавателей ряд вопросов, связанных с проблемой соавторства. Например, часть аннотаций к переводам оригинальных статей, нуждалась в некоторых дополнениях – авторы переводов упустили важные детали. Другая часть требовала стилистической правки или унификации терминов. Например, в русскоязычной литературе по магнитному биодетектированию с использованием маркеров как синонимы используются не только слова

«лейбл» и «метка», но и «бусина», «сфера», «частица». С одной стороны, есть тенденция употреблять термины «бусина» и «сфера» для крупных маркеров (размер которых близок к нескольким микрометрам), с другой стороны, употребление именно этих терминов фокусирует внимание читателя на близкой к сферической форме маркеров. Использование терминов «лейбл», «маркер» или «метка» несет дополнительную смысловую нагрузку, указывающую на основную функцию этих частиц – «отметить» определенную биомолекулу. Казалось бы в русскоязычном варианте использование термина «метка» более предпочтительно. Однако, в стилистическом отношении слово «метка» скорее относится к разговорной лексике и его перенесение в область научной терминологии недостаточно оправдано. При использовании переводов, выполненных студентами, в качестве подборки аннотаций для последующего их использования в унификация терминологии и частичная корректировка стиля представляется оправданной.

Вопрос о возможности использования видеозаписи презентаций (например, для включения их в электронное пособие к курсу) требует еще более тщательного рассмотрения. Прежде всего, все студенты дали свое согласие на осуществление видеозаписи их презентаций. Все отснятые материалы были показаны студентам для краткого обсуждения, и каждый из выступавших получил электронную копии своей видеозаписи. Одна из проблем, с которой авторы столкнулись в ходе курса, состояла в том, что с технической точки зрения не все видеозаписи оказались равноценными, т.к. для некоторых студентов данный опыт был первым опытом презентации с использованием компьютера. В связи с этим возникло предложение о возможности повторения некоторых презентаций для дополнительной видеозаписи с учетом допущенных ошибок.

[1] Пидкасистый П.И. Педагогика / П.И. Пидкасистый, В.И. Загвязинский, Л.И. Маленкова, А.Ф. Меняев, В.М. Полонский – М.: Педагогическое общество России, 2008. – 576 с.
[2] Дудина М.Н. Педагогика: долгий путь к гуманистической этике. – Екатеринбург: Наука, УрО, 1998. – 312 с.
[3] Baselt D.R., Lee G.U., Natesan M., Metzger S.W., Sheehan P.E., Colton R.J. Bios. Bioelectr.13 (1998) 731.
[4] Kurlyandskaya G.V., Levit V.I., Bios. Bioelectr. 20 (2005)1611.
[5] Fal Miyar V., Kumar A., Mohapatra Sh., Shirley Sh., Frey N.A., Barandiaran J.M., Kurlyandskaya G.V., AIP Conf. Proc. CP1025 (2008) 131.

КОМПЛЕКС ЗАДАЧ СПЕЦИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПРАКТИКУМА НА ОСНОВЕ ВИБРАЦИОННОГО МАГНИТОМЕТРА ФИРМЫ LAKESHORE

В.Н. Прудников, Н.С. Перов, В.В. Самсонова

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма

Прогресс науки за последние годы приводит к постоянному расширению объема имеющихся знаний и необходимости постоянной модернизации учебных программ естественно-научных специализаций высших учебных заведений. Одним из ярких примеров таких достижений является появление нанотехнологий – технологических средств и систем, обеспечивающих производство нанообъектов и наноструктурированных материалов. Изучение таких материалов привело к необходимости создания и соответствующих измерительных средств. Уникальность науки о нанообъектах в том, что она не является специальной отраслью научных знаний, а находится на стыке нескольких наук: наноисследования проводятся в физике, химии, биологии. Междисциплинарный характер нанопроектов требует применения особых подходов как для их реализации, как и в подготовке кадров для научной и промышленной деятельности. Кафедра магнетизма принимает активное участие в разработке и внедрении инновационных образовательных программ, обеспечивающих не только появление новых учебных курсов для студентов и кадров высшей квалификации (как теоретических, так и практических), но разработку новых методов обучения, в том числе и на основе современного научного измерительного оборудования. В частности, для этих целей используется приобретенный в рамках инновационной образовательной программы физического факультета вибрационный магнитометр фирмы LakeShore. Следует отметить, что обучение студентов и аспирантов физического факультета работе на подобном оборудовании позволит подготовить специалистов мирового уровня в такой стратегически важной области науки, как физика наноструктур и нанотехнология.

Общий вид вибрационного магнитометра фирмы LakeShore показан на рисунке 1. Установка состоит из четырёх основных блоков: электромагнит, который питается постоянным током от блока питания; блок вибратора; блок регулировок и измерения сигналов (электроники); криостаты (высокотемпературный и низкотемпературный, на рисунке не показаны). Для работы установки необходимо водяное охлаждение. При работе с высокотемпературным криостатом необходим газообразный аргон, в токе которого находится образец. Продувной низкотемпературный гелиевый криостат, в свою очередь, работает при постоянной подаче жидкого гелия.

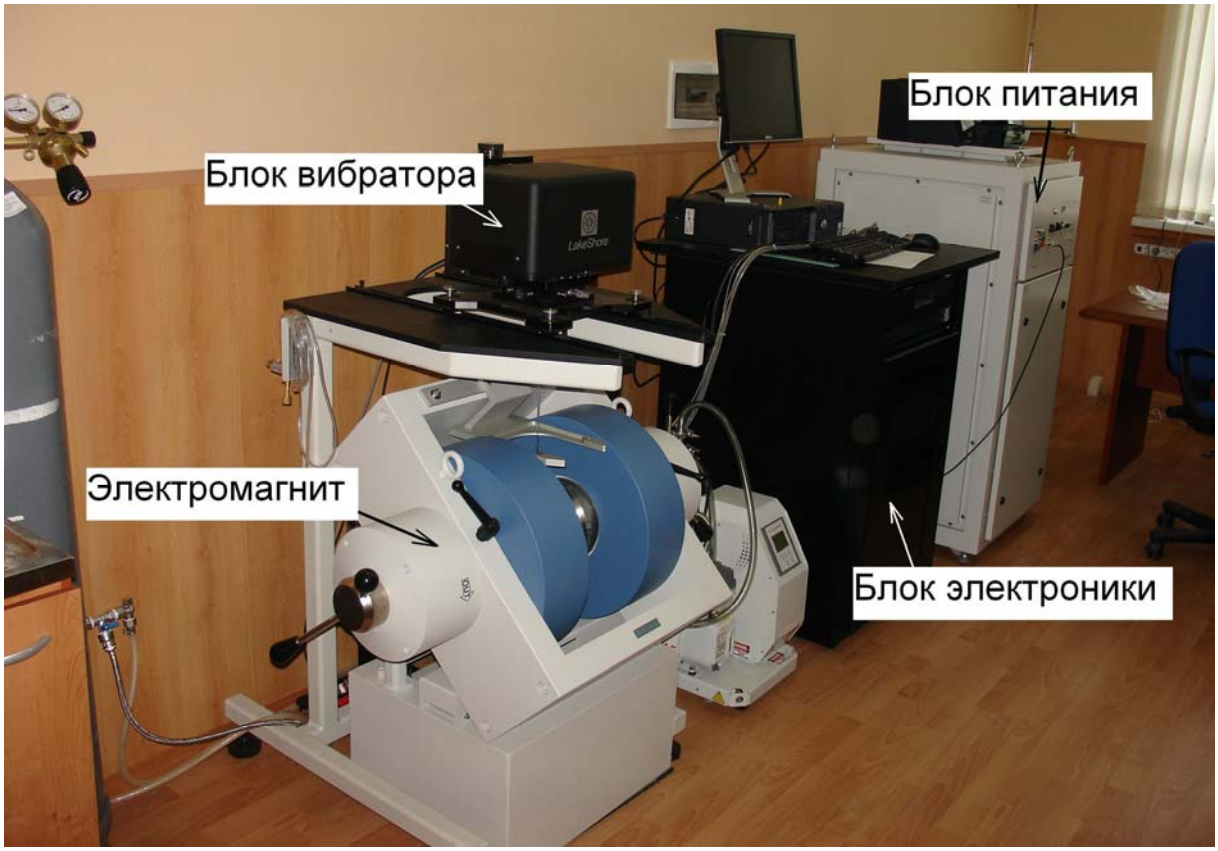


Рис. 1. Общий вид вибрационного магнитометра LakeShore

Основные характеристики магнитометра приведены в таблице:

S	$1 \div 2 * 10^{-7}$ Гс*см^3
H_{MAX} (T_{ROOM})	23 кЭ
H_{MAX} ($T_{LHELIUM} < T < T_{1000^oC}$)	16 кЭ
ΔT_1	23 ^{0}C - 1000 ^{0}C
ΔT_2	4 K – 450 K

Здесь S - максимальная чувствительность магнитометра, которая сохраняется высокой во всем измеряемом диапазоне магнитных полей. H_{MAX} – максимально достижимое магнитное поле, которое уменьшается при использовании криостатов. Уменьшение максимального магнитного поля при низко- и высокотемпературных измерений связано с вынужденным увеличением расстояния между полюсами электромагнита. ΔT_1 и ΔT_2 – диапазоны температур при работе на высокотемпературной приставке и низкотемпературном криостате, соответственно.

Нами подготовлен комплекс задач специального магнитного практикума, который не только предусматривает обучение студентов и аспирантов работе на современном экспериментальном оборудовании, но и даёт возможность самостоятельно исследовать особенности магнитных свойств современных магнитных материалов. Предлагаемый комплекс задач представляет собой новую форму практикума – «учебно-научный практикум», особенностью которого является использование дорогостоящего оборудо-

вания в учебных целях. Для знакомства с теоретическими вопросами и порядком работы с установкой подготовлены соответствующие описания. Они включают в себя необходимый теоретический материал, подробно описанные принципы работы установки, порядок ее включения и проведения измерений, а также вопросы для самостоятельной работы.

Полный комплект описаний состоит из 8 задач, которые структурированы следующим образом. Задачи: "Вибрационный магнитометр", "Вибрационный магнитометр для низкотемпературных измерений", "Вибрационный магнитометр для высокотемпературных измерений" - являются обязательными для выполнения и представляют собой подробное хорошо иллюстрированное описание установки, её высокотемпературной и низкотемпературной приставок. Цель этих задач, - ознакомление с устройством и принципами работы на вибрационном магнитометре. В каждом из них пошагово описана работа с современным интерфейсом установки. Большое количество иллюстраций облегчает выполнение различных операций – как по замене образцов, так и по управлению измерительными программами. Вибрационный магнитометр фирмы LakeShore является высокоинтеллектуальным и дорогостоящим современным оборудованием, работа на котором требует выполнения особых правил техники безопасности, которые так же приведены в описаниях.

Задача "Влияние размагничивающего фактора образца на ход петли гистерезиса" содержит основы теории по курсу физики магнитных явлений и магнитных материалов и призвана закрепить навыки работы на установке. Это общеобразовательная задача и так же является обязательной для изучения.

Задачи "Определение температуры Кюри ферромагнетиков", "Исследование температурной зависимости намагниченности нескомпенсированных антиферромагнетиков", "Исследование температурной зависимости намагниченности системы суперпарамагнитных частиц", "Исследование температурной зависимости намагниченности аморфных сплавов" более углублённые, содержат дополнительный материал по физике магнитных явлений. Эти задачи являются специальными и предлагаются преподавателем для выполнения студентам и аспирантам, темы работы которых имеют близкий профиль.

Описанный комплекс функционирует в учебном режиме уже больше года и более 20 студентов и аспирантов различных кафедр прошли подготовку в новом учебном практикуме.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ФАРАДЕЯ И КЕРРА В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ К СПЕЦКУРСУ «ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК»

О.М. Алыкова, А.М. Лихтер, В.В. Смирнов

Астраханский государственный университет

Изучение физических свойств тонких магнитных пленок (МПФГ) на кафедре общей физики АГУ осуществляется в рамках спецкурса с тем же названием. При этом предусмотрено как чтение лекционного курса (36 часов), так и проведение практических и лабораторных занятий (36 часов).

Возможности постановки лабораторных работ ограничены имеющимся на кафедре экспериментальным оборудованием:

1) установка для изучения эффекта Фарадея;
2) установка для изучения эффекта Керра;
3) магнитооптическая установка на базе микроскопа NU-2E;
4) магнитооптическая установка на базе биологического микроскопа.

В связи с этим для реализации в полном объеме государственного образовательного стандарта были разработаны виртуальные лабораторные работы [1, 2].

Существующая теория связывает между собой основные характеристики МПФГ. Для их расчета достаточно знать равновесную ширину w доменной структуры, поле коллапса H_k, поле эллиптической неустойчивости $H_э$ и температуру Нееля, что автоматически определяет выбор лабораторных работ, в которых измеряются статические параметры МПФГ:

1) равновесная ширина w полосовых доменов;
2) поле коллапса $H_к$ цилиндрических магнитных доменов;
3) поле эллиптической неустойчивости $H_э$ цилиндрических магнитных доменов;
4) измерение температурных зависимостей w, $H_к$, $H_э$ и измерение температуры Нееля T_N.

Динамические свойства доменных границ – подвижности μ и скорости υ - определяются методом Велло-Колейро в следующих двух работах:

5) измерение подвижности доменных границ μ методом Велло-Колейро;
6) измерение скорости доменных границ υ методом Велло-Колейро;

а лабораторные работы:

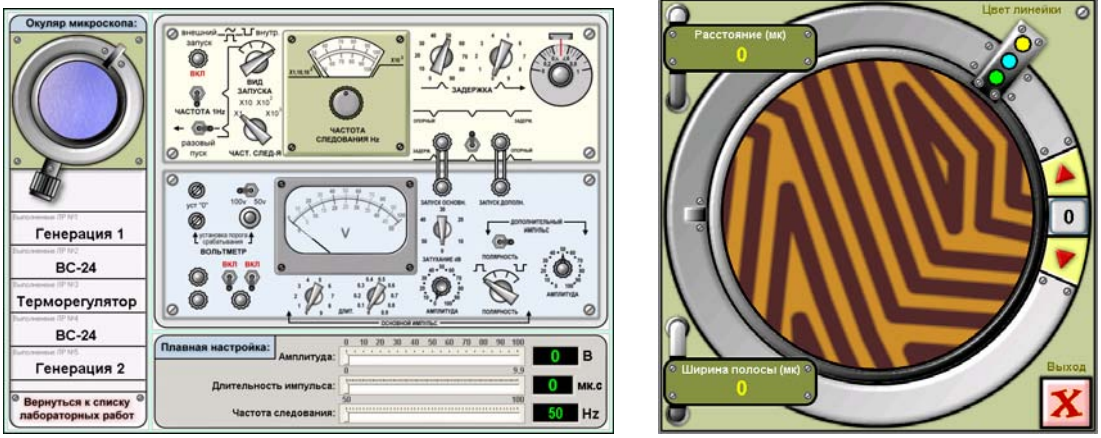
7) измерение угла сноса φ ЦМД в градиентном поле;
8) измерение зависимости длины полосового домена l от значения поля смещения H.

иллюстрируют влияние структурных микронеоднородностей МПФГ на характер движения доменных границ.

Наличие температурной приставки позволяет исследовать влияние температуры образца в диапазоне от комнатной до температуры Нееля на величины, измеряемые в работах 5-10, что фактически увеличивает имеющееся число лабораторных работ.

Заключительной работой данного цикла является лабораторная работа: расчет основных характеристик и их температурных зависимостей МПФГ.

В первой части виртуального лабораторного практикума на базе стандартных моделей компьютера класса Pentium 4 реализуются все вышеперечисленные работы.



а) б)

Рис. 1. Главное окно программы (а) и окуляр микроскопа с видом равновесной доменной структуры (б).

Ее использование предполагается в сочетании с «реальной» частью, для чего изображение виртуального прибора и его функции совпадают с прибором, используемым в установке (рис.1). Студент полностью выполняет виртуальную работу, рассчитывает погрешность полученного результата, после чего получает допуск к выполнению реальной работы. В допуск, в частности, входят вопросы по измерительным приборам – их назначение, органы управления, оценка точности измерений.

Вторая часть виртуального практикума посвящена вопросам оптимального проектирования магнитооптических установок на основе эффектов Фарадея и Керра [3], что представлено следующими лабораторными работами:

1) исследование зависимости функции «отношение сигнал-шум» от угла скрещивания поляризатора и анализатора.
2) исследование зависимости функции «отношение сигнал-шум» от толщины пленки и удельного фарадеевского вращения;
3) исследование зависимости функции «отношение сигнал-шум» от относительной площади наблюдаемой доменной структуры;
4) исследование зависимости оптимального угла скрещения анализатор-поляризатор от фактора деполяризации;
5) исследование зависимости функции «отношение сигнал-шум» от температуры источника;

6) исследование зависимости функции «отношение сигнал-шум» от фактора деполяризации;
7) исследование влияния оптических фильтров с различной полосой пропускания на зависимость функции «отношение сигнал-шум» от угла скрещивания анализатора и поляризатора;
8) исследование зависимости максимального значения функции «отношение сигнал-шум» от изменения правой и левой границ пропускания оптического фильтра;
9) исследование зависимости функции «отношение сигнал-шум» от угла скрещивания между поляризатором или анализатором при оптимальных параметрах пленки и источника излучения;
10) исследование зависимости коэффициентов отражения от длины волны для пленок различной толщины;
11) исследование зависимости относительного уменьшения угла керровского вращения от температуры;
12) исследование зависимости функции «отношение сигнал-шум» от ширины диапазона длин волн для пленок различной толщины.

Литература

1. *Смирнов В.В., Цырульников Е.С., Подгоров А.А.* Виртуальный практикум по общей физике «Измерение и расчет основных свойств монокристаллических пленок феррит-гранатов». свидетельство об официальной регистрации № 2006613813 от 3.11.2006 г.

2. *Смирнов В.В., Лихтер А.М.* Виртуальный лабораторный практикум «Исследование влияния физических параметров магнитооптических установок на основе эффектов Фарадея и Керра на их информационные и метрологические характеристики». свидетельство об официальной регистрации № 2007613246 от 6.08.2007 г.

3. *Лихтер А.М.* Оптимальное проектирование оптико-электронных систем. Монография. Астрахань, Издательский дом «Астраханский университет», 2004 г. 246 с.

СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ УДАЛЕННОГО ХРАНЕНИЯ ЗАШИФРОВАННОЙ ИНФОРМАЦИИ “ФАГУС”

Тажитдинов А.Н.
Башкирский государственный университет

Многие ученые в своей работе с компьютером сталкиваются с проблемой дополнительного зашифрованного хранения научных данных. Дополнительное хранение зашифрованных данных может быть использовано в качестве резервного хранения данных или в качестве базы данных для работы с разных компьютеров. Система, решающая эту проблему должна обладать следующей функциональностью:

1. Возможность хранения и обновления данных на удаленных устройствах или в Интернете.
2. Возможность восстановления поврежденной или удаленной информации.
3. Возможность шифрования и дешифрования информации с использованием современных шифровальных алгоритмов.

Для решения данной проблемы нами была создана система удаленного хранения массивов зашифрованной информации «Фагус»

При разработке системы нами были использованы следующие технологии и средства разработки: Скриптовый язык программирования Ruby; Алгоритм шифрования AES-128;Алгоритм хэширования MD5; Почтовый протокол IMAP;

Нами могут быть представлены следующие возможные улучшения системы удаленного хранения массивов зашифрованной информации «Фагус»:

1. Добавление возможности использования серверов FTP в качестве возможного удаленного хранилища информации.
2. Создание графического интерфейса для программы «Фагус»
3. Добавление Web интерфейса для работы с системой «Фагус» онлайн.
4. Оптимизация кода программы для увеличения ее быстродействия.

Реализация возможности сжатия данных «на лету» для экономии дискового пространства или ускорения передачи информации.

Таким образом, нами разработан алгоритм системы удаленного хранения массивов зашифрованной информации. На основе данного алгоритма нами создано программное обеспечение, позволяющее производить удаленное хранение массивов зашифрованной информации. Данное программное обеспечение соответствует всем поставленным нами требованиям и обладает большой функциональностью.

1. *David Thomas, Chad Fowler, Andrew Hunt* Programming Ruby: The Pragmatic Programmer’s Guide, Second Edition. — Boston: Addison-Wesley, 2004
2. *Yukihiro Matsumoto* Ruby in a Nutshell. — Sebastopol, CA: O’Reilly, 2002.
3. Баричев С.Г., Гончаров В.В., Серов Р.Е. Основы современной криптографии. М.: "Горячая линия - Телеком", 2001.
4. Варфоломеев А.А., Жуков А.Е., Пудовкина М.А. Поточные криптосистемы. Основные свойства и методы анализа стойкости. М.: ПАИМС, 2000.

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА, РАБОТАЮЩЕГО НА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

С.В Таскаев, В.Д.Бучельников, И.В.Бычков

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

На Второй международной конференции по магнитному охлаждению вблизи комнатных температур, проходившей в г. Порторож (Словения), директор международного института охлаждения IIF-IIR (Франция) Дидье Коломб в своем пленарном докладе отметил, что мировое потребление электроэнергии, нацеленное на получение холода составляет 15% от всей получаемой электроэнергии. Таким образом, вопрос создания новых энергосберегающих технологий создания промышленного, коммерческого или бытового холода является исключительно важным с точки зрения рационального использования невозобновляемых источников энергии.

Одной из таких перспективных технологий является технология магнитного охлаждения. Значительный прогресс в этой области начался после открытия в 1993 году соединения $Gd_5Si_2Ge_2$. Как видно из рис.1 за последние 10 лет наблюдается экспоненциальный рост научных публикаций по этой тематике.

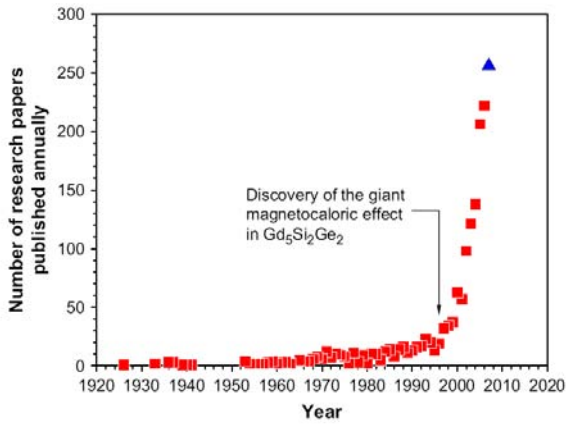


Рис.1. Количество публикаций, связанных с магнитокалорическим эффектом за последние 80 лет [1]

Существующее состояние научных и технических достижений в области магнитного охлаждения приведено в обзорах [1, 2]. В этих статьях с развитием магнитного охлаждения связывают будущее, т.к. традиционное газовое охлаждение постепенно приближается к техническому пределу КПД такого рода устройств.

Тем не менее существует несколько проблем, связанных с разработкой промышленной технологии магнитного охлаждения. Некоторые из них отмечены в [3]:

- не изучено действие сильного магнитного поля на живые организмы;
- требуется создание защитных экранов для избежания помех в работе других электронных устройств;
- сверхпроводящие материалы, используемые в магнитных системах не работают при комнатных температурах;
- электромагниты потребляют значительное количество электроэнергии;

- поле постоянных магнитов не достаточно для достижения большого магнитокалорического эффекта;
- изменение температуры при внесении материала с магнитокалорическим эффектом в магнитное поле не велико.

Как видно из этого перечня, большинство вопросов связано с конструкцией и типом магнитной системы. Таким образом, проблема разработки эффективной магнитной системы является исключительно важной для создания технологии магнитного охлаждения в целом.

Простейшая магнитная система может быть представлена двумя тетрагональными магнитами, расположенными параллельно друг другу, но такая система не дает достаточного магнитного поля для использования в устройстве магнитного охлаждения. Для увеличения плотности магнитного потока можно замкнуть внешние полюса магнитов ярмом из магнитомягкого материала. Значение индукции магнитного поля в такой системе, изготовленной из Nd-Fe-B постоянных магнитов с размерами 4.5/2.5/1.5 см в зазоре 0.8 см составляет около 0.7 Т.

Существует только один способ получить индукцию магнитного поля, превышающую остаточную индукцию обычного Nd-Fe-B магнита – создать композитную систему, фокусирующую магнитное поле в заданной области. В этой работе мы представляем результаты работ по расчету и конструированию такого рода системы, изготовленной для использования в устройствах, работающих на эффекте магнитного охлаждения.

Численный расчет магнитной цилиндрической системы осуществлялся с помощью FEM-моделирования (см. рис.2). В качестве исходных магнитов использовались Nd-Fe-B постоянные магниты с намагниченностью 917 kA/m. Относительная проницаемость магнитомягкого материала μ=5000.

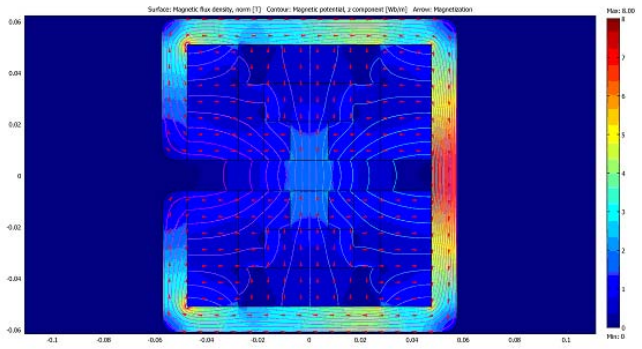


Рис 2. Теоретический расчет

На рис.2 стрелками показано направление силовые линии магнитного поля, контуры соответствуют линиям магнитного потенциала, а градиент цвета – величине плотности магнитного потока. Зависимость плотности магнитного потока вдоль линии AB приведена на рис.3.

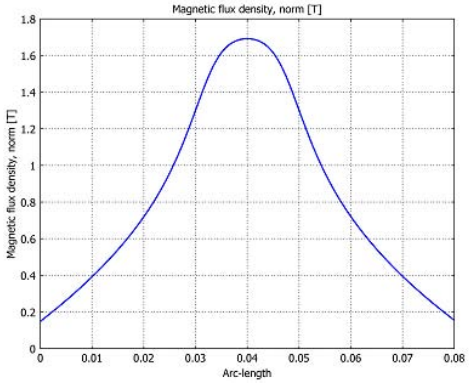


Рис 3. Плотность магнитного потока

Основываясь на результатах теоретических расчетов, была создана цилиндрическая магнитная система (см. рис. 4). Такая конструкция позволяет значительно увеличить магнитный поток и обеспечивает простой доступ к зоне с высокими значениями магнитного поля. Размер системы 156 cm2, зазор между полюсами 11.6 mm. Постоянные магниты из сплава $Nd_2Fe_{14}B$ (с остаточной индукцией в интервале 1.189-1.206 Т) были изготовлены в идее колец с различным направлением намагниченности. Магнитопровод выполнен из магнитомягкой стали. Как показали измерения магнитного поля в центре системы, его величина составляет 1.82 Т.

На такой магнитной системе очень легко и наглядно демонстрируется магнитокалорический эффект. Изменение температуры пластины из Gd составляет около 1.5°C, что легко регистрируется обычной термопарой с мультиметром.

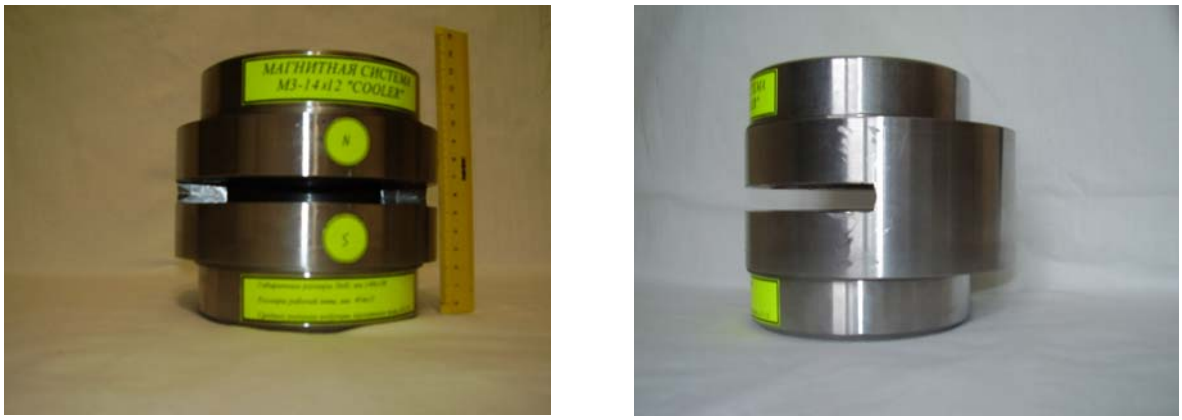


Рис. 4. Магнитная система

В заключении отметим, что существует возможность уменьшить до 2 раз размер и вес системы при сохранении области с однородным магнитным полем и значения магнитной индукции внутри этой области. Такая модификация позволит значительно уменьшить стоимость системы, что положительно скажется на изменении цены устройства, работающего на магнитокалорическом эффекте, т.к. стоимость магнитной системы составляет около 70% от общей стоимости.

Для увеличения магнитной индукции системы возможно использование более качественных постоянных магнитов, например, с остаточной индукцией B_r=1.47 Т [4].

1. Gschneidner K.A., Jr., Pecharsky V.K., Int. J. Refrig. **31**, 945-961 (2008).
2. Zimm C., Jastrab A., Stenberg A., Pecharsky V.K., Gschneidner Jr. K.A., Osborne M., Anderson I., Adv. Cryog. Eng. **43**, 1759 (1998).
3. F.Gendre, P.W.Egolf, O.Sari, Proc.of Thermag-I, 347-355 (2005).
4. C.Vasile, C.Muller, Proc.of Thermag-I, 357-365 (2005).

УМЕСТЕН ЛИ МАГНЕТИЗМ В УЛЬТРАМАЛЫХ КУРСАХ ЛЕКЦИЙ ДЛЯ ЕСТЕСТВЕННОНАУЧНЫХ ИЛИ ГУМАНИТАРНЫХ СПЕЦИАЛИЗАЦИЙ?

В.В.Суриков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Ультрамалыми курсами лекций будем называть курсы объемом менее 50 аудиторных часов, причем это может быть и всего 32 часа. В некоторых вузах они называются курсами физики, с чем нельзя соглашаться, логичнее их называть либо введением в физику, либо введением в основы естествознания. Тема программы для лекторов подобных курсов является не только актуальной, но даже и болезненной, что следует из материалов предыдущих конференций.

Исходя из многолетнего опыта чтения лекций различного формата на различных факультетах МГУ можно уверенно заключить, что магнетизм в ультрамалых курсах не только уместен, но и необходим. Важность понимания основ физики магнитных явлений настолько очевидна, что убедить как утверждающих программы, так и слушателей (студентов) в ее полезности оказывается наиболее легко, потому что логику в наших вузах пока уважают и те, и другие.

В основу убеждений можно положить то, что считают важным факультеты, где курс читается. Например, если нужна естественнонаучная картина мира (наиболее популярная просьба факультетов), можно рассказать об огромной роли магнитных полей в космосе; для биологов или медиков – об электромагнитных взаимодействиях в клетке и т.п. Прописная истина, что все нас окружающее обладает магнитными свойствами дает множество возможностей для убедительных бесед.

Не менее важная проблема – как изложить материал более или менее доступно для студентов-нефизиков. В качестве одного из примеров можно привести учебное пособие [1], которое в 2008 году рекомендовано Научно-методическим советом Министерства образования и науки Российской Федерации в качестве учебного пособия для студентов вузов, обучающихся по направлению «Экономика».

1. В.В.Суриков, Введение в основы естествознания, 4-е изд., М., ТЕИС, 2009.

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В УНИВЕСИТЕТСКИХ КУРСАХ С ЭЛЕМЕНТАМИ ПРЕПОДАВАНИЯ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

Р. Бареев[1], Е.А. Свалов[2], С.О. Волчков[1], Г.В. Курляндская[1]

[1]Уральский государственный университет им. А.М. Горького, кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов, г. Екатеринбург, Россия
[2]Уральский государственный университет им. А.М. Горького, кафедра педагогики, г. Екатеринбург, Россия

При реализации Государственных программ развития научно- технического прогресса появляются различные трудности, среди которых можно упомянуть методическое и методологическое отставание образовательных процессов от современных достижений науки и темпов их обновления. Одна из приоритетных Государственных программ развития науки и техники связана с широким внедрением нанотехнологий во все сферы общественной деятельности и высшее образование [1]. Кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов Уральского государственного университета активно включилась в этот процесс. Например, в 2008-м году в рамках инновационной программы «Опережающая подготовка по прорывным направлениям развития науки, техники и гражданского общества на основе формирования инновационно-образовательного пространства классического университета в партнерстве с академической наукой, бизнесом, органами власти с использованием мирового опыта в области качества образования и образовательных технологий» была выпущена монография «Магнетизм наносистем на основе редкоземельных и 3d-переходных металлов» [2]. Среди вопросов, над которыми работают на кафедре педагогики УрГУ, следует упомянуть теоретические и практические аспекты интенсивного использования интерактивных методик преподавания и информационных технологий в университетских курсах [3]. Авторский коллектив настоящей работы включает студентов, аспирантов и преподавателей кафедры магнетизма и кафедры педагогики, которые в 2008-2009 академическом году внедрили интерактивный университетский курс «Биомагнетизм и магнитные наноматериалы». В данном исследовании обсуждаются такие аспекты внедрения информационных технологий в междисциплинарные курсы, как эффективность использования в учебном процессе аудиоматериалов и оригинальных видеоматериалов, полученных во время преподавания данного учебного курса.

Образовательный процесс в рамках курса «Биомагнетизм и магнитные наноматериалы» для студентов 5-го года обучения и магистрантов включал исходный тест для уточнения уровня знаний, лекции теоретического характера, самостоятельную работу студентов вне аудитории с аудиоматериалами телепередачи «Биоизлучение» (запись цикла передач канала НТВ с 10 сентября 2001 по 25 декабря 2003 года, ведущий А.Г. Гордон), тест по резуль-

татам работы с аудиоматериалами, выбор научной публикации, подготовка презентации в программе Power Point и представление подготовленной презентации с его последующим обсуждением, и т.д. В качестве методических материалов курса студенты получали от преподавателя электронный вариант пособия и аудиозапись передачи «Биоизлучение», представляющую собой обсуждение экспертами проблемы биоизлучений. Традиционное содержание учебно-методического обеспечения образовательного процесса составляют следующие компоненты: информационные базы по предмету и смежным областям, учебная документация, методические пособия и рекомендации по всем видам учебной работы, наглядное обеспечение учебной информации. Дидактическим основанием введения аудиоматериалов в курс является принцип наглядности, который выражает необходимость формирования у учащихся представлений на основе всех чувственных восприятий предметов и явлений. Еще К.Д. Ушинский отмечал, что чем больше органов чувств принимают участие в восприятии, тем прочнее впечатления закрепляется в памяти. Физиологи и психологи объясняют это положение тем, что все органы чувств человека взаимосвязаны [4].

Студенты работали с аудиоматериалами телепередачи «Биоизлучение» вне аудитории, затем им была предоставлена возможность непосредственно перед тестом ознакомиться со стенограммой аудиоматериала, далее следовало написание теста по итогам работы с аудиоматериалами и обсуждение его результатов. Использование аудиоматериалов в курсе «Биомагнетизм и магнитные наноматериалы» получило высокую оценку участников образовательного процесса. В отзывах, которые студентам было предложено оставить преподавателю по окончании курса, было указано, в частности, что работа с аудиоматериалами как часть учебного процесса в университете была предложена впервые. Было отмечено, что студенты любят музыку, любит слушать аудиокниги (у одного из слушателей курса был двухлетний опыт пения в университетском хоре), поэтому использование аудиоматериалов в учебном процессе оказалось для многих сильным положительным эмоциональным фактором. По-видимому, в данном конкретном случае наглядное обеспечение учебной информации из-за индивидуальных особенностей студентов, реализуется как специфический вид наглядности, словесно-образная наглядность, стимулируя интерес к предмету исследования через эмоциональный фактор. Интересный фактор, отмеченный в отзывах – это возможность послушать ведущих специалистов в изучаемой области. Студенты указывали на важность того, как человек строит фразу, как преподносит предмет беседы, на важность того, что иногда не поддается рациональному описанию, но представляет собой эффективный образовательный стимул – эмоционально-психологичесий резонанс участников образовательного процесса. Процесса, который тем самым естественным образом выходит за рамки учебной аудитории, соседствуя с современной музыкой в MP3 плеерах наших студентов. Опыт использования аудиоматериалов в курсе «Биомагнетизм и магнитные наноматериалы» оказался настолько положитель-

ным, что авторы рассматривают возможность расширения списка используемых аудиоматериалов вплоть до создания специальной серии записей специалистов в области магнитных наноматериалов для использования данных аудиоматериалов в будущем.

Другой аспект курса, получивший высокую положительную оценку студентов – это подготовка 10-12-ти минутной презентации в программе Microsoft Power Point для сообщения основного содержания выбранной научной публикации по вопросу магнитного биодетектирования и звуковая видеозапись презентаций студентов. Методика видеозаписи выступлений студентов с целью последующего анализа и «взгляда со стороны» была разработана коллективом кафедры педагогики УрГУ под руководством проф. Л.Л. Рыбцовой. Последующий просмотр и обсуждение презентаций выявили все недочеты по содержанию и ошибки, допущенные при выборе формы. Студенты получили полную электронную копию семинарского занятия с презентациями, что позволяет им, затем работать над исправлением допущенных ошибок.

Авторский коллектив настоящей работы в рамках дисциплины «Физика, технология и техника магнитных материалов и наноматериалов» разработал и внедрил интерактивный курс «Биомагнетизм и магнитные наноматериалы». В данном исследовании обсуждаются такие аспекты как эффективность использования в учебном процессе аудиоматериалов и видеоматериалов, полученных во время преподавания данного курса.

[1] Собрание законодательства Российской Федерации, 2007, № 33, стр. 4205.
[2] Н.В. Баранов, В.О. Васьковский, О.А. Иванов, В.А. Катаев, Г.В. Курляндская, В.Н. Лепаловский, В.И. Максимов, И.Г. Плещеев, П.А.Савин, А.В. Свалов, Н.В. Селезнева, М.А. Сердейра, Н.А. Скулкина, Е.А. Степанова, А.Н. Титов, Е.М. Шерокалова, А.А. Ювченко, «Магнетизм наносистем на основе редкоземельных и 3d-переходных металлов Уральский государственный университет, Екатеринбург, 2008, 280 с.
[3] Семёнов В. Д. Трава на асфальте. Избранные педагогические труды, Екатеринбург: ИРРО, АПСН, Департамент образования, 1996. – 187 с.
[4] Пидкасистый П.И. Педагогика / П.И. Пидкасистый, В.И. Загвязинский, Л.И. Маленкова, А.Ф. Меняев, В.М. Полонский – М.: Педагогическое общество России, 2008. – 576 с.

УРАВНЕНИЯ РЕАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ*

В.В. Сидоренков

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия

В классической электродинамике аналитической базой описания и физико-математического моделирования взаимодействия электромагнитного (ЭМ) поля с материальной средой служат уравнения Максвелла:

$$\text{(a)}\ \ \mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\mu\mu_0\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}, \qquad \text{(b)}\ \ \mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{E}) = \rho, \qquad (1)$$

$$\text{(c)}\ \ \mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} = \varepsilon\varepsilon_0\left(\frac{\boldsymbol{E}}{\tau_{рел}} + \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}\right), \qquad \text{(d)}\ \ \mathrm{div}\,(\mu\mu_0\boldsymbol{H}) = 0.$$

Здесь $\tau_{рел} = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma$ – время релаксации электрического заряда в проводящей среде. Однако диапазон явных возможностей этих уравнений ограничен, поскольку их посредством нельзя, например, представить электродинамические потоки чисто электрической или магнитной энергий, реализующие соответствующую поляризацию, хотя такие процессы наблюдаются раздельно и энергетически независимы. Далеко не ясен вопрос о моменте импульса ЭМ поля, и как это явление соотносится с уравнениями (1).

В этой связи концептуальный анализ именно уравнений (1) позволил выявить [1] соотношения первичной взаимосвязи *ЭМ поля* с компонентами электрической $\boldsymbol{E}$ и магнитной $\boldsymbol{H}$ напряженностей и поля *ЭМ векторного потенциала* с электрической $\boldsymbol{A}^e$ и магнитной $\boldsymbol{A}^m$ компонентами:

$$\text{(a)}\ \mu\mu_0\boldsymbol{H} = \mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^m,\ \ \text{(b)}\ \varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{E} = \mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^e,\ \ \text{(c)}\ \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}^m}{\partial t},\ \ \text{(d)}\ \boldsymbol{H} = \frac{\boldsymbol{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial \boldsymbol{A}^e}{\partial t}. \qquad (2)$$

Видно, что объединение этих соотношений в систему (2) описывает значительно более сложное и необычное с точки зрения общепринятых воззрений вихревое векторное поле в виде совокупности функционально связанных четырех полевых векторных компонент $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{A}^e$ и $\boldsymbol{A}^m$. Это поле физически логично называть **реальным электромагнитным полем**.

Объективность существования указанного *четырехкомпонентного вихревого поля* иллюстрируется нетривиальными следствиями, поскольку математические операции с уравнениями (2) позволяют получить другие новые системы электродинамических уравнений [1], которые описывают:
поле ЭМ векторного потенциала с компонентами $\boldsymbol{A}^e$ и $\boldsymbol{A}^m$

$$\text{(a)}\ \ \mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^e = -\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial \boldsymbol{A}^m}{\partial t}, \qquad \text{(b)}\ \ \mathrm{div}\,(\mu\mu_0\boldsymbol{A}^e) = 0, \qquad (3)$$

* Дискуссионный доклад

(c) $\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^m = \mu\mu_0\left(\dfrac{\boldsymbol{A}^e}{\tau_{рел}} + \dfrac{\partial \boldsymbol{A}^e}{\partial t}\right)$, (d) $\mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{A}^m) = 0$;

либо *электрическое поле* с компонентами $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{A}^e$

(a) $\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = -\mu\mu_0\dfrac{\partial}{\partial t}\left(\dfrac{\boldsymbol{A}^e}{\tau_{рел}} + \dfrac{\partial \boldsymbol{A}^e}{\partial t}\right)$, (b) $\mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{E}) = 0$, (4)

(c) $\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^e = \varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{E}$, (d) $\mathrm{div}\,(\mu\mu_0\boldsymbol{A}^e) = 0$;

либо, наконец, *магнитное поле* с компонентами $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{A}^m$

(a) $\mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} = -\varepsilon\varepsilon_0\dfrac{\partial}{\partial t}\left(\dfrac{\boldsymbol{A}^m}{\tau_{рел}} + \dfrac{\partial \boldsymbol{A}^m}{\partial t}\right)$, (b) $\mathrm{div}\,(\mu\mu_0\boldsymbol{H}) = 0$, (5)

(c) $\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}^m = \mu\mu_0\boldsymbol{H}$, (d) $\mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0\boldsymbol{A}^m) = 0$.

Легко убедиться, что так же, как из системы (1), из систем (3)–(5) следуют волновые уравнения для компонент *реального электромагнитного поля* $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{A}^e$ и $\boldsymbol{A}^m$. Следовательно, волны вышеперечисленных двухкомпонентных полей описываются соответствующими парными комбинациями этих волновых уравнений. Возникает физически очевидный вопрос: что это за волны, и каковы характеристики их распространения?

Для ответа на этот вопрос рассмотрим волновой пакет плоской линейно поляризованной, например, *электрической волны,* распространяющейся по оси *ox* с компонентами $E_y(x,t)$ и $A_z^e(x,t)$ для системы (4) либо *магнитной волны* с компонентами $H_z(x,t)$ и $A_y^m(x,t)$ для системы (5), которые представим комплексными спектральными интегралами. Тогда, например, для *электрического поля* эти интегралы представятся в виде:

$$E_y(x,t) = \mathrm{Re}\int_0^\infty E(\omega,\varphi)e^{-i\omega t+ikx}d\omega \text{ и } A_z^e(x,t) = \mathrm{Re}\int_0^\infty A^e(\omega,\psi)e^{-i\omega t+ikx}d\omega,$$

где $E(\omega,\varphi) = E(\omega)\mathrm{e}^{i\varphi(\omega)}$ и $A^e(\omega,\psi) = A^e(\omega)e^{i\psi(\omega)}$ – комплексные амплитуды. Подставляя указанные интегралы в уравнения (4a) и (4c), приходим к $kE = (\mu\mu_0/\varepsilon\varepsilon_0)\,\sigma\omega A^e - i\mu\mu_0\omega^2 A^e$ и $kA^e = i\varepsilon\varepsilon_0 E$. Подстановка аналогичных спектральных интегралов для *магнитного поля* $H_z(x,t)$ и $A_y^m(x,t)$ в уравнения (5a) и (5c) дает $kH = \sigma\omega A^m - i\varepsilon\varepsilon_0\omega^2 A^m$ и $kA^m = i\mu\mu_0 H$. Таким образом, для обеих систем уравнений имеем общее для них выражение: $k^2(\omega) = i\mu\mu_0\sigma\omega + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\omega^2$.

В случае среды идеального диэлектрика ($\sigma = 0$) с учетом скорости волны в среде без потерь $\mathrm{v} = 1/\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$ для обеих систем из $k^2(\omega)$ следует обычное дисперсионное соотношение $k(\omega) = \omega/\mathrm{v}$, описывающее однородные плоские волны электрического или магнитного полей. При этом связи комплексных амплитуд этих волновых полей имеют специфический вид:

$A^e(\omega,\psi)=\frac{1}{\omega}\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0/\mu\mu_0}E(\omega,\varphi)e^{i\pi/2}$ и $A^m(\omega,\psi)=\frac{1}{\omega}\sqrt{\mu\mu_0/\varepsilon\varepsilon_0}H(\omega,\varphi)e^{i\pi/2}$.

Здесь главная специфика в том, что при распространении поля таких волн в диэлектрической среде колебания его компонент сдвинуты между собой по фазе на $\pi/2$, то есть в любой точке пространства поведение полевых компонент волны аналогично кинематике движения (смещение и скорость) классической частицы в точке устойчивого равновесия поля потенциальных сил. Конечно, математически этот результат тривиален, однако физически данный факт весьма примечателен и требует серьезного анализа.

Соответствующие аналогичные вышеприведенным рассуждения теперь уже для системы уравнений (1) *"обычного" ЭМ поля* с компонентами $E_y(x,t)$ и $H_z(x,t)$ и системы (3) *поля ЭМ векторного потенциала* с компонентами $A_z^e(x,t)$ и $A_y^m(x,t)$ снова дают окончательно вышеприведенное выражение: $k^2(\omega)=i\mu\mu_0\sigma\omega+\mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\omega^2$.

В *диэлектрической среде* ($\sigma=0$) дисперсионное соотношение для волновых решений уравнений систем (1) и (3) также будет обычным $k(\omega)=\omega/\mathrm{v}$. При этом связи комплексных амплитуд решений уравнений системы (1) имеют стандартный вид $H(\omega,\psi)=\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0/\mu\mu_0}E(\omega)e^{i\varphi(\omega)}$ и $A^m(\omega,\psi)=\sqrt{\mu\mu_0/\varepsilon\varepsilon_0}A^e(\omega)e^{i\varphi(\omega)}$ для системы (3), а волновые решения описывают волны, колебания компонент которых *синфазны*: $\psi(\omega)=\varphi(\omega)$.

Для проводящей среды в асимптотике металлов ($\omega<<\sigma/\varepsilon\varepsilon_0$) поведение составляющих *реального ЭМ поля* подчиняется теоретически хорошо изученному закону для волн "обычного" ЭМ поля в металлах, где поле экспоненциально затухает, а его компоненты сдвинуты по фазе на $\pi/4$.

Обобщая, необходимо приходим к выводу, что совокупность полей, определяемая системой уравнений (2), является вихревым *четырехкомпонентным векторным электромагнитным полем*, распространяющимся посредством единого волнового процесса. При этом представленные электродинамические соотношения (2) есть уравнения современной полевой теории электромагнетизма и с их следствиями – системами уравнений (1) и (3)–(5) объективно являются фундаментом классической электродинамики. Таким образом, настоящий материал вместе с результатами работ [1] может служить методической базой модернизации учебных курсов по общей физике, электродинамике и целому ряду технических дисциплин.

1. *В.В. Сидоренков* // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2006. № 1. С. 28-37; 2005. № 2. С. 35-46; // XX Международная школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники». - М.: МГУ, 2006. - С. 123-125; // IX Международная конференция «Физика в системе современного образования». Санкт-Петербург: РГПУ, 2007. Секция "Профессиональное физическое образование". С. 127-129; // Вестник Воронежского ГТУ. 2007. Т. 3. № 11. С. 75-82.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ УЧЕБНЫХ ПОСОБИЙ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ПО РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Миронова Г.А., Брандт Н.Б., Салецкий А.М.
Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

Обширная программа курса общей физики не позволяет на семинарских занятиях рассмотреть достаточно глубоко все темы и решить необходимое число задач для усвоения всех методов решения. Поэтому большую помощь могут оказать учебные пособия по решению задач. Преподаватель может задавать для самостоятельного изучения часть задач, решение которых подробно изложено в пособии. Такие пособия становятся хорошими помощниками для студентов, пропустивших занятия, при самостоятельном изучении той или иной темы.

Учебное пособие по решению задач должно включать элементы диалога, чтобы сделать **обучение личностно ориентированным**. Этому могут способствовать **вопросы для самопроверки** в конце задач, задачи – «тесты», задачи – «ловушки». **Задачи – «тесты»** возвращают обучающегося к основам теории и способствуют более глубокому ее пониманию. **Задачи – «ловушки»** предлагают поиск ошибки в решении, то есть внимательный анализ каждого шага в решении, сопоставление с имеющимися базовыми теоретическими знаниями. Этот элемент обучения имеет важное значение и подтверждает известное правило: «на ошибках учатся».

В качестве примера рассмотрим учебное пособие «Электростатика в вопросах и задачах», предназначенное для студентов физических и смежных специальностей. Основное внимание уделяется обучению студентов умению использовать современные теоретические представления в области электростатики для решения основных типов задач; развитию навыков самостоятельного анализа и интерпретации полученных результатов; оценке правильности предложенных решений.

Отметим некоторые методические особенности данного учебного пособия.

1. В начале каждой темы дается краткий обзор теории, приводятся формулировки законов и определений физических величин, выделяются отдельные основополагающие для решения задач теоретические выводы, принципы и концепции (в тексте они специально выделены жирным шрифтом). Формулы, используемые при решении задач, сопровождаются краткими выводами из основных законов.

2. Из большого числа задач по электростатике отобраны стандартные задачи, на примере которых иллюстрируются возможности альтернативных подходов к их решению. Анализ различных способов решения одной и той же задачи позволяет глубже раскрыть физический смысл и содержание основных теоретических положений и найти кратчайший путь достижения окончательного результата. Методика решения задач включает в себя

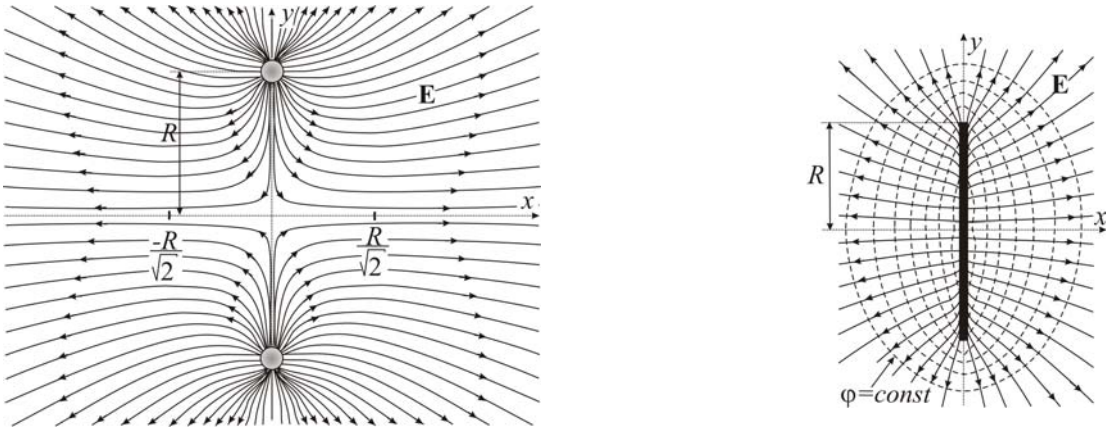
– подробный анализ условий задачи;

– концепции решения каждого типа задач;

– составление системы уравнений;

– анализ полученного решения для различных предельных случаев, что позволяет или перейти к новой задаче или подтвердить тот или иной вывод теории, или проверить правильность полученного в задаче ответа;

– вопросы и задачи для самопроверки и закрепления навыков решения задач.



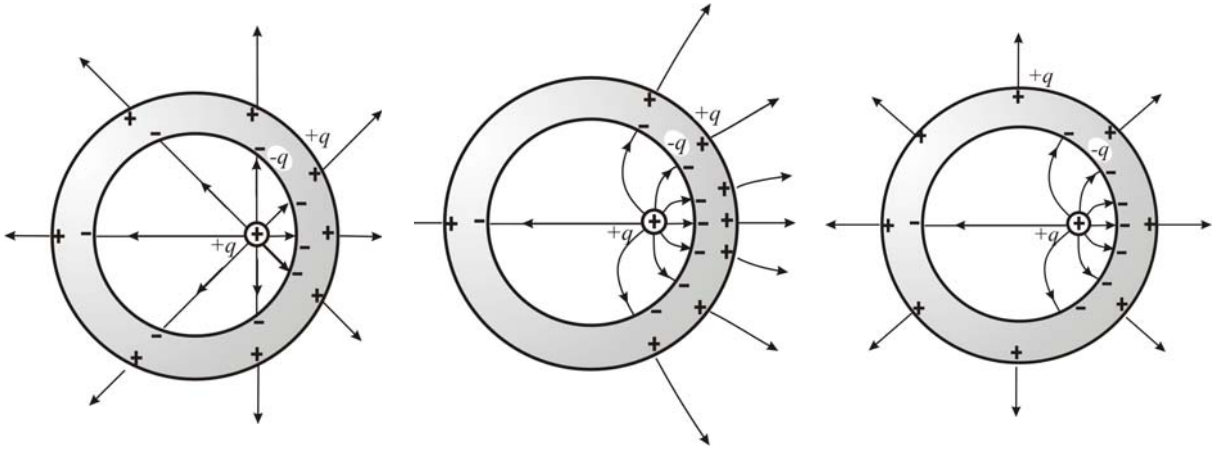
(а) (б)

Рис.1. (а) Силовые линии напряженности электрического поля, созданного равномерно заряженным кольцом. (б) Силовые линии и эквипотенциальные поверхности электрического поля, созданного равномерно заряженным по поверхности кругом. Картина поля дана в разрезе по диагонали (OY). Ось кольца (круга) OX.

3. Решение задач иллюстрируется картинами электрических полей, рассчитанными по программе Math Lab. Например, на семинарах, как правило, рассчитывается напряженность электрического поля только вдоль оси равномерно заряженного кольца или круга. Однако вдумчивому студенту интересно представить линии поля во всей области пространства. Такие расчеты проведены и картины силовых линий представлены на рис.1. Видно, что круг не является эквипотенциальной поверхностью.

4. Большое значение для понимания роли того или иного параметра задачи (величины зарядов и их пространственного расположения, потенциалов и др.) имеет сравнение результатов задач, отличающихся каким-то одним параметром. Например, сравниваются поля, создаваемые сферой, заряженной или по поверхности, или равномерно по объему; анализируется изменение картины электрического поля, создаваемого равномерно заряженным по объему плоским слоем, при наложении определенных условий на разность потенциалов между плоскостями слоя.

5. Для лучшего усвоения материала в ряде случаев используются «задачи-ловушки» и «задачи - тесты», в которых наряду с правильным решением приводится ошибочное решение с предложением найти ошибку. Эти задачи содержат «стандартные» ошибки, совершаемые студентами при решении задач. Они позволяют акцентировать внимание на определенных вопросах теории (рис.2).



Найдите ошибку.

Рис.2. Заряд $+q$ смещен из центра металлической сферы. Определить, какой из вариантов изображения силовых линий напряженности поля правильный?

6. При решении задач на тему «Проводники в электрическом поле» обращается внимание на причины возникновения индуцированных зарядов, величину плотности поверхностного заряда и глубину проникновения электрического поля в глубь металла.

7. Подробно с иллюстрациями описан метод изображений, широко применяемый в электростатике. Здесь же рассмотрены такие вопросы как заземление, электростатическая защита, неравномерное распределение зарядов и др.

8. В данном учебном пособии, в отличие от традиционной для курса общей физики, предложена новая методика описания векторных полей напряженности **E** и индукции **D** электрического поля в диэлектриках. Анализируется физический смысл векторов **E** и **D**.

Рассматриваются диэлектрические тела, имеющие форму поверхности второго порядка (шар, бесконечный цилиндр, плоский бесконечный слой). В этом случае, при условии, что диэлектрическая среда описывается линейным материальным уравнением, возможно вычисление векторных характеристик (**P**, **E** и **D**) в диэлектрике в аналитическом виде.

9. На основе термодинамического метода рассматривается вопрос об энергии диэлектриков и силах, действующих на диэлектрические тела, находящиеся в электрическом поле сторонних источников.

Литература: Брандт Н.Н., Миронова Г.А., Салецкий А.М. Электростатика в вопросах и задачах». Пособие по решению задач. -М.: Физический факультет МГУ, 2007. 296с.

Секция БЮ

Метла подметательная (в дальнейшем изделие) предназначена для собирания разных ненужных мелких предметов, твердых и мелких частиц, пыли (в дальнешем мусора) в одну или несколько куч (в дальнейшем конечный пункт назначения) по всей территории (в дальнейшем место использования)...

http://cityfun.ru/rasskaz/instruct

МАЛЫЕ МАГНИТНЫЕ ЧАСТИЦЫ

НАМАГНИЧИВАНИЕ БИОГЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

Ю.Л. Райхер [1], В.И. Степанов [1], С.В. Столяр [2,3], В.П. Ладыгина [4], Д.А. Балаев [2,3], Л.А. Ищенко [3]

[1] *Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь*
[2] *Институт физики СО РАН, г. Красноярск, 660036, Академгородок*
[3] *Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск*
[4] *Международный научный центр исследований экстремальных состояний организма при Президиуме КНЦ СО РАН, Красноярск*

Нанодисперсные биоминералы, основу которых составляет железо, широко распространены в живой природе. В самом деле, определенное количество железа необходимо для функционирования белковых организмов. В разных фазах жизненного цикла содержание Fe меняется, но заданный уровень всегда поддерживается точно. Для обеспечения такого равновесия растения, животные и человек депонируют железо в форме гидроксидов. Этот запас накапливается и хранится в ферритине — комплексе, состоящем из белковой капсулы (апоферритин) диаметром ~12 нм, внутрь которой заключена частица ферригидрита диаметром до 8 нм. Сначала клетка строит «пустую» апоферритиновую оболочку, а затем внутри нее активирует производство ферригидрита из ионов железа, приходящих из внешней среды.

Структурные исследования ферритина указывают на антиферромагнитное спиновое упорядочение ионов Fe в нем. Однако малость возникающих кристаллов и их дефектность приводят к нарушению баланса намагниченностей подрешеток, так что частица приобретает собственный магнитный момент μ_d, который носит название *декомпенсационного*. В простейшем варианте μ_d полагают пропорциональным $N^{1/2}$, где N — число спинов в подрешетке; при размере частиц 7 нм, имеем $N \sim 10^3$–10^4.

Поскольку указанный момент не велик, он чувствителен к тепловым флуктуациям, так что нанодисперсный антиферромагнетик приобретает суперпарамагнитные свойства. Этот эффект был предсказан в 1961 г. Неелем [1]. В отсутствие внешнего поля момент $\boldsymbol{\mu}_d$ направлен вдоль оси анизотропии $\boldsymbol{n}$, так же направлен и вектор антиферромагнетизма. На основе этих соображений были предложены теоретические модели отклика ферритина на приложенное поле, удовлетворительно описывающие эксперимент, см., например, [2,3]. По кривой намагничивания удается определить и магнитный момент частиц ферритина, и антиферромагнитную (поперечную) восприимчивость, и, иногда, константу анизотропии.

Другим путем возникновения биогенных нано-оксидов железа является бактериальный синтез, хорошо известный в геобиохимии. Реакция окисления $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$, конечным продуктом которой является ферригидрит, служит источником энергии для нескольких видов анаэробных микроорга-

низмов [4]. В нашей работе представлены результаты магнитных измерений на ферри-гидрите, взятом от бактерий *Klebsiella oxytoca*. Штамм выделен из озерного ила в Красноярском крае [5] и размножен в лабораторных условиях.

Теоретическая модель отклика системы наночастиц антиферромагнетика на приложенное поле $\boldsymbol{H} = H\boldsymbol{h}$ строится из следующих соображений. При наличии нескомпенсированного магнитного момента $\boldsymbol{\mu}_d$ ориентационно-зависимой части магнитной энергии частицы имеет вид

$$U = -\mu_d H(\boldsymbol{eh}) + \tfrac{1}{2}\chi_A v H^2(\boldsymbol{eh})^2 - Kv(\boldsymbol{en})^2, \qquad (1)$$

где v — объем частицы, $\boldsymbol{e} = \boldsymbol{\mu}_d/\mu_d$ — единичный вектор магнитного момента, K — константа одноосной анизотропии, а χ_A — поперечная восприимчивость антиферромагнетика. Из-за т.н. *суперантиферромагнетизма* [6], который тоже является размерным эффектом, в частицах с размерами в единицы нм, величина χ_A должна быть вдвое выше, чем в массивном материале.

Как видно, в (1) входят не одно, а два зависящих от поля слагаемых, минимумы которых в зависимости от величины приложенного поля и направления оси легкого намагничивания соответствуют различным точкам ориентационного пространства $\boldsymbol{e} \otimes \boldsymbol{n}$. В суспензии частиц это приводит, в частности, к кроссоверу ориентаций оси $\boldsymbol{n}$ [7]. Для типичных условий эксперимента по измерению намагниченности порошка следует считать, что оси легкого намагничивания в препарате расположены хаотично. В этом случае плотность свободной энергии и намагниченность системы невзаимодействующих частиц записываем в виде

$$F(\xi,\kappa,\sigma) = -ckT\int d\boldsymbol{n}\ \ln\left[Z(\xi,\kappa,\sigma,\boldsymbol{n})\right],\ \ Z = \int \exp(-U/kT)d\boldsymbol{e},\ \ M = -\partial F/\partial H; \qquad (2)$$

здесь c — число частиц в единице объема, а безразмерные параметры, характеризующие частицу при температуре T, выбраны следующим образом: ланжевеновский параметр $\xi = \mu H/kT$, его парамагнитный аналог $\kappa = \frac{1}{2}\chi_A v H^2/kT$, высота барьера анизотропии $\sigma = Kv/kT$. Очевидно, что получаемая функция $M(H)$ не зависит от направления приложенного поля. Ниже вместо выражений, основанных на (2), будем использовать хорошо оправдывающееся при низких температурах приближение $\sigma \to \infty$ (аналог модели Изинга), так что у функции F остается лишь аргумент ξ.

Последняя формула в (2) определяет наблюдаемую равновесную намагниченность $M(\xi)$. Уже из вида энергии (1) следует, что при $H < \mu_d/\chi_A v$ она должна напоминать функцию Ланжевена (замедление роста, $dM/M < dH/H$), а при $H > \mu_d/\chi_A v$ — превращаться в прямую $M \propto H$. На рис. 1 дан пример сопоставления измерений намагниченности и теоретических зависимостей, построенных по формулам (2) в предположении о монодисперс-

ности частиц. Объектом измерения служил порошок ферригидрита, взятый из бактерий *Klebsiella oxytoca*, культивируемых в темноте в течение трех недель. Необходимо отметить, что структура наночастиц зависит от условия культивирования микроорганизмов.

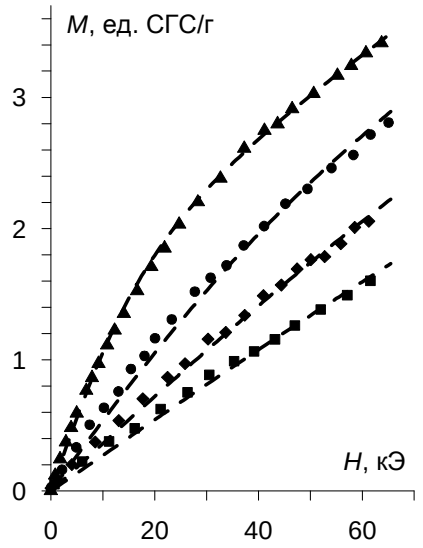


Рис.1. Кривые статического намагничивания (в расчете на единицу массы) бактериального ферригидрита при температурах: 4.2 К (треугольники), 12 К (круги); 22 К (ромбы) и 33 К (квадраты). Штриховые линии — расчет при массе частицы $1.36 \cdot 10^{-20}$ г и $\mu = 4.5\mu_B$ с температурно-зависимой восприимчивостью:

T	χ_A, 10^{-4}
4.2	1.7
12	1.5
22	1.2
33	1.0

Выводы. Магнитные измерения показали, что в дисперсном ферригидрите, синтезируемом изучаемым штаммом *Klebsiella oxytoca*, размер частиц составляет ~2 нм, а эффективная намагниченность — $I_s \sim 15$ Гс. Сравнивая наши результаты с данными [3] по ферритину (размер частиц $d \sim 5.7$ нм, магнитным моментом частицы — $\mu_d \sim 145\ \mu_B$) находим то же значение $I_s = \mu_d/v \sim 15$ Гс. То есть, по своим основным магнитным свойствам ферригидрит *Klebsiella oxytoca* очень близок к ферритину животных.

Авторы благодарят за поддержку проекты РФФИ 07-02-96026, 07-02-96017, 08-02-00802 и 08-08-00427.

1. L. Néel, C. R. Acad. Sci. (Paris), **252**, 4075 (1961).
2. S.H. Kilcoyne, R. Cywinski, JMMM, **140-144,** 1466 (1995).
3. C. Gilles, P. Bonville, H. Rakoto et al., JMMM, **241**, 430 (2002).
4. J.M. Senko, T.A. Dewers, L.R. Krumholz, Appl. & Environ. Microbiology, **71**, 7172 (2006).
5. С.В. Столяр, О.А. Баюков, Ю.Л. Гуревич и др. Материаловедение, №7, 34 (2006).
6. L. Néel, C. R. Acad. Sci. (Paris), **253**, 203 (1961).
7. Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов, ЖЭТФ, **134**, 514 (2008).

ДИНАМИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС АНИЗОТРОПНОГО СУПЕРПАРАМАГНЕТИКА

И.С. Поперечный, Ю.Л. Райхер, В.И. Степанов

Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь

Теория динамического магнитного гистерезиса (ДМГ), учитывающая тепловые флуктуации, необходима для разработки многих прикладных проблем. В их числе — оптимизация прецессионного перемагничивания наночастиц при наличии суперпарамагнетизма и создание методов магнитоиндукционной гипертермии, использующих наносуспензии в качестве «рабочего тела». Началом исследования ДМГ в наночастицах следует считать работу [1], где была впервые дана современная постановка задачи и выполнен расчет петель в ансамбле невзаимодействующих изотропных суперпарамагнитных частиц. Динамический гистерезис в частицах с одноосной анизотропией для ситуации, когда приложенное поле параллельно оси легкого намагничивания, изучен в работе [2]. В настоящей работе рассмотрен ДМГ при произвольном наклоне намагничивающего поля к оси анизотропии.

Пусть на неподвижную однодоменную наночастицу с объемом v и намагниченностью M_s действует линейно-поляризованное поле $\boldsymbol{H}(t)=H_0\boldsymbol{q}\cdot\cos\omega t$ произвольной амплитуды; здесь $\boldsymbol{q}$ — единичный вектор. Магнитный момент частицы есть $\mu = M_s v$, энергия одноосной анизотропии равна E_A, а ось легкого намагничивания $\boldsymbol{n}$ наклонена к направлению поля $\boldsymbol{q}$ под углом ψ. Тогда ориентационно-зависимой части энергии частицы можно придать вид

$$U/E_\mathrm{A} = -h(\boldsymbol{eq}) - (\boldsymbol{en})^2, \quad h = \mu H/E_\mathrm{A}\,, \tag{1}$$

где $\boldsymbol{e} = \boldsymbol{\mu}/\mu$ единичный вектор магнитного момента. Эффект ДМГ характеризуется функцией $m(h(t))$, где $m = \mu(\boldsymbol{eq})$ — проекция магнитного момента частицы на направление $\boldsymbol{H}$. При нулевой температуре ($T = 0$) и не слишком высокой частоте поля величина m находится минимизацией (в каждый момент времени) потенциала (1) при заданном значении ψ. Результатом являются петли квазистатического намагничивания — циклы Стонера-Вольфарта [3].

Для описания магнитодинамики частицы при наличии тепловых флуктуаций введем ориентационную функцию распределения $W(\boldsymbol{e},t)$, являющуюся решением уравнения Брауна

$$2\tau_D\,\partial W/\partial t = \boldsymbol{J}W\boldsymbol{J}(U/kT + \ln W), \tag{2}$$

где $\boldsymbol{J} = (\boldsymbol{e}\times\partial/\partial\boldsymbol{e})$ — оператор поворота магнитного момента, а $\tau_D = \mu/2\alpha\gamma kT$ — время ориентационной диффузии; здесь α — параметр затухания в уравнении Ландау-Лифшица, а γ — гиромагнитное отношение. В качестве определяющих параметров задачи удобно выбрать $\xi = \mu H/kT$ и $\sigma = E_\mathrm{A}/kT$, кото-

рые выражают зеемановскую энергию частицы и её энергию анизотропии в единицах тепловой энергии; отношение ξ/σ равно h из (1).

При анизотропии типа «легкая ось» и нулевом внешнем поле функция $U(\boldsymbol{e})$ имеет два эквивалентных минимума ($\boldsymbol{e} \parallel \boldsymbol{n}$ и $\boldsymbol{e} \parallel -\boldsymbol{n}$), разделенных потенциальным барьером высотой E_A. Для этого случая уравнение (2) определяет два характерных времени релаксации магнитного момента. Первое — это т.н. *intrawell* время $\tau_0 = \mu/2\alpha\gamma E_A$, которое задает скорость приближения $\boldsymbol{e}$ к ближайшему минимуму ориентационной энергии. Второе время при низком барьере ($\sigma << 1$) по порядку величины совпадает с τ_D, а в противоположном случае принимает вид $\tau_N \sim \tau_0 \exp(\sigma)$. Оно называется *interwell* или неелевским временем и определяет среднюю длительность пребывания магнитного момента в энергетическом минимуме при данной температуре. Переменное внешнее поле, модулируя ориентационный потенциал частицы, делает его несимметричным, а при достаточной величине H_0 — ликвидирует барьер. В этом режиме время магнитного отклика частицы становится зависящей от времени (формирующейся «на лету») функцией $H(t)$, не сводимой к комбинации *intrawell* и *interwell* времен. При такой сложной магнитодинамике ДМГ может быть найден только численным расчетом.

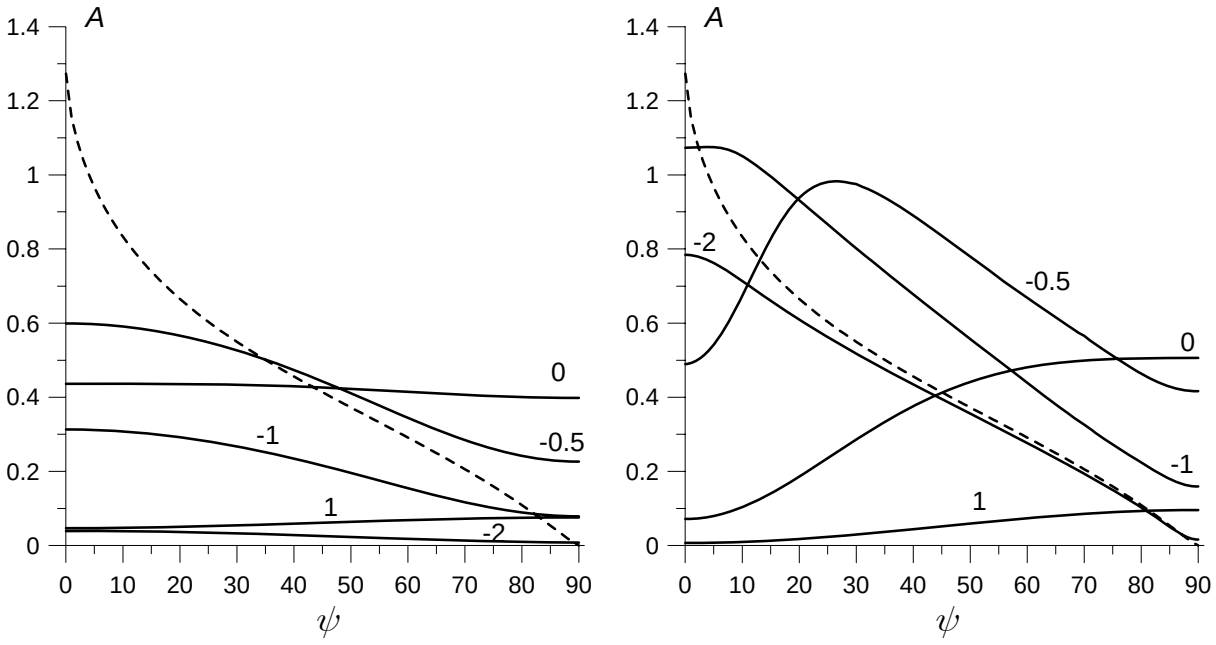
Представим угловую зависимость $W(\boldsymbol{e},t)$ в виде ряда по сферическим функциям, а временну́ю зависимость — в виде ряда Фурье по кратным частотным гармоникам. Тогда уравнение в частных производных (2) преобразуется в бесконечную систему линейных уравнений для трехиндексных коэффициентов указанных разложений. После записи в виде матричного рекуррентного соотношения эта система решается методом прогонки. Найденный отклик $m(t)$ и закон изменения поля $h(t)$ определяют в параметрическом виде петлю $m(h)$ для заданного угла ψ. Комбинируя расчеты при разных ψ, можно построить усредненные петли ДМГ для ансамбля невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц с заданным распределением легких осей, например, случайным.

Для представления полученного решения удобным масштабом времени является $\tau_0 = \tau_D/\sigma$, поскольку оно не зависит ни от температуры. ни от амплитуды поля. Положим также, что энергия E_A постоянна, тогда параметр анизотропии σ будет играть роль безразмерной обратной температуры. Как и ожидалось, при низких температурах и частотах рассчитанные нами петли ДМГ ($\sigma = 15$, $\omega\tau_0 = 10^{-3}$) близки к предельным циклам Стонера-Вольфарта ($\sigma = \infty$). При повышении температуры (уменьшении σ) флуктуации усиливаются, и влияние анизотропии снижается. Действительно, с уменьшением σ пе́тли $m(h)$ становятся у́же, а их угловая зависимость — менее выраженной. Увеличение частоты приводит к расширению петли и росту эффективной коэрцитивной силы; на очень больших частотах и при $h > 2$ петля $m(h)$ принимает форму гладкой замкнутой кривой.

Важной практической характеристикой ДМГ является площадь A петли $m(h)$, которая пропорциональна энергии, поглощаемой частицей за цикл

перемагничивания. На рисунке ниже представлены зависимости $A(\psi)$ для σ = 2 (слева) и 15 (справа), числа рядом с кривыми указывают значения $\lg\omega\tau_0$, штриховые линии соответствуют функции $A(\psi)$ в пределе Стонера–Вольфарта. Как и следовало ожидать, при низких частотах и температурах система суперпарамагнитных частиц приближается к своему ферромагнитному аналогу: на правой панели кривая для $\lg\omega\tau_0 = -2$ близка к штриховой. При конечных частотах и температурах магнитный момент вовлечен в сложную комбинацию вынужденного и диффузионного движений, что дает необычные режимы ДМГ. Например, при $\sigma = 15$ — см. графики — изменяя частоту поля, можно либо повысить поглощение энергии частицей по сравнению с режимом Стонера-Вольфарта фактически во всем интервале углов наклона (кривая для $\lg\omega\tau_0 = -1$), либо резко увеличить поглощение вблизи некоторого конечного угла (кривая для $\lg\omega\tau_0 = -0.5$).

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 07-02-96026 и 08-02-00802 и Программы ECONET.



$\sigma = 2$ $\sigma = 15$

1. В.А. Игнатченко, Р.С. Гехт, ЖЭТФ, **67**, 1506 (1974).
2. Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov, R. Perzynski, Physica B, **343**, 262 (2004).
3. E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc., **A240**, 599 (1948).

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МОНОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ НАНОМАГНИТЫ – НОВЫЙ ПОДХОД К ПРОБЛЕМЕ

В.С. Миронов

Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия, 117333 Ленинский проспект 59

Рассматривается новый подход к проблеме создания высокотемпературных мономолекулярных наномагнитов (single-molecule magnets, SMM) – единичных молекул с эффектом магнитной памяти. Ниже определенной температуры T_b (температура блокирования намагниченности) такие молекулы способны фиксировать магнитный момент и сохранять его длительное время (месяцы, годы и более) находясь в изолированном состоянии в выключенном внешнем магнитном поле [1]. Эти объекты являются наименьшими среди магнитных наночастиц (впервые открыты в 1993 г., кластер $Mn_{12}Ac$). Все существующие SMM имеют очень низкую рабочую температуру (T_b ~ 3 – 4 K). Общая идея подхода состоит в том, что при введении в состав SMM орбитально-вырожденных магнитных центров образуются сильно анизотропные обменные взаимодействия, значительно повышающие магнитную анизотропию магнитной молекулы и формирующие высокий барьер спиновой реориентации. Это позволяет радикально (в разы и на порядки величин) увеличить температуру T_b [2]. Предложены конкретные орбитально-вырожденные магнитные центры (4*d* и 5*d* комплексы $[Mo^{III}(CN)_7]^{4-}$, $[Re^{IV}(CN)_7]^{3-}$ и $[Os^{III}(CN)_6]^{3-}$ и др.). Показано, что в таких молекулах T_b может быть повышена до нескольких десятков К за счет формирования особого энергетического спектра, в котором двукратно вырожденный основной спиновый уровень отделен большой щелью (десятки и сотни $см^{-1}$) от возбужденных уровней [3]. Исследованы закономерности зависимости величины T_b от состава, размера и симметрии SMM молекулы [3,4]. Сформулированы общие принципы поиска и синтеза высокотемпературных SMM, а также рассмотрены конкретные пути практической реализации этого подхода. Обсуждены перспективы дальнейшего повышения рабочей температуры T_b.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-03-01173а.

1 D. Gatteschi, R. Sessoli, Angew. Chem. Int. Ed. **42**, 268 (2003).
2. В.С. Миронов, Докл. РАН, (физическая химия) **397**, 155 (2004).
3. В.С. Миронов, Докл. РАН, (физическая химия) **408**, 348 (2006).
4. В.С. Миронов, Докл. РАН, (физическая химия) **415**, 357 (2007).

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЕЛЕВСКОЙ РЕЛАКЦИИ ОДНОДОМЕННОЙ ЧАСТИЦЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

П.В. Меленев, В.В. Русаков, Ю.Л. Райхер

Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Россия

Методы типа Монте-Карло — одно из наиболее популярных средств численных расчетов. В последние 50 лет они доказали свою эффективность при анализе равновесных состояний самых разных физических систем. Однако применение их для моделирования динамических явлений пока не столь распространено. Это можно объяснить, прежде всего, тем, что не существует доказательств того, что при расчете методом Монте-Карло, предназначенного для поиска минимума энергии, получаемая фазовая траектория системы в статистическом смысле близка к реальной. В то же время, мы разделяем точку зрения работы [1] о том, что методы Монте-Карло могут быть использованы для численного моделирования релаксационных процессов в системах с большим числом равноправных (в смысле вклада в суммарную энергию) степеней свободы и известным начальным состоянием. Для проверки этого предположения мы выполнили расчет суперпарамагнитной релаксации в ансамбле невзаимодействующих однодоменных частиц.

Предполагается, что каждая частица имеет постоянный магнитный момент μ и одноосную магнитную анизотропию (с константой K); направление легкой оси фиксировано. В исходном состоянии магнитный момент частицы ориентирован вдоль заданного направления оси анизотропии, внешнее поле отсутствует. Далее, задается температура T, и в достаточно большом числе реализаций методом Монте-Карло рассчитывается зависимость проекции магнитного момента $\mu_{\|}$ на ось анизотропии от числа шагов; учет температурных флуктуаций обеспечивается алгоритмом Метрополиса. Процесс выполняется до числа шагов N_*, такого чтобы усредненная по реализациям величина $\langle\mu_{\|}\rangle$ уменьшилась в e раз. Затем значение температуры изменяется, и численная процедура повторяется.

Анализ показывает, что для найденной функции $N_*(T)$ с приемлемой точностью выполняется соотношение $\ln N_*(T) \propto 1/T$, см. рис. 1. Последнее записано по аналогии с классической оценкой времени неелевской релаксации однодоменной частицы:

$$\ln(\tau_N) = \ln(\tau_0) + KV/k_B T,$$

где V — объем частицы. Пропорциональность $\ln N_*$ и $1/T$ означает, что расчет методом Монте-Карло (поиск равновесного состояния системы) можно трактовать как модель релаксационного процесса, где роль времени отведена параметру N —числу выполненных шагов. С этой точки зрения, отслеживая промежуточные расчетные состояния (по отношению к стандартной

цели Монте-Карло — поиску равновесия — они несущественны) можно получить информацию о кинетике рассматриваемой системы.

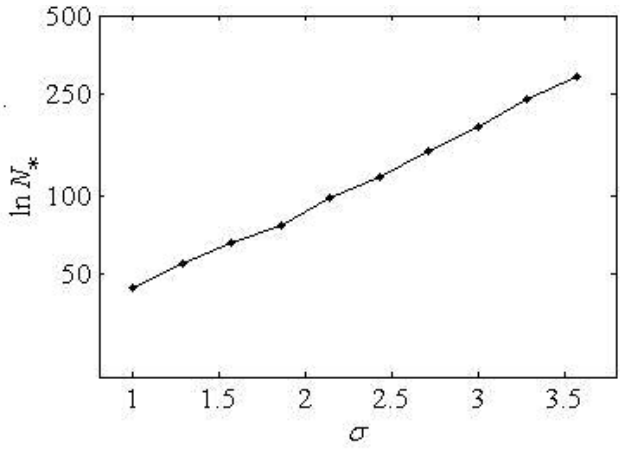


Рис.1. Зависимость числа шагов N_* от $\sigma = KV / k_B T$

Отметим, что при заданной температуре единственным управляющим параметром модели является амплитуда δ вариации угла ориентации магнитного момента частицы относительно оси анизотропии. При случайных блужданиях средний квадрат углового смещения вектора μ пропорционален произведению числа шагов на квадрат амплитуды шага. Для преодоления барьера анизотропии магнитный момент частицы должен из полюса попасть на экватор, что в случае плоского энергетического рельефа потребовало бы порядка $1/\delta^2$ шагов. Учет роста затрат энергии по мере подъема на барьер приводит к появлению экспоненциального фактора. Изменяя в расчетах значение δ, мы получили зависимость $N_* = A/\delta^\alpha$ с $\alpha \approx 2$, см. рис. 2. При этом зависимость коэффициента A от параметра $\sigma = KV/k_B T$ оказалась близка к экспоненциальной, см. рис. 3. Найденные соотношения указывают на тесную связь между N_* и τ_N.

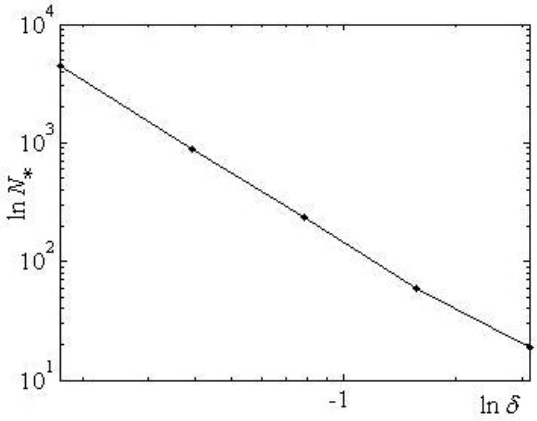


Рис.2. Зависимость числа шагов N_* от амплитуды вариации δ

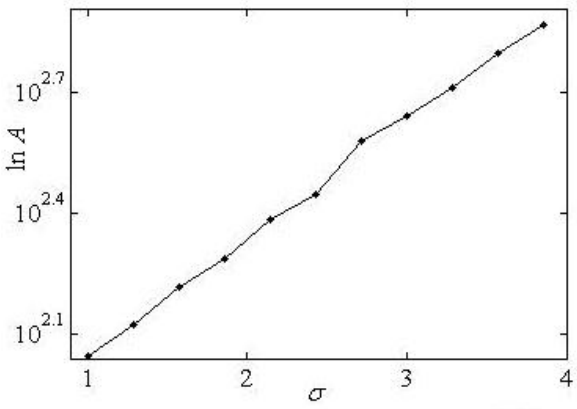


Рис.3. Зависимость параметра A от σ

Полученные результаты подтверждают возможность использования числа шагов метода Монте-Карло в качестве аналога времени при расчете процессов релаксации в суперпарамагнетиках.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проектов РФФИ 07-02-96026, 08-02-00802 и 09-02-91070.

1. K. Fichthorn, M.C. Weinberg, J. Chem. Phys., **95**, 1090 (1991).

УПРАВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ МАЛОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЧАСТИЦЫ

М.А. Шамсутдинов, Л.А. Калякин*, А.Т. Харисов

Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия
** Институт математики с ВЦ УНЦ РАН, г. Уфа, Россия*

В настоящее время в нелинейной динамике особый интерес представляет проблема управления возбуждением большеамплитудных колебаний в нелинейных системах различной природы [1, 2], в том числе в магнитоупорядоченных кристаллах [3–5]. Следует отметить работу [6], в которой экспериментально реализовано перемагничивание малых частиц с использованием нелинейного резонанса на радиочастотах в полях, существенно меньших предсказываемых теорией Стонера-Вольфарта.

Данная работа посвящена изучению возбуждения и управления высокоамплитудной однородной прецессией намагниченности циркулярно и линейно поляризованными радиочастотными полями малой амплитуды в малых ферромагнитных частицах в *авторезонансном* режиме в условиях медленного изменения характеристик внешних магнитных полей.

Под *авторезонансом* (иногда используется термин «автофазировка») понимается явление автоматической подстройки собственной частоты динамической системы под частоту внешнего воздействия (накачки) [7]. Возникающий таким образом резонанс, удерживаемый в течение долгого времени, может приводить к значительному изменению энергии системы даже при малой вынуждающей силе. Эффекты, связанные с авторезонансом, обнаруживаются в колебательных системах различной природы [1]. Явление авторезонанса в магнетиках как в экспериментальном, так и теоретическом отношении остается малоизученным. В задаче авторезонансного возбуждения прецессии намагниченности предполагается, что первоначально намагниченность находится в состоянии с малой амплитудой колебаний (либо в положении равновесия) и ее необходимо перевести в состояние с достаточно большим раствором конуса прецессии, а также контролируемый перевод прецессирующей намагниченности из состояния с большим раствором конуса в состояние с достаточно малым раствором конуса прецессии.

Уравнения Ландау-Лифшица с параметром затухания λ_1 в системе координат, вращающейся с частотой ω циркулярно поляризованного поля H_1 вокруг оси z, принимают вид:

$$\begin{aligned} \dot{m}_z &= \sqrt{1-m_z^2}\left(h_1 \sin\psi + \lambda\sqrt{1-m_z^2}\,(a + m_z + \Omega)\right), \\ \sqrt{1-m_z^2}\,(\dot{\psi} - (a + m_z)) &= -h_1 m_z \cos\psi, \end{aligned} \qquad (1)$$

где m_z – продольная компонента намагниченности и $\psi = \varphi - \Phi$ – разность фаз между азимутальным углом вектора прецессирующей намагниченности

M и циркулярно поляризованным полем. Здесь текущее время t заменено на безразмерное время ($t\omega_0 \to t$),

$$\omega_0 = \gamma\left(2K_u - (N_z - N_x)M_0^2\right)/M_0,$$

$$a = h_0 - \Omega, \qquad \Omega = \omega/\omega_0, \qquad h_0 = \gamma H_0(t)/\omega_0 -$$

резонансное поле, направленное вдоль оси легкого намагничивания z, $\lambda = \lambda_1/(\gamma M_0)$, $h_1 = \gamma H_1(t)/\omega_0$, K_u – константа одноосной анизотропии.

Эволюция компоненты $m_z(t) = m_z^0(t) + o(1)$ в главном члене асимптотики по малым параметрам определяется из резонансного условия совпадения собственной частоты прецессии намагниченности с частотой циркулярно поляризованного поля. Это условие сводится к требованию близости к нулю частоты возмущенного осциллятора во вращающейся системе, т.е. к соотношению

$$m_z^0(t) = -a(t). \tag{2}$$

Такое приближение имеет смысл, если параметры поля меняются так, что модуль величины $a(t) = h_0 - \Omega$ в начальный момент близок единице и начинает медленно убывать во времени. Под медленным изменением подразумевается малое изменение резонансного поля h_0 или частоты накачки Ω за период свободной прецессии намагниченности с частотой линейного ФМР. Анализ первого уравнения системы (1) показывает, что приближение (2) непригодно на начальном и конечном этапах. На этих этапах существуют узкие временные переходные (пограничные) слои, где происходит быстрая перестройка решения – захват в резонанс, либо выход из него.

Исследование в начальном погранслое удобно проводить, используя модуль поперечной компоненты намагниченности $m_\perp = \sqrt{1 - m_z^2}$. В приближении

$$m_\perp = h_1^{1/3}\rho(\tau) << 1, \qquad a = -(1 - g\tau/h_1^{2/3})$$

уравнения (1) приобретают вид:

$$\begin{aligned} &\frac{d\rho}{d\tau} = -\sin\psi - \frac{\lambda\Omega}{h_1^{2/3}}\rho, \\ &\rho\left(\frac{d\psi}{d\tau} - \frac{g}{h_1^{4/3}}\tau + \frac{1}{2}\rho^2\right) = -\cos\psi, \end{aligned} \tag{3}$$

где $0 < g << 1$, $\tau = h_1^{2/3}t$ – медленное время.

Анализ системы (3) показывает, что при малой диссипации существуют растущие решения, амплитуды которых довольно долго растут, а затем на далеких временах происходит срыв на ограниченные значения.

Рассмотрим движение намагниченности в циркулярно поляризованном поперечном поле с фиксированной частотой ω и резонансном продольном поле, медленно меняющемся со временем по закону:

$$h_0(t) = h_0(0) + h_2 \sin(gt). \qquad (4)$$

На рис. 1 приведены зависимости величины продольной компоненты намагниченности m_z от времени *t*, полученные путем численного решения системы уравнений (1).

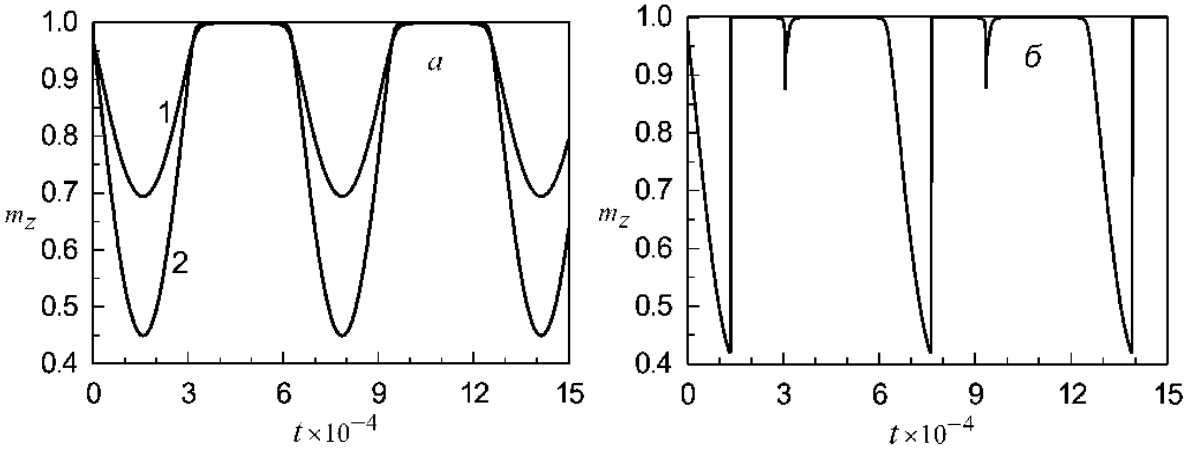


Рис. 1. Зависимость продольной компоненты намагниченности m_z от времени при $h_1 = 0.01$, $h_0(0) = 0.1$, $\Omega(0) = 1.1$, $g = 10^{-4}$, $\lambda = 0.01$, (а) h_2 : $1 - 0.3$, $2 - 0.55$, (б) $h_2 = 0.6$

Управление нелинейной динамикой намагниченности в авторезонансном режиме возможно при одновременном воздействии двух полей – высокочастотного поперечного малой амплитуды и продольного низкочастотного резонансного.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-01-92436-КЭ и ГНТП № 3АН РБ.

1. J. Fajans and L. Friedland, Am. J. Phys., **69**, 1096 (2001).
2. А.Л. Фрадков, УФН, **175**, 113 (2005).
3. Р.Н. Гарифуллин, Л.А. Калякин, М.А. Шамсутдинов, ЖВМ и МФ, **47**, 1208 (2007).
4. Л.А. Калякин, М.А. Шамсутдинов, Р.Н. Гарифуллин, Р.К. Салимов, ФММ, **104**, 115 (2007).
5. М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов, Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны, Гилем, Уфа (2007).
6. C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Mailly, Nature materials, **2**, 524 (2003).
7. Л.А. Калякин, УМН, **63**:5, 3 (2008).

ТОРОИДНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ В МОЛЕКУЛЯРНОМ КЛАСТЕРЕ Dy_3

А.К. Звездин[1], А.И. Попов[2], Д.И. Плохов[1]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*
[2]*Московский государственный институт электронной техники, Зеленоград*

В последние годы в химии и физике конденсированного состояния все большее внимание привлекает поиск и исследование материалов, обладающих тороидальным магнитным упорядочением. Наиболее известными такими материалами являются мультиферроики [1]. В работе [2] показано, что спиновая структура некоторых магнитов с антиферромагнитным взаимодействием (в частности, $Ga_{2-x}Fe_xO_3$) обладает тороидальным типом симметрии. Впоследствии был открыт и изучен материал с тороидальной доменной структурой [3].

Тороидный момент может быть индуцирован путем приложения скрещенных электрического и магнитного полей [4]. Однако, молекулярные материалы с «истинным» тороидным моментом (т.е. в поле $E = 0$) до сих пор не найдены. Еще в работе [5] было указано, что «истинный» тороидный момент может быть обнаружен у мезоскопических молекулярных кластеров, и только совсем недавно был создан треугольный молекулярный комплекс Dy_3 [6], обладающий требуемым типом магнитной анизотропии. Имеются также сведения о существовании индуцированного магнитным полем тороидного момента в треугольном кластере V_{15} [7]. Однако вопрос о тороидном магнитном моменте подобного класса соединений требует дальнейшей проработки.

Интерес к подобным материалам обуславливается привлекательной возможностью создания на единой материальной платформе устройств, преобразующих информацию в форме намагниченности в электрическое напряжение и обратно, что позволит решить ряд актуальных задач спинтроники, стремящейся соединить достоинства энергонезависимой магнитной памяти и быстродействующих электрических систем обработки информации. Треугольные кластеры представляют еще и значительный интерес в качестве материальной базы для организации квантовых вычислений. Наличие магнитного тороидного момента позволяет организовать контролируемое изменение состояний кубита посредством взаимодействия между спином молекулы и внешним током [8].

В настоящей работе проведено исследование треугольного молекулярного кластера Dy_3. В рамках разработанной квантово-механической модели спиновой структуры кластера показано, что ненулевой тороидный магнитный момент возникает в кластере при приложении внешнего магнитного поля (при нулевой напряженности внешнего электрического поля). Индуцированный магнитным полем тороидный момент возникает благодаря нарушению симметрии обменных взаимодействий между спинами ионов

диспрозия, находящихся в вершинах треугольника. При этом намагничивание кластера отсутствует. Изменением направления на противоположное внешнего магнитного поля можно изменить знак тороидного момента

Состояние с нулевым магнитным моментом и ненулевым тороидным магнитным моментом является долгоживущим. Выполняется закон Аррениуса, предэкспоненциальный фактор составляет 0,25 мкс, а высота энергетического барьера 36 К. При низких температурах доминирующую роль играют туннельные переходы между состояниями, отличающимися знаком тороидного момента. Переходы обуславливаются возмущениями кристаллического поля системы, нечетными по напряженности электрического поля. Такое существенно квантовое поведение системы приводит к возникновению эффекта макроскопического квантового туннелирования тороидного магнитного момента.

Долгоживущее состояние с тороидным моментом можно создать за счет взаимодействия за счет взаимодействия тороидного момента с внешним током или со скрещенными внешними электрическим и магнитным полями, не приводящими к его разрушению. Важно отметить, что наличие такого взаимодействия приводит также к сдвигу критического магнитного поля, индуцирующего в системе магнитный момент, что может служить удобным инструментом для экспериментального определения константы, характеризующей интенсивность взаимодействия тороидного момента со скрещенными полями (внешним током).

Длительное время релаксации состояния с тороидным моментом дает уникальную возможность наблюдать в исследуемой молекуле линейный магнитоэлектрический эффект за счет взаимодействия тороидного момента с внешним электрическим или магнитным полем.

Итак, в работе показано, что в кластере Dy_3 тороидный момент индуцируется магнитным полем (выше некоторого критического значения) или скрещенными электрическим и магнитным полями (или током). Благодаря значительному времени релаксации состояния с ненулевым тороидным моментом возможно наблюдение линейного по полю неравновесного магнитоэлектрического эффекта.

[1] H. Schmid, Ferroelectrics **162**, 317 (1994).
[2] Ю.Ф. Попов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, М.М. Тенеранчи, Г.П. Воробьев, В.А. Тимофеева, Д.М. Устинин, ЖЭТФ **114**, 263 (1998).
[3] B.B.V. Aken, J.-P. Rivera, H. Schmid, and M. Fiebig , Nature **449**, 702 (2007).
[4] V. Ginzburg, A. Gorbatsevich, Y. Kopaev, B. Volkov, Solid State Comm. **50**, 339 (1984).
[5] A. Ceulemans, L.F. Chibotaru, and P.W. Fowler, Phys. Rev. Lett. **80**, 1861 (1998).
[6] L.F. Chibotaru, L. Ungur, and A. Soncini, Angew. Chem. Int. Ed. **47**, 4126 (2008).
[7] А.К. Звездин, В.В. Костюченко, А.И. Попов, А.Ф. Попков, А. Ceulemans.
[8] M. Trif, F. Troiani, D. Stepanenko, and D. Loss, Phys. Rev. Lett. **101**, 217201 (2008).

ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦАХ КРЕСТООБРАЗНОЙ ФОРМЫ

А.А. Фраерман, С.А. Гусев, Б.А. Грибков, О.Л. Ермолаева, И.М. Нефедов, И.Р. Каретникова, А.Ю. Климов, О.Г. Удалов, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

В работе представлены результаты исследований особенностей формирования различных распределений намагниченности в ферромагнитных крестообразных частицах симметричной и несимметричной формы. В зависимости от размеров, формы и условий намагничивания в таких частицах могут реализовываться квазиоднородное, вихревое или антивихревое состояния. Интерес к вихревому [1,2] и антивихревому [3,4] распределениям намагниченности обусловлен тем, что данные распределения обладают различными топологическими зарядами и по-разному влияют на транспортные свойства спин-поляризованных электронов [5,6].

На рис. 1-3 представлены реализуемые в крестообразных частицах распределения намагниченности, а также модельные и экспериментальные МСМ изображения таких распределений. Как показали МСМ исследования и компьютерное моделирование, вихревое состояние реализуется в частицах, имеющих отношение ширины сегментов креста к их длине порядка 1. В частицах с меньшим соотношением ширины сегментов креста к длине основному состоянию соответствует квазиоднородное распределение намагниченности. Согласно результатам компьютерного моделирования, антивихревое состояние в симметричных частицах является метастабильным и в экспериментальных исследованиях наблюдается достаточно редко.

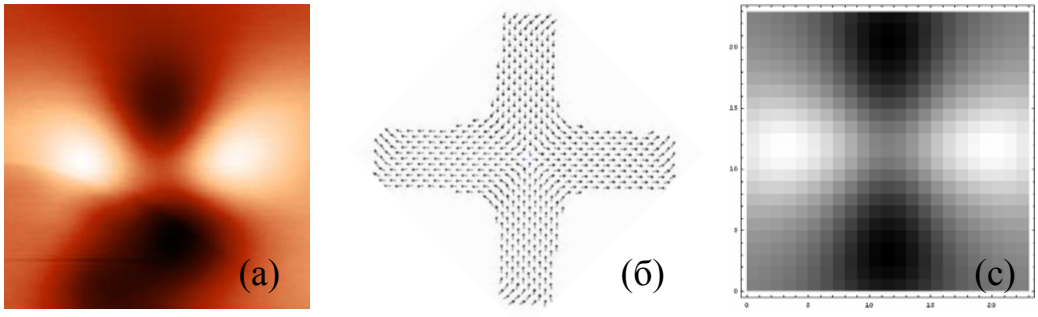


Рис. 1. – Экспериментальное (а) и модельное (в) МСМ изображение анитвихревого распределения намагниченности (б) в крестообразной частице

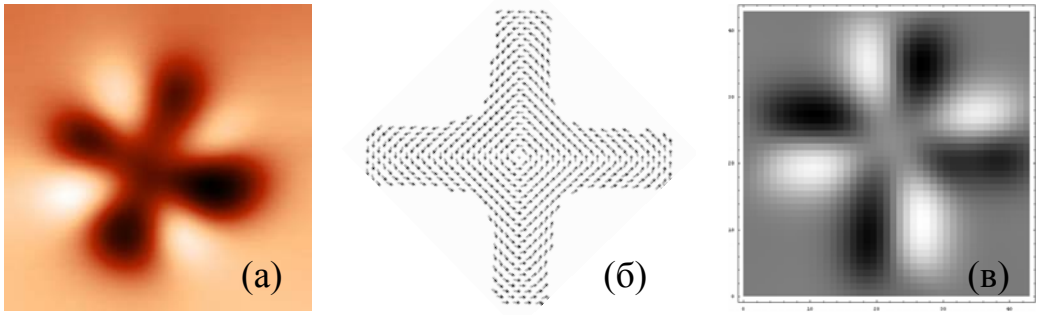


Рис. 2. – Экспериментальное (а) и модельное (в) МСМ изображение вихревого распределения намагниченности (б) в крестообразной частице

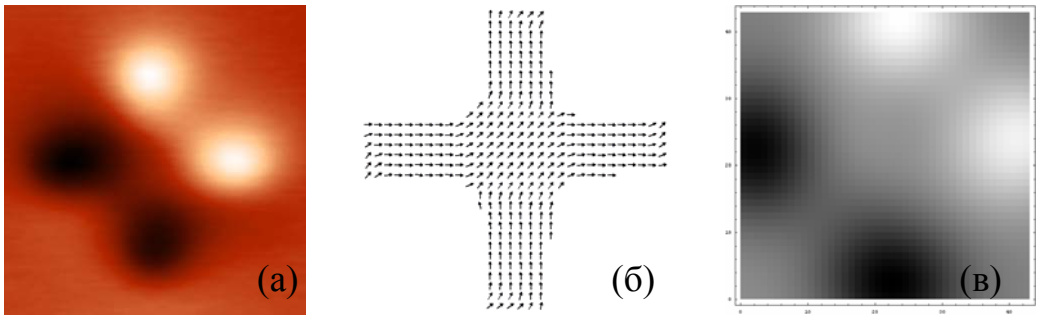


Рис. 3. – Экспериментальное (а) и модельное (в) МСМ изображение квазиоднородного распределения намагниченности (б) в крестообразной частице

Одной из целей данной работы было выяснение условий, необходимых для реализации антивихревого состояния в крестообразных частицах. Нами были рассмотрены простейшие модели распределений намагниченности в крестообразных частицах и на их основе проведены оценки энергии соответствующих состояний. В частности, рассматривалась конкуренция между состоянием с квазиоднородной намагниченностью и антивихревым состоянием.

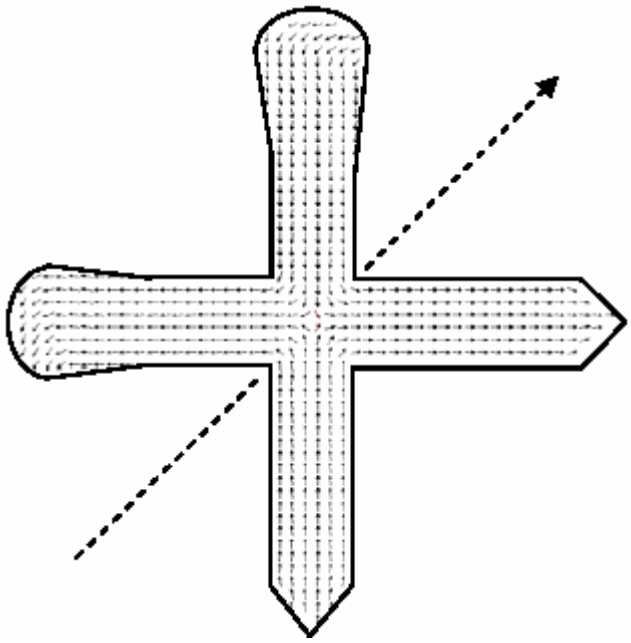


Рис. 4. Антивихревое распределение намагниченности в несимметричной частице.

Анализ функционала полной энергии для однородного и антивихревого состояний, в рамках исследуемых нами простых моделей, показал, что в таких частицах квазиоднородное состояние является основным, а антивихревое - метастабильным.

Для реализации антивихревого состояния были предложены специальные несимметричные геометрические конфигурации частиц, обладающие различной коэрцитивностью сегментов креста. Одна из рассмотренных конфигураций приведена на рис. 4. Различие коэрцитивностей сегментов креста достигается за счет различной формы – два сегмента имеют на концах утолщения, уменьшающие коэрцитивность, а два другие сегмента имеют на концах заострения, увеличивающие их коэрцитивность.

Была предложена и проанализирована с помощью компьютерного моделирования методика перевода частиц из квазиоднородного в антивихревое состояние намагниченности, заключающаяся в следующем. Под действием внешнего однородного магнитного поля, частица намагничивается вдоль несимметричной диагонали (показана пунктиром на рис. 4), после чего направление внешнего поля меняется на противоположное и частица вновь перемагничивается. Как показало микромагнитное моделирование, существует интервал значений внешнего магнитного поля, в котором два сегмента креста, имеющие на концах утолщение и обладающие более низкой коэрцитивностью, изменяют направление намагниченности, а два других нет. То есть, частица может быть переведена из квазиоднородного состояния в антивихревое.

Таким образом, в работе представлены результаты исследований особенностей формирования различных распределений намагниченности в ферромагнитных частицах крестообразной формы.

Предложены специальные несимметричные геометрические конфигурации частиц и алгоритмы процесса намагничивания, которые, как показало микромагнитное моделирование, приводят к устойчивому формированию антивихревого состояния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 07-02-01321, 08-02-01202) и президиума РАН в рамках программы “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”.

[1] R.P.Cowburn et al., Phys. Rev. Lett., **83**, 1042 (1999).
[2] T.Shinjo et al., Science, **289**, 930 (2000).
[3] G.Sebastian et al., Phys. Rev. B, **77**, 060404(R), (2008).
[4] K.Shigeto et al., Appl. Phys. Lett., **80**, 4190 (2002).
[5] F.Zhou, Phys. Rev. B, **70**, 125321 (2004).
[6] P.Bruno et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 096806 (2004).

КРИТИЧЕСКАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ ВОПРИИМЧИВОСТЬ И РАДИОЧАСТОТНЫЙ НАГРЕВ НАНОЧАСТИЦ $La_{1-x}Ag_yMnO_{3+\delta}$

В. А. Ацаркин[1], А. А. Генералов[1], В. В. Демидов[1], М. Н. Маркелова[2], А. Р. Кауль[2]

[1] *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия*
[2] *МГУ им. М. В. Ломоносова, Химический факультет, Москва, Россия*

В последнее время активно изучается возможность применения малых магнитных частиц в локальной медицинской гипертермии (искусственное повышение температуры выделенного участка тела). Введенные в больную ткань ферро-(ферри-) магнитные наночастицы разогреваются переменным магнитным полем за счет релаксационных или гистерезисных потерь. Установлено, что нагревание до уровня 40-45^{o}C замедляет рост раковых клеток и может дать заметный лечебный эффект в онкологии [1,2]. При этом возникает необходимость строго контролировать температуру нагрева опухоли, не допуская ее выхода за указанные выше пределы.

Для решения последней задачи предложено использовать магнитные материалы с относительно низкой температурой Кюри (T_C), попадающей в указанный терапевтический диапазон. При достижении T_C магнитные потери резко падают из-за перехода вещества в парамагнитное состояние, что обеспечивает автостабилизацию температуры нагрева. Подходящие материалы были недавно синтезированы на основе манганитов $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ (LSMO) [3,4] и $La_{1-x}Ag_yMnO_{3+\delta}$ (LAMO) [5,6]. При специальном выборе химического состава они обеспечивают нужные значения T_C и приемлемый уровень удельной теплопроизводительности. Однако для успешной автостабилизации температуры вблизи T_C первостепенное значение имеет также конкретный вид температурной зависимости магнитных потерь (мнимой части динамической магнитной восприимчивости χ'') в области фазового перехода. Экспериментальное исследование этой зависимости в различных по составу и условиям синтеза образцах LAMO, а также изучение эффекта термостабилизации с помощью модельных экспериментов и компьютерного анализа составляют основное содержание данной работы.

Исследовались тонкие порошки и водные суспензии $La_{1-x}Ag_yMnO_{3+\delta}$, приготовленные методами химической гомогенизации при 700-800^o C (так называемый «бумажный синтез») и пиролизного распыления. В первом случае частицы имели неправильную форму при размерах порядка мкм; во втором – сферическую форму с диаметром до 200 нм. Нужный диапазон T_C достигался при составах x=0.1-0.2; y=0.8-0.9 и $\delta \sim -0.1$. Синтез и характеризация образцов описаны в [5,6]. Измерения комплексной динамической магнитной восприимчивости $\chi(\omega)=\chi'(\omega)-\chi''(\omega)$, проведенные на частотах 0.5 – 2.0 МГц в температурном диапазоне 20-50^{o}C, показали пригодную для применений величину удельной теплопроизводительности ниже T_C и доста-

точную для термостабилизации крутизну фазового перехода. На ряде образцов обнаружен резкий рост магнитных РЧ потерь при приближении к T_C со стороны низких температур, что интерпретируется как проявление движения доменных границ в критической области. Изучены также спектры магнитного резонанса в критической области на частоте 9.6 ГГц.

Проведены модельные эксперименты по РЧ нагреву водных суспензий исследуемых наночастиц LAMO на частоте 1.0 МГц при амплитуде переменного магнитного поля до 60 Гс. Достигнута и количественно охарактеризована автостабилизация температуры нагрева в диапазоне 42-44^{o}C. Разработана оригинальная методика определения температурной зависимости $\chi''(T)$ по экспериментально измеренной кинетике РЧ нагрева; результаты согласуются с данными непосредственных измерений восприимчивости и с модельным компьютерным расчетом, проведенным на основе уравнений теплопроводности. В предкритической области, характеризуемой резким ростом РЧ потерь, обнаружены характерные неустойчивости, типичные для систем, в которых тепловыделение превышает теплоотвод.

Экспериментально измеренные температурные зависимости РЧ потерь в критической области температур использованы для компьютерного моделирования медицинской гипертермии при типичных значениях теплофизических параметров больной и здоровой ткани с учетом кровотока. При биосовместимой концентрации магнитных частиц (0.3%) расчеты предсказывают уверенную автостабилизации температуры опухоли в диапазоне 42-44^{o}C без существенного нагрева здоровых тканей.

1. W. Andrä, Magnetic hyperthermia. In: Magnetism in Medicine, W. Andrä, H. Nowak (Eds), Berlin: Wiley (1998), pp. 450-470.
2. P. Moroz, S.K. Jones, B.N. Gray, Int. J. Hyperthermia **18**, 267-284 (2002).
3. A.A. Kuznetsov, O.A. Shlyakhtin, N.A. Brusentsov, O.A. Kuznetsov, European Cells and Materials **3**, Suppl. 2, 75 (2002).
4. E. Pollert, K. Knizek, M. Marysko, P. Kaspar, S. Vasseur, E. Duguet, J. Magn. Magn. Mater. **316**, 122 (2007).
5. О.Ю. Горбенко, М.Н. Маркелова, О.В. Мельников, А.Р. Кауль, В.А. Ацаркин, В.В. Демидов, А.Е. Мефёд, Э. Дж. Рой, Б.М. Одинцов, ДАН **424** (1), 49 (2009).
6. O. V. Melnikov, O. Yu. Gorbenko, M. N. Popova, A.R. Kaul, V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, E. J. Roy, C. Soto, B. M. Odintsov, J. Biomed. Mater. Res. A, in press.

НАНОРАЗМЕРНЫЙ МАГНЕТИТ: МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Е. Фертман[1], А. Безносов[1], В. Десненко[1], В. Баумер[2], П. Матейченко[2], А. Коваль[3]

[1]*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАНУ, Харьков, Украина*
[2]*НТК «Институт монокристаллов» НАНУ, Харьков, Украина*
[3]*Национальный фармацевтический университет, Харьков, Украина*

В последнее время проводятся интенсивные исследования магнитных наноразмерных частиц в связи с большим потенциалом их возможного применения в технике и медицине. Среди них нанодисперсным порошкам магнетита Fe_3O_4 уделяют особое внимание. В отношении перспектив применения в медицине, в частности, они привлекательны тем, что не токсичны и могут быть легко синтезированы [1, 2]. Магнитные свойства нанопорошков сильно зависят от их дисперсности и технологии изготовления. Представляют интерес исследования таких материалов в малых магнитных полях в широком диапазоне температур.

Известно, что магнетит испытывает фазовый переход в зарядовоупорядоченное состояние при температуре Вервея T_v~120 К, ниже которой он является ферроэлектриком [3]. С учетом магнитного упорядочения, магнетит, как мультиферроик, обладает широкими возможностями применения. Однако переход Вервея чувствителен к стехиометрии соединения и величине частиц вещества [4]. Интерес к этой проблематике обусловил исследование в настоящей работе микроструктуры, фазового состава и магнитных свойств (в широком интервале температур ниже комнатной) нанодисперсного магнетита, полученного методом химического со-осаждения из водных растворов солей двух- и трехвалентного железа в щелочной среде, и предназначенного для практического применения.

Рентгенофазовый анализ полученного вещества выполнен на порошковом дифрактометре Siemens D500 в медном излучении с графитовым монохроматором. Полученные дифрактограммы обработаны по методу Ритвельда с использованием программы FullProf [5]. Сканирующая электронная микроскопия выполнена с помощью установки JSM-6390LV (Рис.1). Магнитные измерения были проведены с помощью СКВИД-магнитометра во внешних магнитных полях H= 5 – 50 Э в процессе охлаждения и отогрева порошка.

Результаты рентгеновских исследований установили нанодисперсный размер исследуемого порошка. Оказалось, что он представляет собой нестехиометрический магнетит, состоящий из смеси двух фаз: магнетита Fe_3O_4, весовое содержание которого составляет 62%, и маггемита γ-Fe_2O_3, весовое содержание которого составляет 38%. Обе шпинельные фазы являются высокодисперсными: средний размер кристаллитов магнетита составляет 12

нм, маггемита - 8 нм, с параметрами кристаллических решеток 8.3529(2)Å и 8.3439(6)Å, соответственно. Это хорошо согласуется с литературными данными в случае маггемита (8.346Å) и значительно ниже в случае магнетита (8.396).

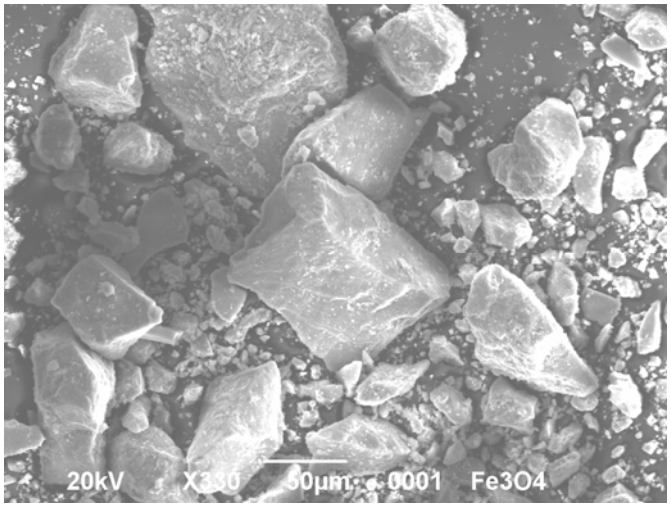


Рис. 1. Сканирующая электронная микроскопия порошка магнетита. Крупные порошинки представляют собой спекшиеся агломераты.

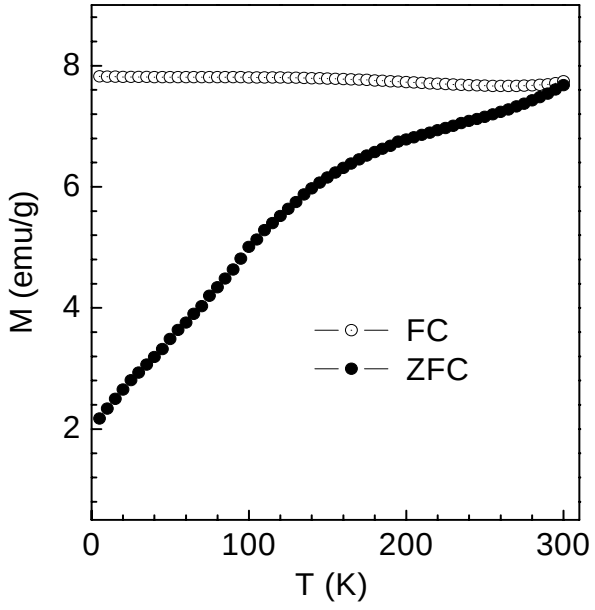


Рис. 2. Намагниченность наноразмерного магнетита, измеренная при нагреве в поле H=50 Э: после охлаждения в нулевом магнитном поле (заполненные символы) и в поле 50 Э (полые символы).

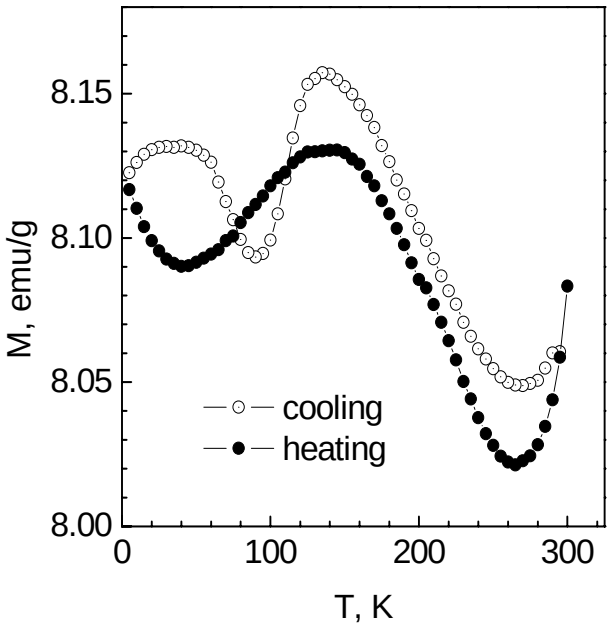


Рис. 3. Температурный истерезис намагниченности наноразмерного магнетита в области перехода Вервея: измерения в поле 50 Э при охлаждении (полые символы) и нагреве (заполненные символы).

Вероятными причинами уменьшения параметра решетки магнетита являются дефицит ионов Fe^{2+} в соединении и так называемое обращение шпинельной структуры Fe_3O_4, при котором происходит частичное вхождение двух-

валентных ионов железа в тетраэдрические позиции из октаэдрических, и наоборот - для трехвалентных ионов.

Исследуемый порошок магнетита обнаруживает стекольное поведение ниже комнатной температуры – температурные зависимости намагниченности, измеренные после охлаждения без поля и в магнитном поле 50 Э, существенно отличаются (Рис.2). С понижением температуры расхождение кривых увеличивается, особенно при охлаждении ниже ~150 К. Стекольное поведение характерно для нанодисперсных магнетиков, и обусловлено спиновой фрустрацией на поверхности порошинок, которая во многом определяет свойства нанообъектов, поскольку на нее приходится значительная доля их объема, а также взаимодействием между наночастицами [6].

В области температуры Вервея T_v~120 К обнаруживается максимум температурных зависимостей намагниченности, снятых в поле H=50 Э при нагреве и охлаждении (Рис.3). Эти кривые демонстрируют яркий гистерезис во всем интервале температур ниже комнатной. Он, по-видимому, связан с фазовым расслоением в области T_v: переход Вервея является фазовым переходом 1-ого рода, при котором зарядовое упорядочение ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} неразрывно связано с электронной спиновой поляризацией и структурным расслоением (образованием модулированной структуры). Образующаяся система является квазиравновесной: фазовый состав вещества в области перехода зависит от скорости нагрева или охлаждения и других деталей эксперимента, что приводит к температурному гистерезису.

Вопрос о природе минимума температурных зависимостей намагниченности в области 275 К требует дополнительного изучения.

Проведенное исследование показало, что переход Вервея полностью не подавлен в исследуемой версии нанодисперсного магнетита, что отразилось в сложном низкотемпературном поведении его намагниченности.

1. T. Neuberger, B. Schopf, H. Hofmann, M. Hofmann, B. von Rechenberg, J. Magn. Magn. Mater. **293**, 483 (2005).
2. R. Hong, T. Pan, Y. Han, H. Li, J. Ding, S. Han, J. Magn. Magn. Mater. **310**, 37 (2007).
3. G.T. Rado and J.M. Ferrari, Phys.Rev. B **12,** 5166 (1975).
4. P. Brahma, S. Dutta, D. Dutta, S. Banerjee, A. Ghosh, D. Chakravorty, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 1045 (2009).
5. J. Rodriguez-Carvajal, T. Roisnel, FullProf.98 and WinPLOTR, International Union of Crystallography, Newsletter **20**, (1998).
6. T. Ozkaya, M. S. Toprak, A. Baykal, H. Kavas, Y. Köseoğlu, B. Aktas, J. Alloys Compd., **462**, 209 (2008).

МАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НАНОЧАСТИЦАХ ГИДРОКСИДА ЖЕЛЕЗА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА

Новакова А.А., Савилов А.Р.[1], Гендлер Т.С.[2], Пузик И.И., Конюхов Ю.В., Левина В.В.[3]

[1]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова;*
[2] *Институт физики Земли РАН, Москва;*
[3] *Московский институт стали и сплавов.*

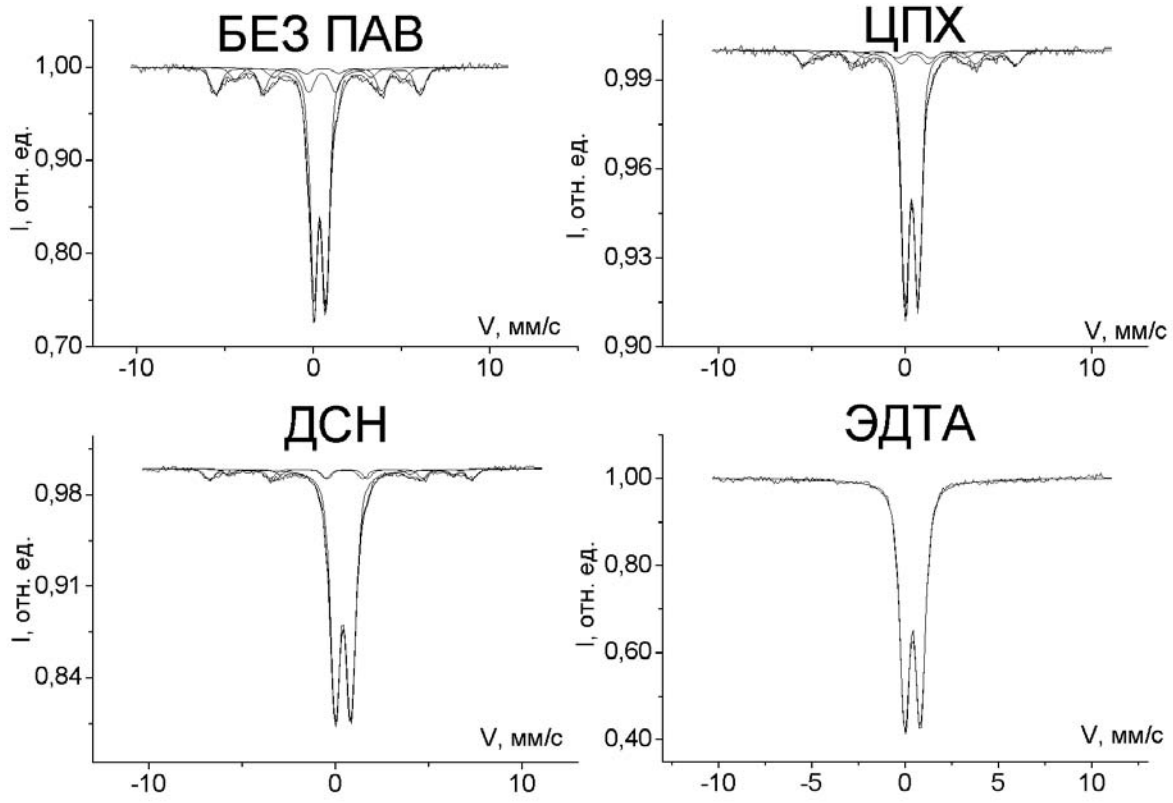
Одним из химических способов, позволяющих получать наночастицы железа (или магнетита) широко используемых в микроэлектронике и других инновационных технических областях, является химико-металлургический метод. Он заключается в осаждении гидроксида железа из растворов солей щелочью при постоянном pH и последующем их восстановлении в атмосфере горячего водорода до Fe_3O_4, а при более высокой температуре - до Fe. Основной проблемой получения наночастиц Fe с узким распределением по размерам является протекание процессов агрегации наночастиц гидроксида на первом этапе. Эти частицы характеризуются избыточной энергией, связанной с высокоразвитой межфазной поверхностью раздела. Для получения частиц заданной дисперсности необходимо вовремя остановить их рост. С этой целью поверхность частиц дисперсной фазы ингибируют за счет образования на ней защитного слоя из поверхностно-активных веществ.

В данной работе была поставлена задача изучения магнитных характеристик, распределения размеров и фазовых соотношений для наночастиц гидроксидов железа в зависимости от типа использованного ПАВ при идентичности всех остальных условий синтеза (реагенты, pH, температура и способ сушки преципитата).

В качестве поверхностно-активных веществ, стабилизирующих частицы гидроокиси, были выбраны: додецилсульфат натрия (ДСН- $C_{12}H_{25}NaO_4S$-анион-активный ПАВ), цетилпиридиний хлорид (ЦПХ - $C_{12}H_{38}ClN$-катион-активный ПАВ) и динатриевая соль этилендиаминтетрауксусной кислоты (ЭДТА-$C_{10}H_{14}O_8N_2Na_2$-комплексон).

Уровень дисперсности, фазовый состав и структурное состояние гидроокисей определяли методами мессбауэровской спектроскопии и термомагнитного анализа. Сверхтонкое магнитное расщепление на спектрах относится к наночастицам α-FeOOH с размерами 18>d>13nm, дублет характерен для невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц <13nm (1). Исходя из данных только мессбауровской спектроскопии, можно сделать вывод о существенном росте относительной доли этих частиц в синтезированном преципитате гидроксида железа (рис.1).

Рис.1. Мессбауэровские спектры (Т=300К) наночастиц гидроксида железа, синтезированных с применением различных ПАВ (указаны сверху)



Если в случае синтеза без применения ПАВ доля невзаимодействующих наночастиц с размерами <13nm составляет 60%, то при использовании ЭДТА в качестве ПАВ эта доля близка к 100% (рис.1), что делает этот ПАВ чрезвычайно эффективным для поставленной задачи.

Однако термомагнитные кривые наночастиц гидроокиси, полученных с применением различных ПАВ, демонстрируют негомогенность состава полученных наночастиц в сравнении с таковыми, синтезированными без ПАВ (рис.2). На всех кривых (без примения ПАВ и с применением) в области температур 20-250^{o}C проявляются изменения намагниченности, характерные для наночастиц α-FeOOH [1]. Но в случае применения ПАВ в интервале температур 300-600^{o}C наблюдаются пики, соответствующие фазовым переходам, не характерным для гетита. По температурным диапазонам и морфологии эти пики отвечают различным дополнительным фазам, образовавшимся при активной роли ПАВ: 1) в случае применения ЦПХ произошло дополнительно к α-FeOOH образование γ-FeOOH, который при нагреве на воздухе превращается в стабильный γ-Fe_2O_3 (маггемит); 2) при использовании ДСН образуется FeS_2, который при нагреве на воздухе окисляется сначала до Fe_3O_4 затем до α-Fe_2O_3; 3) при применении ЭДТА, очевидно, образуется пока не идентифицированный комплекс железа, разрушающийся при дальнейшем нагреве до α-Fe_2O_3. Термомагнитные кривые α-Fe_2O_3, образовавшегося при нагреве на воздухе (рис.2, кривые 2) имеют вогнутую форму, характерную для наночастиц. Из этого следует, что все дополнительные

железосодержащие фазы образуются как покрытия в поверхностном активном слое наночастиц гетита и также имеют наноразмеры.

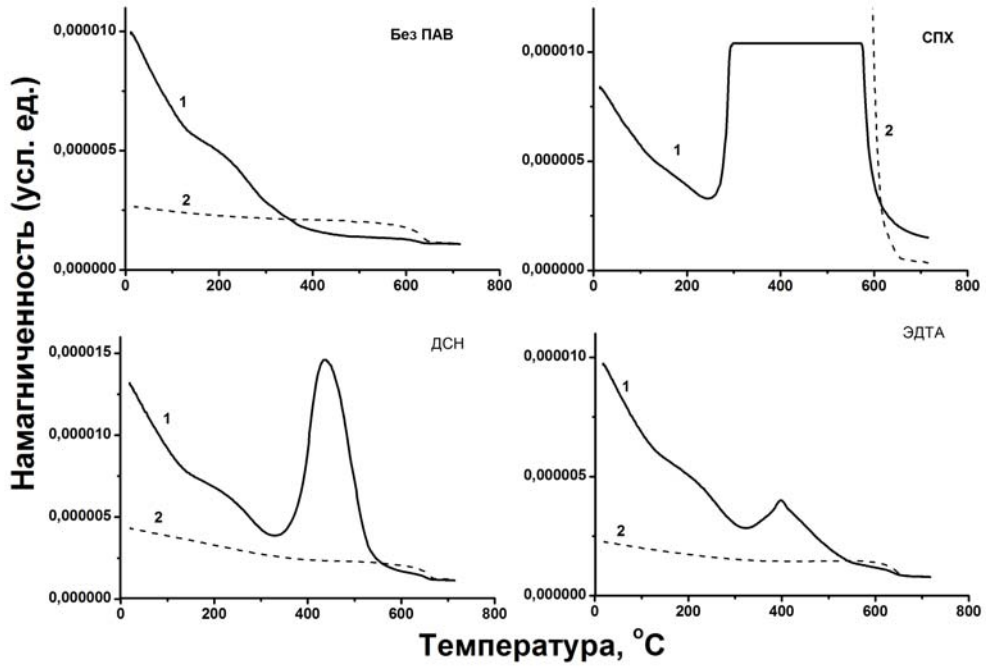


Рис.2. Термомагнитные кривые 1-го и 2-го нагревов наночастиц синтезированных с применением различных ПАВ (указаны сверху), измерения проводились на магнитных весах Кюри в поле 0.45Т

Способность фаз, составляющих покрытия наночастиц гетита, разрушаться при нагреве на воздухе до γ/ α -Fe_2O_3 не препятствует дальнейшему получению наночастиц Fe при восстановлении соответствующих прекурсоров.

1. Смирнов Е.В., Гендлер Т.С., Макаров Е.Ф., Новакова А.А., Изв. РАН, сер. физическая, **71**, N9, 1316-1319 (2007)

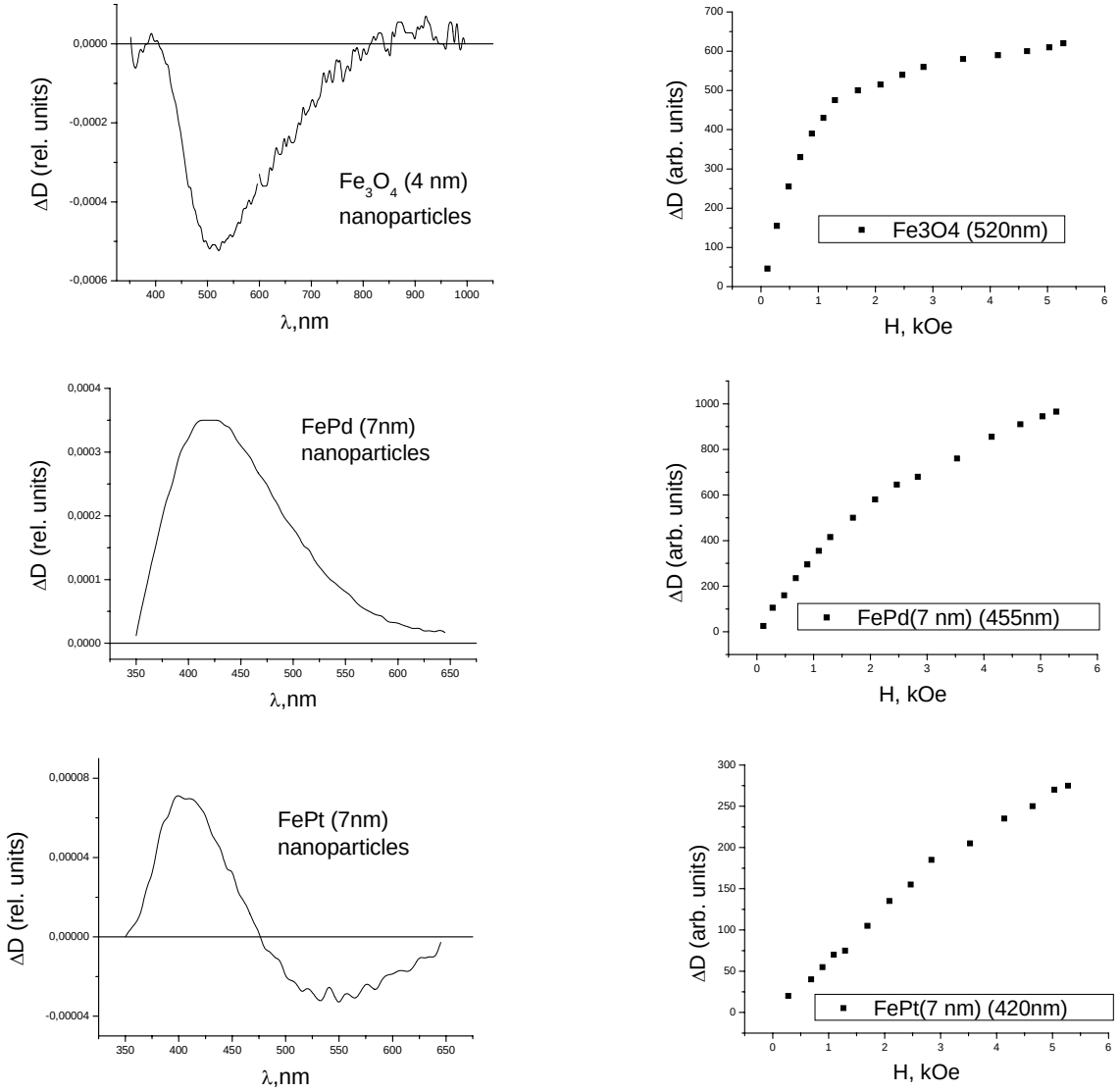
МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ FePt FePd В ГЕКСАНЕ

I. Edelman[1], M-L. Saboungi[2], V. Zabluda[1], R, Fleurier[3], A. Sukhachev[1]

[1]Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского Отделения Российской Академии Наук, Академгородок, 660036 Красноярск, Россия
[2]Centre de Recherche sur la Matire Divisie, 1B rue de la Ferollerie, 45071 Orleans Cedex 2 - France
[3]Laboratoire D'etude des Microstructures ONERA 29, Avenue de la Division Leclerc 92322 Chatillon, France

Магнитные жидкости представляют собой коллоидальные суспензии однодоменных магнитоупорядоченных частиц, изотропно распределенных в жидкой среде. Во внешнем магнитном поле магнитные моменты частиц ориентируются по направлению поля, что приводит к изменению магнитных оптических и реологических свойств среды в целом. Высокая чувствительность свойств раствора к магнитному полю позволяет дистанционно управлять поведением магнитных жидкостей и использовать их в прикладных задачах. При этом большое значение имеет величина магнитного момента частицы. Известно, что сплавы переходных металлов с золотом и палладием характеризуются высокими значениями магнитного момента. Это обусловило большое внимание исследователей к наночастицам FePd (например, [1]) и FePt (например, [2]) в различных средах. Магнитооптические эффекты в магнитных жидкостях интересны и сами по себе и как удобный метод исследования магнитных жидкостей. Одним из таких эффектов является магнитный круговой дихроизм (МКД), часто более информативный по сравнению с эффектом Фарадея, вследствие того, что его спектр соответствует спектру поглощения. В предлагаемой работе впервые исследован МКД в наночастицах FePd и FePt, диспергированных в циклогексане, в сравнении с наночастицами магнетита. Размеры наночастиц составляли 4 и 7 нм. В качестве поверхностно-активного вещества использовались олеиновая кислота и олейламин в концентрациях, меньших 0.1 моль/мл.

На рисунках представлены спектральные и полевые зависимости МКД трех образцов. Заметим, что вследствие возможного выпадения части частиц в осадок, нельзя сравнивать абсолютные значения МКД различных образцов. Во всех случаях полевые зависимости характерны для ансамбля суперпарамагнитных частиц, но скорость возрастания МКД – эффекта, линейного по намагниченности, различна. Она минимальна для образца, содержащего наночастицы FePt, что, в принципе, свидетельствует о большей величине магнитного момента каждой частицы в этом образце. Спектры МКД образцов с частицами на основе Fe принципиально отличаются от спектра частиц магнетита, а также друг от друга.



Проведен расчет спектров в рамках приближения эффективной среды.

[1] N.S. Gajbhiye, S. Sharma, R.S. Ningthoujam, J. Appl. Phys. 104 2008)123906.

[2] C. Srivastava, D.E. Nikles, G.B. Thompson, J. Appl. Phys. 104 (2008) 064315.

МАГНИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

С.В. Столяр [1,2], Р.С.Исхаков [1,2], В.П. Ладыгина [4], М. Балашою[3], Л.А. Ищенко [1], К.В.Пуртов [5], О.А. Баюков [1,2], Е.В. Инжеваткин [2,4]

[1]Институт физики СО РАН, г. Красноярск
[2]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск
[3]Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна
[4] Международный научный центр исследований экстремальных состояний организма при Президиуме КНЦ СО РАН, г. Красноярск
[5]Институт биофизики СО РАН, г. Красноярск

Магнитные наночастицы по сравнению с другими наноносителями отличаются возможностью бесконтактного управления с помощью внешнего магнитного поля. Магнитные наночастицы были получены в результате культивирования бактерий Klebsiella Oxytoca, выделенных из сапропеля озера Боровое Красноярского края. Ранее выполненные исследования свидетельствовали о том, что в процессе жизнедеятельности бактерии синтезируют наночастицы минерала ферригидрита $5Fe_2O_3 \cdot 9H_2O$. Ферригидрит относится к антиферромагнетикам. Магнитные наночастицы были изучены методом мессбауэровской спектроскопии, методом ферромагнитного резонанса. Были изучены полевые и температурные зависимости намагниченности насыщения. Результаты малоуглового рентгеновского рассеяния высушенной биомассы показывают распределение размеров минеральных образований в диапазоне 4-10 нм с максимумом при 4 нм. Проведены исследования влияния цисплатин-содержащего препарата на основе изучаемых наночастиц на рост асцитной карциномы Эрлиха у мышей. Мышам прививалась асцитная карцинома Эрлиха, для этого им внутрибрюшинно вводились опухолевые клетки в количестве около 3 млн. на одно животное, после этого на 6, 8, 10, 12 день, считая день прививки первым днем роста опухоли, животным опытной группы внутрибрюшинно вводился препарат железа, содержащий цисплатин, из расчета 30 мкг цисплатина на одно животное. Контрольную группу составляли интактные животные. На 14 день мыши забивались, у них определяли объем асцита, концентрацию опухолевых клеток в асците, рассчитывали общее количество опухолевых клеток в организме. Как следует из полученных данных, введение препарата приводит к снижению объема опухоли, концентрации опухолевых клеток в асците и уменьшению общего количества опухолевых клеток в брюшной полости животных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (2009-2010)- РНП 2.1.1/3498, РФФИ 08-08-00427.

МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ КОЛЛЕКТИВА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МАЛЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКОАНИЗОТРОПНОГО ФЕРРИМАГНЕТИКА

Ольховик Л.П., Сизова З.И., Шуринова Е.В.

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина

Проведено экспериментальное исследование результирующего межчастичного магнитного взаимодействия в системах однодоменных частиц высокоанизотропного феррита бария в интервале температуры 300-700 К и магнитного поля до 20 кЭ.

Исследовались системы нанокристаллов (10-100 нм) и микрокристаллов (0,1-1мкм). Модельность систем, классифицируемых по объему частиц (V) в сравнении с критическим суперпарамагнитным объемом (V_{SO}) как системы малых ($V_{SO} < V \leq 1000V_{SO}$) и больших ($V > 1000V_{SO}$) стонер-вольфартовских (SW) частиц, подтверждена результатами электронно-микроскопических исследований, микродифракцией, рентгеновским фазовым анализом, а также магнитостатическими методами измерений кривых намагничивания, петель гистерезиса и температуры Кюри.

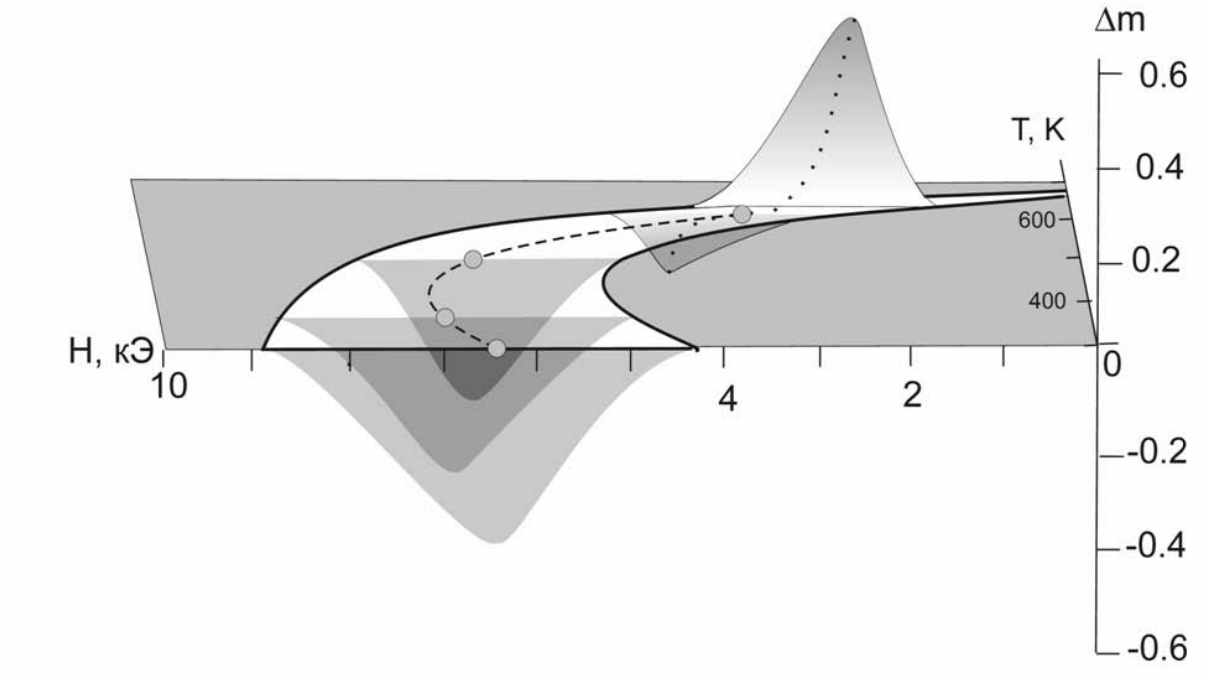
Параметры результирующего взаимодействия – среднее поле взаимодействия (H_{int}) и мера взаимодействия (Δm) определяли путем исследования уплотненных порошковых образцов (фактор упаковки ~ 0,4) в режиме намагничивания, размагничивания и перемагничивания с использованием соотношения Вольфарта, устанавливающего связь между остаточными намагниченностями $m_r(H)$ и $m_d(H)$, и последующим построением графиков Хенкеля $m_d=f(m_r)$ и Келли $\Delta m(H)=m_d(H)-[1-2m_r(H)]$.

Результаты исследований, проведенных на уникальной системе нано-кристаллов $BaFe_{12}O_{19}$, с объемами близкими к критическому, и с большим долевым вкладом структурно-дефектной приповерхностной области, позволили не только выявить динамику изменения с ростом температуры и магнитного поля параметров межчастичного взаимодействия, но и проанализировать их в контексте размерного и поверхностного эффектов. Это дало возможность выявить степень влияния на формирование коллективных эффектов изменения с температурой и полем магнитного состояния отдельно взятой частицы и системы в целом.

Размерный эффект проявился при Т=420К в виде четко выраженного минимума на температурной зависимости поля взаимодействия как результат перехода ~10% частиц из магнитостабильного в суперпарамагнитное состояние.

Подтверждена весомая роль в формировании коллективных эффектов магнитных моментов, локализованных на открытой поверхности частиц и в прилежащих к ней слоях. В частности, для системы нанокристаллов обнаружен отклик параметра Δm на изменение вида «поверхностной» анизотропии от плоскостной к осевой (T=650К). При подходе к температуре Кюри открытой поверхности кристалла (T_{CS}^{O}=680 К), которая на 30 К ниже температуры Кюри нанокристаллического порошкового образца, наблюдается уменьшение до нуля интервала полей ΔH значимого по величине параметра Δm. Следствием целенаправленного изменения физико-химического состояния поверхности магнитостабильных микрокристаллов явилось изменение не только величины, но и знака параметра Δm.

В результате была получена обобщенная (Δm – H – T) диаграмма магнитного состояния, отражающая установленные корреляционные связи между размерным, поверхностным и коллективным эффектами малых частиц.



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ В ДИАГНОСТИКЕ ДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Балашою М.А.[a, b], Куклин А.И.[a], Арзуманян Г.М.[a]

[a] *Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия*
[b] *Национальный Институт Физики и Ядерной Инженерии, Бухарест, Румыния*

Интенсивный исследовательский интерес к наночастицам мотивирован их уникальными физическими свойствами. Научный интерес вызывается, прежде всего, размерами наночастиц, промежуточными между молекулярными и макроскопическими объектами, что предполагает возможность возникновения новых физико-химических свойств. Большой прикладной интерес к магнитным наночастицам связан с широкими перспективами использования их в качестве носителей записи высокой плотности, постоянных магнитов, магнитных датчиков, биомедицинских приложений, магнитных охлаждающих сред, магнитных жидкостей и катализаторов.

В настоящее время задача разработки, изготовления и описания характеристик материалов приобрела важнейшее значение во всех сферах деятельности связанных с развитием новых технологий. Сегодня не существует одной индивидуальной экспериментальной методики, которая могла бы обеспечить нас всей необходимой информацией о материалах. Разнообразные методики, в основе которых лежат различные физические явления, дают нам каждая лишь часть информации, а так как изучаемые материалы становятся все более и более сложными появляется насущная потребность использовать совокупность взаимодополняющих методик для их изучения.

В течение ряда последних лет в Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка ОИЯИ ведутся работы по исследованию структуры наночастиц химически синтезированных и диспергированных в жидкой или полимерной матрице (феррожидкости, магнитные эластомеры). Для этого используются различные методы: малоугловое рассеяние нейтронов [1-10] и рентгеновского излучения [11], нейтронная деполяризация [12], Мессбауеровская спектроскопия [13], мюонная спектроскопия [14-17].

Малоугловое рассеяние нейтронов (МУРН) и рентгеновского излучения (МУРР) как эффективный метод изучения фундаментальных проблем и решения важнейших технологических задач, широко применяется при исследованиях наноструктур. Особенностью этих методик является возможность анализа структуры разупорядоченных систем и получения прямой структурной информации о системах с хаотическим или частично упорядоченным расположением наноразмерных неоднородностей плотности в объеме материала.

МУРН и МУРР позволяют определять структурные особенности феррожидкостей в диапазоне размеров от 1 до 100 нм. В частности, получать информацию о функции распределения по размерам магнитных частиц, о структуре стабилизирующей оболочки ПАВ адсорбированной на поверхно-

сти частиц, о взаимодействии между частицами, динамики частиц и агрегационных эффектов. МУРН, благодаря двойному взаимодействию нейтрона с веществом - ядерному и магнитному - в исследуемых системах предоставляет возможность раздельного изучения ядерной и магнитной структуры. Например, в [2] методом вариации контраста в эксперименте малоуглового рассеяния неполяризованных нейтронов, на основе данных по интенсивности рассеяния найдены вклады в нее ядерного и магнитного рассеяния. Ядерное рассеяние раскрывает структуру и долю ПАВ на поверхности частиц. Магнитное рассеяние совместимо с моделями, в которых предполагается, что частица магнетита имеет приповерхностную немагнитную оболочку.

В эксперименте по нейтронной деполяризации (НД) на нейтронном рефлектометре проводится анализ вектора поляризации после прохождения пучка поляризованных нейтронов через магнитную среду. НД - эксперименты дают информацию о среднем размере магнитных неоднородностей вдоль траектории прохождения пучка нейтронов (длина магнитной корреляции) и средней магнетизации. Охватываемый диапазон длин магнитной корреляции составляет от 10 нм до нескольких мм, делая этот метод в какой-то степени методом, дополняющим малоугловое рассеяния (МУРН). Например, в эксперименте НД для образца феррожидкости (Fe_3O_4/олеиновая кислота/трансформаторное масло) с 17.5% объемной концентрации частиц, при малых величинах интенсивности магнитного поля (~ 3 Эрстед), была определена величина радиуса магнитной корреляции, примерно 300 А. Это свидетельствует о формировании при данной интенсивности магнитного поля агрегатов содержащих десятки частиц [12]. С ростом интенсивности внешнего магнитного поля был выявлен динамический эффект агрегации частиц в зависимости от концентрации частиц.

Совместно с Лабораторией ядерных проблем им. В.П. Джелепова ОИЯИ и Петербургским институтом ядерной физики им. Б.П. Константинова для изучения магнитных свойств феррожидкости впервые использовались поляризованные положительные мюоны (μSR). μSR - метод и нейтронное рассеяние имеют взаимодополняющие свойства: разные временные окна динамических явлений; один – это инструмент ближнего точечного действия в реальном пространстве, другой – зонд корреляций дальнего радиуса действия в обратном пространстве; один – инструмент для регистрации статичного магнитного порядка, другой – зонд его спиновой структуры.

Методом μSR была исследована феррожидкость Fe_3O_4/двойной слой додецилбензеновой кислоты/D_2O. Экспериментально определена величина среднего магнитного поля, создаваемого магнитными моментами наночастиц, случайно распределенными в среде. Показано, что зависимость среднего поля от величины внешнего магнитного поля не противоречит закону Ланжевена. Были получены средний размер и магнитный момент наночастиц [17]. Полученный размер, в пределах ошибки, совпадает с данными МУРН и МУРР.

Таким образом, получены размеры магнитных частиц. Показано, что частица магнетита имеет немагнитную приповерхностную оболочку. Определена длина магнитной корреляции, она соответствует ~ 300 А при величинах интенсивности магнитного поля в несколько Эрстед. Также был выявлен динамический эффект агрегации частиц с ростом интенсивности внешнего магнитного поля и в зависимости от концентрации частиц.

1. A.I.Kuklin, A.Kh.Islamov, V.I.Gordeliy, Neutron News, Vol.16, Issue 3 (2005)16-18
2. B.Grabcev, M.Balasoiu, D.Bica, A.I.Kuklin, Magnetohydrodynamics, V.10, No.2 (1994) 156-162
3. M.Balasoiu, B.Grabcev, D.Bica, Romanian Reports in Physics, Vol.47, Nos.3-5, (1995) 319-325
4. B.Grabcev, M.Balasoiu, A.Tarziu, A.I.Kuklin and D.Bica, , J. Mag. Mag. Mater Vol.201 (1999)140-143
5. M.V.Avdeev, M.Balasoiu, D.Bica, L.Rosta, G.Torok, L.Vekas, Materials Science Forum Vols.373-376 (2001) 457-460
6. M.Balasoiu, M.V.Avdeev, V.L.Aksenov, JINR News, No.3 (2003) 40-42
7. M. Balasoiu, M.V.Avdeev, A.I.Kuklin, V.L.Aksenov, D.Bica, L.Vekas, D.Hasegan, Gy. Torok, L.Rosta, V.M.Garamus, J.Kohlenbrecher, Magnetohydrodynamics, Vol.40, No.4, (2004)359-368
8. M.Balasoiu, L.Vekas, M.V.Avdeev, V.L.Aksenov, A.A.Khokhryakov, D.Bica, D.Hasegan, Gy.Torok, L.Rosta, Romanian Reports in Physics Vol.57, No.2 (2005) 261-265
9. M.Balasoiu, M.V.Avdeev, V.L.Aksenov, D.Hasegan, V.Garamus, A.Schreyer, D.Bica, L.Vekas, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol 300, Issue 1 (2006)e225-e228.
10. M. Balasoiu, M. V. Avdeev and V. L. Aksenov, Journal Crystallography Reports Vol.52, No.3 (2007)505-511
11. M.Balasoiu, M.L.Craus, A.I.Kuklin, J.Plestil, V.Haramus, A.H.Islamov, R.Erhan, E.M.Anitas, M.Lozovan, V.Tripadus, C.Petrescu, D.Savu, S.Savu, I.Bica, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, Vol.10 Issue 11 (2008) 2932-2935
12. M.Balasoiu, E.B.Dokukin, S.V.Kozhevnikov, Yu.V.Nikitenko, KFKI-1999-02 Report," Proceedings of the International School and Symposium on Small Angle Neutron Scattering, Matrahaza, Hungary, (1998)90-94.
13. V.Spanu, G.Filloti, D.Bica, M.Balasoiu, O.Crisan, Romanian Report in Physics, Vol.47, Nos.3-5(1995)
14. M.Balasoiu, V.L.Aksenov, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, (2008) Vol.10, Issue 12 (2008)3322-3327
15. M. Balasoiu, V.L.Aksenov, D.Bica, D.N.Duginov, K.I.Gritsaj, T.N.Mamedov, V.Tripadus, L.Vekas, L.A.Zhukov, Magnetohydrodynamics, 2008, Vol.44, Issue 1, 61-67
16. M. Balasoiu, V. L. Aksenov, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials,Vol.10, Issue 12, 2008, pp.3322-3327
17. М.Балашою, С.Г.Барсов, Д.Бика, Л.Векаш, С.И.Воробъев, К.И.Грицай, В.Н.Дугинов, В.А.Жуков, Е.Н.Коморов, В.П.Коптев, С.А.Котов, Т.Н.Мамедов, К.Петреску, Г.В.Щербаков, Письма в ЖЭТФ, Том 88, Вып.3 (2008)243-247

КРИВЫЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ Ni_xCo_{1-x} В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

С.В. Комогорцев[a,b,1], С.И. Смирнов[c], К.А. Шайхутдинов[a], Н.А. Момот[d], Р.С. Исхаков[a,b], А.В. Окотруб[e], А.Г. Кудашов[e]

[a]*Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия*
[b]*Сибирский государственный технологический университет Красноярск, Россия*
[c]*Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск, Россия*
[d]*Сибирский федеральный университет, Красноярск*
[e]*Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск*
[1]*e-mail: komogor@iph.krasn.ru*

В работе представлены результаты исследования кривых намагничивания наночастиц сплава $Co_{1-x}Ni_x$, размещенных внутри углеродных нанотруб. Наночастицы Ni_xCo_{1-x} (x = 0, 0.2, 0.5, 0.8, 1) синтезированы термолизом бималеатов Co и Ni, после чего использованы в качестве катализаторов в синтезе углеродных нанотруб. Исследования этих образцов методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии показывают, что образцы представляют собой порошки заполненных ферромагнитным металлом многостенных углеродных нанотрубок с внутренним диаметром 10-50нм. Внутренние полости нанотруб частично заполнены металлом, который находится здесь в форме равноосных частиц с размером равным внутреннему диаметру нанотруб.

Исследования методом рентгеновской дифракции показали, что магнитные наночастицы Ni_xCo_{1-x} находятся в состоянии твердого раствора Co-Ni. Весовая доля магнитных наночастиц Co-Ni в исследуемых порошках составляла ~ 8÷15%. Магнитные измерения проводились с помощью вибрационного магнитометра в полях до 10 кЭ и температурах от 78К до 300К. Ранее выполненные исследования методами рентгеноструктурного анализа, ядерного магнитного резонанса (ЯМР), а также магнитного анализа с использованием низкотемпературных термомагнитных кривых выявили ряд особенностей в свойствах данных частиц. Оказалось, что изменение величины константы обмена *A(x)* с изменением состава сплава носит немонотонный характер. Этот факт удивителен с точки зрения термодинамического анализа и первичного анализа рентгеноструктурных данных, из которых следует, что наночастицы всех составов обладают ГЦК структурой. Анализ дефектности структуры по уширению линий рентгеновских спектров и по спектрам ЯМР позволяет связать наблюдаемые аномалии магнитных свойств с высокодефектным состоянием ферромагнитных наночастиц Co, которые реализуются как плотноупакованные ГЦК структуры с ГПУ дефектами упаковки [2].

Исследования кривых намагничивания показали монотонное уменьшение коэрцитивной силы с ростом x для наночастиц Co-Ni. Размеры исследуемых магнитных наночастиц Co-Ni достаточно велики, поэтому ника-

ких особенностей характерных для суперпарамагнитных частиц на температурных и полевых зависимостях намагниченности не проявляется. В тоже время размеры частиц соответствуют размерам, где магнитные частицы находятся в однодоменном состоянии. Поэтому, форму кривых намагничивания анализировали на основе модели Стонера-Вольфарта (СВ) для однодоменных случайно ориентированных наночастиц. Форма реальных кривых намагничивания подвержена действию размагничивающего поля, и взаимодействиям между частицами, что не учитывается в рамках модели СВ. Поэтому форма кривой корректировалась на размагничивающее поле. В результате определены такие параметры исследуемых порошков, как остаточная намагниченность M_r/M_s и эффективный размагничивающий фактор N. Отсутствие обменного взаимодействия между частицами проявляется на кривых приближения намагниченности к насыщению. Приближение намагниченности к насыщению всех порошков следует зависимости $M \sim H^{-2}$. Эта степенная зависимость соответствует закону Акулова: $M(H) = M_s \cdot (1 - (a \cdot H_a/H)^2)$. где H_a - поле локальной магнитной анизотропии наночастицы, M_s - намагниченность насыщения наночастицы, a – симметрийный коэффициент. Закон Акулова описывает приближение намагниченности к насыщению в системах обменно-несвязанных наночастиц. Также с помощью закона Акулова была оценена величина $a \cdot H_a$. Величины остаточной намагниченности наночастиц M_r/M_s лежат в диапазоне от 0.5 до 0.8. Однако согласно модели СВ случайно ориентированным частицам с одноосной анизотропией должна соответствовать $M_r/M_s = 0.5$, а частицам с кубической анизотропией $M_r/M_s = 0.83$. Таким образом, полученные величины M_r/M_s указывают на композитный характер магнитной анизотропии исследуемых частиц. Для интерпретации этих данных мы воспользовались результатом численной работы [3] в которой рассчитаны параметры кривых намагничивания в модели СВ с различным вкладом энергии одноосной и кубической анизотропии в полную энергию наночастицы, в частности дана зависимость величины M_r/M_s от этого соотношения. Также в рамках модифицированной модели СВ были численно рассчитаны величины симметрийного коэффициента a в законе Акулова. Совместное использование этих численных расчетов и экспериментальных параметров кривых намагничивания позволило количественно разделить вклады одноосной и кубической составляющей в полную энергию магнитной анизотропии исследуемых наночастиц Co-Ni.

Работа частично поддержана грантом целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584.

1. С.П. Губин, Ю.А. Кокшаров, Неорг. Материалы, 38, №11, 1287 (2002).
2. S.V. Komogortsev, R.S. Iskhakov, Phys. of Met. and Metall. **102** S67 (2006).
3. S.I. Smirnov, S.V. Komogortsev, J. Magn. Magn. Mater., **320** 1123 (2008).

СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОРОШКОВ $Al_2O_3/Co_{100-X}P_X$

Чеканова Л. А.[1], Денисова Е. А.[1], Гончарова О. А.[2], Мальцев В.К.[1], Глухов А. П.[3], Модин Е. Б.[3], Войтенко О. В.[3]

[1]Институт физики СО РАН
[2]Сибирский государственный технологический университет
[3]Дальневосточный государственный университет

На ультрадисперсный порошок Al_2O_3, синтезированный взрывным методом, нанесена оболочка сплава $Co_{100-X}P_X$. Получены магнитные наноструктурированные композиты: порошки с ядром Al_2O_3 и оболочкой из металлического сплава $Co_{100-X}P_X$ (рис.1), нанокомпозитный материал $(Co_{93}P_7)_{100-Y}$ $(Al_2O_3)_Y$, представляющий собой конгломераты частиц Al_2O_3 покрытые пленкой кристаллического сплава $Co_{93}P_7$.

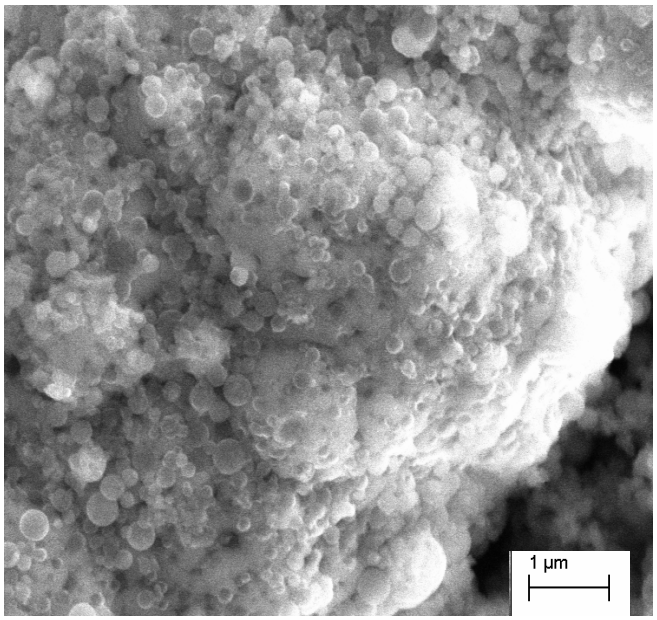


Рис. 1. РЭМ - изображение композитных порошков $Al_2O_3/Co_{88}P_{12}$

Свойства полученных композитов изучались методами рентгеновской дифракции, электронной микроскопии, ядерного магнитного резонанса.

Измерения полевых и низкотемпературных зависимостей намагниченности выполнялись на вибрационном магнетометре во внешних полях до 12 кЭ и диапазоне температур 90К-300К. Резонансные характеристики измерялись на стандартном спектрометре ЭПА-2М (частота 9,2 GHz). Исследованы интегральные (ширина линии ФМР, коэрцитивная сила) и основные (намагниченность насыщения, обменное взаимодействие, величина поля локальной анизотропии) магнитные свойства композитных порошков $Al_2O_3/Co_{100-x}P_x$.

Исследование спектров ЯМР показало, что сплав $Co_{100-x}P_x$ в нанокомпозите $Al_2O_3/Co_{100-x}P_x$ гетерофазен для всех исследуемых концентраций фосфора (форма спектра ЯМР указывает на смесь ГЦК и ГПУ окружений Co).

Величины вышеперечисленных магнитных характеристик для нанокомпозитов $Al_2O_3/Co_{100-X}P_X$ занимают промежуточное положение между аналогичными концентрационными зависимостями для пленок и порошков

сплава Co-P. Приближение намагниченности к насыщению в исследуемом материале $Al_2O_3/Co_{100-X}P_X$, характеризуется акуловской зависимостью $M\sim(D^{1/2}H_a/H)^2$ в полях больше 3÷6 кЭ, что позволило нам вычислить для этих сплавов величины среднеквадратичной флуктуации поля локальной магнитной анизотропии H_a и корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии. Приближение намагниченности к насыщению в диапазоне от 1 до 3÷6 кЭ осуществляется как $M\sim H^{\alpha}$, где $\alpha \approx 0{,}5\div0{,}75$. Эта зависимость указывает на то, что сплав Co(P) находится в нанокристаллическом состоянии. Из кривых приближения намагниченности к насыщению также были рассчитаны значения величин дисперсии магнитной анизотропии стохастического магнитного домена $a<H_a>$ и его размера R_L.

Значения коэрцитивной силы для композитных порошков $Al_2O_3/Co_{100-X}P_X$ (~ 400Э) превосходят аналогичные значения для порошков Co-P (~ 200Э). Исследование спектров ФМР и концентрационных зависимостей величины поля локальной анизотропии нанокомпозитов $Al_2O_3/Co_{100-X}P_X$ показало, что в случае металлических оболочек Co-P на частицах Al_2O_3 основной вклад в ширину линии ФМР дает поле локальной анизотропии.

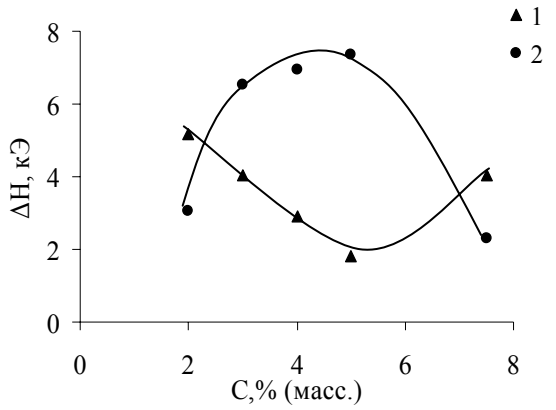


Рис. 2. Зависимости ширины линии ФМР нанокомпозитного материала $(Co_{93}P_7)_{100-Y}(Al_2O_3)_Y$ от концентрации Al_2O_3: 1 – в малых полях, 2 – в больших полях

Результаты измерения ширины линии ФМР нанокомпозитного материала $(Co_{93}P_7)_{100-Y}$ $(Al_2O_3)_Y$ с различной концентрацией Al_2O_3 представлены на рис. 2. В спектре ФМР нанокомпозитных порошков $(Co_{93}P_7)_{100-Y}(Al_2O_3)_Y$ наблюдаются две резонансные линии в малых (1<Hр<2,5 кЭ) и больших полях (8<Hр<10 кЭ). Интенсивность сигнала в области больших полей возрастает при увеличении доли Al_2O_3 в композите, что свидетельствует о формировании агломератов в виде цепочек частиц.

Работа выполнена при частичной поддержке целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП.2.1.1/2584.

ОПТИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛИМЕРАХ С СУПЕРПАРАМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Р.М. Айнбиндер

Institute of Chemical Technology, Prague, Czech Republic

Применение наноматериалов открывает широкие перспективы благодаря появлению у вещества в наноразмерном состоянии уникальных свойств. В настоящее время на основе наночастиц разрабатываются высокоспецифичные диагностические системы и эффективные методы терапии.

Целью данной работы является создание, экспериментальное и теоретическое исследование миниатюрных пористых структур на основе полимеров (в частности, полиметилметакрилата) с магнитными наночастицами оксидов железа, способных изменять их локальные свойства (тепловыделение на магнитных примесях, пористость, диаметр пор) под воздействием внешних импульсов (магнитное поле, pH, температура, химический состав раствора). Наночастицы оксидов железа использовались для создания локальных центров нагрева в диэлектрической полимерной матрице, что открывает возможности для биомедицинского применения магнитных наночастиц: биосенсоры, управляемая локальная гипертермия опухолей, целевая доставка препаратов и др.

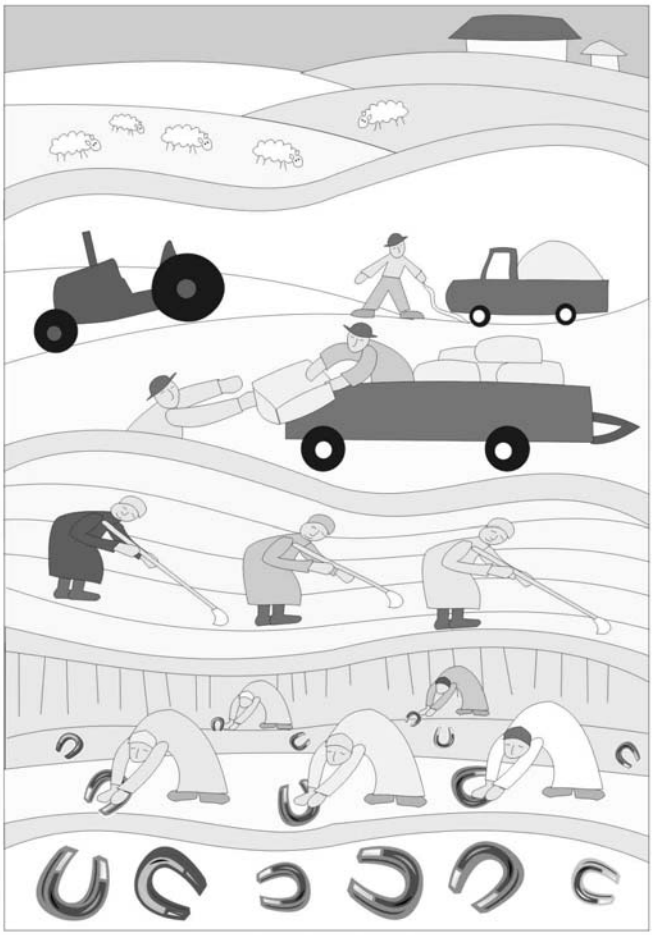
Теоретически было проведено исследование поведения наночастиц в полимерной матрице под воздействием электромагнитного излучения (на основе теории Ми). Обсуждается влияние формы наночастиц – как сферической, так и не сферической (например, эллипсоидальной) на спектры оптической экстинкции наночастиц. Обсуждаются физические процессы, ответственные за особенности экспериментальных оптических спектров полимерных материалов с наночастицами.

Также были исследованы эффекты перемагничивания однодоменных (т.н. суперпарамагнитных) частиц внешним переменным магнитным полем (в рамках теории Стонера – Вольфарта). Для наночастиц оксида железа с размером меньше критического (который составляет порядка 10 нм), обладающих типом симметрии легкая ось, рассчитана величина критического поля, при котором происходит переключение спиновой системы из метастабильного состояния в стабильное. Рассчитана величина тепловой энергии, выделяемой наночастицами при поглощении энергии магнитного поля (при превышении амплитудой поля критического значения) благодаря ларморовской прецессии спина из метастабильного состояния в стабильное за время порядка времени спин – решеточной релаксации. Данная величина энергии хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Секция БЮ

Мы во власти магнитного плена.
Никогда не браните его.
Много разных полей во Вселенной,
Но магнитное - лучше всего.

Юрий Грубов, «Во власти магнитного плена»



ГЕОМАГНЕТИЗМ, ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ И МАГНЕТИЗМ ГОРНЫХ ПОРОД

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СОСТАВ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ В РЕЛИКТАХ ДРЕВНИХ АРХЕОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ТЕРРИТОРИИ ДАНИИ

Т.С. Гендлер[1], Н. Абрахамсен[2], А. Антонов[3], А.А.Новакова[3]

[1] Институт Физики Земли РАН, Москва,
[2]Department of Earth Sciences, Aarhus University, Denmark,
[3]Московский государственный Университет, Физический факультет, Москва

В последние десятилетия для обнаружения реликтов некоторых древних археологических объектов, находящихся под поверхностью земли, стал широко применяться очень эффективный метод магнитной разведки [1-3]. Основа этого метода в том, что те объекты, в состав остатков которых входят магнитные железосодержащие минералы, обладают более высокой магнитной восприимчивостью, чем окружающие поверхностные породы, и в них под действием магнитного поля Земли индуцируется намагниченность, которая может быть определена как локальная магнитная аномалия. Это дает возможность определить местонахождение магнитного объекта под землей, что с успехом применяется на территории Дании, где было обнаружено множество древних археологических объектов разного назначения расположенных под землей: шлаки, оставшиеся в результате выплавки железа из болотной руды в плавильных печах железного века (II-VII вв), остатки средневековых печей для обжига керамики и строительных кирпичей. Однако зарегистрированный суммарный магнитный сигнал дает возможность обнаружения объекта в целом, но не позволяет исследовать более детально процессы древнего производства. В свою очередь векторные и скалярные магнитные характеристики и состав образцов, определяются направлением геомагнитного поля в данное время, исходным материалом в исследуемом регионе Земного шара и особенностями применяемой техники плавления и обжига. Их изучение современными методами физики твердого тела могут дать уникальные сведения для датировки (2,3) и сравнительных оценок типов производства на различных территориях в пределах одной страны и в масштабе развития мировой цивилизации.

В данной работе сообщаются первые результаты комплексного исследования образцов древних шлаков из плавильных печей, вскрытых в районе Snorup (юго-западная часть Дании). Для определения железосодержащих минералов, которые дают вклад в суммарную намагниченность объектов, исследование образцов было проведено с помощью термомагнитного анализа (ТМА), мессбауэровской спектроскопии и рентгеновской дифракции.

ТМА проводился с использованием магнитных весов Кюри в диапазоне температур 20-800^{o}C в магнитном поле 0.45 Т. Мессбауэровские спектры измерялись на спектрометре с постоянным ускорением с источником ^{57}Co(Rh) в геометрии прохождения при комнатной температуре. Математи-

ческая обработка экспериментальных спектров проводилась с использованием программного обеспечения UNIVEM MS.

Шлаки оказались негомогенными по составу. Их мессбауэровские спектры в основном представляют собой сумму нескольких парамагнитных дублетов разной интенсивности (рис.1 F4), иногда дополнительно проявляются слабоинтенсивные магнитно расщепленные

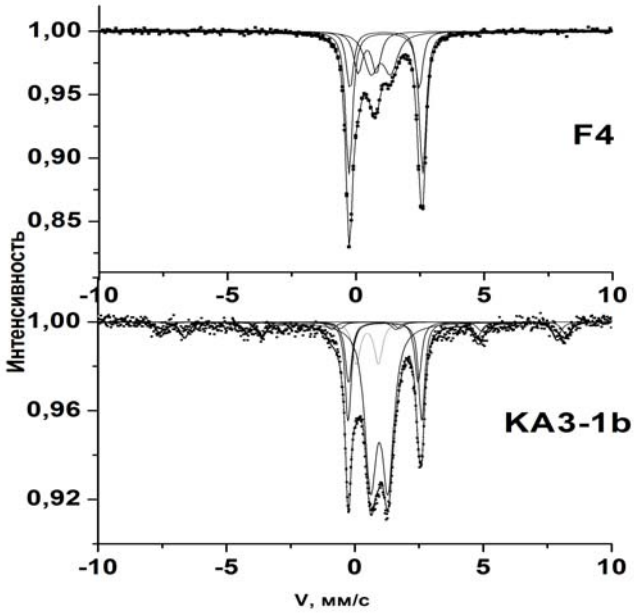


Рис.1. Мессбауэровские спектры двух представительных образцов древних шлаков.

секстеты (рис.1 KA3-1b). Анализ спектров показал, что основными железосодержащими минералами шлаков являются фаялит (Fe_2SiO_4), вюстит (FeO) и суперпарамагнитные окислы/гидроокислы железа с размерами частиц <13nm в различном количественном соотношении. Присутствие фаялита и вюстита как основных фаз было подтверждено рентгенографически. Слабый секстет относится к замещенному магнетиту. Исходя из чисто парамагнитных мессбауэровских спектров, подобных F4, невозможно предположить наличие сильного магнитного сигнала на поверхности перекрывающих такие объекты почв. Однако термомагнитный анализ выявил магнитные фазы во всех образцах шлака с температурами Кюри от 450 до 580^{o}C и выше 750^{o}C, что указывает на наличие замещенного магнетита, скорее всего титаномагнетита различного состава, стехиометрического магнетита и металлического железа. По термомагнитному анализу также проявляется негомогенность шлаков как по составу, так и по концентрации магнитных соединений. В некоторых образцах (рис.2, F4, KA3-1b) в области температур 300-400^{o}C наблюдался пик намагниченности при увеличении температуры, отвечающий фазовому переходу вюстита в магнетит, что сопровождалось ростом намагниченности после охлаждения в 6-13 раз (рис.2, F4, KA3-1b). В ряде других образцов лабораторный нагрев приводил к падению первич-

ной намагниченности (рис.2, КА2-1b). Анализ изменения состава и магнитных

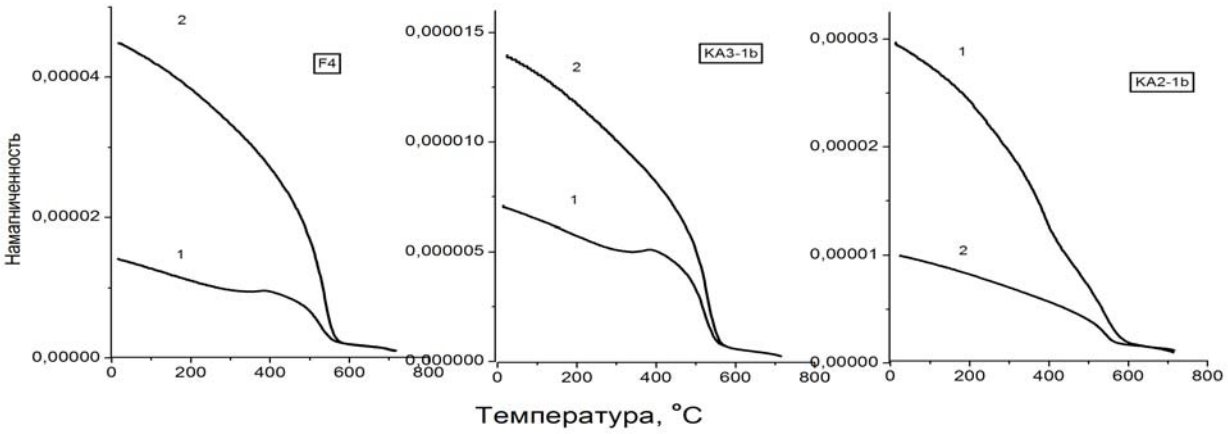


Рис.2. Термомагнитные кривые древних шлаков.
1-первый нагрев, 2-второй нагрев.

характеристик шлаковых образцов, отобранных из различных точек одного объекта, дает возможность смоделировать условия выплавки железа и определить параметры древней плавильной печи. Сравнение полученных характеристик мессбауэровских спектров шлаков Snorup'a со спектрами шлаков древних плавильных печей Японии (Kansai,Okayma (4)) позволил получить как общие черты процесса выплавления металла в железном веке, несмотря на существенную отдаленность территорий, так и региональные отличия.

1. T. Smekalova, Olfert Voss, S. Smekalov, Magnetic survey for archeology. Saint Petersburg: Publishing house of Polytechnic University (2005)
2. Niels Abrahamsen, Bo Holm Jacobsen, Uwe Koppelt, Philip De Lasson, Tatiana Smekalova and Olfert Voss. Archaeol. Prospect. **10**, 91-100 (2003)
3. M. Gram-Jensen, N. Abrahamsen and A. Chauvin. Phys. Chem. Earth(A), **25**, No. 5, 525-531 (2000)
4. A. Nakanishi, T. Kobayashi, S. Miono. J.Radioanalitic. and Nucl. Chem., **239,** N2, 309-311 (1999)

ИЗМЕНЕНИЕ МОДУЛЯ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 80 ТЫСЯЧ ЛЕТ ПО ДАННЫМ ПАЛЕОМАГНИТНОГО ИЗУЧЕНИЯ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД ОХОТСКОГО МОРЯ

Печников[1] В.С., Михальченко[1] Г.В., Горбаренко[2] С.А.

[1]Дальневосточный государственный университет, Владивосток, Россия
[2]ТОИ ДВО РАН, Владивосток, Россия

Колонка, осадочные породы которой использовались для палеомагнитного анализа, была отобрана в 28 рейсе НИС “Академик Лаврентьев” в рамках российско-германского проекта “КОМЕХ”. Место отбора - точка с координатами: $51^0$20,045 N, $147^0$10,613 E, глубина воды 1312 м. Длина колонки 8 м, ориентировочный возраст нижнего горизонта - 80 тыс. лет. Связь глубины залегания слоев с возрастом (глубинно-возрастная модель) установлена и описана в (1) по анализу магнитной восприимчивости осадков, радиоуглеродным методом, возрастом слоя тефры и особенностями изменения во времени индукции геомагнитного поля. Окончательная непрерывная модель устанавливалась линейной интерполяцией между имеющимися реперными точками. При возможном изменении скорости осадконакопления это могло привести к некоторым отклонениям рассчитанного и реального возраста слоев. Для исследования изменений климата, гидрологии и продуктивности моря важны точные знания возраста осадков на шкале тысячелетий. Возможности палеомагнитного метода при решении такой задачи еще не использованы в полном объеме.

Для проведения палеомагнитных исследований из поднятой колонки отбирались образцы в пластмассовые контейнеры, имеющие форму куба с ребром 24 мм. Ось “z” на каждом контейнере выбиралась совпадающей с осью колонки “верх-низ” и единственная из осей координат совпадала с осью “z” географической системы координат. Компоненты естественной намагниченности (ЕН), направленные вдоль произвольно ориентированных в горизонтальной плоскости осей “x” и “y”, измерялись для определения модуля ЕН образца. При прочих равных условиях величина ЕН пропорциональна модулю индукции магнитного поля Земли во время образования осадка. Величина и направление (вверх, вниз) вертикальной компоненты намагниченности I_z позволяет судить о знаке и значении наклонения геомагнитного поля.

Измерение компонент ЕН проводились на рок-генераторе высокой чувствительности. Из колонки было отобрано 315 образцов через 2,5 см. Результаты измерения модуля ЕН в зависимости от интерполированного возраста приведены на рис. 1. Обращает на себя внимание, по-видимому, ошибочная оценка возраста нижнего слоя колонки, сделанная в [1]. Линейная

интерполяция с привязкой к возрасту геомагнитных экскурсов и другим точкам показывает, что возраст этого слоя ближе к 90 тысячам лет (рис. 1).

Из рисунка видно, что от 63 до 41 тыс. лет наблюдается близкий к линейному подъем намагниченности, после чего наблюдаются ее резкий спад до 20 А/м и подъем (на протяжении около двух тысяч лет) соответствующие по времени событию Лашамп, затем происходит спад и подъем ЕН, соответствующие экскурсу Моно Лейк с минимумом намагниченности при 34 тыс. лет. Дальше до 20 тыс. лет ЕН уменьшается, затем быстро (за 1-2 тыс. лет) возрастает до 25 А/м и до настоящего времени, вернее до 10 тыс. лет, линейно уменьшается.

Полученные данные можно сравнить с результатами определения палеоинтенсивности геомагнитного поля, приводимыми в [2]. В этой работе даются результаты палеомагнитного анализа осадочных пород шести колонок, отобранных в северной части Атлантического Океана. Места отбора колонок удалены друг от друга более чем на 5000 км. На рис. 2 мы приводим взятый из работы [2] результат измеренной палеоинтенсивности геомагнитного поля за последние 75 тыс. лет.

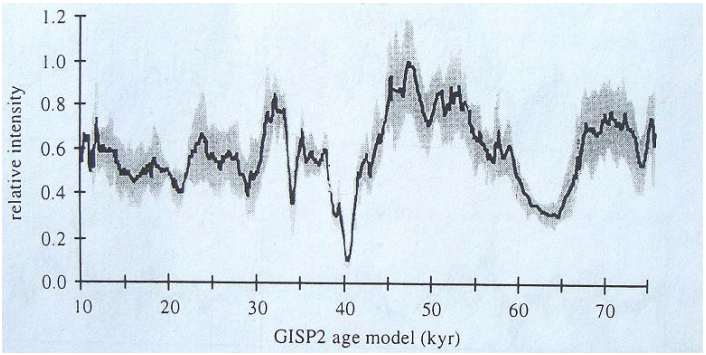


Рис. 2. Палеоинтенсивность геомагнитного поля за последние 75 тыс. лет.

На интервале 75-67 тыс. лет наблюдается почти постоянное поле с относительной интенсивностью примерно 0,7, что соответствует широкому горбу с серединой на 72 тыс. лет на рис.1. Времени 63-64 тыс. лет соответствует

минимум интенсивности, ярко выраженный на обоих рисунках. Как и в нашем случае, на интервале 63 – 45 тыс. лет интенсивность возрастает почти по линейному закону. В дальнейшем наши результаты несколько расходятся: перед событием Лашамп на рис.2 интенсивность поля заметно падает (на интервале 47 – 42 тыс. лет), на рис.1 до события Лашамп продолжается рост интенсивности. При 40 тыс. лет наблюдается острый минимум – Лашамп, при 34 тыс. лет спад, соответствующий событию Моно Лейк. В дальнейшем до 10 тыс. лет изменения поля незначительны и отличаются по (2) для различных колонок.

В нашей работе была определена остаточная намагниченность насыщения I_{rs} для каждого образца. Отношение ЕН к I_{rs} должно исключить влияние концентрации ферромагнитной фазы на вычисленную индукцию геомагнитного поля. Кривые $ЕН/I_{rs}$ (здесь не приводятся) заметно отличаются от кривых ЕН. Можно предположить, что использование остаточной намагниченности насыщения перспективно для исключения влияния концентрационного фактора.

Основные выводы.

1. Общие черты длиннопериодных (до нескольких десятков тысяч лет) изменений геомагнитного поля по результатам исследования осадочных пород Охотского моря и северной части Атлантического Океана сохраняются, т.е. имеют глобальный характер и должны быть учтены при построении геомагнитного динамо.
2. Наблюдаемые особенности поведения геомагнитного поля за последние 90 тыс. лет, их глобальный характер и время проявления могут быть использованы для временной стратиграфии осадочных пород.

1. Gorbarenko S.A., Goldberg E.L., Kashgarian M., Velivetstaya T.A., Zakharov S.P., Pechnikov V.S., Bosin A.A., Psheneva O.Y., Yvanova E.D., J. Oceanography, **63**, 609 (2007).
2. Carlo Laj, Kissel C., Mazand A., Channell J.E., Beer J., Phil. Trans. R. Soc. Land. A, **358** 1009 (2000) .

ПРОБЛЕМА НЕДИПОЛЬНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ НА ГРАНИЦЕ ПАЛЕОЗОЯ И МЕЗОЗОЯ И ЗАНИЖЕНИЕ ПАЛЕОМАГНИТНЫХ НАКЛОНЕНИЙ: ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПУТИ ЕЁ РЕШЕНИЯ

О.И. Хачко, В.Э. Павлов, Р.В. Веселовский, Т.С. Гендлер

Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта РАН

Основной вопрос при использовании записи о магнитном поле Земли в осадках – точность, с которой их детритовая осадочная намагниченность (DRM), образующаяся в процессе осаждения и литификации осадочных горных пород фиксирует направление, существующего во время осаждения земного магнитного поля. Существует целый ряд механизмов, конкурирующих с ориентирующим влиянием магнитного поля Земли на осаждающиеся магнитные частицы, результатом чего является занижение магнитного наклонения (ЗМН) в формирующемся осадке по сравнению с существующим наклонением I_H.

Эффект ЗМН был неоднократно подтвержден в экспериментах по лабораторному переосаждению естественных и искусственных осадков. При переосаждении частиц разных размеров и происхождения явно наблюдались различия величин наклонения полученной DRM и наклонения лабораторного магнитного поля

Наиболее важными факторами, влияющими на занижение наклонения, являются:

1) форма осаждающихся магнитных частиц,
2) размеры осаждающихся магнитных частиц,
3) коагуляция,
4) способы уплотнения осадка,
5) рельеф поверхности, на которую осаждаются магнитные частицы разных размеров,
6) придонные течения [1-9].

Одна из возможностей оценки и введения поправки на ошибку наклонения заключена в использовании теоретической модели, предложенной Джексоном [10].

Модель не зависит от причин, вызвавших занижение наклонения:

$$\frac{tgI_{DRM}}{tgI_H} = \frac{q_z(a+2)-1}{q_x(a+2)-1}$$

где I_{DRM} – наклонение измеренной DRM,

I_H – наклонение магнитного поля, в котором образовалась DRM,

$$q_z = \frac{ARM_z}{ARM_x + ARM_y + ARM_z}$$

$$q_x = \frac{ARM_x}{ARM_x + ARM_y + ARM_z}$$

ARM – безгистерезисная остаточная намагниченность, созданная в лаборатории,

a - анизотропия отдельного магнитного зерна, $a = \frac{ARM_{easy\ axis}}{ARM_{hard\ axis}}$.

Эксперимент ставится следующим образом:

1) величины ARM_x – измеряются на естественных образцах (у которых предварительно была измерена DRM);
2) фактор анизотропии определяется по ARM, созданной на дублях естественных образцов, полученных в результате экспериментов по переосаждению магнитных частиц искусственного осадка в средах с различной вязкостью при воздействии сильного постоянного магнитного поля. В этом случае наиболее четко должна проявиться роль длинных частиц в искусственном осадке.

1. R.F. King, Mon. Not. R. astr. Soc., Geophys. Suppl., 7, 115 (1955).
2. A. I. Rees, Geophys. J. R. astr. Soc., 5, 235 (1961).
3. K. L. Verosub, Rev. Geophys. Space Phys., 15, 129 (1997).
4. R. Lovlie and T. Torsvik, Geophys. Res. Lett., 11, 229 (1984).
5. M. Celaya and B. M. Clement, Geophys. Res. Lett., 15, 52 (1988).
6. R. Lu et al., J. geophys. Res., 95, 4531 (1990).
7. R. A. Blow and N. Hamilton, Geophys. J. R. astr. Soc., 52, 13 (1978).
8. G. L. Anson and K. P. Kodama, Geophys. J. R. astr. Soc., 88, 673 (1987).
9. L. Tauxe, Earth Planet. Sci. Lett., 244, 515 (2006).
10. M. J. Jackson et al., Geophys. J. Int., 104, 95 (1991).

Секция ВС

Альфред Нобель считается первым изобретателем
динамита только по той простой причине,
что предыдущих не удалось опознать.

Стас Янковский

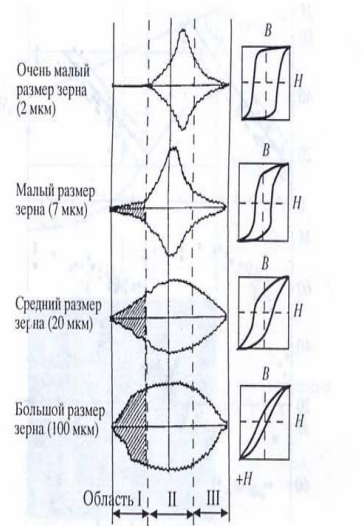
НОВЫЕ МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ: СИНТЕЗ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА I

ДИАГНОСТИКА ОСОБЕННОСТЕЙ НАНОСТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЕРСПЕКТИВНЫХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ

А.Г.Лаврентьев, Н.И.Носкова, В.В.Шулика, Г.С.Корзунин, А.П.Потапов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Аморфные ленты сплавов $Fe_5Co_{70}Si_{15}B_{10}$, $Fe_{60}Co_{20}Si_5B_{15}$, $Co_{81,5}Mo_{9,5}Zr_9$, $Fe_{73,5-x}Co_xCu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$ (x=0, 10, 20, 30 ат..%) , $Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$, $Fe_{73,5}Cu_1Nb_{1,5}Mo_{1,5}Si_{13,5}B_9$, $Fe_{69}Cu_1Nb_{1,5}Mo_{1,5}Co_{4,5}Si_{13,5}B_9$, различающиеся по химическому составу, получали методом закалки из расплава на вращающийся медный диск. Изучено влияние структурного состояния аморфных сплавов на их магнитные характеристики при разных условиях нанокристаллизации. Установлена корреляция особенностей тонкой структуры и размера зерен исследованных сплавов с магнитными параметрами, а также - с информативными параметрами эффекта Баркгаузена (рис.1). Приводится объяснение обнаруженным эффектам: смещение положения и величина размытия пиков на огибающей потока скачков Баркгаузена (рис.2), на основании учета размера нанозерен матрицы и химического состава нанофазы.



а

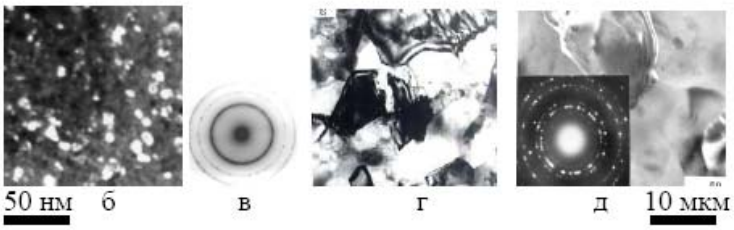
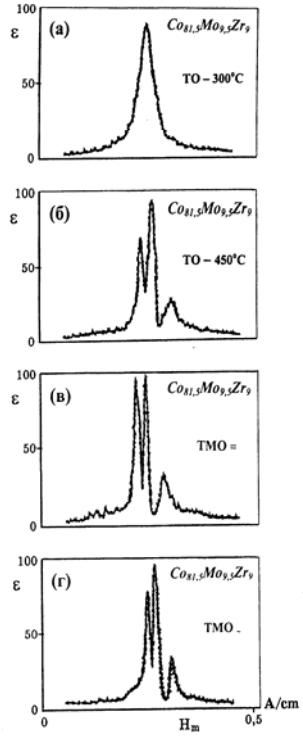


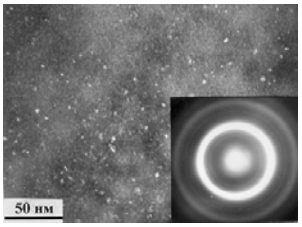
Рис.1. Изменение параметров эффекта Баркгаузена в зависимости от размера структурного зерна в субмикро- и микрокристаллическом структурном состоянии (**а**) и электронно-микроскопические снимки структуры в режиме темного поля (**б**) с картиной микродифракции (**в**) и в режиме светлого поля (**г, д**) с размером зерна d = 10 нм (**б**), 2мкм (**г**), 20 мкм (**д**).

Исследована температурно-временная стабильность нанокристаллических магнитомягких сплавов, отличающихся по химическому составу. Обнаружено влияние предварительного низкотемпературного отжига при нанокристаллизации на структуру и магнитные свойства исследуемых нанокристаллических сплавов. Установлено, что влияние предварительного низкотемпературного отжига

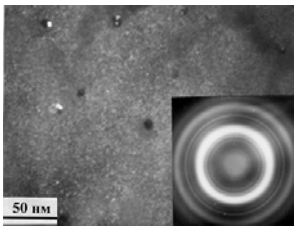
при нанокристаллизации на магнитные параметры связано с релаксацией внутренних упругих напряжений, а также с процессами предвыделений



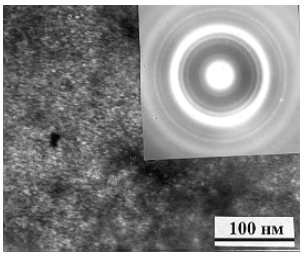
а



б



в



г

Рис.2. Изменение параметров эффекта Баркгаузена в аморфно-нанокристаллических структурных состояниях (**а**) и электронно-микроскопические снимки струк-туры с картинами микродифракции сплава после различных ТО и ТМО: **б** – после отжига 300^{O}С- 2 ч (нанофазы **ά-Co, β-Co**); **в**- после ТО при 450^{o}С-1ч -(нанофазы **ά-Co, β-Co** и **Co_2(Mo,Zr**); **г**-после ТМО в постоянном магнитном поле при температуре 450^{o}С-1 ч-(нанофазы **ά-Co, β-Co** и **Co_2(Mo,Zr**) (пики отражают наличие нанофазы- нанозерен).

центров кристаллизации. Показано, что химический состав выделяющихся нанофаз исследуемых нанокристаллических сплавов влияет не только на магнитные свойства, но и на их температурную стабильность. Наиболее высокой температурно-временной стабильностью обладает нанокристаллический сплав $Fe_{73,5}Cu_1Nb_{1,5}Mo_{1,5}Si_{13,5}B_9$.

Впервые показано, что параметры эффекта Баркгаузена коррелируют с особенностями тонкой структуры на начальной стадии нанокристаллизации аморфных и аморфно-нанокристаллических сплавов и могут быть использованы для контроля структурного состояния этих сплавов.

Совокупность полученных и имеющихся данных об изменении параметров эффекта Баркгаузена при расстекловывании и нанокристаллизации аморфных сплавов, с учетом данных об изменении параметров эффекта Баркгаузена в зависимости от размера зерна в микрокристаллических сплавах может быть рекомендована для диагностики структурного состояния микро -, субмикронано-кристаллических сплавов, а также - для аморфных материалов.

По результатам исследования получен патент на метод " Магнитной структуроскопии ".

ЛЕГИРОВАННЫЕ МАРГАНЦЕМ ХАЛЬКОПИРИТЫ $CdGeAs_2$, $ZnGeAs_2$ и $ZnSiAs_2$ – НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ СПИНТРОНИКИ

Л.И. Королева[1], Д.М. Защиринский[1], Т.М. Хапаева[1], С.Ф. Маренкин[2], И.В. Федорченко[2], С.А. Варнавский[2], Р.А. Шимчак[3], Б. Крзуманска[3]

[1]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия
[2]Институт общей и неорганической химии РАН, Россия
[3]Институт физики ПАН, Польша

Начиная с 90-х годов активно развивается новое направление физики твердого тела, связанное с возможностью переноса ориентированного спина электрона из ферромагнетика в немагнитный полупроводник. Прикладное направление этих исследований получило название “спинтроники”. Эти исследования важны для создания одноэлектронных логических структур и спин-информационных систем для информатики. В твердотельной электронике спиновый токоперенос открывает новую возможность управлять магнитным полем характеристиками различных устройств: диодов, триодов и т.д. Использование в качестве эммитеров поляризованных спинов ферромагнитных (ФМ) металлов дает степень спиновой поляризации не более 10%. Значительно более высокая степень поляризации до 100% была получена в структурах полупроводник-EuO и полупроводник - халькогенидные шпинели, но при криогенных температурах, что не удобно для практических приложений. Кроме того, в этом случае возникают большие технологические проблемы для создания хорошего электрического контакта между ФМ и полупроводником.

Решить эти проблемы: получить хороший электрический контакт и высокую степень поляризации по спину тока можно, создав ФМ полупроводник с точкой Кюри T_C выше комнатной путем легирования примесями с неполностью заполненными 3*d*-оболочками используемого в устройствах немагнитного полупроводника, в первую очередь, соединений $A^{III}B^{V}$. Наиболее изученным представителем этого класса материалов является $Ga_{1-x}Mn_xAs$, в котором был обнаружен ФМ с $T_C < 170$ К. Однако для применений в спинтронике нужны ФМ полупроводники с точками Кюри выше комнатной температуры. Недавно высокотемпературный ФМ был обнаружен в халькопиритах $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$, легированных Mn. Это были соединения $CdGeP_2$:Mn [1], $ZnGeP_2$:Mn [2], и $ZnSnAs_2$:Mn [3], в которых T_C достигала 350 К. В нашей работе исследованы новые халькопириты $CdGeAs_2$:Mn с T_C = 355 К, $ZnGeAs_2$:Mn, в котором T_C была еще выше - 367 К, и $ZnSiAs_2$:Mn с T_C = 337 К. Ценность последнего соединения состоит в том, что оно совместимы с «кремниевой технологией», т.е. с возможностью проводить на них эпитаксию и другие технологические процессы, позволяющие создавать устройства твердотельной электроники.

Для применений в спинтронике к легированным Mn разбавленным полупроводникам предъявляются требования, важные для применений немагнитных полупроводников: преимущественно ковалентный тип связи; малые эффективные массы носителей заряда, относительно высокие подвижности электронов и дырок; сохранение абсолютных минимумов и максимумов зоны проводимости и валентной зоны в центре зоны Бриллюэна. Тройные полупроводники $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$ являются кристаллохимическим и электронным аналогом полупроводников $A^{III}B^{V}$. Основные особенности, характеризующие соединения $A^{III}B^{V}$, и важные для применения полупроводников, сохраняются и у соединений типа $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$. Однако существует ряд проблем. С одной стороны, как показывает опыт, для высоких температур Кюри нужна достаточно высокая добавка Mn, что приводит к кластрированию примесей. Наличие ФМ кластеров увеличивает спиновую поляризацию носителей тока и в то же время приводит к уменьшению подвижности. Это связано с тем, что в ФМ кластере спины, будучи сильно скоррелированными, когерентно рассеивают носители тока. Следовательно, необходимо искать путь к получению разбавленных магнитных полупроводников с оптимальными для спинтроники свойствами. Для достижения желаемого компромисса прежде всего необходимо выяснить природу ФМ в них и влияние ФМ на их электрические свойства, в первую очередь на подвижность и концентрацию носителей тока, чему и посвящена наша работа. Следует заметить, что не существует единой точки зрения на природу ФМ в разбавленных магнитных полупроводниках.

Наши исследования показали, что температурная зависимость намагниченности $M(T)$ изученных нами составов, перечисленных выше, имеет сложный характер, что видно из рис. 1-3. На рис. 1: кривая 1 - экспериментальная кривая, 2 - $M(T)$-зависимость ансамбля суперпарамагнитных кластеров с моментом 55 μ_B, 3 – разность между кривыми 1 и 2. При низких температурах наблюдается резкое возрастание намагниченности с падением T, при этом $M(T)$-зависимость подчиняется функции Ланжевена, что свидетельствует о суперпарамагнитном поведении с величиной кластеров ~ 1-100 μ_B. При более высоких температурах в составах $ZnSiAs_2$:Mn и $CdGeAs_2$:Mn появлялась спонтанная намагниченность с заниженным, по сравнению с полным ФМ упорядочением ионов Mn, магнитным моментом, что указывает на то, что эта фаза содержит фрустрированные области. При этом ее намагниченность возрастает с уровнем легирования. Как видно из рис. 2 и 3, в составе $ZnGeAs_2$:Mn после суперпарамагнитной фазы выше 15 K имеет место состояние спинового стекла и при более высоких температурах – ФМ фаза, содержащая фрустрированные области. Этот результат согласуется с выводами теоретических работ, в которых указывалось, что эффективное обменное взаимодействие в халькопиритах определяется конкуренцией между обменом через носители заряда и сверхобменом. В рассматриваемой системе $ZnGeAs_2$:Mn при низких температурах удельная проводимость ни-

же и осуществляется СС-состояние. В указанных работах не учитывалось существование наблюдавшихся нами ФМ кластеров.

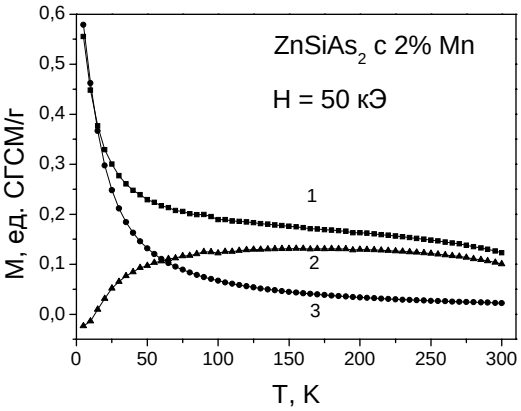


Рисунок 1.

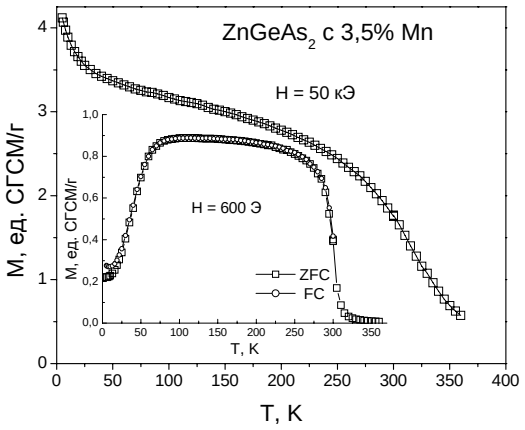


Рисунок 2.

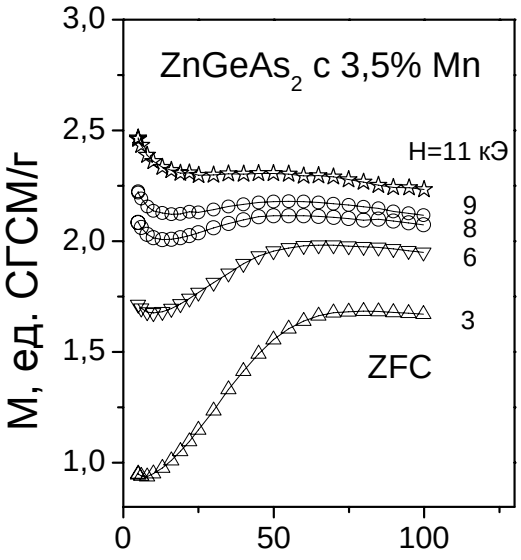


Рисунок 3.

По-видимому наличие ФМ кластеров присуще этим разбавленным магнитным полупроводникам. Как было показано в [4], в разбавленных магнитных полупроводниках типа GaAs:Mn имеет место притяжение между ионами Mn в соседних узлах и модифицированное для наноразмерных объектов РККИ взаимодействие приводит к образованию наноразмерных ФМ кластеров. Выводы работы [4] базировались на том экспериментальном факте, что гомогенизирующие отжиги GaAs:Mn не привели к уничтожению ФМ кластеров. Так как халькопириты $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$ являются кристаллохимическим аналогом соединений $A^{III}B^{V}$, можно ожидать, что выводы работы [4] справедливы и для соединений $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$:Mn, что и вызывает образование в них наноразмерных кластеров. Таким образом показано, что рассмотренные новые материалы спинтроники – неоднородные магнетики.

1. G.A. Medvedkin, T. Ishibashi, et al, Jpn J. Appl. Phys., **39**, L 949 (2000).
2. G.A. Medvedkin, K. Hirose, et al, J. Cryst. Growth, **236**, 609 (2002).
3. S. Choi, G.-B. Cha, S.C. Hong, et al, Solid State Commun., **122**, 165 (2002).
4. E.Z. Meilikov, R.M. Farzetdinova, Phys. Rev. **B75**, 052402 (2007).

ГИГАНТСКИЙ МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАНГАНИТЕ $PrBaMn_2O_6$ С УПОРЯДОЧЕНИЕМ КАТИОНОВ А - ПОДРЕШЕТКИ

Д.М. Защиринский, Л.И. Королева, К.А. Плотников, Н.С. Перов, А.Р. Кауль, О.Ю. Горбенко, В.С. Калитка

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Большая величина магнетокалорического эффекта (МКЭ) открывает возможность создания охлаждающих устройств на основе твердотельных хладагентов. Эти вещества превосходят газовые хладагенты по таким параметрам, как удельный объём и экологическая безопасность. В данной работе обнаружен гигантский МКЭ, достигающий 4.9 К в магнитном поле H = 11.3 кЭ, в манганите $PrBaMn_2O_6$, в котором катионы Pr и Ba кристаллографически упорядочены. МКЭ был изучен прямым методом: измерялось изменение температуры образца при приложении к нему магнитного поля в адиабатических условиях. На рис. 1 показана температурная зависимость МКЭ ΔT при H = 11.3 кЭ, из которого видно, что МКЭ отрицателен и его абсолютная величина $|\Delta T|_{max}$ проходит через широкий максимум в районе T_{min} = 248 К. Оказалось, что $|\Delta T|_{max}$ и T_{min} возрастают с увеличением магнитного поля в области изученных полей $8 \le H \le 11.3$ кЭ, что показано на рис. 2. Экстраполяция прямой $T_{min}(H)$ в область комнатной температуры 293 К дает T_{min} = 15.5 кЭ и в этом поле $|\Delta T|_{max}$, полученное экстраполяцией прямой $|\Delta T|_{max}(H)$, равно 9.7 К. Это рекордная величина МКЭ.

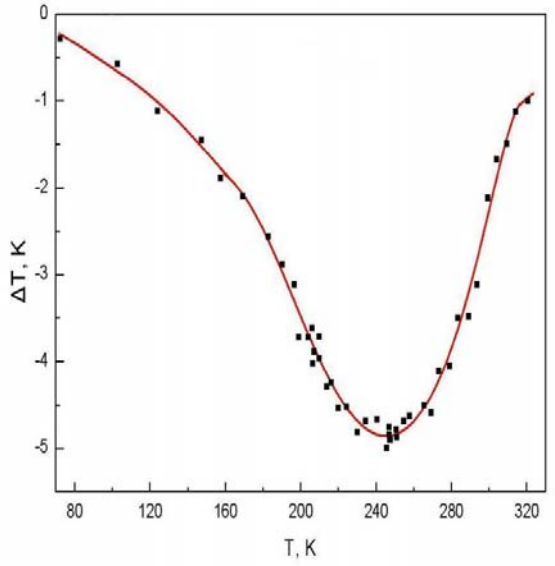


Рисунок 1.

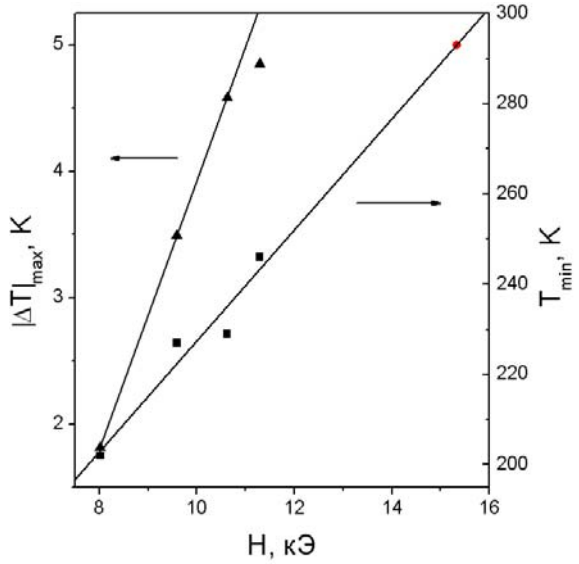


Рисунок 2.

Намагниченность образца была измерена с помощью вибрационного магнитометра (Lake Sore, USA) и парамагнитная восприимчивость – весовым методом с электромагнитной компенсацией. Температурная зависи-

мость намагниченности в области магнитных полей до 11.3 кЭ, в которых был изучен ΔT-эффект, имеет резкий максимум вблизи T_{min} и ниже этого максимума ее величина мала: она не превышает 1 ед.СГСМ/г. Кривые намагниченности от температуры, измеренные в FC и ZFC условиях, в магнитном поле 200 Э, совпадают. Петля гистерезиса намагниченности, измеренная в сильном магнитном поле, очень узкая. Такое поведение намагниченности характерно для антиферромагнетика. Температурная зависимость парамагнитной восприимчивости подчиняется закону Кюри-Вейсса, при этом парамагнитная температура Кюри положительна и равна 297.5 К. Это свидетельствует о значительном вкладе положительных обменных взаимодействий в суммарный обмен кристалла.

Известно, что в манганитах $Re_{0.5}M_{0.5}MnO_3$ (Re – редкоземельный ион и M – Sr, Ca, Ba) магнитная структура сложная. Как показали данные нейтронной дифракции, в образце имеются магнитные кластеры 3-х типов: ферромагнитные и антиферромагнитные CE- и A-типа [1]. Кристаллическая структура изученного нами состава близка к указанной выше, поэтому в ней также можно ожидать присутствия антиферромагнитных кластеров с преобладающими антиферромагнитными взаимодействиями (CE-тип) и слоистым антиферромагнитным порядком (A-тип). Как известно, ΔT-эффект очень чувствителен к типу магнитного порядка: у ферромагнетиков он положителен, а у ферромагнетиков – отрицателен. В этом случае можно предположить, что за отрицательность ΔT-эффекта и поведение намагниченности в зависимости от температуры и магнитного поля ответственны антиферромагнитные взаимодействия в антиферромагнитных кластерах CE- и A-типов, а за положительность парамагнитной температуры Кюри – ферромагнитные взаимодействия в ферромагнитных слоях антиферромагнитных кластеров A-типа и ферромагнитных кластеров.

К.П. Беловым было показано [2], что наличие слабой магнитной подрешетки в ферритах-гранатах приводит к отрицательному МКЭ в области парапроцесса, при этом МКЭ становится нечетным по отношению к магнитному полю. Причина этого явления – подмагничивание суммарной сильной подрешеткой слабой подрешетки, состоящей из Re-ионов, температура Кюри которых ниже, чем у сильной подрешетки. При этом наблюдается антиферромагнитный парапроцесс, который вносит в ΔT-эффект значительно более высокий вклад, чем ферромагнитный парапроцесс. Поэтому большие величины МКЭ следует искать в материалах со слабой подрешеткой. Вероятно, этот случай имеет место в составе, изученном в данной работе. Действительно, этот состав содержит слабую подрешетку Pr, величина эффекта большая и он пропорционален магнитному полю.

1. E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo, Phys. Rep., **344**, 1 (2001).
2. К.П. Белов. Эффекты парапроцесса в ферримагнетиках и антиферро магнетиках. Москва: Физматлит (2001).

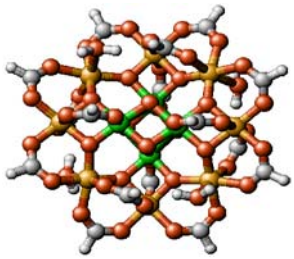
ФУЛЛЕРЕН-СОДЕРЖАЩИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫЕ МАГНЕТИКИ СЕМЕЙСТВА КЛАСТЕРОВ Mn_{12}

Н.Г. Спицына[1], В.С. Загайнова[2], Т.Л. Макарова[2,3], Е.Б. Ягубский[1]

[1] *Институт Проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Московской обл., Россия*
[2] *Umea University, Department of Experimental Physics, 90187 Umeå, Sweden*
[3] *Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021Ст.Петербург, Россия*

Заинтересованность в сверхмалых магнитах экспоненциально возросла в последние несколько лет вследствие их успешного применения в устройствах с высокой плотностью хранения информации.

Высокоспиновые кластеры $Mn_{12}O_{12}(RCOO)_{16}(H_2O)_4$, являются одними из наиболее перспективных структурных единиц химического дизайна молекулярных магнетиков. Их суперпарамагнетизм связан с особенностями магнитных свойств в масштабе одной молекулы [1]. Кристаллическая структура этих кластеров характеризуется присутствием центрального кубанового фрагмента $Mn^{4+}{}_4O_4$, который окружен кольцом из восьми ионов Mn^{3+}, связанных мостиковыми кислородными лигандами. Антиферромагнитные обменные взаимодействия между четырьмя ионами Mn^{4+} с S = 3/2 и восемью ионами Mn^{3+} с S =2 приводят к образованию ферримагнитной структуры с полным спином молекулы S =10 в основном состоянии. При низких температурах эти кластеры проявляют необычные свойства, в частности квантовое туннелирование намагниченности и медленную магнитную релаксацию.



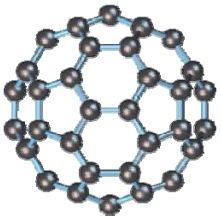
Mn_{12}

Молекулярный магнит Mn_{12} имеет высокий барьер анизотропии. Температура магнитного перехода T_c = 3 K высока с точки зрения молекулярных магнетиков, но не с точки зрения практических применений. Было предпринято немало попыток изменить лиганды оболочки с целью повышения барьера анизотропии, но, несмотря на тот факт, что было синтезировано более чем 60 производных Mn_{12}, барьер анизотропии не был существенно увеличен. Кроме того, квантовое туннелирование, являясь несомненно привлекательным объектом для теоретиков, оказалось фактором, ухудшающим свойства мономолекулярного магнита как хранителя информации, так как создает дополнительный механизм для переворота намагниченности, то есть это может ускорить потерю информации. Еще одно слабое место Mn_{12} было обнаружено в ходе нескольких попыток высаживания Mn_{12} молекул на различные поверхности. Оказалось, что свойства магнитного сигнала и даже его наличие/отсутствие зависит от условий осаждения [2]. Таким образом,

молекулы Mn_{12} являются крайне чувствительными как к окружающей среде, так и к измерительным методикам.

Известно, что многие чисто органические молекулы, как мостик, могут являться посредниками для обмена магнитных взаимодействий между металлами. Этот эффект в настоящее время активно изучается для использования в новых видах MRAM, для борьбы с тепловыми возбуждениями магнитных наночастиц, то есть преодоления суперпарамагнитного предела в изолированных частицах [3].

В нашей работе мы синтезировали кластеры $Mn_{12}O_{12}(RCOO)_{16}(H_2O)_4$, где R = C_6H_5 ($Mn_{12}Bz$); C_6F_5 ($Mn_{12}F_5$) и 1:1 комплексы с фуллереном: $Mn_{12}F_5C_{60}$ (**1**). $Mn_{12}BzC_{60}$ (**2**), исследовали их магнитные свойства, методом порошковой дифрактографии проведены структурные исследования, изучены инфракрасные и фононные спектры. Обнаружено сильное влияние молекул C_{60} на процессы квантового туннелирования.



C_{60}

1. D. Gatteschi and R. Sessoli, Angew. Chem. **42**, 268 (2003).
2. D.M. Seo, V. Meenakshi, W. Teizer, H. Zhao and K.R. Dunbar, J. Magn. Magn. Mat, 301, 31 (2006).
3.W. Wernsdorfer, M. Murugesu, G. Christou, Phys. Rev. Lett. **96**, 57 (2008)

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ $TbNi_2Mn$ И ЕГО ГИДРИДА $TbNi_2MnH_4$

Н.В. Мушников, В.С. Гавико, Е.Г. Герасимов, П.Б. Терентьев, И.А. Ткач

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Редкоземельный интерметаллид $TbFe_2$ с кубической структурой (фаза Лавеса типа $MgCu_2$) обладает рекордными значениями магнитострикции при комнатной температуре и находит применение в магнитострикционных преобразователях. Изоструктурные соединения $TbNi_2$ и $TbMn_2$ также демонстрируют гигантскую магнитострикцию, но имеют низкие температуры магнитного упорядочения. Недавно было обнаружено [1], что соединения RNi_2Mn с тяжелыми R элементами, в которых соотношение числа R и 3d-переходных атомов равно 1:3, тем не менее, имеют кубическую структуру, аналогичную структуре соединений RNi_2. В то же время, температура Кюри тройных соединений существенно превосходит T_C соответствующих бинарных фаз. В данной работе с целью установления влияния марганца на магнитные и магнитоупругие свойства проведено исследование магнитной восприимчивости, намагниченности в сильных полях, коэрцитивной силы и магнитострикции соединений $TbNi_2$ и $TbNi_2Mn$. Впервые получен гидрид $TbNi_2MnH_4$ и исследованы его магнитные свойства.

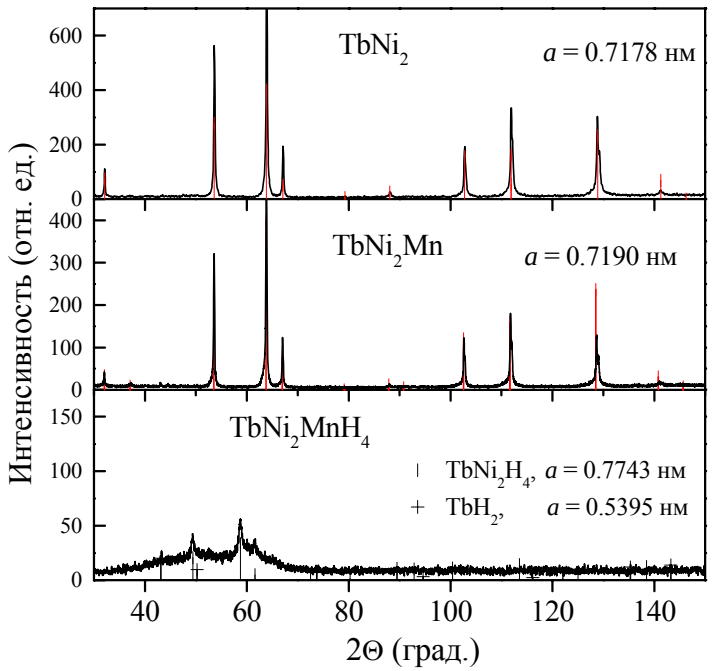


Рис.1. Рентгеновские дифрактограммы соединений $TbNi_2$, $TbNi_2Mn$ и $TbNi_2MnH_4$, снятые при комнатной температуре в Cr Kα излучении

Образцы были выплавлены в индукционной печи в атмосфере аргона и подвергнуты отжигу при 870°C в течение 1 недели. Гидрирование проводили в атмосфере газообразного водорода при давлении 0.5 МПа и комнатной температуре. Количество поглощенного водорода определяли по изменению массы образца.

На Рис. 1 приведены рентгеновские дифрактограммы исследованных образцов.

$TbNi_2$ имеет ГЦК структуру типа $MgCu_2$ с параметром решетки 0.7178 нм при комнатной температуре, что хорошо согласуется с имеющимися литературными данными. $TbNi_2Mn$ также обладает ГЦК структурой. Однако на его дифрактограмме присутствуют слабые рефлексы 200 (37.2°) и 420

(90.8°), которые запрещены в структуре типа $MgCu_2$. Структуру этого соединения удается лучше описать в рамках пространственной группы $F\bar{4}3m$, что может быть связано с частичным упорядочением атомов Tb и Mn вследствие различия их атомных радиусов. Рентгенограмма гидрида свидетельствует о том, что при поглощении водорода в соединении $TbNi_2Mn$ происходит индуцированная водородом аморфизация, аналогично наблюдаемой ранее в $CeFe_2$ и ряде других соединений. На фоне аморфного гало в интервале углов 40-70° наблюдаются линии относительно небольшого количества кристаллической фазы $TbNi_2MnH_4$ с ГЦК структурой и параметром решетки 0.7743 нм, а также фазы TbH_2. Такие фазовые превращения при гидрировании при комнатной температуре свидетельствуют о нестабильности исходной фазы $TbNi_2Mn$.

Соединение $TbNi_2$ является высокоанизотропным ферромагнетиком с температурой Кюри 37 К [2]. Согласно нейтронографическим данным, подсистема никеля находится в немагнитном состоянии, и магнитное упорядочение обусловлено обменным взаимодействием в R подсистеме. Магнитный момент тербия составляет 7.8 $\mu_Б$, что хорошо согласуется с результатами наших измерений (рис. 2).

При добавлении марганца происходит резкий рост температуры Кюри. По данным магнитной восприимчивости и из кривых Белова-Аррота для $TbNi_2Mn$ значение T_C составляет 142 К. В то же время, как видно из рис. 2, магнитный момент существенно уменьшается. Уменьшение не может происходить только лишь за счет магнитной подрешетки марганца, упорядоченной антипараллельно Tb подрешетке. По-видимому, добавление марганца приводит к уменьшению концентрации электронов в d-зоне и появлению магнитного момента на атомах Ni, что является причиной резкого усиления обменных взаимодействий.

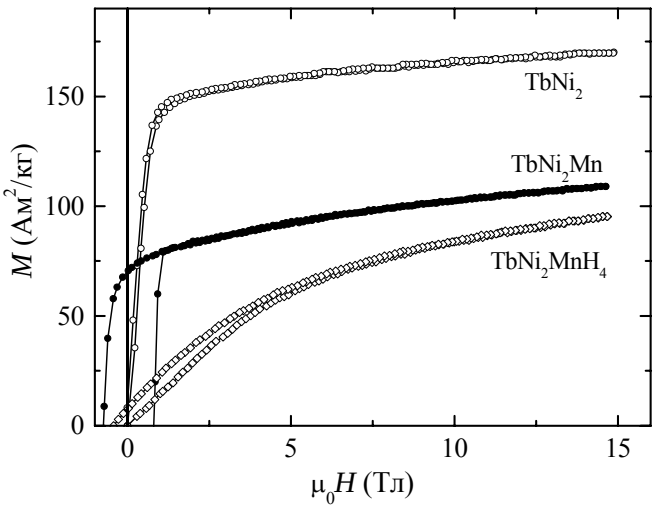


Рис.2. Петли магнитного гистерезиса соединений $TbNi_2$, $TbNi_2Mn$ и $TbNi_2MnH_4$ при 4.2 К

Гидрид $TbNi_2H_4$ не имеет спонтанного магнитного момента при 4.2 К. В то же время, высокополевые измерения показывают наличие гистерезиса и коэрцитивной силы 0.4 Тл. По-видимому, вследствие флуктуации локального окружения и межатомных расстояний в аморфном гидриде формируется неоднородное магнитное состояние типа кластерного стекла.

$TbNi_2Mn$ обладает значительной коэрцитивной силой, которая достигает 0.8 Тл при 4.2 К. Величина коэрцитивной силы быстро спадает с рос-

том температуры. При перемагничивании на петлях гистерезиса наблюдаются скачки, величина и положение которых зависят от скорости изменения магнитного поля. Такое поведение свидетельствует о том, что задержка перемагничивания обусловлена пиннингом узких доменных стенок на дефектах.

Измерения магнитострикции были выполнены методом наклеенного тензодатчика на поликристаллических образцах. Поскольку $TbNi_2Mn$ при гидрировании рассыпался в порошок, магнитострикцию гидрида не измеряли.

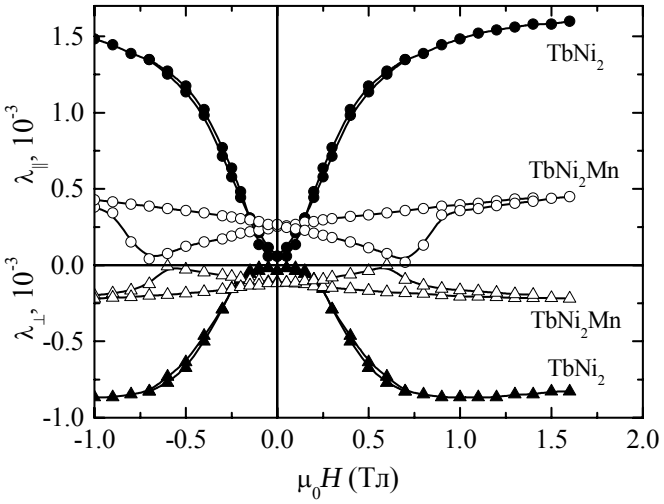


Рис.3. Петли магнитострикции соединений $TbNi_2$ и $TbNi_2Mn$ при 4.2 К

На рис. 3 приведены петли продольной ($\lambda_{\parallel}$) и поперечной ($\lambda_{\perp}$) магнитострикции $TbNi_2$ и $TbNi_2Mn$. Для обоих образцов выполняется условие $\lambda_{\parallel} = -2\lambda_{\perp}$. Следовательно, образцы в магнитном отношении изотропны. Значение магнитострикции для $TbNi_2$ хорошо согласуется с имеющимися литературными данными [3]. В магнитном поле 1.5 Тл величина $\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}$ достигает 2.3×10^{-3}.

При добавлении Mn величина магнитострикции уменьшается практически в 3 раза. Гигантская магнитострикция редкоземельных интерметаллидов обусловлена взаимодействием анизотропного f-электронного облака редкоземельного атома с кристаллическим полем решетки. Поэтому падение магнитострикции частично связано с уменьшением концентрации Tb в соединении. Однако основной механизм, по-видимому, связан с изменением локальной симметрии кристаллического поля. В случае, когда Mn занимает позицию Tb в структуре фазы Лавеса, нарушается кубическая симметрия окружения Tb иона и формируется локальная одноосная анизотропия.

1. J.L. Wang, C. Marquina, M.R. Ibarra, G.H. Wu, Phys. Rev. B **73**, 094436 (2006).
2. E. Gratz, E. Goremychkin, M. Latroche, et al., J. Phys.: Condens. Matter **11**, 7893 (1999).
3. R. Abbundi, A.E. Clark, O.D. McMasters, IEEE Trans. Magn. **16**, 1074 (1980).

СИНТЕЗ, ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ ДИХАЛЬКОГЕНИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Н.В.Баранов, В.Г.Плещев, Е.М.Шерокалова, Н.В.Селезнева, А.В. Королев,

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Уральский государственный университет,Екатеринбург

Дихалькогениды переходных (Т) металлов IV и V групп обладают слоистой кристаллической структурой, которая представляет собой чередующиеся трехслойные блоки X-T-X (X-халькоген) из гексагонально упакованных слоев металла и халькогена. Межатомные связи внутри блоков являются преимущественно ковалентными, а связь между блоками осуществляется посредством слабого Ван-дер-Ваальсового взаимодействия. Наличие Ван-дер-Ваальсовой щели между блоками X-Ti-X позволяет внедрять атомы различных элементов или даже молекул, что приводит к существенным изменениям физических свойств [1]. Внедрение между X-Ti-X «сэндвичами» моноатомных слоев ионов 3d-переходных (M) или редкоземельных металлов, дает возможность создавать квазидвумерные магнитные структуры, в которых в зависимости от сорта и концентрации интеркалированных магнитных атомов, а также от типа соединения-матрицы могут быть реализованы различные магнитные состояния [2].

В настоящей работе представлены результаты исследований кристаллической структуры и магнитных свойств диселенида титана M_xTiSe_2, интеркалированного атомами различных 3d металлов (M = Cr, Mn, Fe, Co Ni), а также систем Cr_xTX_2 (T = V, Nb, Hf). Образцы синтезировались методом твердофазных реакций в вакуумированных кварцевых ампулах в две стадии. Сначала в результате спекания исходных компонентов, взятых в необходимом соотношении, были получены дихалькогениды TX_2 и проведена их рентгеновская аттестация. Затем на второй стадии синтеза, полученные соединения TX_2 были использованы в качестве матрицы для интеркалации третьего компонента. Температура, при которой осуществлялся синтез, составляла 1100 К. Получение интеркалированных соединений завершалось серией гомогенизационных отжигов, повторяемых до достижения однофазного состояния образцов. Аттестация образцов проводилась с помощью рентгеновского дифрактометра Bruker D8 Advance в Cu K_α излучении. Магнитные измерения проведены с помощью СКВИД магнитометра MPMS при температурах от 2 до 300 К.

Как видно из рис.1, где в качестве примера представлены результаты исследований кристаллической структуры интеркалированных для соединений Cr_xTSe_2 (T = Ti, V) увеличение концентрации Cr до $x = 0{,}25$ приводит к сжатию гексагональной структуры в направлении перпендикулярном слоям

и к увеличению межатомномных расстояний в слоях. Аналогичная ситуация наблюдается в других системах M_xTSe_2 за исключением случая интеркалации атомами марганца.

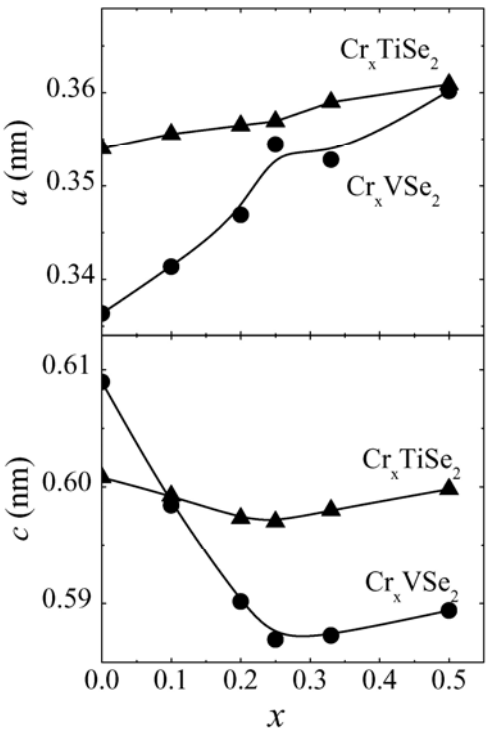


Рис.1. Концентрационные зависимости параметров решетки соединений Cr_xTSe_2 (T = Ti, V)

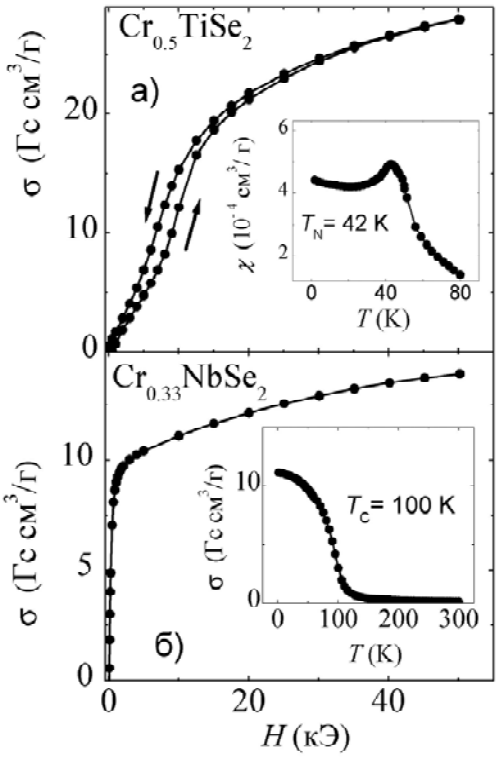


Рис.2. Полевые зависимости намагниченности соединений Cr_xTSe_2 (T = Ti, Nb). На вставках: температурные зависимости восприимчивости и намагниченности

Измерения температурных зависимостей магнитной восприимчивости показали, что при малых концентрациях интеркалированных атомов ($x \leq 0.25$) соединения проявляют в области низких температур поведение характерное для спиновых (СС) и кластерных стекол (КС). Такое поведение является результатом конкуренции внутрислоевых и межслоевых обменных взаимодействий. Предполагается, что обменное взаимодействие между 3d-электронами внедренных атомов, расположенных в одном слое, носит косвенный характер и осуществляется через электроны проводимости, поскольку проводимость вдоль слоев в этих соединениях значительно больше, чем перпендикулярно слоям. В межслоевом обменном взаимодействии, по-видимому, участвуют p-электроны халькогена. В парамагнитной области поведение восприимчивости описывается законом Кюри-Вейсса с учетом температурно-независимосго вклада: $\chi(T) = \chi_o + C/(T-\theta_p)$. Наличие конкури-

рующих обменных взаимодействий проявляется в немонотонном изменении парамагнитной температуры Кюри θ_p, обнаруженном в соединениях M_xTiSe_2 (M=Fe, Cr) и Cr_xNbSe_2 от отрицательных значений при небольших концентрациях (x<0,25) интеркалированных атомов к положительным при дальнейшем увеличении x. В соединениях M_xTX_2 с концентрацией атомов интеркаланта x≥0,33 обнаружено формирование антиферромагнитного (АФ) или ферромагнитного (Ф) упорядочения в зависимости от сорта М атомов и от соединения-матрицы. Так, АФ поведение наблюдается в Cr_xTiSe_2 [3] и Cr_xVSe_2 (см. рис.2а), а магнитные моменты атомов Cr, в соединениях Cr_xNbSe_2 упорядочиваются ферромагнитно (рис.2б).

Соединение	x	0,1	0,2	0,25	0,33	0,5
Cr_xTiSe_2	$\mu_{эфф}$ (μ_B)	3,4	3,1	3,3	3,5	3,6–3,8
	$T_{крит}$ (К)	3	-	8	10	38
	Магн. сост.	СС		КС	КС	АФ
Cr_xVSe_2	$\mu_{эфф}$ (μ_B)	3,7	3,4	2,9	2,5	
	$T_{крит}$ (К)	<2	8	13	30	
	Магн. сост.		СС	КС	КС+АФ	
Cr_xNbSe_2	$\mu_{эфф}$ (μ_B)	3,2	3,7	4,1	3,8	
	$T_{крит}$ (К)		43	65	101	
	Магн. сост.	СС	КС	КС+Ф	Ф	

Как следует из таблицы, в которой представлены магнитные характеристики ряда систем Cr_xTSe_2, значения эффективного магнитного момента μ_{ef} меньше величины μ_{eff} = 3,87 μ_B для иона Cr^{3+} со спином S = 3/2 и g = 2, что может быть связано с участием 3d-электронов внедренных атомов хрома в формировании химической связи. Также меньшие значения μ_{eff} по сравнению с ожидаемыми в модели локализованных моментов получены для и других интеркалированных соединений M_xTX_2.

1. M. Inoue, H.P. Hughes, and A.D. Yoffe, Adv. Phys., **38**, 565 (1989).
2. Н.В. Баранов, В.Г. Плещев и др., Нанотехника, **3,** 15 (2008).
3. N.V.Baranov, A.N.Titov et al, J.Phys.: Condensed Matter., **17** 5255 (2005).

НОВЫЕ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ (RR'R'')$(FeCo)_2$ СО СКОМПЕНСИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

И.С. Терёшина[1], С.А. Никитин[2], Г.А. Политова[2]

[1] *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова, РАН*
[2] *Физический факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова*

Нами проведено исследование магнитострикции следующих соединений: (TbDyHo)$(FeCo)_2$, (TbDyEr)$(FeCo)_2$, (TbDyPr)$(FeCo)_2$ и (TbDyNd)$(FeCo)_2$ в широком интервале температур (4.2 – 420 К) и магнитных полей (до 10 Тл). Новые многокомпонентные составы были найдены в результате теоретических расчетов, выполненных на основе одноионной модели магнитной анизотропии. За счет комбинации редкоземельных (РЗ) элементов с разными знаками констант магнитокристаллической анизотропии (МКА) минимизирован вклад в энергию МКА от РЗ подрешетки. Замещение атомов железа атомами кобальта привело к минимизации вклада в магнитную анизотропию от подрешетки 3d – переходного металла (благодаря тому, что одноионные константы Fe и Co имеют противоположные знаки). Для получения сплавов использовали как метод индукционной плавки в атмосфере аргона, так и метод дуговой плавки в атмосфере гелия. Все полученные соединения были аттестованы металлографическим, рентгено-фазовым, рентгенофлуоресцентным и термомагнитным анализом. Проведен также комплексный анализ их магнитных свойств (в том числе магнитострикционных) с использованием традиционных магнитометрических методов. Установлено, что в изученных многокомпонентных соединениях (RR'R")$Fe_{2-X}Co_X$, где R = Tb; R' = Dy; R'' = Ho или Er при x = 1.3 в области комнатных температур происходит весьма существенная компенсация магнитной анизотропии и величина магнитной восприимчивости в составах $Tb_{0.3}Dy_{0.67}Ho_{0.03}Fe_{0.7}Co_{1.3}$, $Tb_{0.35}Dy_{0.45}Er_{0.2}Fe_{0.7}Co_{1.3}$ достигает значений, превосходящих значение $d\lambda/dH$ для терфенола - D. Показано, что высокие магнитострикционные характеристики (близкие к рекордным для данного типа сплавов) демонстрируют Fe-содержащие сплавы (RR'R'')Fe_2, полученные предварительным размельчением и прессованием во внешнем магнитном поле. Проведено сравнение магнитострикционных свойств интерметаллических соединений типа (RR'R'')Fe_2 с моно- и нанокристаллической структурой.

НАНОРАЗМЕРНЫЕ СЛОИ ОСАЖДЁННЫХ ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

Е.С.Демидов[1,2], В.В. Подольский[2] , Б.А. Аронзон[3], В.В. Рыльков[3], В.П. Лесников[2], В.В. Карзанов[1,2], М.В. Сапожников[1,4], С.Н. Гусев[1,2], С.А. Левчук[1,2]

[1]Нижегородский государственный университет им.Н.И. Лобачевского (ННГУ), 603950 Нижний Новгород, Россия

[2]Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, 603950 Нижний Новгород, Россия

[3]Российский научный центр «Курчатовский Институт», 123182 Москва, Россия

[4]Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Ферромагнетики на основе легированных 3d-примесями группы железа соединений III-V и элементарных полупроводников германия и кремния вызывают большой интерес в связи с перспективами создания на их основе новых устройств спинтроники. Ранее [1-5] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы тонких (толщиной 35-110 нм) слоёв разбавленных магнитных полупроводников (РМП) на основе соединений A^3B^5 - антимонидов галлия и индия, арсенида индия, с примесью Mn, Ge и Si с примесями Mn или Fe на монокристаллических положках арсенида галлия или сапфира, в которых при температурах до 500 К проявлялись признаки ферромагнетизма. В последнее время существенный прогресс в реализации GMR с эффективностью 40-200% при комнатной температуре был достигнут в туннельных структурах спинового клапана на основе монокристаллических эпитаксиальных слоёв сплавов Гейслера – интерметаллических соединений 3d- металлов с кремнием: Co_2MnSi [6], Fe_2CrSi [7], $Co_2Mn_{1-x}Fe_xSi$ [8]. В настоящем докладе представлены результаты исследования наноразмерных слоёв РМП Ge:(Mn,Al)/GaAs Ge:(Mn,Al)/Si и сплавов Гейслера Co_2MnSi/Si, CoCrFeSi/Si, $Co_{1-x}Mn_xSi$/Si и Co_xSi_y/Si, осаждённых из лазерной плазмы.

Лазерного напыление слоёв толщиной 30-100 нм производилось как и в [1-5] на подогретые до 20-570ºС пластины монокристаллического GaAs, Si или Al_2O_3 на лазерной установке LQ 529 Белорусской фирмы «Солар ЛС» с активным элементом на АИГ:Nd. Содержание 3d- примеси контролировалось рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией и Оже спектроскопией. Проводились измерения ферромагнитного резонанса (ФМР) в полях до 1.5 Тл на EMX Bruker ЭПР – спектрометре, аномального эффекта Холла (АЭХ) и электропроводности в полях до 0.75 Тл совместно с данными магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), атомно-силовой (АСМ) и магнитно-силовой (МСМ) зондовыми микроскопиями.

Установлена возможность лазерного синтеза при низкой температуре роста 150ºС ферромагнитных слоёв Ge:(Mn, Al)/GaAs или Ge (Mn, Al)/Si с 13 ат. % марганца с T_c> 300К. Эти слои отличаются аномальной угловой зависимостью ФМР с усилением вместо ослабления намагниченности при нормальной ориентации магнитного поля. Такая анизотропия может быть связана с существованием в плёнках иглоподобных областей с повышенной намагниченностью, которые ориентированы перпендикулярно плоскости магнитного слоя. Наноразмерные иглообразные включения состава $Ge_{0.83}Mn_{0.17}$ непосредственно наблюдали авторы [11] с помощью НТМЕ в осаждённых МВЕ при 80ºС слоях $Ge_{0.95}$ $Mn_{0.05}$/Ge(100). Наличие намагниченности перпендикулярно плоскости слоя в наших образцах подтверждается данными МСМ бокового скола.

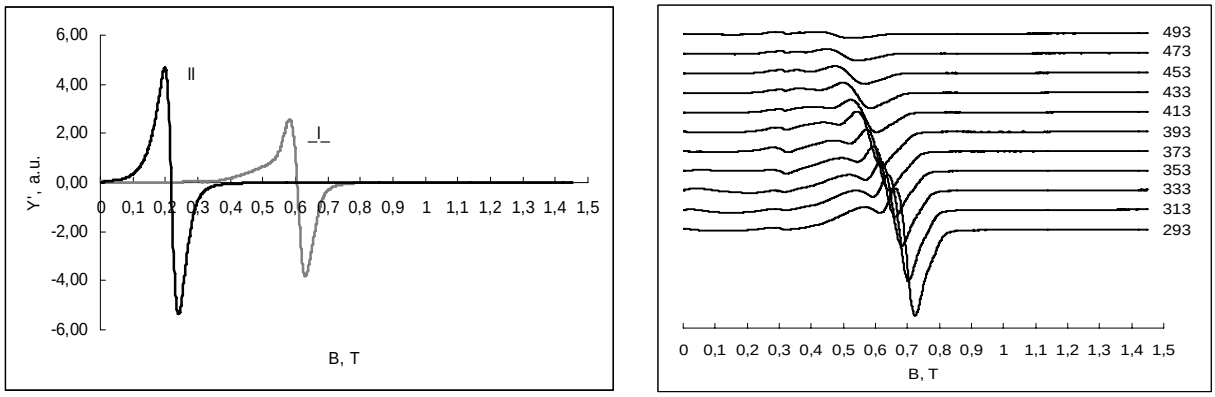


Рис.1 Спектры ФМР 50 нм слоя сплава Гейслера Co_2MnSi/GaAs слева - при комнатной температуре при двух ориентациях магнитного поля, справа - температурная зависимость ФМР того же образца при нормальной ориентации магнитного поля.

Ферромагнетизм 50 нм слоёв сплава Гейслера Co_2MnSi осаждённых при 300ºС как на кремниевых подложках с ориентацией (100) или (111), так и на GaAs(100)проявился в анизотропном ФМР (Рис.1), АЭХ при 77К и 293К, нелинейном и гистерезисном МОЭК при 293К. По данным ФМР концентрация магнитных ионов марганца равна $5\cdot10^{21}$ $см^{-3}$. Температурная зависимость ФМР на рис.1 показывает, что точка Кюри составляет величину около 500К. Гальваномагнитные измерения показали полуметаллическую дырочную проводимость с концентрацией дырок $(4\text{-}9)\cdot10^{21}$ $см^{-3}$, подвижностью 10-30 $см^2/В\cdot с$, нелинейным безгистерезисным АЭХ и отрицательным магнетосопротивлением $(0.6\text{-}1)\cdot10^{-3}$ в поле 0.75 Тл при 77 и 293К.

Во втором варианте осаждённых из лазерной плазмы при 300ºС 50 нм слоёв сплава Гейслера Fe_2CrSi на подложках GaAs при 293К наблюдалась характерная для плоского ферромагнетика угловая анизотропия в поглощении СВЧ с ростом магнитного поля. Ферромагнетизм проявился и в АЭХ при 77 и 293К с коэрцитивной силой ≈300 Гс. При 293К слои характеризуются металлической дырочной проводимостью с концентрацией носителей тока $4\cdot10^{22}$ $см^{-3}$ и подвижностью 1 $см^2/В\cdot с$. С понижением температуры до 77К концентрация дырок уменьшалась на порядок, подвижность возрастала до 8 $см^2/В\cdot с$.

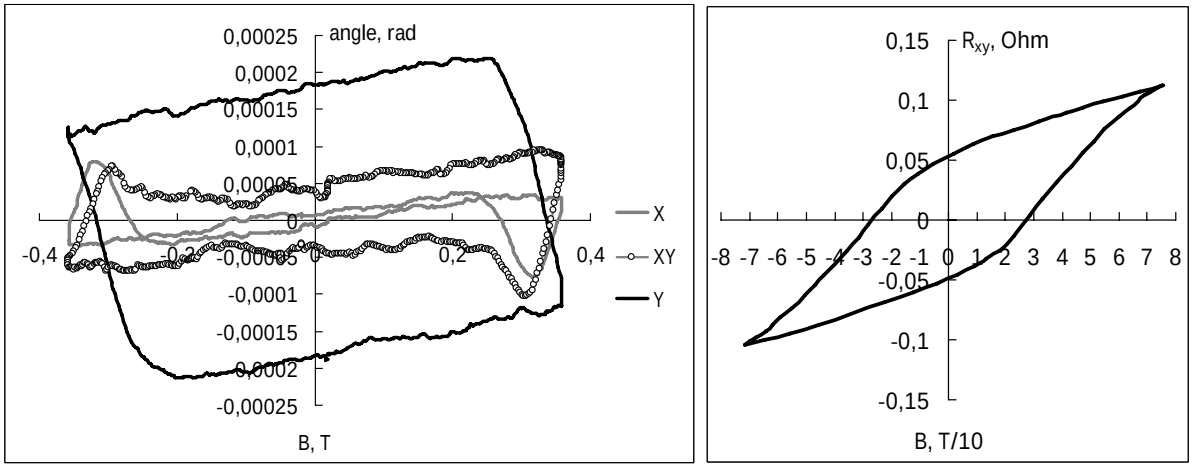


Рис.2. Меридиональный МОЭК для различных ориентаций образца слева и АЭХ справа слоёв CoSi/Si(100) п ри 293К.

Обнаружено ферромагнитное поведение в осаждённых из лазерной плазмы слоях CoSi/Si. Рис.2 демонстрирует МОЭК и АЭХ при 293К. Как видно, имеет место нелинейный сильно гистерезисные МОЭК и АЭХ с коэрцитивной силой около 0.3 Тл. Слои характеризуются полуметаллической дырочной проводимостью с концентрацией дырок $1.6 \cdot 10^{21}$ $см^{-3}$ и сравнительно высокой их подвижностью ≈ 30 $см^2/В \cdot с$. Также при комнатной температуре наблюдался анизотропный ФМР слоёв. Известно, что из бинарных силицидов 3d- металлов только железо с кремнием образует высокотемпературные ферромагнетики. Приведённые результаты показывают, что сильно неравновесная лазерная технология, как и в случае Si:Mn [3-5], позволяет синтезировать ферромагнитный силицид кобальта CoSi с точкой Кюри выше комнатной температуры.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222, МНТЦ G1335, Рособразования РНП 2.1.1/2833, частично выполнялась в сотрудничестве с Курчатовским институтом по контракту с ФАНИ № 02.513.11.3176 от 20.04.2007 (шифр 2007-3-1.3-07-07-098).

1. Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, Ю.Н. Дроздов и др., ФТП, **39**, 8 (2005).
2. Yu.A. Danilov, E.S. Demidov, Yu.N. Drozdov et al., JMMM, **300**, e24 (2006).
3. Е.С. Демидов, Ю.А. Данилов, В.В. Подольский и др., Письма в ЖЭТФ, **83**, 664 (2006).
4. Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников и др., ЖЭТФ, **133**, 1 (2008).
5. E.S. Demidov, B.A. Aronzon, S.N. Gusev, et al, JMMM, **321**, 690 (2009).
6. T. Ishikava et al, J.Appl.Phys, **103**, 07A919 (2008).
7. S. Yoshimura et al, J.Appl.Phys, **103**, 07D716 (2008).
8. J Schmalhorst et al, J.Appl.Phys, **104**, 043919 (2008).

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА В АТМОСФЕРЕ КИСЛОРОДА НА СВОЙСТВА СЛАБОЛЕГИРОВАННЫХ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА $La_{1-x}Ca_xMnO_3$

Н.И.Солин, С.В Наумов, Чеботаев Н.М., А.В.Королев

Институт физики металлов Уральского отделения РАН

Фазовое расслоение - сосуществование ферромагнитных металлических кластеров в непроводящей матрице - является одним из основных фундаментальных аспектов понимания природы колоссального магнитосопротивления в манганитах [1]. Фазовое расслоение может быть индуцировано неоднородным распределением кислорода [2]. Влияние дефицита и избытка кислорода на свойства манганитов лантана, в особенности $LaMnO_3$, исследовано во многих работах. Однако существенных увеличений магнитнотранспортных свойств при отжиге поликристаллов в кислороде, в отличие от пленок [3], по-видимому, не обнаружены.

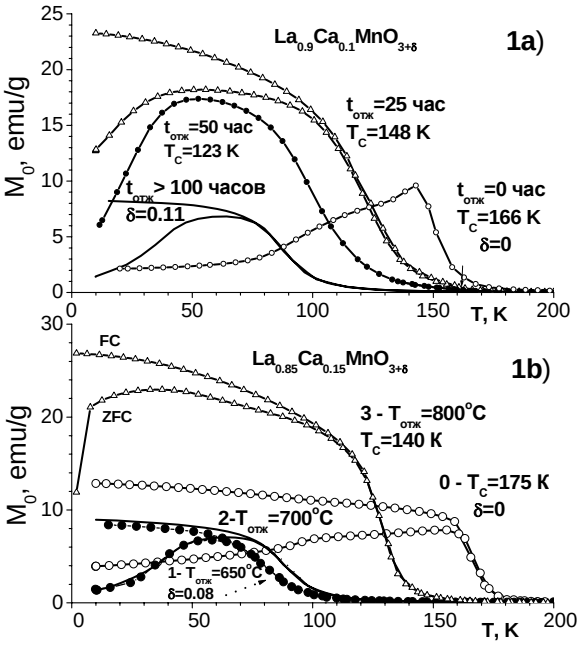


Рис.1 Температурные зависимости намагниченности, H=100 Э.
1a. Влияние длительности отжига на $La_{0.9}Ca_{0.1}MnO_3$.Цифры на кривых - время отжига в кислороде при 1 атм. и 650 С.
1b. Влияние температуры отжига при 1 at O_2 на 1 - $La_{0.85}Ca_{0.15}MnO_{3.08}$; 2- T=700 С, t=50 час.; 3- 800 С, t=50 час.; 0 - $La_{0.85}Ca_{0.15}MnO_3$

Работа посвящена исследованиям влияния отжига в атмосфере кислорода на магнитные, электрические и магнитнотранспортные свойства $La_{1-x}Ca_xMnO_3$. Поликристаллы были синтезированы методом твердофазной реакции из порошков при 1200-1300 °С. Приблизительно стехиометрического состава образцы приготовлены, следуя [4], закалкой после отжига при Т≈1100-1200 °С на воздухе или в вакууме. Они имеют характерные для $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ с $x\leq0.3$ фазовую диаграмму и невысокие значения магнитосопротивления (МС). Для достижения высокого избытка кислорода δ в $La_{1-x}Ca_xMnO_{3+\delta}$ отжиг проводился при 1 атм. кислорода и низкой температуре 650 °С [4]. Оценены значения δ по изменению веса образцов.

Длительный (100 час.) отжиг в O_2 при 650 °С уменьшает температуру Кюри (T_C) образцов примерно на 70-80 К при увеличении δ≈0.11 и 0.08 для x=0.10 и 0.15, соответственно (рис.1a). Дополнительный отжиг отожженных в кислороде образцов при Т=700-1000 °С переводит их (по магнитным и электрическим свойствам) в состояние (рис.1b), близкое к исходному.
Наиболее сильно отжиг в кислороде действует на манганиты с $x\leq0,15$.

Парамагнитная восприимчивость образцов выше 300 К описывается законом Кюри – Вейса с эффективным моментом μ_{eff}, превышающим на 0,8-0,9 μ_B теоретическое значение $\mu_{eff.}$ В области $T^* \approx 300$ К видны изменения наклона $1/\chi_{dc}(T)$. Исследования χ_{dc} свидетельствуют о магнитной неоднородности образцов, и что ближний магнитный порядок (магнитно – поляронное состояние) сохраняется до $T^* \approx 300$ К, значительно превышающих их T_C =90÷175 К.

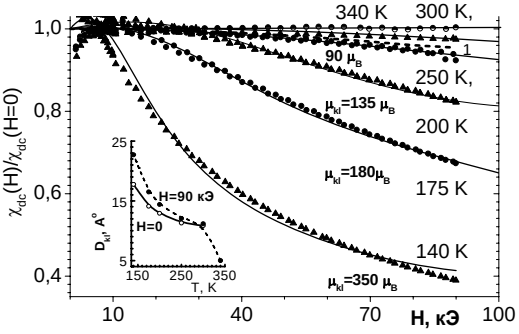


Рис.2 Полевые зависимости парамагнитной восприимчивости $La_{0.9}Ca_{0.1}MnO_{3,11}$. T_C=98 К Сплошные линии -расчет. Вставка- температурные зависимости размера кластеров при Н=0 и 9 Т.

Характерной особенностью отожженных в кислороде манганитов является зависимость их парамагнитной восприимчивости χ_{dc} от напряженности магнитного поля до $T^* \approx 300$ К, в 2-3 раза выше их T_C. Наблюдаемые изменения $\chi_{dc}(H)$ (рис.2) более чем на порядок больше, чем расчетные для бриллюэновской (пунктирная кривая 1 на рис.2 - расчет $\chi_{dc}(H)$ при 175 К) кривой намагничивания. Такие магнитные свойства обычно наблюдаются при внедрении магнитных наночастиц в парамагнитную среду или в суперпарамагнетиках. Полевые зависимости $\chi_{dc}(H)$ при Н до 90 кЭ и при фиксированных температурах описываются ланжевеновской кривой намагничивания (линии рис.2 - расчет).

$$L(x) \sim \mu_{kl} [\mathrm{cth}x - 1/x)] \qquad (1),$$

где $x=\mu_{kl}H/k_BT$, μ_{kl}- магнитный момент кластера.

Зависимости начальной низкочастотной магнитной восприимчивости $\chi_{ac}(\omega,T)$ имеют вид, характерный для спинового стекла. Анализ показывает, что образцы не являются каноническим спиновым стеклом и поведение $\chi_{ac}(\omega,T)$) может быть описано параметрами, характерными для взаимодействующих магнитных кластеров. Спин-стекольное состояние объясняется неупорядоченностью среды, выражающейся в увеличении дисперсии ионного радиуса $\sigma^2(\delta)$ [5] из-за катионных вакансий.

При увеличении длительности отжига МС манганитов существенно повышается. Особенностями отожженных при 650 С образцов являются высокие значения магнитосопротивления $MR \equiv \rho(H=0)/\rho(H) \approx 10^4$ (рис. 3) и зависимость их электрических и магнитнотранспортных свойств от охлаждения без магнитного поля (ZFC) или в магнитном поле 9Т (FC). В режиме ZFC температурная зависимость $\rho(T)$ имеет полупроводниковый характер. После охлаждения в магнитном поле 9 Т (FC) образцы приобретают ниже T_C металлический характер проводимости. Другая особенность – магнитосопротивление велико и становится заметным практически от комнатных температур. В парамагнитной области температурная зависимость электросопротивления образцов описывается [6] выражением для прыжковой проводи-

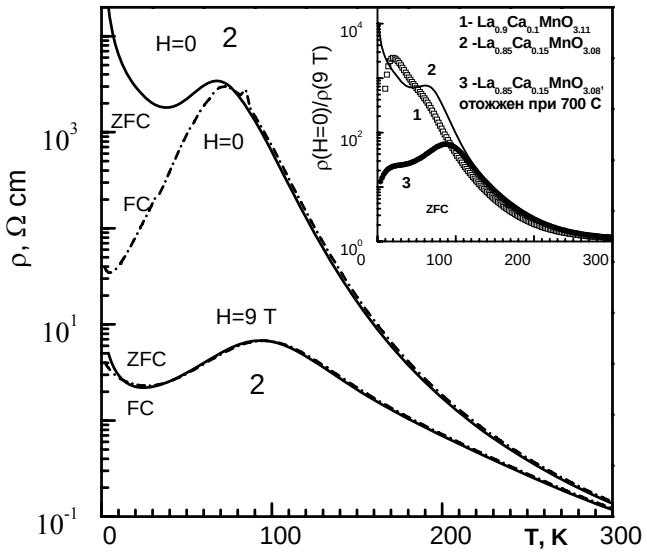


Рис.3 Температурные зависимости электросопротивления $La_{0.85}Ca_{0.15}MnO_{3.08}$ в режимах ZFC и FC. Вставка - температурные зависимости магнитосопротивления

мости между локализованными в неупорядоченной среде спиновыми поляронами [7]:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\,[T_0 / T]^{1/2} \quad (2)$$

где $T_0 = C/d$. Магнитосопротивление обусловлено увеличением длины локализованных состояний d [7].

Из магнитных и электрических измерений в поле до 9 Т, используя выражения (1) и (2), определены размеры магнитных кластеров и зависимость их от температуры и магнитного поля (вставка рис. 2).

Наблюдаемые особенности магнитных и магнитнотранспортных свойств манганитов объясняются возникновением при отжиге в кислороде катионных вакансий (Mn и La), локализацией вблизи них электронов с образованием ниже $T^* \approx$ 270-300 К ($\approx T_C$ манганитов с x=0,2-0,3) магнитных нанокластеров, туннелированием (или прыжками) носителей тока между ними, изменениями размеров магнитных кластеров и толщины туннельного барьера с температурой и напряженностью магнитного поля, возникновением фрустрации из-за конкуренции разных типов обменного взаимодействия, зависимостью параметров кластеров от условий и режимов отжига. При отсутствии магнитного поля туннелирование электронов между магнитными кластерами малых размеров приводит к полупроводниковому характеру проводимости. Наложение внешнего магнитного поля увеличивает размеры кластеров, уменьшает энергию кулоновской блокады и приводит к металлическому характеру ρ(T) и высоким значениям МС.

Работа поддержана программами научного сотрудничества УрО РАН - ДВО РАН и ОФН РАН «Физика новых материалов и структур».

1. Э.Л. Нагаев, УФН **166**, 833(1996); E. Dagotto, New Journal of Physics. **7**, 67(2005).
2. E.L. Nagaev, Phys. Lett. **218**, 367 (1996).
3. S. Jin et al.,Science, **264,** 413(1994); G.C. Xiong et al., Appl. Phys. Lett. **66**,1427(1995).
4. B. Dabrowski et al., J. Solid State Chem., **146**, 448(1999)
5. A. Maignan et al., Phys. Rev. B **60**, 15214(1999).
6. Н.И. Солин, С.В. Наумов, Т.И. Арбузова, Н.М. Чеботаев и др., ФТТ, **50**,. 1831(2008).
7. C.M. Varma, Phys. Rev. B **54**, 7328(1996).

ЛОКАЛЬНАЯ АТОМНАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АМОРФНЫХ СПЛАВОВ $Fe_{70}Al_5B_{25}$

Покатилов В.С., Покатилов В.В., Дмитриева Т.Г.

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)

Локальная атомная магнитная структура аморфных сплавов Fe-B изучена достаточно полно (например, [1]). Определен ближний порядок и локальная магнитная структура аморфных сплавов Fe–B. В области составов Fe-(23-25 ат.% B) аморфные сплавы состоят преимущественно из микрообластей (кластеров) с ближними порядками типа тетрагональной (т) фазы Fe_3B. Аморфные сплавы на основе Fe-B, применяемые в технике, содержат, как правило, дополнительно (s, p, d-атомы). Влияние таких атомов на локальную атомную и магнитную структуру практически не изучалось. В данной работе исследовалось влияние на локальную структуру замещения атомов железа на атомы алюминия в аморфном сплаве $Fe_{70}Al_5B_{25}$.

Аморфные сплавы $Fe_{75}B_{25}$ и $Fe_{70}Al_5B_{25}$ были приготовлены методом сверхбыстрой закалки расплава (методом спинингования). Аморфное состояние образцов сплавов подтверждено рентгенографическим методом. Были проведены химический и рентгеноспектральные анализы полученных образцов. Содержание бора и железа определялось с точностью не хуже 0,3 ат.% .

Исследования локальной структуры аморфных сплавов Fe–B проводились с помощью импульсного спектрометра ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах ^{11}B и ^{27}Al в области частот 25 – 90 МГц при температуре 4.2 К. Измерения эффекта Мёссбауэра на ядрах ^{57}Fe при 87К и комнатной температуре были выполнены, используя спектрометр MS1104em (разработка НИИ Физики, г. Ростов-на-Дону). Обработка спектров проводилась по программе DISTRI-M [2]. Измерения средних магнитных моментов проводилось методом вибрационного магнетометра при 87К и комнатной температуре. На рис. 1 приведены спектры ЯМР на ядрах ^{11}B и ^{27}Al. Спектры измерялись при таких условиях, чтобы исключить влияние распределения коэффициентов усиления (локальных полей анизотропии) на распределения амплитуд эхо в спектрах ЯМР.

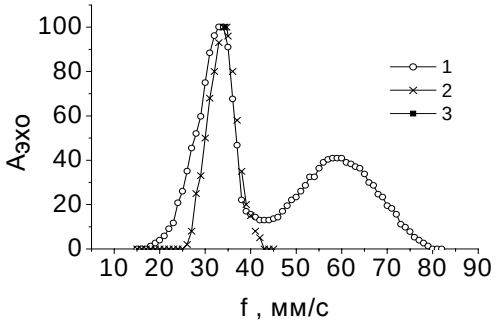


Рис. 1. Спектр ЯМР на ядрах ^{11}B (область частот 15 – 42 МГц) и ^{27}Al (область частот 42 – 85 МГц) при 4.2К: 1 ($Fe_{70}Al_5B_{25}$); 2 ($Fe_{75}B_{25}$).

Замещение железа на 5 ат.% алюминия приводит к дополнительному уширению спектра в области низких частот для ядер ^{11}B и появлению ново-

го спектра от ядер ^{27}Al в области частот 42-85 МГц. Заметим, что максимумы спектров для ядер ^{11}B в этих сплавах почти совпадают и находятся при 34.3-34.5 МГц. Максимум спектра ЯМР на ядрах ^{27}Al лежит при 58.8 МГц. Как показано в ряде работ (например, [1]) вблизи состава $Fe_{75}B_{25}$ аморфные сплавы состоят из кластеров с ближним порядком вокруг атомов бора, аналогичным ближнему порядку атомов бора в тетрагональной фазе Fe_3B. В аморфном сплаве $Fe_{75}B_{25}$ атом В содержит 9 атомов Fe в ближайшей координационной сфере (БКС) [1]. Сверхтонкое поле (СТП) на ядрах ^{11}B в аморфном сплаве равно H = 25.3 кЭ. Так как атомы Al не магнитные атомы и не возмущают магнитные моменты атомов Fe, то можно предположить, что появление атомов Al в БКС некоторых атомов В определяет дополнительный вклад в спектр ЯМР ^{11}B со стороны низких частот, показанный на рис.1. СТП на ядрах ^{11}B и на ^{27}Al определяется ферми-контактным взаимодействием, причем это поле пропорционально электронной спиновой плотности на ядре рассматриваемого атома, обусловленной поляризацией электронов проводимости, магнитными атомами Fe в БКС этих сплавов. Анализ показывает, что частота, соответствующая центру тяжести спектра 31.8 МГц (23.4 кЭ), обусловлена замещением 5-7% атомов Fe на атомы Al в первой координационной сфере атомов В. Атомы Al занимают 3 неэквивалентных состояний атомов Fe и могут содержать в ближайшей сфере от 12 до 14 атомов Fe [1]. СТП H(Al) пропорционально среднему магнитному моменту атомов Fe в БКС атома Al.

Мёссбауэровские спектры аморфных сплавов $Fe_{75}B_{25}$ (1) и $Fe_{70}Al_5B_{25}$ (2) очень широкие и указывают на широкое распределение сверхтонких полей и локальных магнитных моментов на атомах железа, а также на магнитную текстуру в лентах. Замещение 5 ат.% Fe на Al в аморфном сплаве $Fe_{75}B_{25}$ приводит при 87K к уменьшению среднего СТП $H_{ср}$ на 18.7 кЭ, увеличению среднего изомерного сдвига $\delta_{ср}$ на 0.12 мм/с и не изменяет значения квадрупольных сдвигов $\varepsilon_{ср}$. На рис. 2 приведены распределения P(H), P(δ) и P(ε) на ядрах ^{57}Fe в аморфных сплавах $Fe_{75}B_{25}$ (1) и $Fe_{70}Al_5B_{25}$ (2) при 87K. В таблице приводятся средние значения для H, δ и ε в этих сплавах при 293 и 87K, а также угол между направлением намагниченности и нормалью к плоскости ленты Θ.

Измерение среднего магнитного момента μ исследуемых сплавов и среднего магнитного момента на атом Fe μ(Fe) показало, при замещении 5 ат.% Fe на Al μ уменьшается, но μ(Fe) не изменяется. Так, например, при 77K: 1) $\mu=1{,}53\pm0.04\mu_B$, а $\mu(Fe)=2.04\pm0.02\mu_B$ в сплаве $Fe_{75}B_{25}$; 2) $\mu=1.41\pm0.04\mu_B$, а $\mu(Fe)=2.00\pm0.02\mu_B$ в сплаве $Fe_{70}Al_5B_{25}$. Эти данные показывают, что атомы алюминия не возмущают магнитные моменты атомов железа. При комнатной температуре эти значения магнитных моментов равны.

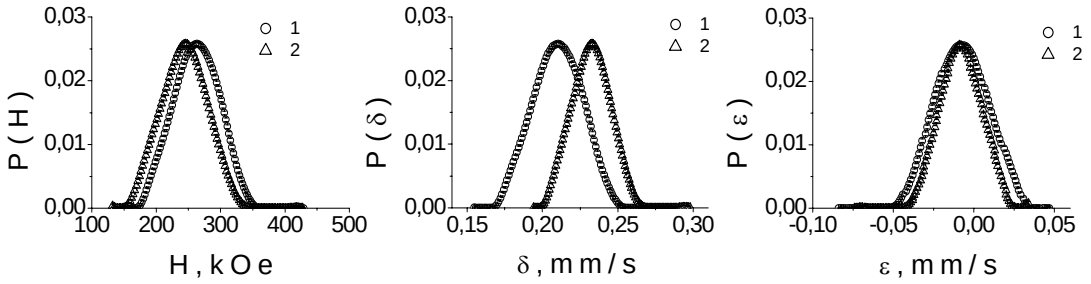


Рис. 2. Восстановленные распределения P(H), P(δ) и P(ε) на ядрах ^{57}Fe в аморфных сплавах $Fe_{75}B_{25}$ (1) и $Fe_{70}Al_5B_{25}$ при 87K.

Таблица. Средние значения сверхтонких полей $H_{ср}$, изомерных $\delta_{ср}$ и квадрупольных $\varepsilon_{ср}$ сдвигов, а также угла между направлением намагниченности и нормали к плоскости ленты в сплавах $Fe_{75}B_{25}$ и $Fe_{70}Al_5B_{25}$ при 87K.

№	Состав, ат.%	Тем-ра	$H_{ср}$, кЭ	$\delta_{ср}$, мм/с	$\varepsilon_{ср}$, мм/с	Θ, град.
1.	$Fe_{75}B_{25}$	RT	240,1 (0,9)	0,088 (0,002)	-0,009 (0,002)	54°
2.	$Fe_{70}B_{25}Al_5$		221,5 (0,9)	0,109 (0,002)	-0,005 (0,002)	63°
3.	$Fe_{75}B_{25}$	87K	260,3 (1,4)	0,210 (0,003)	-0,005 (0,002)	55°
4.	$Fe_{70}B_{25}Al_5$		240,8 (0,9)	0,233 (0,002)	-0,005 (0,002)	65°

[1]. В.С. Покатилов. ФТТ 2007. т.49, в. 12, с. 2113.
[2]. В.С. Русаков. Мёссбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. Алматы. 2000. С. 430.

МАГНИТНЫЕ НАНОКЛАСТЕРЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$:Mn

А.В. Кочура[1], С.В. Иваненко[1], С.Ф. Маренкин[2], И.В. Федорченко[2], Р.Лайхо[3], Е.Лахдеранта[4], А.Лашкул[3,4], Р. Шимчак[5], М.С. Шахов[6]

[1] *Курский государственный технический университет, Курск, Россия*
[2] *Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия*
[3] *Университет Турку, Турку, Финляндия*
[4] *Университет технологии Лаппеентранты, Лаппеенранта, Финляндия*
[5] *Институт физики ПАН, Варшава, Польша*
[6] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Тройные полупроводниковые соединения группы $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$ являются структурными и химическими аналогами традиционных материалов электронной техники. Параметры кристаллических решеток $ZnSiAs_2$ и $ZnGeAs_2$ (типа халькопирита) хорошо совместимы с параметрами решеток Si и GaAs (типа алмаза), соответственно. Недавние сообщения об обнаружении в соединениях $A^{II}B^{IV}C^{V}_2$, допированных марганцем, высокотемпературного ферромагнетизма с температурой Кюри (Tc) до 365 К для $ZnSiAs_2$:Mn [1] стимулируют их дальнейшие исследования.

Методика синтеза поликристаллов $ZnSiAs_2$:Mn и твердых растворов $Zn_{1-x}Cd_xGeAs_2$:Mn описана в работах [1,2]. Состав и структурные свойства полученных образцов определялись с помощью рентгенофазового анализа синхротронного излучения (РФА СИ), рентгенофлуорисцентного анализа, сканирующей электронной микроскопии. Электрические свойства исследовались при температурах 1.6 – 330 К и импульсных магнитных полях до 25 Тл в шестизондовой геометрии. Магнитные измерения выполнялись с помощью СКВИД – магнитометра при температурах 3–500 К в магнитных полях до 6 Тл.

В образцах $Zn_{1-x}Cd_xGeAs_2$:Mn с помощью РФА СИ было установлено наличие кластеров MnAs и подтверждено результатами температурных и полевых зависимостей магнетосопротивления. Размеры кластеров были оценены из температурных зависимостей намагниченности, измеренных в слабом магнитном поле в ZFC-режиме. Для расчета были использованы выражения теории суперпарамагнетизма для функции распределения температуры блокировки магнитных моментов [3]. Средний размеры кластеров зависел от содержания Mn и составлял величину порядка 3,5 нм. Исследование их конфигурации является важной задачей поскольку, как показано для (Ga,Mn)As [4], она может существенно влиять на величину Tc.

1. Л.И. Королева и др., ФТТ, **51**, 286 (2009).
2. A.V. Kochura et. al., J.Phys:Cond. Matter., **20**, 335220 (2008).
3. R. Laiho et.al., J.Phys.:Cond.Matter., **11**. 555 (1999)
4. H. Raebiger et.al. Physica B, **376-377**, 643 (2006)

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ ДВУОКИСИ ТИТАНА

Н.С. Перов[1], А.С. Семисалова[1], Л.Ю. Фетисов[1], А.Б. Грановский[1], А.Ф. Орлов[2], Л.А. Балагуров[2], И.В. Кулеманов[2]

1. Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва
2. Государственный институт редких металлов «Гиредмет», Москва

Полупроводниковые- оксиды титана с примесями переходных металлов активно исследуются в последние годы как перспективный материал для использования в спиновой электронике. Для обеспечения высокой степени поляризации носителей заряда в таких материалах важную роль призвана сыграть оптимизация их магнитных свойств, чему посвящены многочисленные работы. В настоящей работе приведены результаты сравнительного исследования магнитных характеристик пленок оксидов титана, легированных примесями Co и Co с добавкой Nb. Имеющиеся литературные данные о добавлении Nb позволяют предположить, что его наличие приводит к улучшению магнитных свойств исходных пленок.

В данной работе исследованы магнитные свойства ферромагнитных пленок TiO_2:Co и TiO_2:Co+0.5%Nb с содержанием Co 1.0% и 8%, полученных методом магнетронного распыления.

Измерение магнитных свойств пленок проводилось на вибрационном магнетометре фирмы «Lakeshore» при температурах от 80 до 450К. Магнитные моменты образцов без Nb были $0.2*10^{-3}$ Гс*см^3 и $0.8*10^{-3}$ Гс*см^3, соответственно для двух концентраций, что соответствует намагниченностям около 10 Гс и 40 Гс, величины коэрцитивной силы были 120 и 280 Э. В образцах с содержанием Co 8% с добавлением Nb существенно выросла коэрцитивная сила (до 400 и 500 Э), при этом величина намагниченности существенно не изменилась. При этом добавление Nb практически не изменило магнитных свойств образцов с содержанием Co 1%.

Следует отметить, что температурная зависимость величины магнитного момента в образцах меняется неоднозначно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

А.С. Семисалова[1], Л.Ю. Фетисов[1], Н.С. Перов[1], А.Б. Грановский[1], А.Ф. Орлов[2], Л.А. Балагуров[2], И.В. Кулеманов[2]

1. Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва
2. Государственный институт редких металлов «Гиредмет», Москва

Спиновая электроника, или спинтроника, привлекает повышенное внимание исследователей возможностями практического применения, в основе которых лежит возможность использования спин-поляризованного переноса заряда и спинового тока без переноса заряда. Интерес к спинтронике вызван, в первую очередь, многофункциональностью спиновых приборов, высокой скоростью реагирования на управляющий сигнал, а также низким, по сравнению с устройствами традиционной электроники, энергопотреблением.

Главное требование, налагаемое на материалы, пригодные для применения в спинтронике и разработки спиновых устройств, заключается в комбинации наличия значительного магнитного момента и спиновой поляризации носителей зарядов и совместимости с полупроводниковыми устройствами. Одним из главных и наиболее перспективных претендентов на эту роль выступают разбавленные магнитные полупроводники (РМП), обладающие ферромагнитным упорядочением при комнатной температуре. Особенный интерес представляют собой РМП на основе кремния вследствие его высокой совместимости со стандартными полупроводниковыми технологиями.

В данной работе приведены результаты исследований образцов Si:Mn. Для имплантации ионов марганца нами использовались пластины монокристаллического кремния n- и p- типа с концентрацией носителей заряда от $9\cdot10^{14}$ до $2\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. Имплантация ионов ^{55}Mn+ с дозой от $1\cdot10^{15}$ до $2\cdot10^{16}$ см$^{-2}$ проводилась на установке Extrion 1000 при температуре 350^0C. После имплантации часть образцов подвергалась кратковременному отжигу в вакууме при температуре 850^0C в течение 5 минут для устранения эффектов аморфизации материала.

Измерение магнитных свойств пленок проводилось на вибрационном магнитометре в полях до 16 кЭ в диапазоне температур от 80 К до 450 К.

Измерения показали, что образцы обладают ферромагнитным упорядочением при температурах выше комнатной. На рис. 1 приведены петли гистерезиса образцов Si:Mn, полученные после вычета линейного парамагнитного вклада. Видно, что при комнатной температуре пленки обладают сравнительно большой анизотропией (поле насыщения составляет 1-3 кЭ). Несмотря на то, что отношение «сигнал-шум» довольно мало для всех образцов серии, гистерезис проявляется уверенно. После математической об-

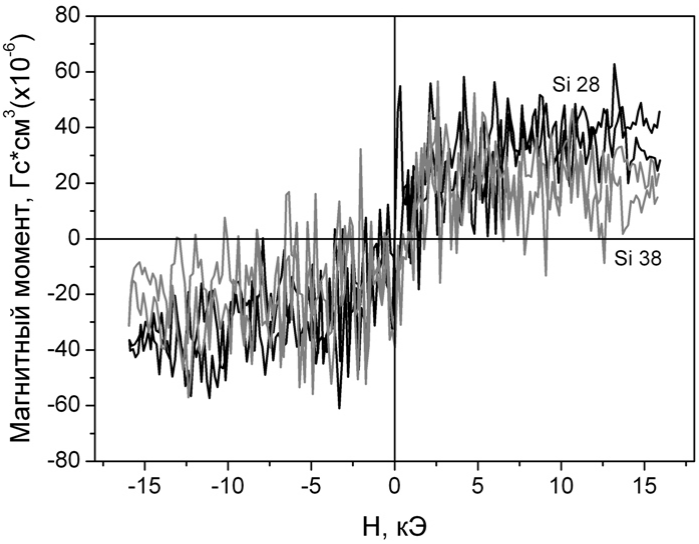


Рисунок 1. Петли гистерезиса пленок SiMn при комнатной температуре.

работки результатов (аппроксимация ветвей петли гистерезиса функцией Ланжевена) параметры петель достаточно надежно фиксируются и воспроизводятся при повторных измерениях. Результаты аппроксимации петель гистерезиса представлены на рис. 2.

Коэрцитивная сила для всех образцов не превышает значений 30-50 Э, при этом наблюдается незначительный рост коэрцитивности с увеличением концентрации марганца.

Исследования температур-ных зависимостей свойств образцов выявили увеличение магнитного момента с понижением температуры, было установлено, что переход в парамагнитное состояние осуществляется в диапазоне температур 320-450 К. В силу небольшой величины сигнала для более точного установления температурной зависимости магнитного момента необходимо дальнейшее исследование, в том числе и с применением дополнительных экспериментальных методик и оборудования.

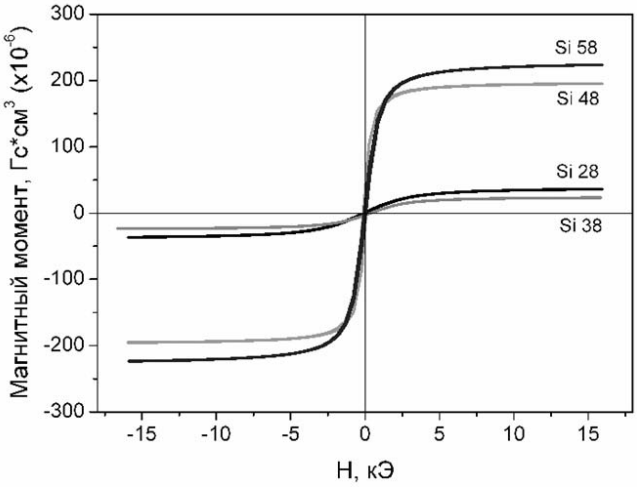


Рисунок 2. Петли гистерезиса пленок SiMn при комнатной температуре – аппроксимация функцией Ланжевена.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОКСИДА ТИТАНА С ПРИМЕСЬЮ ОКИСИ ЖЕЛЕЗА

Пиле С.Э.[1], Анисонян К.Г.[2], Копьев Д.Ю.[2], Перов Н.С.[1]

[1]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия; [2]ИМЕТ РАН, Москва, Россия

В настоящее время образцы на основе диоксида титана активно исследуется в качестве перспективного материала для создания магнитных полупроводников. В то же время, в природе диоксид титана встречается в виде минерала лейкоксена. В ходе исследований в ИМЕТ РАН было обнаружено, что в процессе обжига лейкоксена в восстановительной атмосфере титансодержащие зерна приобретают магнитные свойства за счет примесей оксида железа, содержащихся в исходной руде.

В данной работе были исследованы зависимости магнитных свойств образцов оксида титана с примесью окиси железа от степени восстановления. Методом твердофазного спекания были синтезированы твердые растворы составов: Ti_5O_9, Ti_7O_{13}, $Ti_{10}O_{19}$, $Ti_{15}O_{29}$, $Ti_{20}O_{39}$ и $Ti_{30}O_{59}$, с содержанием Fe_2O_3 около 1,8%. В качестве реагентов использовались рутил марки о.с.ч. и порошок Fe_2O_3. Полученная шихта смешивалась с сажей, добавляемой в зависимости от необходимой степени восстановления рутила и восстановления Fe_2O_3 до FeO. Полученные образцы прессовались в таблетки и обжигались при температуре 1300°С в течение 1-2х часов. Следует отметить, что по данным рентгеноскопии фаз оксида железа в образцах не наблюдается.

После отжига образцы измельчались до порошкообразного состояния с размером частиц около 1 мкм. Образцы для магнитных измерений готовились в пластиковых капсулах с размерами 3×8×0.5мм. Магнитные свойства образцов измерялись на вибрационном магнитометре в магнитных полях до 16 кЭ в диапазоне температур от 80°К до 450°К. Были получены температурные зависимости магнитного момента в различных полях. Кроме того, при температурах 80°К, 300°К и 450°К были измерены петли гистерезиса образцов.

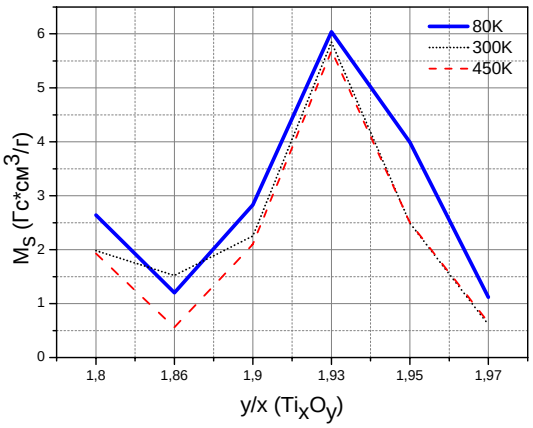


Рис. 1. Зависимость намагниченности насыщения от степени окисления титана.

Установлено, что магнитные свойства образцов существенно зависят от степени окисления титана.

На рис. 1 приведена зависимость намагниченности насыщения (при 10 кЭ) от степени окисления титана. Обращает на себя внимание существенное увеличение намагниченности при 1,93 ($Ti_{15}O_{29}$) и ее значительное уменьшение при отклонении от этой концентрации. Причем подобный характер зависимости наблюдался при всех температурах, при которых проводились измерения петель гистерезиса.

Следует отметить, что зависимость коэрцитивной силы от степени окисления титана в образцах, как видно из рисунка 2, неоднозначная и существенно изменяется с увеличением температуры. В тоже время, при концентрации 1.93 ($Ti_{15}O_{29}$) наблюдается абсолютный минимум коэрцитивной силы при всех температурах. Таким образом, можно утверждать, что для образцов рутила $Ti_{15}O_{29}$ магнитная примесь проявляет себя наиболее существенно.

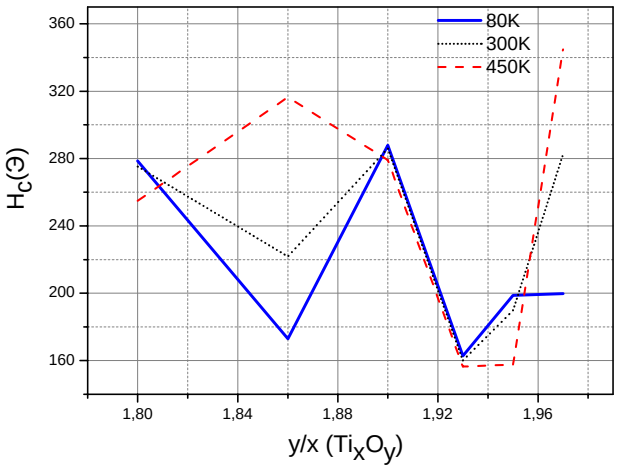


Рис. 2. Зависимость коэрцитивной силы от степени окисления титана при 80°К, 300°К и 450°К.

Были измерены температурные зависимости намагниченности образцов в поле 16кЭ. Как видно из рис. 3, температурные зависимости в пределах погрешности ведут себя монотонно, но у двух образцов: Ti_5O_9 и $Ti_{20}O_{39}$, – наблюдается пик в районе 120-200°К (обведено в красный кружок). Возможно, это связано с наличием гематита Fe_2O_3, у которого в этом диапазоне температур наблюдается магнитный фазовый переход. Следует также отметить, что в изменение магнитного момента образцов в диапазоне температур 80-450°К существенно только для образцов Ti_7O_{13} и $Ti_{30}O_{59}$, у которых оно при 450°К почти в 4 раза меньше чем при 80°К. Для остальных образцов это изменение составляет от 30 до 10 %, что косвенно свидетельствует о высокой (значительно выше 450°К) температуре Кюри.

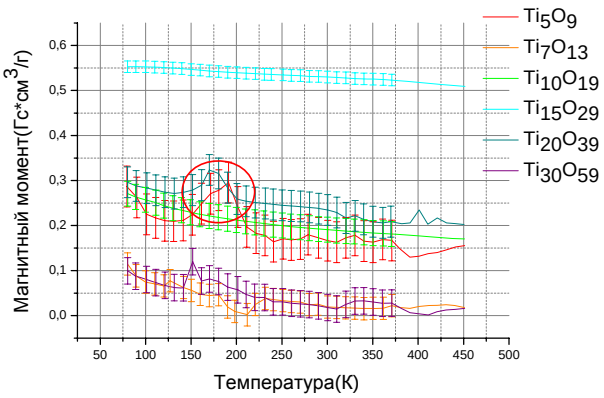


Рис. 3. Зависимость намагниченности насыщения образцов от температуры (80-450°К) при 16кЭ

Полученные результаты могут представлять интерес для специалистов, занимающихся изучением разбавленных магнитных полупроводников на основе оксида титана.

Работа поддержана грантом РФФИ.

ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ НА ОСНОВНЫЕ МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМОРФНОГО СПЛАВА ФАЙНМЕТ, ЛЕГИРОВАННОГО Nb И Cu

Зайченко С.Г[1]., Перов Н.С.[2]
[1]*ГНЦ ЦНИИчермет им. И.П. Бардина, Москва, Россия;*
[2]*МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.*

Необратимые изменения структуры и основных физических свойств аморфных металлических сплавов (АМС) после завершения низкотемпературного термоциклирования (низкотемпературный ΔТ эффект) заключаются в бездиффузионных смещениях атомов металлоидов на расстояния, не превышающие размеров ближнего порядка [1 – 3]. Это заключение позволили сделать эксперименты по малоугловому рассеянию и дифракции тепловых нейтронов и рентгеновских лучей, а также термомагнитные измерения магнитной восприимчивости. Изменения ближнего порядка вызывают, в свою очередь, макроскопические изменения физических свойств АМС. Оказалось, что наиболее чувствительными к низкотемпературной обработке (НТО) являются магнитные и механические характеристики аморфных сплавов. Особенностями низкотемпературного ΔТ эффекта АМС типа Файнмет являются:

- немонотонный характер изменения коэрцитивной силы H_c с увеличением продолжительности НТО (τ). Максимальные изменения наблюдали для НТО (при температуре жидкого азота) продолжительностью τ=3-4 часа;
- среднее значение H_c образцов в исходном состоянии составляло величину ~10 – 12 А/м; минимальное значение H_c =1–3 А/м после НТО (τ=3-4 часа) было сопоставимо со значением H_c, достигаемым после стандартного отжига (Т=653 К, τ=1 час), вызывающего нанокристаллизацию сплава;
- величина индукции насыщения B_m после НТО вне зависимости от ее продолжительности снижалась у отдельных образцов не более, чем на 1%;
- среднее значение H_c после 1-й НТО достигало 27 – 30% при его продолжительности τ=2-5 часов; после двукратного применения НТО аналогичной продолжительности дальнейшее снижение H_c наблюдали у примерно 30% образцов. Дальнейшее увеличение числа циклов НТО не вызывало изменений H_c.

Поскольку индукция насыщения B_m не зависела от продолжительности НТО при температуре жидкого азота, основное внимание было уделено исследованиям H_c. В работе [4] показано, что по меньшей мере 5 механизмов пиннинга дают вклад в величину коэрцитивной силы. Ими являются (в порядке возрастающей роли для АМС) :

1. Флуктуации энергий обменного взаимодействия и локальной анизотропии, обусловленные аморфной структурой. Они могут давать вклад в H_c, находящийся в диапазоне от 1.6×10^{-4} до 0.024 А/м.

2. Кластеры из областей с ближним химическим порядком. Значение H_{c2} не превышает 0.088 А/м.
3. Поверхностные дефекты. Для типичных для АМС значений численных параметров оценка H_{c3} составила 0.655 А/м.
4. Эффекты релаксации, связанные с магнитным последействием. Вклад от H_{c4} оценивается в [4] как величина порядка 2.35 А/м.
5. Объемный пиннинг на дефектах. По оценкам, приведенным в работе [4], величина H_{c5} имеет порядок 7.62 А/м.

В настоящей работе показано, что факторами (1 и 2) можно пренебречь вследствие их малости при оптимальной продолжительности НТО τ=3-4 часа. Вклад от слагаемого H_{c3} остается неизменным, поскольку НТО не влияет на геометрические характеристики образца. Влияние эффекта релаксации, как следует из термомагнитных измерений АМС, близких по составу к АМС Файнмет, но без легирующих добавок, стремится к нулевому значению при $\tau \geq$3-4 часа. Это следует из самой природы низкотемпературного ΔT эффекта, согласно которой структура АМС гомогенизируется вследствие практического исчезновения связей металл-металл. Это подтверждается данными проведенных ранее структурных исследований [2] и термомагнитных измерений, в частности снижением температур Кюри и изменением характера и повышением температур вторичной кристаллизации. Вклад от H_{c5}, связанный с источниками внутренних напряжений, также значительно уменьшается вследствие гомогенизации структуры АМС после НТО.

Основные выводы.
1. По изменению коэрцитивной силы H_c в среднем на 30-35% (в отдельных случаях до 55-60%) определен интервал оптимальной продолжительности НТО для АМС типа Файнмет при температуре жидкого азота, равный 3-4 часа. Определены составляющие H_c сплава в исходном состоянии и их изменения, вызванные НТО.
2. Структурные исследования АМС типа Файнмет, проведенные методами дифракции и малоуглового рассеяния нейтронов и рентгеновских лучей, позволили сделать вывод о гомогенизации структуры сплава на основании более интенсивных смещений 1-го и последующих максимумов ФРР по сравнению с АМС типа металл-металлоид.

1. Зайченко С.Г., Глезер А.М. ДАН. **387**. 8. 617 (2002)
2. Глезер А.М., Зайченко С.Г. Изв. РАН. С. физич. **67**. 10. 823 (2003).
3. Brud'ko O.P., Zaichenko S.G., Zakharenko N.I. Funct. Mater. **10**. 493 (2003).
4. Kronmuller H. Appl. Phys. **52**. 1859 (1981).

МАГНИТНЫЕ СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ ^{119}Sn В МАНГАНИТЕ $CaCu_3Mn_4O_{12}$

В.С. Русаков, И.А. Пресняков, А.В. Соболев, Т.В. Губайдулина

МГУ им. М.В. Ломоносова

Перовскитоподобные манганиты $Ca^{2+}(Mn^{3+}_{3-x}Cu^{2+}_{x})[Mn^{3+}_{3-x}Mn^{4+}_{1+x}]O^{2-}_{12}$, где $0 \le x \le 3$, содержащие катионы переходных металлов со смешанной валентностью (Mn^{3+}/Cu^{2+}, Mn^{3+}/Mn^{4+}), демонстрируют эффект колоссального магнитосопротивления, намного превосходящий соответствующую величину у многослойных пленок и гранулированных систем. Для практических применений особенно важно, что этот эффект в образцах с высоким содержанием меди наблюдается в сравнительно слабых магнитных полях при комнатной температуре. Манганит $CaCu_3Mn_4O_{12}$ является крайним членом рассматриваемого семейства сложных оксидов. Обычно, при микроскопическом описании магнитных свойств этого манганита априори считается, что наиболее сильными являются антиферромагнитные обменные взаимодействия между "квадратной" (Cu^{2+}) и "октаэдрической" (Mn^{4+}) катионными подрешетками. Однако до сих пор нет единого мнения о том, в какой степени внутриподрешеточные Mn^{4+}-O-Mn^{4+} обменные взаимодействия оказывают влияние на формирование магнитной структуры рассматриваемого манганита.

В настоящей работе впервые для исследования магнитных обменных взаимодействий в перовските $CaCu_3Mn_4O_{12}$ используется мессбауэровская спектроскопия на ядрах зондовых диамагнитных атомов ^{119}Sn, введенных в микроколичествах (~ 1 ат.%) в структуру данного соединения. Поскольку механизмы индуцирования сверхтонкого магнитного поля (H_{Sn}) на ядрах ^{119}Sn, введенных в структуру магнитоупорядоченного манганита, по своей физической природе во многом схожи с косвенными обменными взаимодействиями между самими катионами $Mn^{4+}(Cu^{2+})$ и Mn^{4+}, результат их анализа позволяет получить новые сведения о магнитных обменных взаимодействиях в исследуемом соединении.

Мессбауэровские спектры ядер ^{119}Sn в образце $CaCu_3Mn_{3.96}{}^{119}Sn_{0.04}O_{12}$, измеренные при температурах существенно ниже точки Кюри, представляют собой суперпозицию парамагнитного и магнитного вкладов (см. рис.1). Для выбора модели расшифровки мессбауэровских спектров были восстановлены две функции распределения сверхтонких параметров – квадрупольного расщепления спектра $p(\Delta)$ для парамагнитного вклада и сверхтонкого магнитного поля $p(H_{Sn})$ для магнитного вклада. Профили полученных функций $p(\Delta)$ и $p(H_{Sn})$ (рис.1) свидетельствуют о том, что атомы олова занимают три магнитно-неэквивалентные позиции, а также одну парамагнитную позицию.

Каждый из экспериментальных спектров, измеренных в диапазоне температур $T << T_C$, был представлен в виде суперпозиции трех зеемановских секстетов и одного неразрешенного квадрупольного дублета (рис.1).

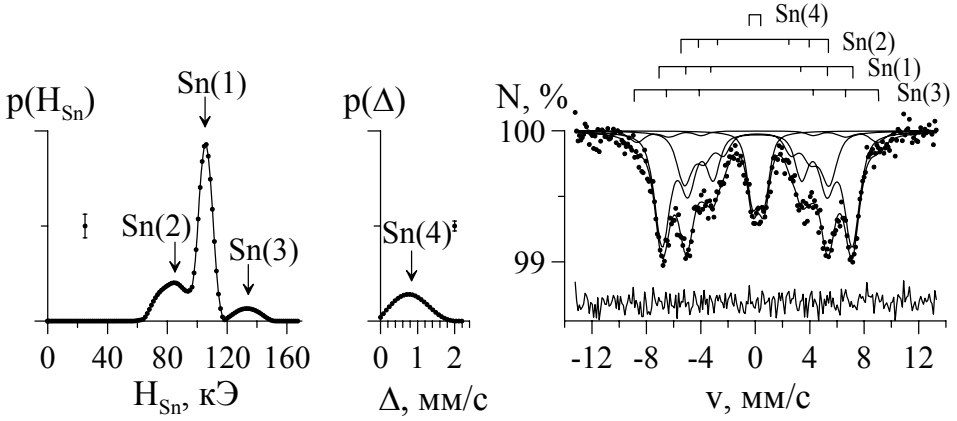


Рис.1. Функции распределения сверхтонкого магнитного поля $p(H_{Sn})$ и квадрупольного расщепления $p(\Delta)$, а также результат модельной расшифровки мессбауэровского спектра $CaCu_3Mn_{3.96}{}^{119}Sn_{0.04}O_{12}$, измеренного при $T = 77$ K.

Значения химических сдвигов (δ) всех составляющих спектра соответствуют атомам олова с формальной степенью окисления "+4", находящимся в октаэдрическом кислородном окружении. Наиболее интенсивные секстеты Sn(1) и Sn(2) соответствуют катионам олова, вошедшим в структуру $CaCu_3Mn_4O_{12}$. Остальные парциальные спектры могут быть отнесены к катионам Sn^{4+}, стабилизированным в какой-либо из примесных фаз (в том числе собственных) оксидных фаз олова.

Появление на ядрах немагнитных атомов олова сверхтонкого магнитного поля обусловлено спиновой поляризацией атомных *ns*-орбиталей катионов Sn^{4+} окружающими их катионами Mn^{4+} и Cu^{2+}. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте сверхтонкое поле H_{Sn} на ядрах примесных атомов ^{119}Sn является суммой парциальных вкладов от каждого из окружающих олово магнитных катионов. Наблюдаемые в эксперименте величины $H_{Sn(1)}$ и $H_{Sn(2)}$ могут быть представлены в виде суммы двух групп парциальных вкладов:

$$H_{Sn(1)} = 6h_{Mn} + 6h_{Cu}, \quad (1а)$$

$$H_{Sn(2)} = 5h_{Mn} + 6h_{Cu}, \quad (1б)$$

где h_{Mn} и h_{Cu} – парциальные вклады в $H_{Sn(1)}$ и $H_{Sn(2)}$ от катионов Mn^{4+} и Cu^{2+}, связанных с оловом косвенными связями Sn^{4+}-O-Mn^{4+} и Sn^{4+}-O-Cu^{2+}.

Чтобы оценить знак и величину парциальных вкладов в сверхтонкое магнитное поле на ядрах примесных атомов ^{119}Sn от каждого из шести окружающих олово катионов Mn^{4+} (h_{Mn}) и Cu^{2+} (h_{Cu}), мы воспользовались кластерным вариантом метода молекулярных орбиталей, который ранее применялся нами для расчета парциальных сверхтонких полей на ядрах атомов ^{119}Sn в феррите $Ca_2Fe_2O_5$ [1].

Расчет для манганита $CaCu_3Mn_4O_{12}$ проводился с учетом двух связывающих молекулярных орбиталей, локализованных в кластере {Sn-6O-(6Mn,6Cu)}, в котором углы связей Sn^{4+}-O-Mn^{4+} (ϑ_1) и Sn^{4+}-O-Cu^{2+} (ϑ_2) принимались равными соответствующим значениям для цепочек Mn-O-Mn ($\vartheta_1 = 140°$) и Mn-O-Cu ($\vartheta_2 = 109°$) в незамещенном манганите $CaCu_3Mn_4O_{12}$. Полученное в результате модельных расчетов значение $h_{Mn} = h^{\pi}_{Mn} + h^{\sigma}_{Mn} \approx 34$ кЭ качественно согласуется с экспериментальной величиной $H_{Sn(1)} - H_{Sn(2)} \approx 25$ кЭ, которая, согласно нашему предположению, равна парциальному вкладу в H_{Sn} от одного катиона Mn^{4+}. Положительный знак рассчитанной величины h_{Mn} свидетельствует о том, что в случае $CaCu_3Mn_{3.97}{}^{119}Sn_{0.04}O_{12}$ индуцирование сверхтонкого магнитного поля на ядрах ^{119}Sn в основном осуществляется за счет электронов, находящихся на t_{2g}-орбиталях марганца. Полученное значение парциального вклада от одного катиона меди $h^{\sigma}_{Cu} = -17.4$ кЭ оказалось по модулю меньше, чем соответствующий парциальный вклад в H_{Sn} от одного катиона Mn^{4+}. При этом отрицательный знак означает, что сверхтонкое поле, индуцируемое катионом Cu^{2+}, противоположно направлению магнитных моментов катионов Mn^{4+}. Подстановка парциальных вкладов $h_{Mn} = h^{\pi}_{Mn} + h^{\sigma}_{Mn}$ (> 0) и $h_{Cu} = h^{\sigma}_{Cu}$ (< 0) в выражение (1а) приводит к величине сверхтонкого магнитного поля $H_{Sn(1)} \approx 100$ кЭ, которая оказывается близкой к экспериментально определенному значению ≈ 105 кЭ. Полученный результат однозначно свидетельствует о том, что использованный нами механизм формирования магнитных полей H_{Sn} согласуются с экспериментально определенными параметрами сверхтонких взаимодействий ядер ^{119}Sn в манганите $CaCu_3Mn_{3.96}{}^{119}Sn_{0.04}O_{12}$.

Таким образом, в результате проведенных исследований [2] показано, что величина сверхтонкого магнитного поля H_{Sn} на ядрах катионов Sn^{4+} в манганите $CaCu_3Mn_4O_{12}$ является суперпозицией соизмеримых по величине, но разных по знаку парциальных вкладов, обусловленных спиновым переносом с участием катионов Mn^{4+} и Cu^{2+}, относящихся к разным структурным подрешеткам. Сделан вывод о том, что в формировании магнитной структуры манганита $CaCu_3Mn_4O_{12}$ значительную роль играет ферромагнитное внутриподрешеточное обменное взаимодействие $Mn^{4+}(\uparrow)$-O-$Mn^{4+}(\uparrow)$; в других манганитах величина и знак этих взаимодействий в существенной степени зависит от локальной кристаллической структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00354-а.

Литература:

1. И.А. Пресняков, К.В. Похолок, И.Г. Миняйлова. Известия РАН. Серия физическая **63**, 1459 (1999).

2. Русаков В.С., Пресняков И.А., Соболев А.В., Губайдулина Т.В., и др. ЖЭТФ 2009, **135**, вып. 4, стр. 692-704.

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ $(Sm,Zr)(Co,Cu,Fe)_z$ В ПРОЦЕССЕ ТЕРМИЧЕСКИХ ОБРАБОТОК

П.А.Зезюлина, М.Б.Ляхова, Ю.Г.Пастушенков,
Е.М.Семенова, К.П.Скоков, Н.П.Супонев,

Тверской государственный университет, Россия

Методами оптической и сканирующей зондовой микроскопии исследован процесс изменения микроструктуры псевдомонокристаллических образцов сплавов $Sm_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,70}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_z$, где z = 6,1; 6,4; 6,7, в процессе различных термических обработок. Образцы гомогенизировались при температуре 1170°С и подвергались изотермическому старению при 800°С в течение 2, 5, 10 и 20 часов с последующими закалкой до 20°С или охлаждением до 400°С со средней скоростью 2°С/·мин.

Сплавы рассматриваемого типа имеют сложную микроструктуру, состоящую из двух основных макроскопических структурных составляющих, имеющих состав, близкий к $R(Co,M)_5$ (составляющая *A*) и $R_2(Co,M)_{17}$ (составляющая *B*). При $z \approx 6,4$ относительное содержание составляющих *A* и *B* в сплаве одинаково. Увеличение *z* приводит к росту относительного содержания составляющей *B*. Изменение *z* позволяет варьировать основные магнитные характеристики данных материалов в широких пределах [1].

Каждая из составляющих в свою очередь характеризуется наноразмерной «ячеистой» структурой, подробные исследования которой представлены в работах [2-3]. Размеры «ячеек» варьируются в интервале 50...100 нм. Центральные области ячеек составляющей *B* имеют состав близкий к $Sm_{0,86}Zr_{0.14}(Co_{0,70}Cu_{0,07}Fe_{0,23})_{7,1}$, а граничные области обогащены медью и служат центрами задержки доменных границ. Ячейки различаются по форме: в составляющей *A* они имеют округлую форму, а в *B* – форму параллелепипедов. Кроме того, в составляющей *B* структура ячеек имеет упорядочение: группы ячеек образуют линии, направленные под углами 60° и 120° [2].

Оценка параметров ячеистой структуры и магнитной доменной структуры проведена при различных режимах старения при 800°С и способов охлаждения. Для всех случаев выполнено сопоставление параметров ДС и наноструктуры фазовых составляющих исследуемых материалов. Рис. 1 позволяет сравнить размеры «ячеек» и ДС. Здесь приведены изображения, полученные методами атомной и магнитной силовой микроскопии. На фотографии приведена структура «ячеек» фазы *A*. Средний размер ячеек составляет 50...100 нм. Рядом приведена ДС этой составляющей. Анализ полученных изображений позволяет сделать вывод о том, что средняя ширина домена в фазе *A* соответствует 15 ячейкам. Здесь же приведены снимки для фазы *B*. Параметры ячеистой структуры по сравнению с *A* отличаются

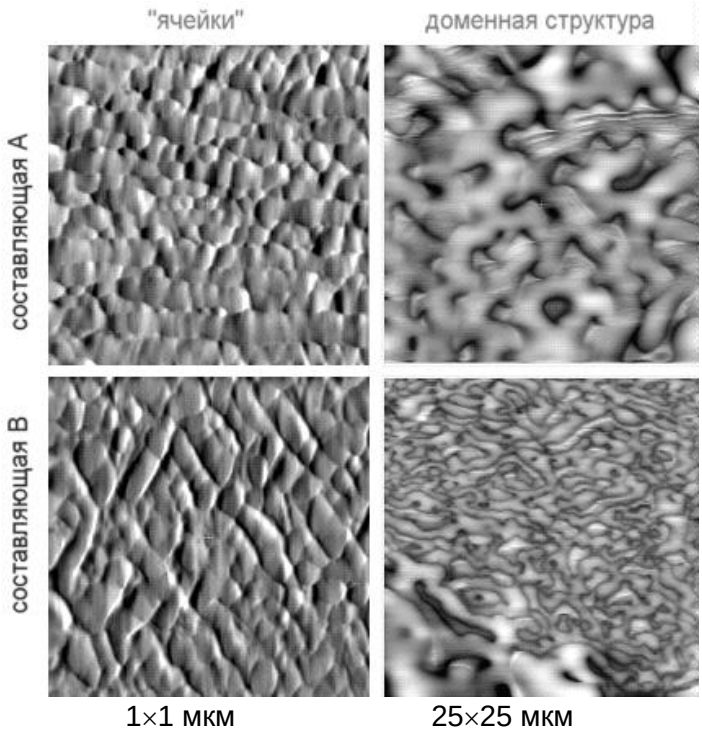


Рис.1. Структура «ячеек» и магнитная доменная структура сплава (Sm,Zr)(Co,Cu,Fe)$_{6,4}$ (ТО-1). Изображения получены методами СЗМ.

При этом параметры магнитной структуры отличаются более чем в 2 раза (средняя ширина доменов ≈ 0,6 мкм, что соответствует приблизительно 6 ячейкам структуры).

Таким образом, ДС структурных составляющих сплава $(Sm_{0,85}Zr_{0,15})(Co_{0,70}Cu_{0,09}Fe_{0,21})_z$ имеет одинаковые особенности: размеры доменов в несколько раз превышают размеры «ячеек», при этом доменные стенки многократно пересекают границы фаз. Можно предположить, что формирование подобной ДС связано с наличием не только магнитостатического и обменного взаимодействий между когерентно связанными наноячейками, но и специфическим характером распределения коэрцитивности внутри структурных составляющих.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-01274.

1. Н.П. Супонев, А.Г. Дормидонтов, В.В. Левандовский, Е.Б. Шаморикова, Е.М. Некрасова, ФММ. Тверь, 78 (1992).
2. М.Б.Ляхова, Е.М.Семенова, И.В.Андреев, И.А.Каплунов. Вестник ТвГУ. Серия: Физика. **6**, 22 (2007).
3. Yu.G.Pastushenkov, K.P.Skokov, N.P.Suponev, M.B.Lyakhova, E.M.Semenova, Abstr. 13th Int. Conf. on Rapidly Quenched and Metastable Mat. 148 (2008).

НЕЙТРОНОГРАФИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНИ ТЕКСТУРЫ В ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ НА ОСНОВЕ $Nd_2Fe_{14}B$

А.Н. Пирогов[1], Н. В. Кудреватых[2], С. Г. Богданов[1], А.Е. Теплых[1], А. Г. Попов[1], В.П. Вяткин[3], Д.Ю. Василенко[3]

[1] *Институт физики металлов УрО РАН*
[2] *Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького*
[3] *ООО НПО «Неомаг», г. Екатеринбург*

Для достижения предельных значений $(BH)_{max}$ у магнитотвердого материала (МТМ) необходимо реализовывать в нем максимально высокую степень текстуры зерен, т.е. ориентировать легкие оси кристаллитов строго параллельно. Очевидно, что это обуславливает необходимость разработки специальных методов контроля степени текстуры. Часто испо-льзуемый для подобных целей рентгеновский метод [1], в случае МТМ на основе интерметаллидов, из-за небольшой глубины проникновения в них рентгеновских лучей не эффективен.

Тепловые нейтроны обладают гораздо большей проникающей способностью; кроме того, они могут быть использованы для анализа структуры образцов МТМ с большой поверхностью. Поэтому, с их помощью можно получить более достоверную информацию о текстуре в МТМ.

В настоящей работе для определения степени текстуры МТМ на основе $Nd_2Fe_{14}B$ использовался метод нейтронной дифракции. Нейтронограммы анализировались с помощью программы Fullprof [2].

Исследовались образцы постоянных магнитов (ПМ) на основе $Nd_2Fe_{14}B$, априори различающихся по степени текстуры, создаваемой однополярными импульсами магнитного поля 4 Тл (см. таблицу). Нейтроноструктурные измерения выполняли при комнатной температуре на нейтронном дифрактометре Д-2 с длиной волны λ=0,1805 нм, установленном на горизонтальном канале реактора ИВВ-2М (г. Заречный, Россия). Нейтронограммы измеряли в «геометриях» на отражение и прохождение в режиме Θ-2Θ сканирования.

Таблица

№ образца	Кол-во текст. импульсов	B_r (кГс)	$_iH_c$ (кЭ)	$(BH)_{max}$ (МГс·Э)	Полуширина (град.)	Степень текст. (%)
0	0	6.44	9.46	7.55	-	0
1	1	13.02	6.91	36.3	31.5	63
3	3	13.33	5.97	36.9	28.0	69
5	5	13.45	5.18	35.5	28.5	71
7	7	13.42	4.70	34.1	21.1	92

В качестве примера на рис.1 приведены экспериментальные и расчетные нейтронограммы образцов № 0, 1 и 7 (номер образца указывает на число приложенных импульсов магнитного поля при текстурировании порошка), измеренные в геометрии на отражение. Видно, что различие в

степени текстуры образцов приводит к большим изменениям соотношения интенсивностей рефлексов. Особенно сильно изменяется рефлекс (002), расположенный на угле 2Θ ≈ 17°. Интенсивность этого рефлекса в образце № 7 выше, чем в образце № 1, почти, в 25 раз.

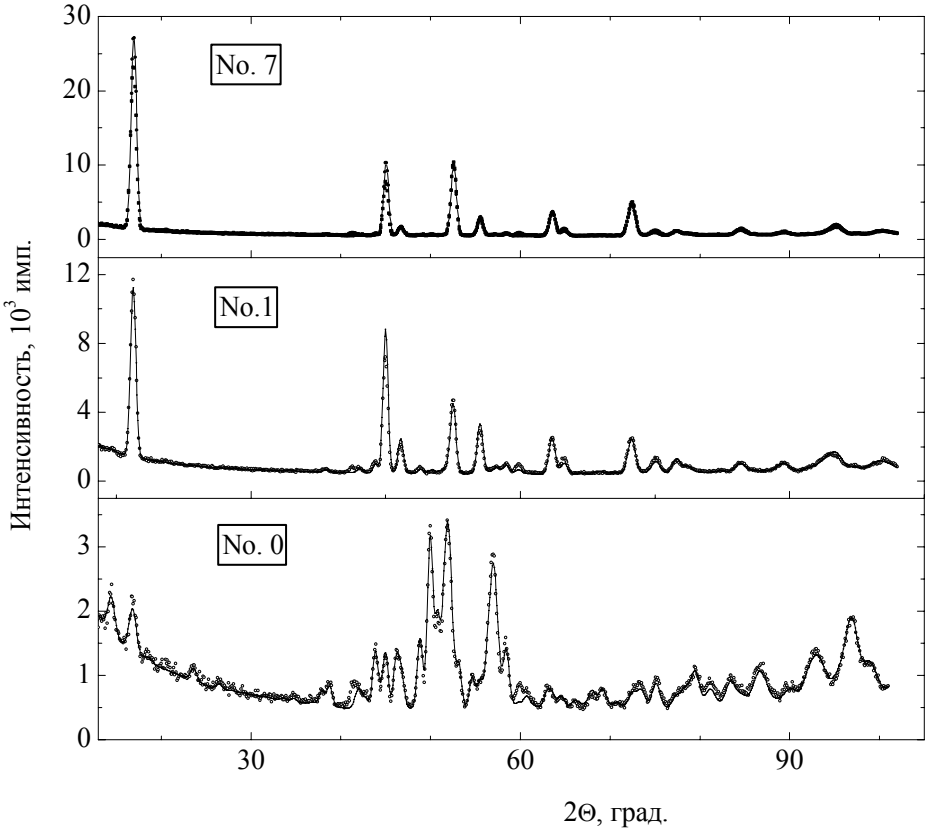


Рис.1. Нейтронограммы образцов ПМ на основе $Nd_2Fe_{14}B$

Количественная характеристика степени текстуры проводилась на основе анализа интенсивности рефлекса (*hkl*) в той форме, как она дана в [2]:

$$I_{hkl} = \{SLJAF^2P\}_{hkl}, \qquad (1)$$

где, S_{hkl} – масштабный коэффициент; L_{hkl} – фактор Лоренца; A_{hkl} – фактор поглощения нейтронов; J_{hkl}- множитель повторяемости; F^2_{hkl} – структурный фактор; P_{hkl} – функция преимущественной ориентации кристаллитов, т.е. коэффициент, учитывающий текстуру. Из этого выражения видно, что распределение ориентаций кристаллитов в образце может быть установлено, если определены величины всех коэффициентов, стоящих слева от P_{hkl}, что и было сделано с помощью программы Fullprof. Например, в случае образца № 1 для рефлекса (002) коэффициенты равны следующим значениям: I_{002} = 8425 (бн), L_{002} = 11.6, J_{002} = 2, F^2_{002} = 117.5 (бн). Это дает P_{002} = 2.8. Аналогично были рассчитаны коэффициенты P_{hkl} для остальных рефлексов.

На рис.2 коэффициенты текстуры для разных рефлексов (*hkl*) представлены как зависимости P_{hkl} от угла между осью *c* кристалла и нормалью к плоскости (*hkl*). Кривые на этом рисунке являются результатом описания экспериментальных точек с помощью распределения Гаусса.

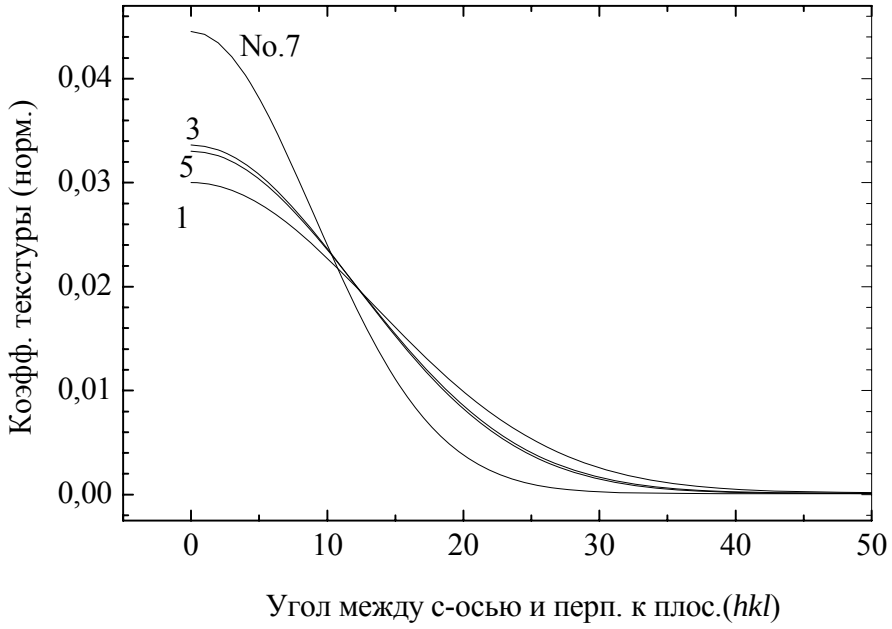


Рис.2. Распределение ориентаций кристаллитов в образцах МП № 1, 3, 5 и 7.

Анализ нейтронограмм, измеренных в геометрии пропускания, указывает на их подобие нейтронограммам нетекстурированного (т.е. № 0) образца. Сравнение интенсивностей рефлекса (002), измеренных в геометриях на отражение и прохождение, позволяет оценить «остроту» текстуры по одному этому рефлексу, что может быть использовано для «экспресс» определения степени текстуры в ансамбле микрозерен интер-металлида $Nd_2Fe_{14}B$ при отработке технологии производства ПМ.

Работа выполнялась при финансовой поддержке ФАНИ (Г.К. № 02.513.11.3397), проектов № 13 и 24 УрО РАН и темы 01.2.00613394 «Импульс».

1. Ю..Д. Ягодкин, А.С. Лилеев, Н.А. Скоробогатова, Е.В. Миляева, Р.С. Баязитов // Известия ВУЗов, «Черная металлургия».№3, 2001,стр 49-51.
2. J. Rodriguez-Carvajal. Fullprof 2000 (version 2009), Laboratoire Leon Brillouin Grenoble, France.

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА В $Co_{3-x}F_xO_2BO_3$ (x = 0.14, 0.35, 0.75) ЛЮДВИГИТАХ

Н.В. Казак[1], О.А. Баюков[1], Н.Б. Иванова[2], В.В. Руденко[1], С.Г. Овчинников[1,2]

[1]*Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН,660036 Красноярск, Россия*
[2]*Сибирский Федеральный Университет, 660079, Красноярск, Россия*

Магнитные оксибораты переходных металлов принадлежат к системам с сильными электронными корреляциями и проявляют сложную картину взаимодействий спиновых, орбитальных и зарядовых степеней свободы. Оксибораты с общей формулой $M_2^{2+}M'^{3+}O_2BO_3$, где M и (или) M' – $3d$ металл, кристаллизуются в структуре людвигита (орторомбическая симметрия, пространственная группа P_{bam}). Элементарная ячейка содержит четыре формульных единицы. Металлические ионы находятся в октаэдрическом окружении кислорода и распределены по четырем кристаллографически неэквивалентным позициям (2a, 2d, 4g и 4h) [1]. Структура может быть представлена как совокупность зигзагообразных стенок, сформированных кислородными октаэдрами. Ранее нами было проведено исследование кристаллической структуры, магнитных и транспортных свойств данных материалов [2 - 4]. В данной работе выполнено исследование эффекта Мессбауэра для серии $Co_{3-x}F_xO_2BO_3$ людвигитов (x = 0.14, 0.35, 0.75).

Монокристаллы было получены методом раствор-расплавной кристаллизации в системе $Co_3O_4 – Fe_2O_3 – B_2O_3 – PbO – PbF_2$. Подробное описание синтеза образцов дано в работе [2]. Измерения эффекта Мессбауэра были проведены на порошках монокристаллов толщиной 5 – 10 мг/см^2 по естественному содержанию железа с использованием источника Co^{57}(Cr). Измерения выполнены в режиме постоянных ускорений при комнатной температуре. Величина изомерного сдвига определялась относительно металлического (α – Fe) железа.

На рис. 1 приведены спектры, которые представляют собой сумму квадрупольных дублетов, относящихся к неэквивалентным кристаллографическим позициям, занимаемым железом. Для выявления числа неэквивалентных позиций восстановлены распределения вероятностей квадрупольных расщеплений, которые показаны на рис. 2. На этом рисунке явно видны 4 максимума на P(QS) для состава x = 0.75 и по три максимума для составов x = 0.14 и 0.35. Положения этих максимумов использованы для построения модельных спектров. На втором этапе расшифровки спектров модельные спектры подгонялись к экспериментальным спектрам при варьировании всего набора сверхтонких параметров в рамках метода наименьших квадратов в линейном приближении. Результаты такой подгонки сведены в таблице 1.

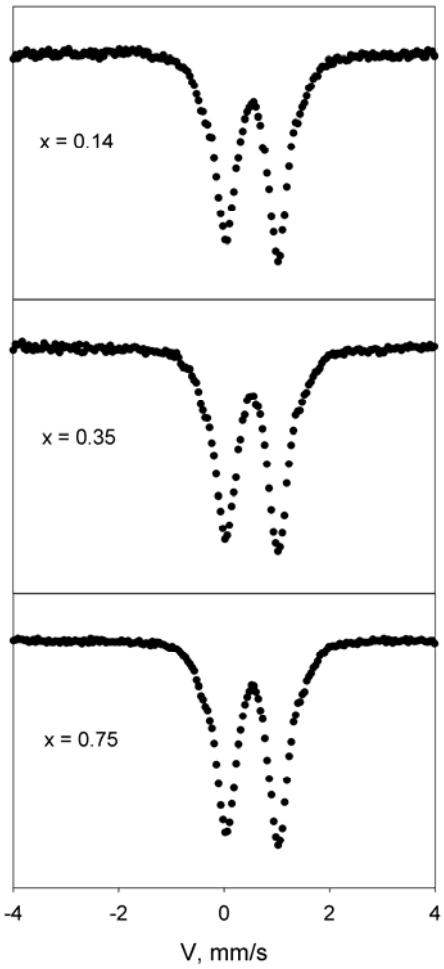


Рис. 1 Мессбауэровские спектры $Co_{3-x}F_xO_2BO_3$, T = 300 K.

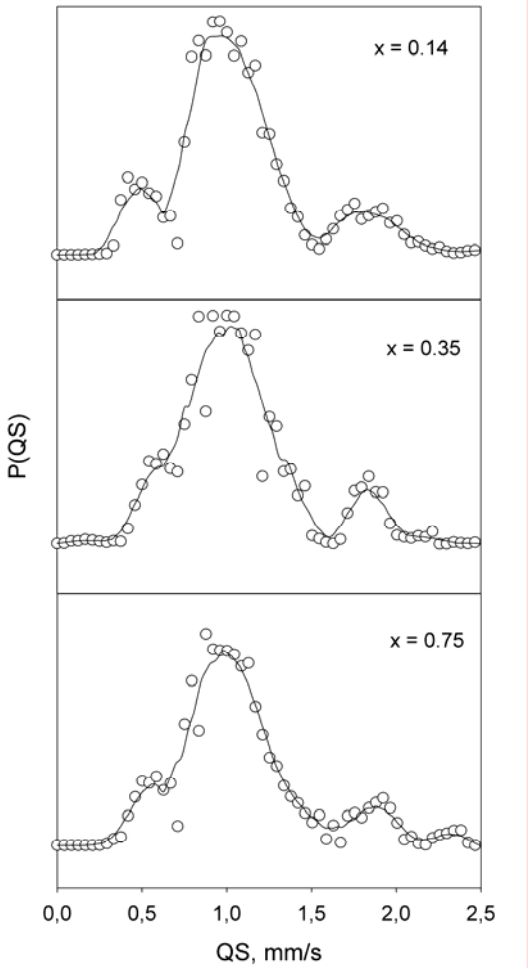


Рис. 2 Распределение вероятностей квадрупольных расщеплений, восстановленное из экспериментальных спектров.

Величины изомерных химических сдвигов свидетельствуют о том, что железо входит в трехвалентном состоянии и занимает октаэдрические позиции. Входящее железо занимает в основном три неэквивалентные позиции с преимущественным заполнением позиций, имеющих QS=1.06-1.13 мм/с, $S_{Мессб}$=0.72.

Катионы Fe^{3+} стремятся занять наиболее симметричные позиции 2d и 4h. При малом содержании железа в Co - людвигите железо входит в эти позиции равновероятно. При возрастании концентрации железа (x = 0.75) предпочтение отдается позиции 4h с наименьшим средним расстоянием кислород - катион и максимальной электронной плотностью на ядре железа, о чем свидетельствует величина изомерного химического сдвига. Вероятно, на это накладывает отпечаток симметричная электронная оболочка Fe^{3+}. Катионы Fe^{3+} вытесняют Co^{2+} из позиций и Co^{3+} из кристалла. Co^{2+} вынужден замещать Co^{3+} в 2a и 2d позициях.

Таблица 1. Параметры сверхтонкой структуры $Co_{3-x}Fe_xO_2BO_3$. IS – изомерный химический сдвиг относительно αFe, ± 0.01 мм/с; QS – квадру-

польное расщепление, ± 0.02 мм/с; W – ширина линии поглощения на полувысоте, ± 0.02 мм/с; S_{Messb} – долевая заселенность позиции железом, ± 0.03.

x	IS	QS	W	S_{Messb}	Belonging
0.75	0.39	0.72	0.29	0.18	2d
	0.37	1.06	0.38	0.72	4h
	0.38	1.84	0.37	0.11	2a
	-	~2.2	-	<0.01	4g
0.35	0.39	0.75	0.30	0.23	2d
	0.37	1.08	0.38	0.68	4h
	0.39	1.87	0.34	0.09	2a
0.14	0.39	0.86	0.39	0.51	2d
	0.36	1.13	0.36	0.40	4h
	0.37	1.86	0.31	0.09	2a

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-02-00171-а), Роснауки (грант № МК – 4278.2008.2), а также программы отделения физических наук «Сильно коррелированные электроны».

Литература

1. R. Norrestam, K. Nielsen, I. Sotofte, N. Thorup. Zeitchrift für Kristallografie 189, 33 (1989).
2. Н.В. Казак, Н.Б. Иванова, В.В. Руденко и др. ФТТ 51, 916 (2009).
3. N.V. Kazak**,** N.B. Ivanova, V.V. Rudenko et al.. Solid State Phenomena 152-153, 104 (2009).
4. Н.Б. Иванова, А.Д. Васильев, Д.В. Великанов и др. ФТТ 49, 618 (2007).

СТРУКТУРА, ПРОЧНОСТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОКОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ЖЕЛЕЗО-МЕДЬ-УГЛЕРОД

С. Рево, Е. Иваненко, Ф. Лозовый, И Шевченко

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Украина

Перспективы разработки физико-химических основ изготовления новых многослойных нанокомпозиционных материалов (МНКМ) заключаются в реализации атомных, кластерных и наноразмерных механизмов формирования структуры и неаддитивном по отношению к компонентам, из которых изготавливают МНКМ, увеличении их эксплуатационных характеристик. При изготовлении МНКМ используют различные способы [1], общим для которых является глубокая деформация гетерогенных заготовок из чередующихся между собой фольг разнородных металлов, спрессованных смесей соответствующих порошков (в т.ч. ферромагнитных), либо псевдосплава.

В настоящей работе для получения МНКМ использован метод порошков. Он включает в себя операции чередования глубокой деформации (ковка, прокатка) и отжигов спеченной смеси порошков железа марки ПЖ-1 (92,2 мас.%), меди марки ПМ1 (6 мас.%) и углеродного материала (1,8 мас.%), состоящего из термически расширенного графита (ТРГ) и многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ) в соотношении 1:1.

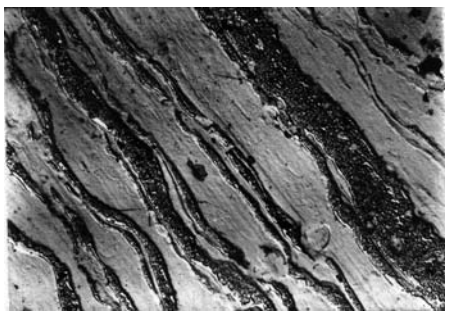


Рис.1. Микроструктура поперечного среза МНКМ Fe-Cu-C (x2400)

Специфика структуры полученных образцов МНКМ связана не только с их нанослоистостью, но и с огромной протяженностью и особенностью строения границ раздела. Как видно из рисунка 1, где представлен поперечный срез МНКМ, слои меди содержат наночастицы углерода, которые в процессе термообработок не растворились в железе.

Проведенные исследования макро- (P_I) и микронапряжений (P_{II}) в МНКМ показали, что явной зависимости величины P_I от h не наблюдается, а микронапряжения в слоях растут с уменьшением их толщины. Увеличивается при уменьшении h и плотность дислокаций. Оценку микронапряжений производили для меди по 311-отражениям, для железа – по 211-отражениям (использована рентгеновская трубка с анодом из хрома). В таблице представлены величины микронапряжений в медных и железных слоях МНКМ для различных h и плотности дислокаций в композитах с различной h.

Таблица

Величина микронапряжений (P_{II}) и плотности дислокаций (N_g) в МНКМ

h, нм	Cu		Fe	
	P_{II}, МПа	$N_g \cdot 10^{-10}$, см$^{-2}$	P_{II}, МПа	$N_g \cdot 10^{-10}$, см$^{-2}$
150	123,6	8	153	3
100	132,4	9,5	229,5	6
50	150,1	12	267,8	8

Анализ зависимостей предела прочности при растяжении (σ_B) от толщины слоя железа (h_{Fe}) (рис.2) указывает на то, что, в отличии от ранее исследованных зависимостей для аналогичных нерастворимых систем [1], увеличение σ_B при уменьшении h наступает при несколько больших значениях h. Последнее может быть связано не только и не столько с вкладом нанослоистости, соответствующим увеличением плотности и блокировки дефектов кристаллической структуры, но и с частичным растворением ТРГ (образованием на границах слоев стальных прослоек), а также дисперсным упрочнением за счет МУНТ.

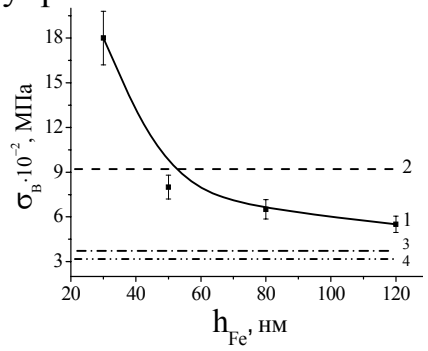


Рис. 2. Зависимости предела прочности при растяжении для МНКМ Fe-Cu-C (1), переплавленных образцов МНКМ (2), отожженных образцов железа (3) и меди (4), изготовленных из соответствующих порошков

Магнитные измерения, проведенные по методу вибромагнетометра, позволили оценить степень деформации слоев железа. Следует отметить, что коэрцитивная сила H_C также возрастает в МНКМ с уменьшением h_{Fe}, причем у МНКМ H_C выше, чем у сплава при $h_{Fe} < 10^4$ нм, как и в случае σ_B. В слоистых материалах H_C выше, чем в сплавах аналогичного состава, за счет наличия напряжений в слоях, изменения текстуры, обменного и магнитостатического взаимодействия между слоями.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности МНКМ как новых объектов при получении магнитожестких материалов.

1. А. Шпак, В. Майборода, Ю.Куницкий, С. Рево. Нанослоистые композиционные материалы и покрытия. Киев: Академпериодика (2004).

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ КИСЛОРОДА И ДЕФЕКТОВ НЕСТЕХИОМЕТРИИ НА ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В МАНГАНИТАХ СИСТЕМЫ $La_{0,65}Sr_{0,35}Mn_{1-x-y}Ni_xTi_yO_{3+\gamma}$

З.Р.Мусаева, А.Г. Баделин, А.М.Смирнов, В.К. Карпасюк, В.И.Пономарев, А.А.Щепеткин

Астраханский государственный университет, Астрахань
Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург

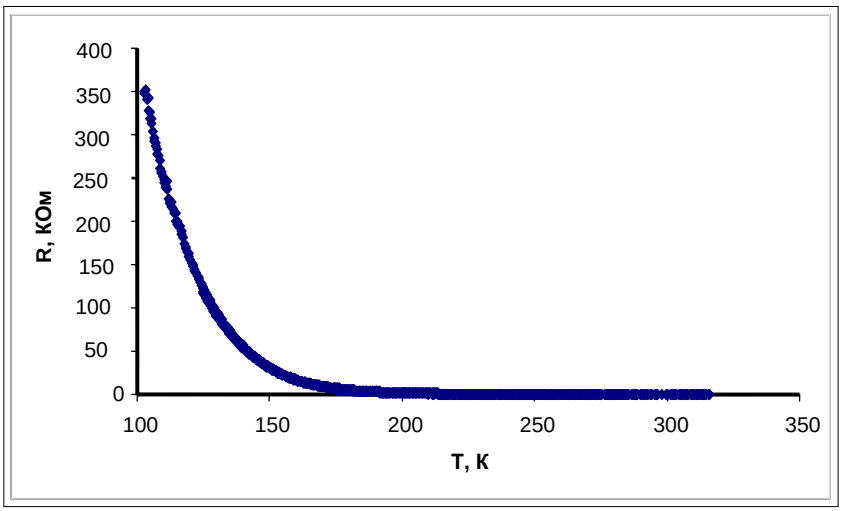
Функциональные магнитные материалы, обладающие колоссальным магнитосопротивлением (КМС), разрабатываются, чаще всего, на основе манганита лантана с замещениями в различных подрешетках. Особый интерес вызывает исследование твердых растворов, компоненты которых обусловливают допирование различного типа - электронное и дырочное. Магнитные и электрические свойства манганитов определяются концентрацией ионов Mn^{3+} и Mn^{4+}, отличием ионных радиусов замещающих катионов и количеством неспаренных 3d-электронов в их оболочках, наличием дефектов кристаллической решетки и их локализацией [1-5]. В зависимости от условий термообработки, содержание кислорода в манганитах отклоняется от стехиометрического (O_3) в сторону уменьшения или увеличения, что обусловливает изменение концентрации разновалентных ионов, образование дефектов различного типа и способно приводить к возникновению структурных или электронных фазовых превращений.

В настоящей работе установлены и объяснены закономерности влияния режимов окислительно-восстановительных обработок (на воздухе, в вакууме и кислороде) на структуру и свойства изученных твердых растворов выбранной системы. Обнаружены превращения исходной ромбоэдрической фазы в орторомбическую или моноклинную, а также возникновение в результате окислительной обработки манганитов $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ni_{0.25}O_{3+\gamma}$, $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ti_{0.25}O_{3+\gamma}$ фазового перехода «полупроводник – металл» при одновременном резком повышении намагниченности и точки Кюри (T_c).

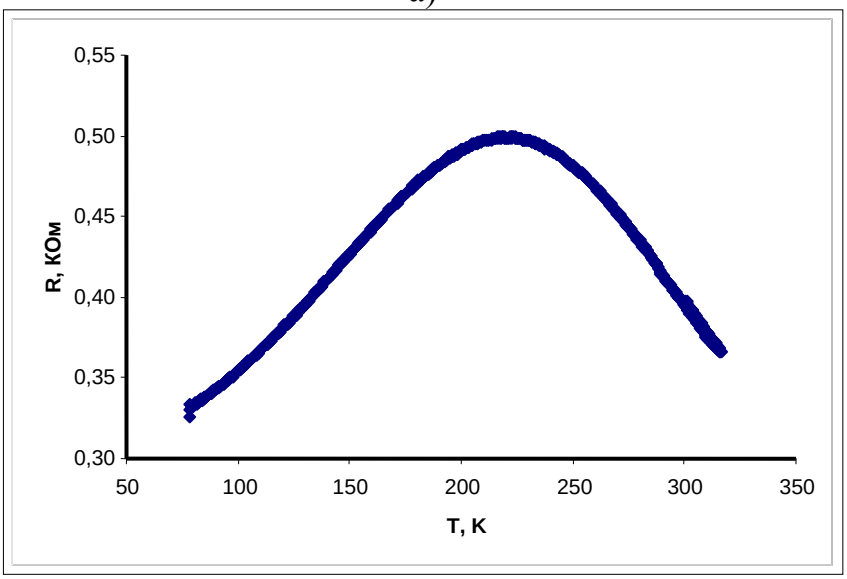
Переход в металлоподобное состояние после отжига в кислороде привел к резкому качественному изменению вида температурной зависимости сопротивления и уменьшению его величины на несколько порядков (рис.1, а, б).

Удельная намагниченность в поле 5,6 кЭ при 80 К увеличилась от 15,2 до 52,0 Гс $\cdot см^3/г$ для манганита $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ni_{0.25}O_3$ и от 18,3 до 55,1 Гс $\cdot см^3/г$ для $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ti_{0.25}O_{3+\gamma}$. Температура Кюри повысилась от -89 до $+44^oC$ и от -46 до $+62\ ^oC$ для образцов указанных составов,

соответственно, и приблизилась к величине T_c манганита базового состава $La_{0.65}Sr_{0.35}MnO_3$.



а)



б)

Рис.1. Температурная зависимость сопротивления манганита $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ti_{0.25}O_{3+\gamma}$: а –исходного, б - отожженного в кислороде

Интересным представляется тот факт, что отжиг манганита $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.7}Ni_{0.15}Ti_{0.15}O_3$ при любых условиях практически не повлиял на величину намагниченности ни при 80 К, ни при комнатной температуре.

Известно, что при создании дефицита анионов кислорода имеет место рост сопротивления, связанный как с изменением концентрации носителей, так и с нарушением (и видоизменением) обменных связей Mn-O-Mn. Одновременно разрушается дальний магнитный порядок и возрастает объем антиферромагнитной фазы. Соответственно, при окислении имеют место противоположные эффекты, чем и объясняется переход «полупроводник-металл» в результате отжига в кислороде.

Для качественного объяснения установленных закономерностей, выведены структурные формулы манганитов, отожженных в различных условиях. Для этого использованы экспериментальные данные о параметрах кристаллической решетки (межионных расстояниях) и содержании ионов Mn^{4+} , а также учтены литературные данные о возможных валентных состояниях ионов, входящих в состав изученных систем, потенциалы ионизации и возможность существования низкоспинового состояния ионов (Mn^{III}, Ni^{III}).

Для манганитов $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ni_{0.25}O_{3+\gamma}$ и $La_{0.65}Sr_{0.35}Mn_{0.75}Ti_{0.25}O_{3+\gamma}$ получены следующие структурные формулы:
$(La^{3+}_{0.65}Sr^{2+}_{0.35})[Mn^{3+}_{0.09}Mn^{4+}_{0.64}Ni^{2+}_{0.25}\square_{0.02}]O^{2-}_{3}$ и $(La^{3+}_{0.65}Sr^{2+}_{0.35})[Mn^{3+}_{0.55}Mn^{III}_{0,09}Mn^{4+}_{0.11}Ti^{4+}_{0.24}Ti^{3+}_{0.01}]O^{2-}_{3}$ – в исходном состоянии; $(La^{3+}_{0.65}Sr^{2+}_{0.35})[Mn^{3+}_{0.18}Mn^{III}_{0,01}Mn^{4+}_{0.56}Ni^{2+}_{0.21}Ni^{III}_{0,04}]O^{2-}_{3}$ и $(La^{3+}_{0.639}Sr^{2+}_{0.345}Mn^{4+}_{0.016})[Mn^{3+}_{0.541}Mn^{4+}_{0.182}Ti^{4+}_{0.246}\square_{0.031}]O^{2-}_{3}$ – после отжига в кислороде; $(La^{3+}_{0.65}Sr^{2+}_{0.35})[Mn^{3+}_{0.27}Mn^{III}_{0,18}Mn^{4+}_{0.30}Ni^{2+}_{0.25}]O^{2-}_{2,85}\square_{0,15}$ и $(La^{3+}_{0.65}Sr^{2+}_{0.35})[Mn^{3+}_{0.65}Mn^{4+}_{0.1}Ti^{4+}_{0.22}Ti^{3+}_{0.03}]O^{2-}_{2,985}\square_{0,015}$ – после вакуумного отжига.

Выведенные формулы свидетельствуют о том, что металлоподобное ферромагнитное поведение изученных манганитов достигается, во всяком случае, при отсутствии анионных вакансий, что согласуется с данными для других систем. Кроме того, известно [1,4], что ферромагнитное состояние с металлической проводимостью имеет место в лантан-стронциевых манганитах при концентрации четырехвалентного марганца от 0,18 до 0,50. Из полученных структурных формул видно, что лучше всего этому условию при одновременном отсутствии анионных вакансий удовлетворяют манганиты, отожженные в кислороде. Некоторое превышение в никельсодержащем манганите содержания Mn^{4+} значения 0,5 может быть скомпенсировано присутствием ионов Ni^{III}, вступающих в ферромагнитные взаимодействия [5].

Авторы благодарны А.М.Янкину и С.Х.Эстемировой за помощь при проведении отжига и рентгеноструктурного анализа образцов.

Работа выполнена по аналитической ведомственной целевой программе Рособразования “Развитие научного потенциала высшей школы”.

1. M.B.Salamon, M.Jaime, Rev. Mod. Phys., **73**, 583 (2001).
2. G.-L.Liu, J.-S.Zhou, J.B.Goodenough, Phys.Rev. B., **64**, 144414 (2001).
3. С.В.Труханов, ЖЭТФ, **127,** 107 (2005).
4. O.I.V’yunov, A.G.Belous, A.I.Tovstolytkin, O.Z.Yanchevskii, J.Europ.Cer. Soc., **27,** 3919 (2007).
5. J.B.Goodenough, A.Wold, R.J.Arnott, N.Menyuk, Phys.Rev., **124,** 373 (1961).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ МАНГАНИТОВ С ЗАМЕЩЕНИЕМ МАРГАНЦА ЦИНКОМ, ГАЛЛИЕМ И ТИТАНОМ

А.М.Смирнов, А.Г.Баделин, В.К. Карпасюк

Астраханский государственный университет, Астрахань

Методами магнитной сканирующей туннельной микроскопии (МСТМ, [1]) и сканирующей туннельной спектроскопии [2] исследованы манганиты следующих групп составов: $La_{1-c}Sr_cMn_{0,925}Zn_{0,075}O_3$ (c=0,075; 0,095; 0,115); $La_{1-c}Sr_cMn_{0,925}Ga_{0,075}O_3$ (c=0,15; 0,17; 0,19); $La_{1-c}Sr_cMn_{0,925}Ti_{0,075}O_3$ (c=0,225; 0,245; 0,265). Манганиты были синтезированы по обычной керамической технологии. Завершающая стадия спекания осуществлялась на воздухе при 1473 К в течение 10 ч.

В образцах рассматриваемых манганитов отношение концентраций ионов Mn^{4+}/Mn^{3+} зависит от количества стронция, поскольку содержание замещающих марганец элементов фиксировано. Для всех групп составов содержание Mn^{4+} в зависимости от значения “c” составляет 0,15; 0,17 или 0,19 формульных единиц (ф.е.) при условии сохранения стехиометрии по кислороду.

Перед измерениями была выполнена тщательная подготовка поверхности образцов по специально разработанной методике.

На полученных МСТМ-изображениях в ряде случаев наблюдалась полосчатая структура, что может свидетельствовать о наличии областей с противоположными направлениями намагниченности (доменов) или с различным типом магнитного упорядочения. В результате воздействия внешнего поля и изменения температуры магнитная структура образца изменялась.

Были исследованы также: рельеф поверхности в режиме постоянного тока, туннельные ВАХ, зависимости dI/dV в широком диапазоне напряжений для выбранных точек образцов. Точки выбирались с учетом параметров высотно-амперной зависимости. Режимы получения изображений, условия снятия вольтамперных характеристик и зависимостей dI/dV были одинаковы для всех образцов.

В результате установлены зависимости величины напряжения смещения на туннельном промежутке, соответствующего максимумам и минимумам производной dI/dV, от содержания стронция в манганитах с различным допирующим элементом, а также от степени окисления замещающего элемента и номинальной концентрации ионов Mn^{4+} (при стехиометрическом содержании кислорода). Эти зависимости представлены на рисунках 1, 2.

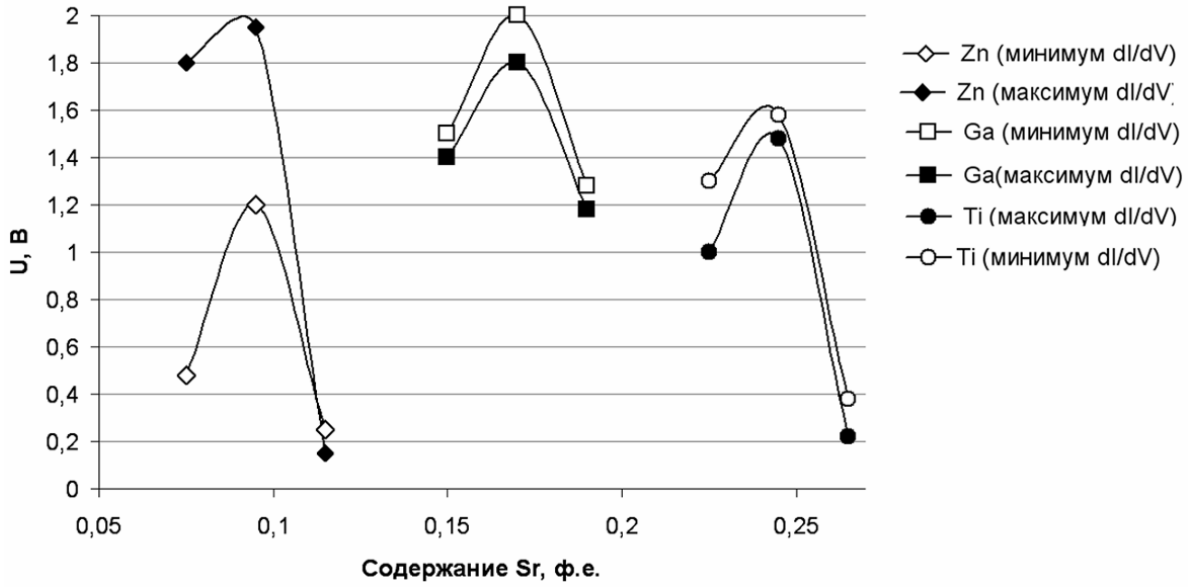


Рис. 1. Зависимость напряжения смещения на туннельном промежутке, соответствующего минимальным и максимальным значениям dI/dV, от содержания стронция для различных замещающих элементов

Из зависимостей, приведенных на рис.1, можно установить следующие закономерности:

- подобие кривых, отображающих зависимости U_{max}, U_{min} от содержания стронция для каждого из элементов, замещающих марганец, и, соответственно, при одинаковых изменениях концентрации Mn^{4+};

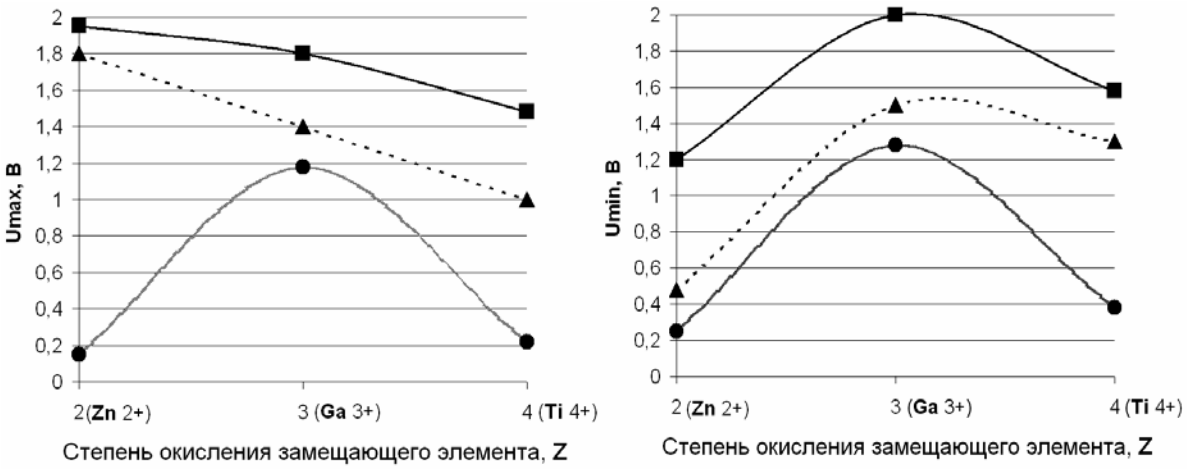
- уменьшение разности $|U_{max}-U_{min}|$ в точке максимума кривых, соответствующей 0,17 ф.е. Mn^{4+}, с переходом от составов с цинком к составам с галлием и титаном.

На Рисунке 2 проявляются следующие закономерности:

- при концентрациях ионов Mn^{4+} 0,15 и 0,17 ф.е. имеет место почти линейный спад U_{max} с ростом степени окисления (z) замещающего элемента, а при концентрации 0,19 ф.е. вид зависимости $U_{max}(z)$ качественно изменяется, приобретая максимум при z=3;

- в точке z=3 все зависимости $U_{min}(z)$ имеют максимум.

Таким образом, галлий Ga^{3+}, осуществляющий изовалентное замещение, занимает определенно выделенное место среди иновалентных ионов Zn^{2+} и Ti^{4+}.



а) б)

Рис. 2. Зависимость напряжения смещения на туннельном промежутке, соответствующего максимальным (а) и минимальным (б) значениям dI/dV, от степени окисления z замещающего элемента
(концентрация Mn^{4+}, ф.е.: ▲- 0,15; ■ - 0,17; ● – 0,19)

Как видно из зависимостей, приведенных на рисунках 1 и 2, уровни максимальных и минимальных значений плотности локальных электронных состояний расположены наиболее высоко и в наименьшей степени зависят от типа допирующего элемента при концентрации Mn^{4+}, равной 0,17 ф.е., соответствующей границе областей «ферромагнитный металл-ферромагнитный изолятор» на фазовой диаграмме манганита лантана-стронция $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ без замещения марганца [3]. Увеличение степени окисления замещающего элемента от 3 до 4 приводит к уменьшению значений напряжения в системе зонд-образец, при которых возникают как минимумы, так и максимумы dI/dV, при любом содержании четырехвалентного марганца.

Работы в данном направлении могут быть наиболее интересны для исследований положения фазовых границ, структурных, электронных и магнитных фазовых превращений в соответствующем диапазоне температур и под воздействием магнитного поля в манганитах с целенаправленно регулируемым содержанием катионов и дефектов нестехиометрии.

1. A.R.Smith, Journal of Scanning Probe Microscopy, **1**, 3 (2006).
2. Ф.И.Далидчик, Б.Р.Шуб, Российские нанотехнологии, **1**, 82 (2006).
3. A.Urushibara, Y.Moritomo, T.Arima, A.Asamitsu, G.Kido, Y.Tokura, Phys.Rev.B., **51**, 14103 (1995).

ИЗМЕНЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СИСТЕМЫ $La_xMnO_{3+\delta}$ С РОСТОМ ДЕФЕКТНОСТИ ПО ДАННЫМ ЯМР ^{55}Mn И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

Т.Н. Тарасенко, А.С. Мазур, А.И. Линник, В.Т. Довгий

Донецкий физико-технический институт им.А.А. Галкина НАНУ, Украина

Проведены исследования системы самодопированных манганитов лантана $La_xMnO_{3+\delta}$ (x=1.0; 0.97; 0.94; 0.90 и 0.815) методами ЯМР ^{55}Mn и температурной регистрации мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$. Поликристаллические образцы были синтезированы в одинаковых условиях методом твердотельной реакции на воздухе. Рентгеноструктурный анализ показал однофазность образцов с ромбоэдрической $R\bar{3}C$ структурой.

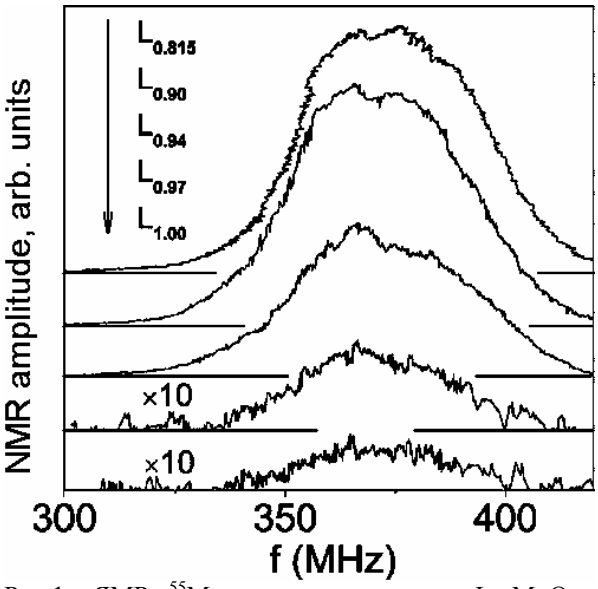


Рис.1. ЯМР ^{55}Mn спектры системы $La_xMnO_{3+\delta}$ (T=77 K).

ЯМР исследования, выполненные при T=77 K, показали [1], что у всех образцов наблюдается одиночная резонансная линия, амплитуда которой монотонно уменьшается от x=0,815 к x=1,0 (Рис.1). Характерно, что резонансная частота (~370 МГц) и ширина линии (~50 МГц) одинакова для всех образцов. Наблюдаемые спектры хорошо отвечают условию быстрого обмена $Mn^{4+}\leftrightarrow Mn^{3+}$. Лишь небольшое низкочастотное крыло в районе 320 МГц свидетельствует о незначительном количестве ионов Mn^{4+}, не участвующих в обмене.

Столь слабое проявление Mn^{4+} свидетельствует, по-видимому, что кластеры в исследованных образцах имеют мезоскопические размеры. Т.о., данные ЯМР ^{55}Mn показывают наличие ферромагнитной фазы во всех образцах. Рост интенсивности сигнала ЯМР от 55 отн. ед. для образца x=1.00 до 2300 отн. ед. для образца x=0.815 однозначно свидетельствует о росте суммарного объема ферромагнитных кластеров.

Детальные исследования образца с x=1,0 [2] показали неоднородность его магнитного состояния, а именно, сосуществование ферромагнитных фаз с разным типом проводимости: изолирующей (FMI) и металлической (FMM). При этом показано, что FMI фаза в данном образце, в свою очередь, состоит из двух фаз с разной динамикой магнитных спинов.

Зависимости $\chi''(T)$ имеют сложный, с двойными и тройными максимумами, характер (Рис.2). Положение основного максимума, соответствующего температуре магнитного фазового перехода T_{PhT}, на

зависимостях $\chi''(T)$ для всех образцов не зависит от частоты. Наличие дополнительных максимумов на зависимостях $\chi''(T)$ как выше, так и ниже T_{PhT}, свидетельствует о сильной магнитной неоднородности данных составов. Дополнительные низкотемпературные и высокотемпературные относительно T_{PhT} максимумы с повышением частоты постепенно размываются и исчезают, при этом остается только основной максимум.

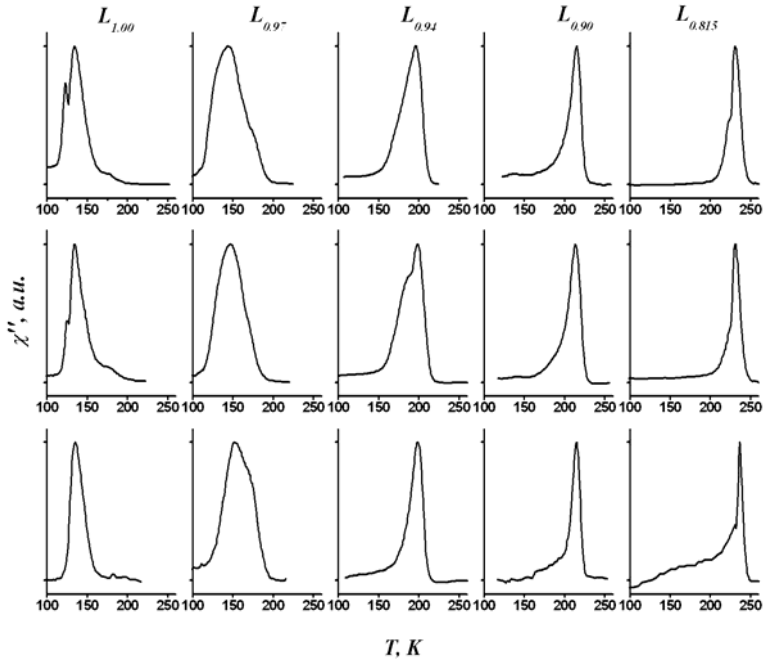


Рис.2. Температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ системы $La_xMnO_{3+\delta}$ в поле H=10 Э при разных частотах.

С ростом дефектности (уменьшением содержания La) происходит измерение числа и перераспределение формы пиков зависимости $\chi''(T)$ от трех к двум. Зависимость $\chi''(T)$ для образцов с x=0.94, 0.90 и 0.815 вблизи $T_{PhT}=T_C$ (205 K, 222 K, 233 K, соответственно [1]) обнаруживает резкий спад с повышением температуры, что свидетельствует о большей, по сравнению с образцами с x=1.0 и 0.97, магнитной однородности.

В образцах с x=0.9 и 0.815, т.е. с увеличенным содержанием Mn^{4+}, существует только FMM фаза, так же как в La-Ca или La-Sr системах при значительных (до 40%) замещениях двухвалентными ионами. В отличие от образцов с меньшим дефицитом La (x=0.97 и 1.0) их магнитная структура является более совершенной с хорошо выраженными ферромагнитными свойствами. Следует отметить, что, как было показано для La-Sr системы [2], эта FMM фаза распадается на две фазы с разными сверхтонкими взаимодействиями. Для x=0.9 и 0.815 наличие двух максимумов на зависимостях $\chi''(T)$, дает основание предполагать присутствие двух FMM фаз: FMM^1 и FMM^2 (Рис.3), температуры Кюри которых отличаются на 8-10 К.

Магнитное состояние малодефицитных по La образцов (x=1.0 и 0.97) было идентифицировано в [1] как кластерное спиновое стекло. Новые исследования методом измерения температурных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости показали наличие в этих составах трех

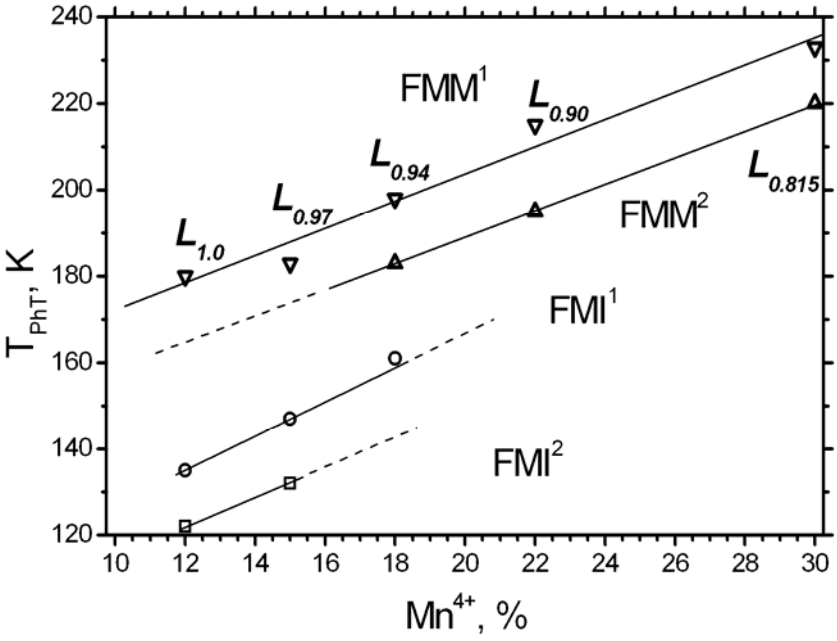


Рис.3. Зависимость температур фазовых переходов сосуществующих фаз от содержания Mn^{4+} в системе $La_xMnO_{3+\delta}$.

ферромагнитных фаз. С одной стороны, данные $\chi''(T)$ для x=1.0 и 0.97 подтвердили выводы работы [2] о сепарации FMI фазы на две фазы: FMI^1 и FMI^2 (Рис.3). С другой стороны, наблюдение дополнительного высокотемпературного максимума выше T_{PhT}, дает основание полагать присутствие FMM фазы, что также показано в [2].

На Рис.3 представлена зависимость температур фазовых переходов T_{PhT} четырех ферромагнитных фаз, наблюдаемых в системе $La_xMnO_{3+\delta}$, от содержания ионов Mn^{4+}. Согласно [1], для образцов x=1.0; 0.97; 0.94; 0.90 и 0.815 содержание Mn^{4+} составляет 12, 15, 18, 22 и 30%, соответственно.

Таким образом, для всей серии изученных образцов характерна большая магнитная неоднородность. Причем, как это видно из Рис.3, можно выделить четыре ферромагнитных фазы. Две FMI фазы существуют только для x=1.0 и 0.97, а для x=0.94 – только FMI^1 (две нижних прямых на Рис.3). Две FMM фазы существуют x=0.94, 0.9 и 0.815, а для x=1.0 и 0.97 наблюдается только FMM^1 (две верхних прямых на Рис.3), причем одна из фаз (имеющая более высокую точку Кюри) имеет более совершенную магнитную структуру, а другая – менее совершенную, с ослабленным двойным обменом [3].

Проведение дальнейших ЯМР исследований всех образцов представленной серии $La_xMnO_{3+\delta}$ в широком температурном диапазоне даст возможность подтвердить сепарацию ферромагнитной фазы в образцах и определить локальные магнитные характеристики каждой из фаз.

1. V.D. Doroshev et. al., J. Appl. Phys., **104,** 093909 (2008).
2. Савоста М.М. и др., ЖЭТФ, **124**, 633 (2003).
3. M.M.Savosta, P.Novák, JMMM, **242-245**, 672 (2002).

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА $Mn_{1,3}Sb$

В.М. Рыжковский[1], В.С. Гончаров[1],
С.С. Агафонов[2], В.П. Глазков[2], В.А. Соменков[2]

[1] *ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь*
[2] *РНЦ «Курчатовский исститут», Москва, Россия*

Соединение MnSb имеет широкую область однофазности при изменении содержания Mn, что позволяет рассматривать сплавы $Mn_{1+x}Sb$ как фазу переменного состава с изменяющимися в широких пределах в зависимости от состава и внешних воздействий физическими свойствами. По литературным данным, область однофазности в рассматриваемых сплавах простирается до $x \sim 0{,}25$ [1, 2]. Моноантимонид MnSb кристаллизуется в гексагональной структуре типа NiAs (пр. гр. $P6_3/mmc$ (194)), в которой марганцем полностью заполнены октаэдрические междоузлия (узлы решетки на рис. 1) гексагональной плотноупакованной решетки анионов, а бипирамидальные междоузлия вакантны. При содержании марганца сверх эквиатомного состава избыточные атомы Mn занимают часть бипирамидальных междоузлий. Поэтому кристаллическую структуру $Mn_{1+x}Sb$ следует классифицировать как промежуточную между структурами типа NiAs и Ni_2In, которые, относясь к одной и той же пространственной группе, различаются степенью заполнения бипирамидальных междоузлий (в первой они вакантны, во второй – заполнены). При этом очень чувствительными к избытку марганца оказываются магнитные характеристики материалов.

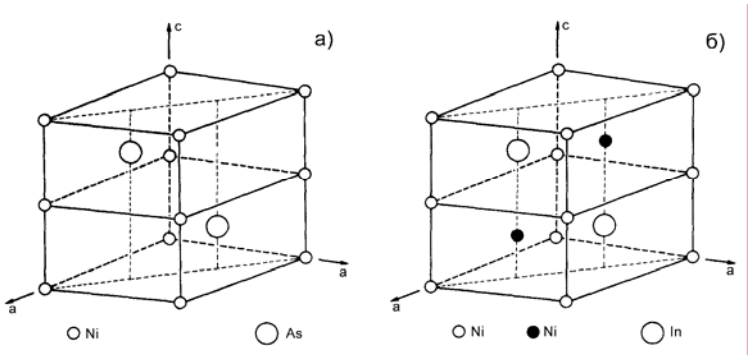


Рис. 1. Кристаллическая структура а) NiAs, б) Ni_2In

В работе [3] показано, что при закалке от температуры синтеза однофазные образцы с гексагональной кристаллической структурой образуются до состава $Mn_{1,3}Sb$, а воздействие на исходные образцы высокого давления и температуры расширяет область однофазности сплавов с гексагональной кристаллической структурой до состава $Mn_{1,5}Sb$. Магнитные свойства этих сплавов исследованы в работе [4].

О магнитном упорядочении в сплавах $Mn_{1+x}Sb$ до сих пор нет единой точки зрения. Дискуссионными являются два модельных подхода с различной интерпретацией роли междоузельных атомов Mn в формировании магнитного состояния сплавов с избытком в них марганца сверх эквиатомного состава.

Одна из моделей предполагает, что атомы Mn в бипирамидальных междоузлиях не несут индивидуальных магнитных моментов, однако оказывают влияние на электронную структуру атомов Mn в узлах решетки, снижая величину их магнитных моментов при увеличении x и изменяя при этом результирующие магнитные характеристики [5, 6].

Вторая модель описывает магнитное состояние сплавов $Mn_{1+x}Sb$ как двухподрешеточное, в котором две магнитные подрешетки – узловая, состоящая из атомов Mn в узлах решетки, и междоузельная, образованная атомами Mn в бипирамидальных междоузлиях, – с различными по величине и противоположно направленными магнитными моментами определяют результирующее ферримагнитное упорядочение сплава [7, 8].

С целью установления магнитной структуры однофазных сплавов $Mn_{1+x}Sb$ с $x > 0$ как исходных, так и подвергнутых высокому давлению и температуре ($P = 7$ ГПа, $T = 2300$ K) были проведены нейтронографические исследования исходных и термобарически обработанных сплавов $Mn_{1,3}Sb$ при температурах 300 K и 77 K.

Нейтронографические измерения выполнены в Российском научном центре “Курчатовский институт” (г. Москва, Россия) с помощью дифрактометра ДИСК на реакторе ИР–8. Длина волны нейтронов составляла $\lambda = 1{,}668$ Å. Объем исследуемых образцов составлял ~ 200 мм^3.

На рис. 2 приведены нейтронограммы исходного сплава $Mn_{1,3}Sb$ при $T = 300$ K и $T = 77$ K.

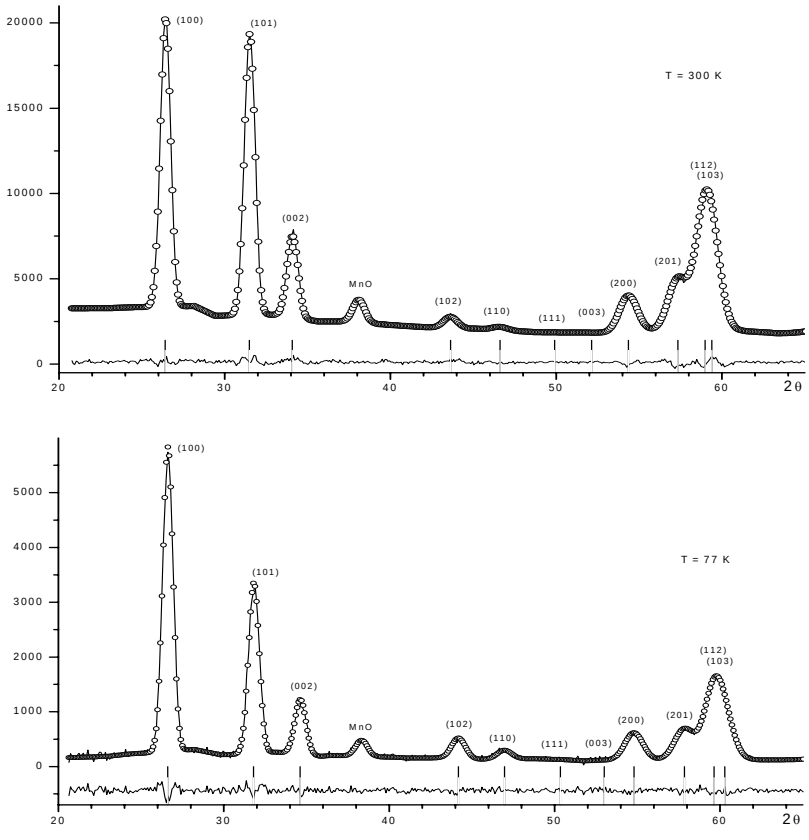


Рис. 2. Нейтронограммы исходного сплава $Mn_{1,3}Sb$

При обработке дифракционных данных методом Ритвельда установлено, что наилучшее соответствие экспериментальных и рассчитанных нейтронограмм достигается при использовании в расчетах модели, в которой магнитные моменты m_1 атомов Mn в узлах решетки (положение 2a с координатами (0, 0, 0), (0, 0, 1/2) пространственной группы $P\,6_3/mmc$) направлены антипараллельно магнитным моментам m_2 атомов

Mn в бипирамидальных междоузлиях (положение 2d с координатами (1/3, 2/3, 3/4), (2/3, 1/3, 1/4) пространственной группы P 6_3/mmc). При расчете учитывался вклад от примесной фазы MnO, количество которой составляло не более 3 %. Значения уточняемых параметров и факторов соответствия приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры кристаллической решетки *a* и *c*, магнитные моменты атомов Mn в октаэдрических междоузлиях m_1 и в бипирамидальных междоузлиях m_2, угол отклонения φ магнитных моментов от оси *C*, средний магнитный момент на атом Mn $m_{ср}$, полученный из нейтронографических данных, средний магнитный момент на атом Mn m_m, полученный из магнитных измерений [4], профильный R_p и магнитный R_m факторы соответствия, полученные при уточнении магнитной структуры закаленного сплава $Mn_{1,3}Sb$ при температурах T = 300 K и T = 77 K.

Сплав	Исходный		После Р-Т-обработки	
T, K	300	77	300	77
***a*, нм**	0,4216	0,4186	0,4218	0,4186
***c*, нм**	0,5692	0,5607	0,5691	0,5603
m_1, $\mu_Б$	1,33	3,10	1,45	3,08
m_2, $\mu_Б$	1,40	2,24	1,50	2,47
φ, °	0	30	0	30
$m_{ср}$, $\mu_Б$	0,95	2,50	1,00	2,41
m_m, $\mu_Б$	0,9	2,4	0,9	2,4
R_p, %	2,03	6,74	3,57	8,32
R_m, %	4,18	5,42	6,68	5,97

Обратим внимание, что при снижении температуры от 300 К до 77 К магнитные моменты в подрешетках отклоняются от оси *C* на угол 30 º. Структурные и магнитные характеристики исходного и термобарически обработанного сплавов отличаются незначительно.

1. I. Teramoto, A.M.J.G. Van Run. J. Phys. Chem. Solids, **29,** 347, (1968).
2. В.Г. Ванярхо [и др.]. Неорганические материалы, **24**, 900, (1988).
3. В.М. Рыжковский, В.С. Гончаров. ФТВД, **17,** 53, (2007).
4. В.С. Гончаров [и др.]. Вестник ФФИ, **4,** 105, (2007).
5. Y. Yamaguchi [et al.]. J. Phys. Soc. Jap., **41**, 703, (1976).
6. W. Reimers [et al.]. J. Phys. Chem. Solids, **44**, 195, (1983).
7. J. Bouwma [et al.]. Journal de Physique, **32**, C 1-78, (1971).
8. T. Okita, Y. Makino. J. Phys. Soc. Jap., **25**, 120, (1968).

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА НА СПИНОВУЮ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЮ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ R-Fe-Ti СО СТРУКТУРОЙ $ThMn_{12}$

И.А. Каплунов[1] Ю.С. Кошкидько[1], О.В. Маклыгина[1], М.А.Пастушенкова[2]
А.В. Петренко[1], Е.М. Семенова[1], К.П. Скоков[1]

[1]*Тверской государственный университет, Российская Федерация*
[2]*Тверская государственная медицинская академия, Российская Федерация*

Исследование температурного поведения магнитной доменной структуры (ДС) в редкоземельных интерметаллидах, имеющих спонтанные и индуцированные магнитным полем ориентационные фазовые переходы (СПП) [1-6], показало, что в ряде случаев изучение перестройки ДС в области спиновой переориентации позволяет не только уточнить тип магнитного фазового перехода, но и выяснить причины несовпадения данных о характере и температурах СПП, полученных разными авторами на одних и тех же соединениях [4; 7]. В данной работе на основании анализа ДС и флуктуаций химического состава в отдельных участках образцов прослеживается влияние отклонений химического состава интерметаллических соединений типа $RFe_{11}Ti$ от стехиометрии 1:12 на процессы спиновой переориентации.

Исходные сплавы $RFe_{11}Ti$ получены методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Монокристаллы для проведения магнитных измерений, исследований магнитной доменной структуры и анализа химического состава выкалывались из крупнокристаллических слитков и ориентировались по методу Лауэ. Температурное поведение ДС выявлялось магнитооптическим методом Керра на металлографическом микроскопе Polyvar, оснащенном криостатом, по методике, описанной в работе [4]. Интегральный химический состав соединений $RFe_{11}Ti$ и его изменение по образцу исследовались на растровом электронном микроскопе LEO 438 VP.

Как известно [6], особенностью соединений $RFe_{11}Ti$ является широкая область гомогенности фазы со структурой $ThMn_{12}$. При исследовании данной группы интерметаллидов обнаружено, что температуры СПП в них могут значительно смещаться при изменении элементного состава соединений, в то время как структура $ThMn_{12}$ при этом сохраняется [7-9]. В данной работе результаты температурных исследований ДС соединения $Dy_3Fe_{26}Ti_3$ [10] дополнены данными о химическом составе в различных участках образца, полученными методом растровой электронной микроскопии (РЭМ).

Рис. 1 показывает температурное изменение ДС на базисной плоскости монокристалла $Dy_3Fe_{26}Ti_3$. По данным рентгеноструктурного и термиче-

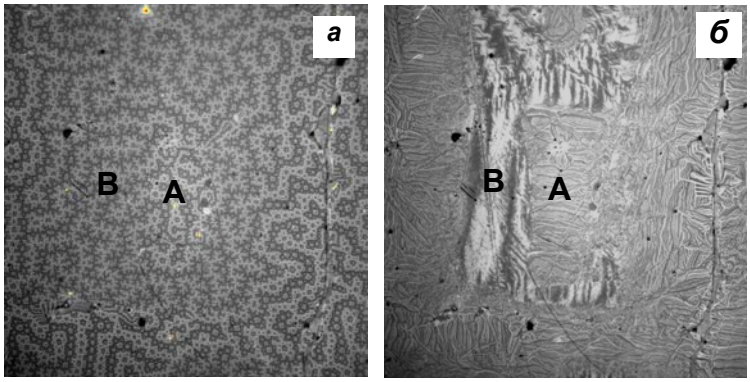


Рис. 1. Доменная структура на базисной плоскости монокристалла $Dy_3Fe_{26,3}Ti_{2,7}$ при температуре 300 (*а*) и 100 К (*б*)

ского магнитного анализов данный монокристалл является однофазным и имеет структуру $ThMn_{12}$. Как следует из рисунка, на базисной плоскости монокристалла $Dy_3Fe_{26}Ti_3$ уже при комнатной температуре можно выделить области *B* с пониженным керровским контрастом по сравнению с областями *A* с обычной для высокоанизотропных магнетиков ДС типа звездочек (рис. 1, *а*). При этой температуре ДС в областях *B* соответствует начальной стадии процесса спиновой переориентации типа ось легкого намагничивания (ОЛН) – конус осей легкого намагничивания (ЛК). На рис. 1, *б* представлена ДС того же участка кристалла при понижении температуры образца до 100 К. При T = 100 К области *A* имеют ДС, характерную для магнетиков с типом магнитокристаллической анизотропии (МКА) ЛК, а в областях *B* наблюдается ДС, свойственная МКА типа легкая плоскость (ЛП). Изучение поведения ДС во всем температурном интервале магнитного упорядочения соединения $Dy_3Fe_{26}Ti_3$ позволяет сделать вывод, что области *A* имеют только один СПП при T_{SR1A} = 120 К, а области *B* характеризуются двумя СПП при T_{SR1B} = 175 К и T_{SR2B} = 125 К.

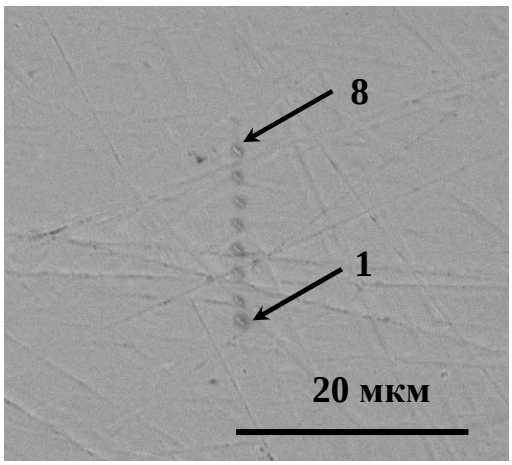


Рис. 2. Микрофотография поверхности монокристалла $DyFe_{11,5}Ti_{0,75}$, получен-ная методом РЭМ. Анализ химического состава выполнен в областях 1-8 площадью 1×1 мкм (видны на рисунке как более темные)

Для выяснения возможных причин отмеченного температурного поведения ДС на серии сплавов, близких по составу к стехиометрическому сплаву $DyFe_{11}Ti$, методом РЭМ была исследована возможность изменения концентрации компонентов в объеме образцов. На рис. 2 в качестве примера приведена микроструктура интерметаллида $DyFe_{11,5}Ti_{0,75}$, выявленная с помощью растрового электронного микроскопа LEO 438 VP.

Как видно из рисунка, исследуемый участок образца является однофазным. Однако количественный химический анализ, выполненный методом РЭМ на участках поверхности размером 1×1 мкм, лежащих на прямой, соединяющей точки 1 и 8 на рис. 2, показывает возможность изменения состава при переходе от точки к точке. Данные этого анализа приведены в табл. 1. Погрешность

определения концентрации железа не превышала 1,5%, для титана эта погрешность была не более 0,5%.

Таблица 1. Химический состав образца $DyFe_{11,5}Ti_{0,75}$ (в атомарных процентах) в точках 1-8, находящихся на прямой линии на расстоянии 5 мкм друг от друга.

Элемент	Номера точек							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Dy	7,68	6,97	7,97	8,01	8,00	9,60	9,30	7,22
Fe	86,96	87,13	86,16	85,57	86,20	84,23	84,52	87,11
Ti	5,35	5,90	5,87	6,41	5,80	6,17	6,18	5,67

Таким образом, выполненные исследования температурного поведения доменной структуры интерметаллида $DyFe_{11}Ti$ в комплексе с изучением химического состава позволяют сделать вывод о том, что отклонения от стехиометрии 1:12 могут вызывать смещение температур СПП и приводить к неодинаковому характеру изменений типа анизотропии в различных участках образца. Этот факт следует учитывать при анализе процессов спиновой переориентации в соединениях типа $RFe_{11}Ti$.

Авторы выражают благодарность сотруднице отдела электронной микроскопии Института исследования металлов Макса Планка (г. Штутгарт, Германия) Сабине Кюнеман за помощь при проведении экспериментов.

1. Pastushenkov Y.G. Zeitschrift fur Metallkunde. **10**, 991 (2002).
2. Ivanova T.I., Nikitin S.A., Tokareva T.V., Telegina I.V., Pastushenkov Yu.G., Skokov K.P., Suski W., Skourski Yu. J. Magn. Magn. Mater. **238**, 215 (2002).
3. Лебедева Л.В., Скоков К.П., Пастушенков Ю.Г., Иванова Т.И. Материалы XIX Международной школы-семинара «Новые Магнитные Материалы Микроэлектроники». Москва. 801 (2004).
4. Pastushenkov Yu.G., Bartolome J., Larrea A., Skokov K.P., Ivanova T.I., Lebedeva L.V., Grushichev A.G. J. Magn. Magn. Mater. **300**, 514 (2006).
5. Pastushenkov Yu., Bartolome J., Suponev N., Skokov K., Ivanova T., Larrea A., Lyakhova M., Semenova E., Smirnov S. Stress-induced anisotropy, magnetic domain structure and spin-reorientation transition in $R(FeCo)_{11}Ti$ single crystals (R =Dy, Tb) //J. Alloys. and Comp. **451**, 488 (2008).
6. Пастушенков Ю.Г., Бартоломе Х., Ларреа А., Скоков К.П., Иванова Т.И., Ляхова М.Б., Семенова Е.М., Лебедева Л.В., Грушичев А.Г. Вестник ТвГУ. Серия: Физика. Вып. 2. С.5 (2005).
7. И.А. Каплунов, А.Е. Корольков, О.В. Маклыгина, М.А. Пастушенкова, А.В. Петренко, Е.М. Семенова, К.П. Скоков Вестник ТвГУ. Серия: Физика. Вып. 5. С.5 (2009).

ЗАКОНЫ ОБЪЕМНОЙ УПРУГОСТИ В ФОРМИРОВАНИИ МАГНИТНЫХ ПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ, СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МАГНИТОСОДЕРЖАЩИХ СРЕДАХ

П.И. Поляков
Институт физики горных пород НАН Украины, Донецк

Физические процессы в магнитосодержащих структурах сопровождаются установлением закономерностей, критических состояний, свойств, экспериментальные исследования которых принято считать фундаментальными. Предлагается анализ и рассмотрение изменений состояний твердого тела через процессы объемно-упруго-деформационных напряжений, трансформируемых влиянием температуры (Т), гидростатического давления (Р) и магнитного поля (Н), формирующих структурные фазовые переходы, определяющие состояние свойств, явлений и эффектов. Физические модели невозможно предвидеть без детального изучения процессов, формирующих структуры и динамику взаимодействий электронных связей. По нашему мнению следует принять за основу высокотемпературный структурообразующий процесс с последующим теплоотводом до экстремальных, наиболее изучаемых, низкотемпературных состояний. Именно в этой области определенно приемлемы модельнотеоретические обоснования на основе квантово-механических представлений без учета процессов изменения объема и причинной роли упруго-деформирующих напряжений.

Развитие науки потребовало использовать более чувствительные методы исследований, что разделило процессы познания на ограничено узкие области, из которых трудно выделить общие закономерности. Но анализ и обобщение значительного количества аналогий и результатов экспериментальных исследований в широко изучаемых металлах [1], полупроводниках [2, 3], диэлектриках [4], сверхпроводниках [5] позволяет ставить вопрос об общности механизмов влияния на структуру и свойства термодинамических параметров (Т-Н-Р).

Главным фактором структурообразования являются физико-химические процессы высокотемпературного обжига. Последующий физический процесс теплоотвода (понижение Т) связан с линейным изменением параметра структуры в монокристаллах и поликристаллах [6, 7], а также влияние гидростатического давления Р и магнитных полей Н, проявляемых на свойствах в линейно-упругих закономерностях перестройки структуры [3, 4]. Эти результаты позволяют установить причинную роль упруго-деформирующих процессов, формирующих структурные ФП и свойства, являясь определяющим фактором структурных изменений. Энергия упругости влияет на перераспределение взаимодействий, свя-

занных с формой и размерами орбиталей, анизотропией, формирующих напряжение во всем диапазоне влияния Т-Н-Р.

Рассматривая высокую чувствительность гальваномагнитных явлений к изменениям структуры на примерах термо-магнитных зависимостей резистивности, в чистых металлах выделен линейно-упругий закон Капицы [1]. Автор определил действие магнитного поля в кристаллах. Оно вызывает структурные напряжения, которые оказывают влияние на состояние электронопроводности равнозначное внесениям примесей или дефектов, которые сопровождаются решеточными изменениями.

В большом количестве результатов исследований [1, 2, 3, 4] на линейных зависимостях свойств резистивности, намагниченности, магнитострикции выделены и обоснованы закономерности «охлаждающих-нагревающих» эффектов влияния Т-Н-Р, что определяет адекватность влияния параметров на структурные изменения. Выявлены признаки, определяющие механизмы УАД напряжений, формирующие структурные фазовые переходы I и II рода и, как адекватность, $T_{pp}=T_{mc}$ и T_c – «магнитным» ФП. Установлены линейные параметры упругости и анизотропии упругости на примере рентгеновских исследований в монокристалле под гидростатическим давлением [4]. Развивая аналитические методы анализа аналогий и сопоставляя физические процессы, предлагается рассмотрение экспериментальных результатов исследования MuF_2 [8], манганатов различных составов, где на примерах *стрФП* 1-го и 2-го рода обосновываются критические фазовые состояния, положения критических точек, определяющих участие механизмов УАД напряжений их формирующих. Обосновывается определяющая роль энергии объемной упругости в исследованиях структурных, динамических, магнитных и электронных связей.

1. Капица П.Л. Сильные магнитные поля. Научн. Труды. Наука. Москва. 1988
2. Кадомцева А.М., Попов О.В., Воробьева Г.П. и др. ФТТ **42 (6)** 1077 (2000)
3. Polyakov P.I., Kucherenko S.S. JMMM **248**, № 3 p.396-401(2002); **278**. №1-2 p.138-155(2004).
4. Галкин А.А., Барьяхтар В.Г., Иванова С.В., Каменев В.И., Поляков П.И. ФТТ **5**, p. 2580-2583 (1979); **5**, p. 1515-1522 (1979).
5. Donald M Ginsberg Physical properties of High Temperature Superconductors. 1989 World Scientific publishing Co. Pte.Ltd.
6. RFC. Mavgues, M. Jafelicci Jy., C.O. Paiya-Sautov L.C. Varanda RHM Codoi JMMM **226-230**, p.812-814 (2001).
7. Турченко В.А., Поляков П.И. JCFM-2007 October 1-6. Crimea, Ukraine p.130. ФТТ-2007 vol.1 p.184-185 Minsk, Belarus.
8. Еременко В.В. Сиренко В.А. Магнитные и магнитоупругие свойства антиферромагнетиков и сверхпроводников. Наукова думка 2004. Киев, с.294.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$

Е.П. Скипетров[1], Е.А. Зверева[1], А.Н. Голованов[2], В.В. Горбачев[2], Е.И. Слынько[3], В.Е. Слынько[3]

[1] *Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва 119992, Россия*
[2] *Московский государственный университет печати, Москва 127550, Россия*
[3] *Институт проблем материаловедения, Черновцы 274001, Украина*

Недавно обнаружено, что легирование PbTe ванадием приводит к появлению глубокого примесного уровня, стабилизирующего уровень Ферми под дном зоны проводимости ($\Delta E_V=E_c-E_V\approx20$ meV) [1, 2], и превращает их в разбавленные магнитные полупроводники, демонстрирующие парамагнитное поведение вплоть до гелиевых температур [2]. В настоящей работе исследованы магнитные (T=2-120 K, B≤1.0 T) и гальваномагнитные (T=5-300 K, B≤0.5 T) свойства сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ при вариации состава матрицы и концентрации ванадия.

Монокристаллический слиток $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ был синтезирован методом Бриджмена. Содержание олова и ванадия определялось методом рентгенофлюоресцентного анализа с учетом экспоненциального характера распределения компонент по слитку, типичного для полупроводников A^4B^6. Показано, что концентрации олова и ванадия монотонно возрастают при движении от начала к концу слитка: x=0.06-0.13, y=0.002-0.046.

В сильнолегированных образцах на температурных зависимостях удельного сопротивления ρ(T) и коэффициента Холла $R_H(T)$ отчетливо видны три активационные участка: собственной активации, примесной активации и прыжковой проводимости по примесным состояниям (рис. 1). В окрестности перехода к прыжковой проводимости коэффициент Холла и магнитосопротивление проходят через максимум, указывая на резкое уменьшение подвижности носителей заряда при низких температурах. По наклону активационного участка на зависимостях ρ(1/T) определена энергия активации глубокого уровня ванадия: величина ΔE_V практически линейно уменьшается от 29 до 14 мэВ при уменьшении содержания олова до x≈0.09. Однако дальнейшее уменьшение концентраций олова и ванадия приводят к n-p-конверсии и переходу к металлическому типу зависимостей ρ(T) и $R_H(T)$. Такой характер изменения гальваномагнитных свойств свидетельствует о нарушении режима стабилизации уровня Ферми примесным уровнем ванадия и переходе уровня Ферми в валентную зону при понижении концентрации ванадия ниже y≈0.005.

Установлено, что у всех образцов магнитная восприимчивость χ складывается из двух вкладов: независящего от температуры решеточного диамагнитного χ_0 и примесного парамагнитного, изменяющегося по

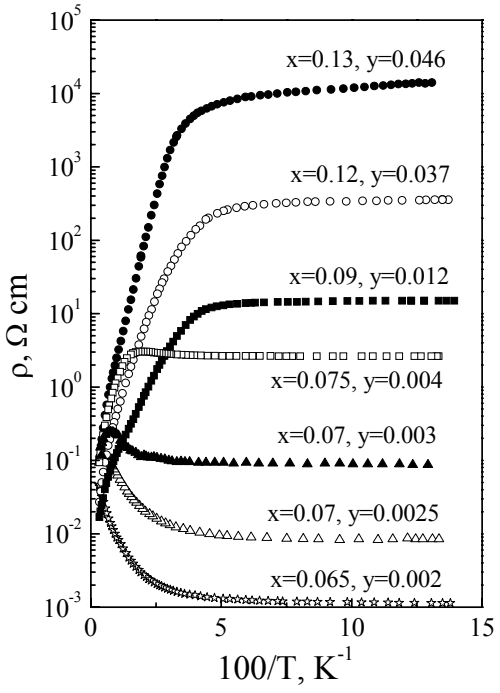


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$.

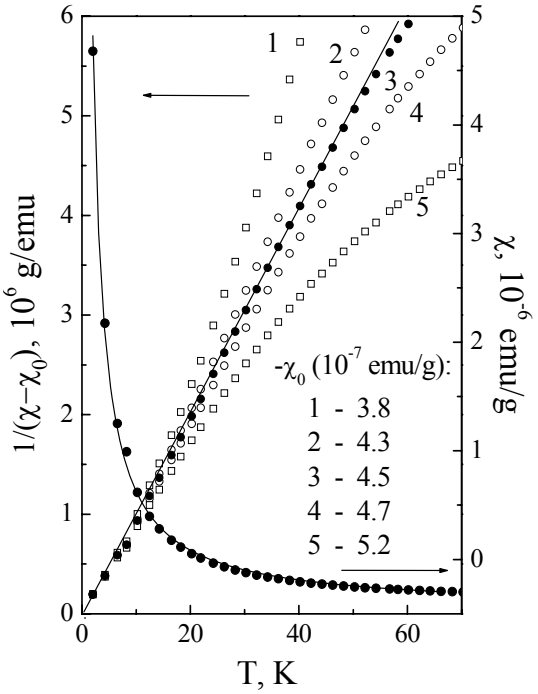


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $Pb_{1-x-y}Sn_xV_yTe$ (x=0.09, y=0.012).

закону Кюри-Вейсса (рис. 2). По зависимостям $1/(\chi-\chi_0)(T)$ определены температуры Θ и константы Кюри C для каждого образца. Значения Θ от 0 до -2 K указывают на возможность слабого антиферромагнитного взаимодействия между магнитными центрами при низких концентрациях ванадия. Эффективный магнитный момент на атом ванадия p_{eff}, определенный по значениям C, составляет 1.2-1.5 μ_B для образцов в металлической фазе, а с ростом концентрации ванадия (в диэлектрической фазе) уменьшается до 0.6 μ_B. Эти величины существенно меньше значений 3.8 μ_B и 2.8 μ_B для ионов ванадия V^{2+} и V^{3+} в парамагнитных солях, где орбитальный магнитный момент "заморожен" внутрикристаллическим полем. Уменьшение величины p_{eff} с ростом концентрации магнитной примеси может быть связано как с изменением степени заполнения уровня ванадия после перехода в диэлектрическую фазу, так и с приближением к пределу растворимости ванадия в исследованных твердых растворах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-01364).

1. A.A. Vinokurov, A.I. Artamkin, S.G. Dorofeev, T.A. Kuznetsova, V.P. Zlomanov, Inorg. Mater., **44**, 576 (2008).

2. E.P. Skipetrov, E.A. Zvereva, A.N. Golovanov, N.A. Pichugin, A.E. Primenko, O.A. Savelieva, V.P. Zlomanov, A.A. Vinokurov, Sol. St. Phenom., **152-153**, 291 (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ И ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ «СВЕРХЛЕГКИХ» РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ С МАГНИТНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

Г.А. Николайчук[1], В.В. Петров[1], Л.В. Луцев[2], Е.А. Цветкова[1], О.Ю. Мороз[1], Е.А. Наквасина[1]

[1] *ОАО НИИ "Феррит-Домен", Черниговская ул., 8, Санкт-Петербург, 196084, Россия,*

[2] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.*

В настоящей работе представлены результаты исследований свойств и технологии получения радиопоглощающих материалов (РПМ) на основе тонких пленок аморфного гидрогенезированного углерода с наночастицами 3d и других металлов (Ni, Co, Cr, Fe и Cu), нанесенных на высокомодульную ткань из арамидных волокон методом ионно-плазменного магнетронного напыления. Современные радиопоглощающие материалы на основе резины с ферромагнитными наполнителями, синтезированными по традиционной керамической технологии, имеют малую механическую прочность, низкую термостойкость и большую приведенную массу (10 – 12 кГ/м^2). В отличие от них, исследуемые РПМ нового поколения обладают высокоэффективным поглощением электромагнитного излучения ≥ 10 дБ в диапазоне частот от 8 до 80 ГГц при малой приведенной массе (< 1,5 кГ/м^2), высокой прочности и термостойкости, устойчивости к климатическим воздействиям и агрессивным средам. Именно эти факторы позволяют использовать исследуемые материалы для снижения радиозаметности летательных объектов и легких морских судов, биологической защиты, а также решить проблемы электромагнитной совместимости в миниатюрных радиоэлектронных устройствах. В работах [1-3] были проведены исследования РПМ на основе аморфного гидрогенезированного углерода с наночастицами Co и Ni. В развитие полученных результатов продолжены исследования РПМ с наночастицами Fe, Cr и Cu. Пленки составов a-CH:(Co), a-CH:(Ni), CH:(Fe), a-CH:(Cr) и a-CH:(Cu) толщиной от 0,1 до 4,0 мкм были получены в аргон-водородной среде при сораспылении мишеней

из графита и соответствующего металла. Оптимизация технологических режимов напыления пленок заключалась в варьировании плотности ионного тока, продолжительности осаждения, состава рабочей газовой среды, скорости перемещения подложки. Основными параметрами радиопоглощающих пленок и изделий на их основе, определяющими эффективность поглощения электромагнитного излучения, являются: толщина пленки, химический состав и концентрация металлических наночастиц в пленке. На рис. 1. представлен общий вид пленки состава α-CH:(Cr), нанесенной на арамидную ткань атласного переплетения. Полученные пленки обладали хорошей адгезией, высокой прочностью и гибкостью.

Рис. 1. Общий вид пленки состава α-CH:(Cr) толщиной 1,2 мкм на подложке из арамидной ткани атласного переплетения.

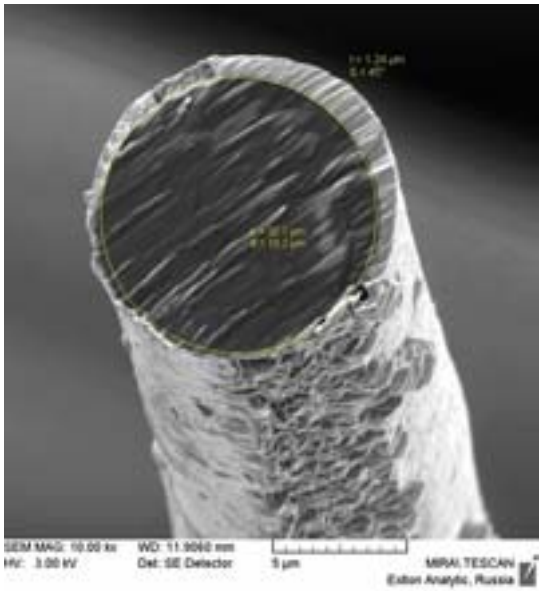


Рис. 2. SE изображение среза арамидной нити с напыленной пленкой состава α-CH:(Fe) во вторичных электронах, полученное с помощью ионного пучка в PECS Slope cutting tool при 3 kV и увеличении в 10 000 раз.

Химический состав и микроструктура полученных пленок исследовалась при помощи электронного микроскопа VEGA//LMU с энергодисперсионным микроанализатором JNCA Enorgy 350DC и полевого микроскопа MIRA\ TESCAN. Содержание магнитного элемента в пленках колебалось от 23 at.% до 92 at.%.

Толщина пленок определялась, как непосредственно на рабочих образцах на срезе арамидной нити (рис. 2), так и на образцах-свидетелях, напыленных в тех же условиях на подложки из ситалла и кремния. Исследования частотных зависимостей поглощения электромагнитного излу-

чения проводились рупорным методом в дальней и ближней зонах. Величину модуля коэффициента отражения (рис. 3) квазиплоской электромагнитной волны РПМ измеряли на стендах с использованием векторного анализатора цепей ZVA-40 фирмы ROHDE & SCHWARZ (Германия), а также панорамных измерителей КСВн и ослаблений.

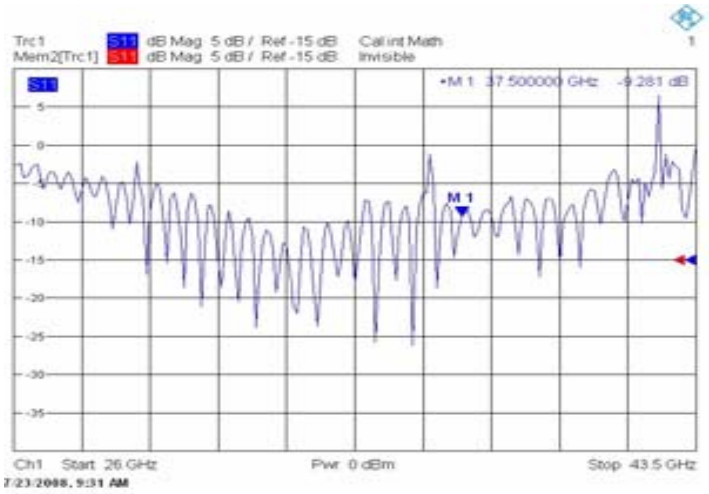


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты в диапазоне 26 – 43,5 ГГц для пленки состава α-CH:(Fe) толщиной 1,2 мкм, нанесенной на подложку из арамидной ткани.

Создание многослойных конструкций на основе пленок гидрогенизированного углерода с ферромагнитными наночастицами позволяет увеличить поглощение электромагнитного излучения и расширить частотный диапазон работы РПМ. Получены многослойные радиопоглощающие покрытия с геометрическими размерами 600×700 мм, толщиной 1,5 - 2 мм, масса покрытия площадью 1 м^2 составляет 1,0 - 1,5 кГ. Модуль коэффициента отражения в диапазоне частот от 8 до 80 ГГц выше 10 дБ.

1. Nikolaychuk G. A., Lutsev L. V. et al., ICFM-2007, Ukraina, Crime, Partenit, 344 (2007).

2. Николайчук Г.А., Яковлев С.В. и др., CriMiCo’2008, Севастополь, Украина. **2**, 579 (2008).

3. Петров В.В, Николайчук Г.А., Яковлев С.В., Луцев Л.В. Компоненты и технологии, **10**, 60 (2008).

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $Pb_{1-x-y}Ca_xCr_yTe$

Е.П. Скипетров[1], Е.А. Зверева[1], А.Э. Применко[1], Н.А. Пичугин[1], Е.И. Слынько[2], В.Е. Слынько[2], С.А. Ибрагимов[3]

[1] *Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва 119992, Россия*
[2] *Институт проблем материаловедения, Черновцы 274001, Украина*
[3] *Химический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва 119992, Россия*

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) с примесью хрома являются перспективными материалами для создания устройств спиновой электроники. Для практической реализации таких приборов необходимы ферромагнитные РМП с температурами Кюри T_C, превышающими комнатную. Ранее высокотемпературный ферромагнетизм, связанный, возможно, с суперобменом между ионами хрома, был обнаружен в твердых растворах $Zn_{1-x}Cr_xTe$ (T_C до 300 K) [1], $Cd_{1-x}Cr_xTe$ (T_C до 395 K) [2], $Pb_{1-x-y}Ge_xCr_yTe$ (T_C до 280 K) [3]. В настоящей работе исследованы магнитные и гальваномагнитные свойства (T=5-300 K, B≤0.5 T) сплавов n-$Pb_{1-x-y}Ca_xCr_yTe$ при вариации состава матрицы (x=0.06–0.20) и концентрации магнитной примеси (y=0.003–0.020).

Монокристаллический слиток $Pb_{1-x-y}Ca_xCr_yTe$ был синтезирован методом Бриджмена. Содержание кальция и хрома в каждой шайбе определялось методом рентгенофлюоресцентного анализа. Показано, что, в соответствии с данными [4], распределения кальция и хрома по слитку носят экспоненциальный характер. При этом концентрация кальция максимальна в начале слитка, а концентрация хрома – в его конце. Рентгенофазовый анализ порошкообразных образцов показал, что все исследованные образцы являются однофазными и не содержат включений магнитных соединений на основе компонентов матрицы.

У всех исследованных образцов температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла носят металлический характер, указывающий на стабилизацию уровня Ферми резонансным примесным уровнем хрома, расположенным в зоне проводимости. Установлено, что при увеличении ширины запрещенной зоны при изменении состава немагнитной матрицы (увеличении концентрации кальция) концентрация электронов, определенная по величине коэффициента Холла при гелиевых температурах, проходит через максимум. В рамках двухзонного закона дисперсии Кейна рассчитана зависимость энергии Ферми от концентрации кальция и показано, что с ростом содержания кальция резонансный уровень хрома движется вверх относительно середины запрещенной зоны, медленно приближаясь к дну зоны проводимости со скоростью $d(E_{Cr}-E_c)/dx \approx -4$ мэВ/мол.%.

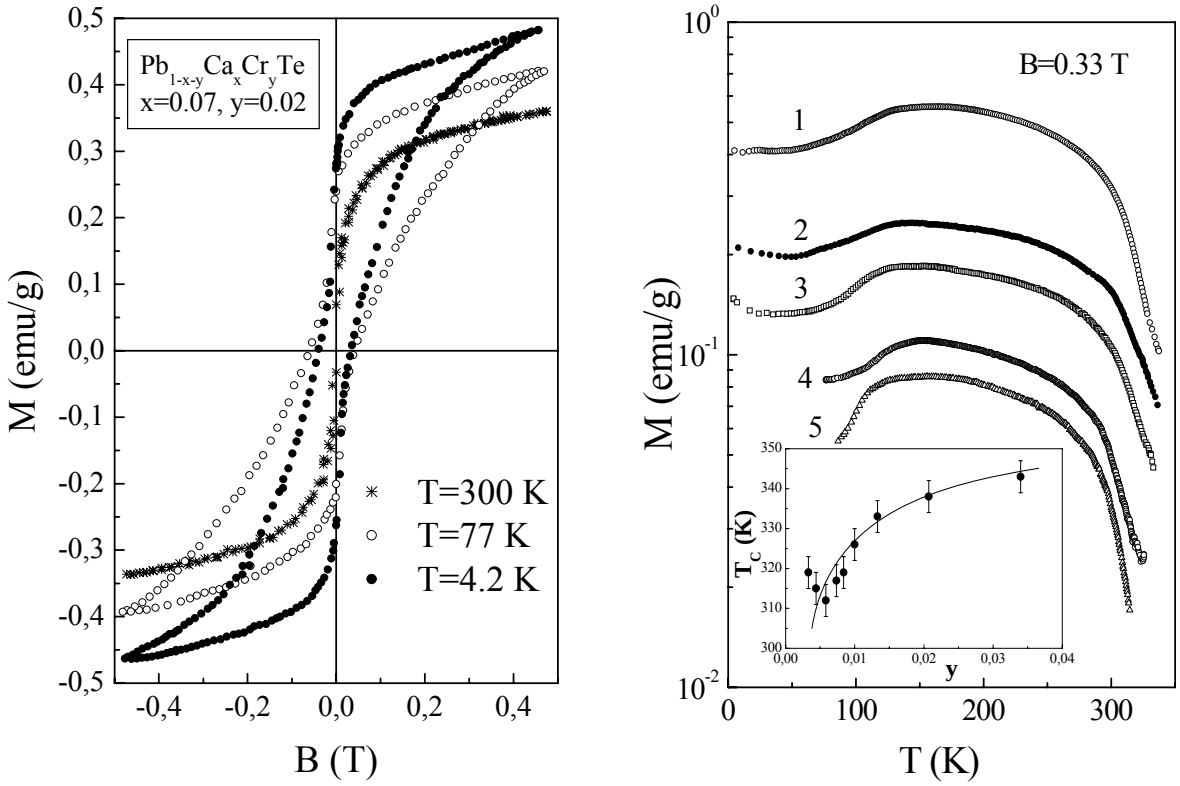


Рис.1. Полевые и температурные зависимости намагниченности для сплавов $Pb_{1-x-y}Ca_xCr_yTe$ (x≈0.07). y: 1–0.02, 2–0.015, 3–0.01, 4–0.008, 5–0.007. На вставке – зависимость температуры Кюри от содержания хрома.

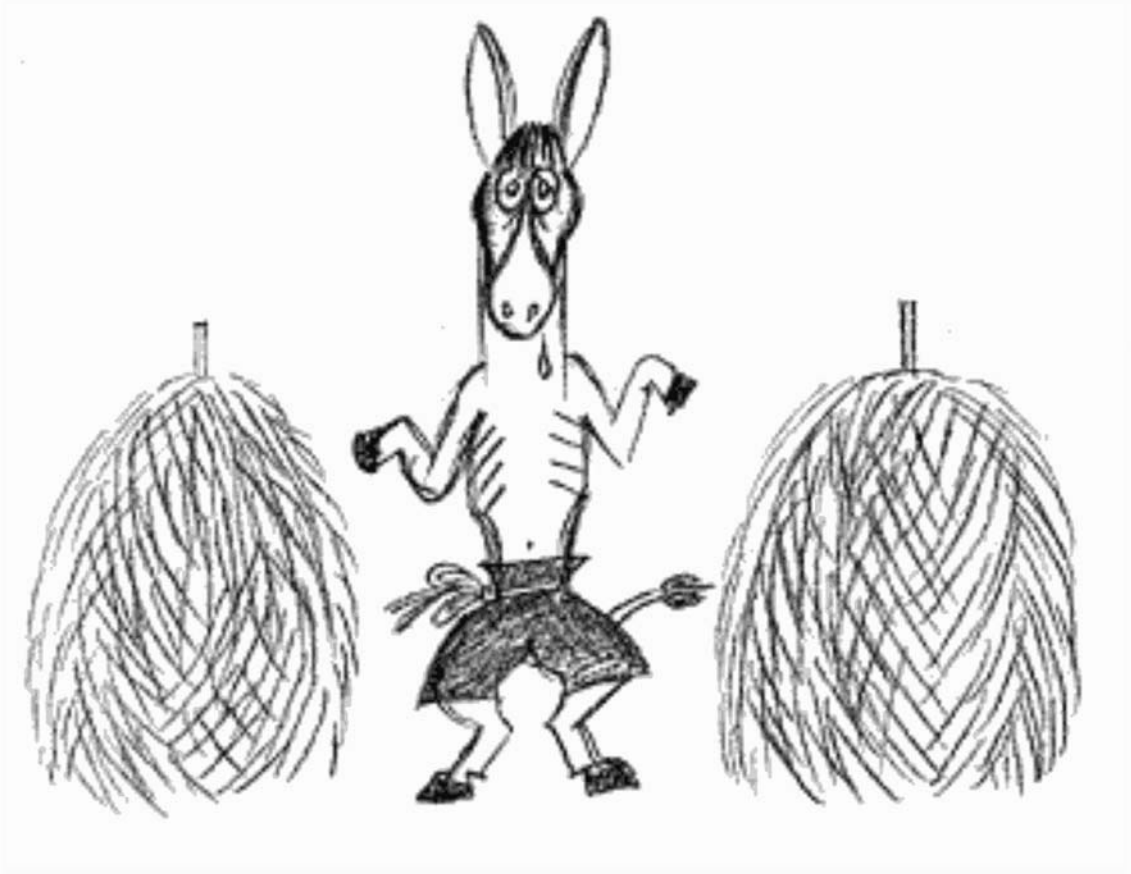
У всех образцов вплоть до комнатных температур на кривых намагничивания M(B) наблюдается ферромагнитный гистерезис. С ростом концентрации хрома намагниченность насыщения возрастает более чем на два порядка, превышая 4 emu/g. Остаточная намагниченность увеличивается от 0.05 до 2.5 emu/g при T≈5 K, а коэрцитивная сила проходит через максимум, достигая 0.13 T. На температурных зависимостях намагниченности наблюдается широкий максимум при температурах T=130-150 K. Для каждого образца путем экстраполяции линейных участков температурных зависимостей квадрата намагниченности определена температура Кюри, которая медленно увеличивается вплоть до 345 K с ростом концентрации хрома.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-01364).

1. H. Saito, V. Zayets, S. Yamagata, K. Ando, Phys. Rev. Lett., **90**, 207202 (2003).
2. K.Y. Ko, M.G. Blamire, Appl.Phys. Lett., **88**, 172101 (2006).
3. E.P. Skipetrov, M.G. Mikheev, F.A. Pakpour, L.A. Skipetrova, N.A. Pichugin, E.I. Slyn'ko, and V.E. Slyn'ko, Semiconductors, **43**, 297 (2009).
4. В.Е. Слынько. Вестник Львов. Ун-та, Сер. Физич., **34**, 291 (2001).

Секция ВЦ

Тот, кто смотрит на дело с обеих сторон,
обычно не видит ни одной из них.
Оскар Уайльд



МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ I

О ТЕМПЕРАТУРЕ КЮРИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА

Н.Г.Бебенин, Р.И.Зайнуллина, В.В.Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, С.Ковалевской, 18,

Характерной особенностью манганитов лантана $La_{1-x}D_xMnO_3$, где D – двухвалентный ион, является наличие различного типа неоднородностей. В частности, локальная концентрация примеси x(**r**) может заметно отличаться от средней $\langle x \rangle = x_D$. Разброс значений x приводит к разбросу значений локальных температуры Кюри $\tau_C(\mathbf{r})$ вблизи среднего значения $T_C = \langle \tau_C \rangle$, определяемого на эксперименте. Целью настоящей работы является оценка стандартного отклонения $\sigma_{\tau c} = \langle (\tau_C - T_C)^2 \rangle^{1/2}$ для La-Sr и La-Ba манганитов.

Предполагается, что разброс значений x описывается гауссовой функцией распределения:

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left[-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{2\sigma_x^2} \right]. \qquad (1)$$

Анализ результатов работ [1, 2] показывает, что σ_x порядка $(1 – 2)\cdot 10^{-3}$ в La-Sr манганитах, а в La-Ba примерно в два раза больше.

Зависимость $T_C = f(\langle x \rangle)$ во всех манганитах является выпуклой функцией, которая достигает максимума при $x_m \approx 1/3$ ("оптимальное" легирование, см. рис.1). Естественно предположить, что связь между локальными величинами описывается этой же функцией: $\tau_C(\mathbf{r}) = f[x(\mathbf{r})]$. Поскольку связь между τ_C и x нелинейна, функция распределения $W(\tau_C)$ не является, вообще говоря, гауссовой. Степень отклонения $W(\tau_C)$ от нормального распределения зависит от близости $\langle x \rangle$ к x_m.

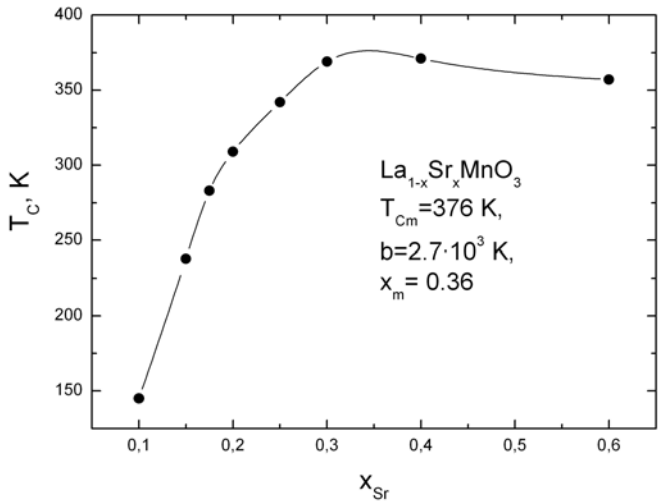


Рис.1.

Пусть <x> заметно меньше x_m. В этом случае в окрестности <x> зависимость τ_C от x близка к линейной, так что функция $W(\tau_C)$ близка к гауссовой с параметром $\sigma_{\tau c} = (dT_C/d<x>)\sigma_x$. В La-Sr и La-Ba кристаллах при <x> от 0.1 до 0.3 производная $dT_C/d<x>$ порядка 10^3, так что $\sigma_{\tau c} = (1 \div 2)$ К в лантан-стронциевых манганитах и приблизительно в два раза больше в лантан-бариевых.

Если $<x> = x_m$, ситуация оказывается существенно иной. В этом случае $\tau_C = \tau_{Cm} - b(x - x_m)^2$, где $\tau_{Cm} = f(x_m)$– максимальная температура Кюри, b=const. Распределение $W(\tau_C)$ оказывается близким к экспоненциальному:

$$W(\tau_C) = \frac{1}{\sqrt{\pi\Delta(\tau_{Cm} - \tau_C)}} \exp\left(-\frac{\tau_{Cm} - \tau_C}{\Delta}\right), \qquad (2)$$

где $\Delta = 2b\sigma_x^2$. Легко видеть, что измеряемое на опыте максимальное значение температуры Кюри меньше, чем τ_{Cm}: $T_{Cm} = \tau_{Cm} - 0.5\Delta$. Оценки показывают, что величина Δ значительно меньше 1 К, так что T_{Cm} практически совпадает с τ_{Cm}.

Локальная намагниченность $\mu(\mathbf{r})$ связана с магнитным полем H соотношением теории Ландау: $H = A\mu + B\mu^3$, где $A = a(T - \tau_C)$, *a* и B - постоянные. Тогда [3]

$$\frac{H}{M} = <A> + BM^2 - \frac{<A>^3}{\left(<A> + 3BM^2\right)^2} \frac{\sigma_{\tau C}^2}{(T_C - T)^2}, \qquad (3)$$

где $M = <\mu>$ - усредненная намагниченность. Проведенный с помощью (3) анализ кривых Белова-Аррotта для La-Sr и La-Ba манганитов подтвердил приведенные выше оценки $\sigma_{\tau c}$.

Таким образом, наименьший разброс температур Кюри – и, следовательно, наибольшая магнитная однородность, - имеет место при легировании, близком к оптимальному. Если же концентрация двухвалентных ионов существенно меньше, чем 1/3, то в монокристаллах La-Sr и La-Ba манганитов имеется заметный разброс температур магнитного фазового перехода.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00081 и Программой №5 Президиума РАН.

[1] A.Urushibara et al., Phys. Rev. B **51**, 14103 (1995).
[2] D.Shulyatev et al., J. Crystal Growth **291**, 262 (2006).
[3] S. Shtrikman, E.P. Wohlfarth, Physica **60**, 427 (1972).

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА И ПЕРЕХОД ПАРАМАГНЕТИК-ФЕРРОМАГНЕТИК В МОНОКРИСТАЛЛЕ $Nd_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОСНОВНЫМ СОСТОЯНИЕМ

В.А. Рыжов[1], П.Л. Молканов[1], А.В. Лазута[1], В.В. Рунов[1], В.П. Хавронин[1], И.О. Троянчук[2]

[1]*Petersburg Nuclear Physics Institute of RAS, Gatchina, Russia*
[2]*Institute of Solid State and Semiconductor Physics, National Academy of Science, Belarus*

В допированных манганитах ферромагнитная (Ф) диэлектрическая (Д) фаза обычно формируется с ростом допирования при переходе от антиферромагнитного (АФ) диэлектрического к Ф металлическому (М) основному состоянию [1] и она не описывается моделью двойного обмена [2]. В $Nd_{1-x}Ba_xMnO_3$ (NdBa) системе эта фаза найдена в области $0.1 < x < 0.3$, ФМ состояние ниже $T_C \propto 120$ K образуется для $0.3 \le x \le 0.35$ и колоссальное магнетосопротивление (КМС) наблюдается для всех x вблизи T_C [3]. Ранее в $Nd_{1-x}Ba_xMnO_3$ (x = 0.23, 0.25) Д монокристаллах, обладающих псевдокубической структурой, в процессе развития перехода второго (II) рода из парамагнитного (П) в Ф состояние наблюдалось формирование неоднородного магнитного состояния в П области [4-6]. Оно характеризуется тем, что в П матрице ниже T^* ($\approx T_C$ + 20 K) первородным образом образуется новая магнитная фаза, обладающая сильными нелинейными свойствами в слабых магнитных полях. Переход второго рода в П матрице продолжает развиваться и ниже T^* и обе фазы упорядочиваются в T_C. Объем новой фазы и T_C возрастают с ростом допирования. Развитие новой фазы коррелирует с появлением особенности (плато) в удельном электросопротивлении, ρ, поэтому это необычное поведение было отнесено к ФМ кластерам, образующимся в П матрице ниже T^*. Ф кластеры, также как необычное поведение выше T_C, было найдено и в других допированных манганитах [7-10]. Это позволяет предположить, что данное явление может быть внутренним свойством данных соединений и его изучение важно для понимания физики КМС манганитов. Задачей данной работы является исследование сценария П-Ф перехода в монокристалле $Nd_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ с ФМ основным состоянием. Исследовались температурные зависимости АС линейного отклика χ', χ'' и амплитуды третьей гармоники намагниченности $|M_3(T)|$ в области низких частот ($f_{возб} \approx$ 95 и 20 кГц соответственно), деполяризации поляризованных нейтронов, а также полевые и температурные зависимости фазовых составляющих второй гармоники намагниченности $\mathrm{Re}M_2(H,T)$ и $\mathrm{Im}M_2(H,T)$ в области высоких частот ($f_{возб} \approx$ 16 МГц).

Как и в x = 0.23, 025 ФД составах [3,4], из данных $|M_3(T)|$ была определена температура Кюри T_C = 140(1) К. Критическое поведение $4\pi\chi' \propto \tau^{-\gamma}$ [$\tau = (T-T_C)/T_C$] в П области соответствовало поведению кубического ферромагнетика с критическим индексом $\gamma \approx 1.32(3)$, близким к теоретическому.

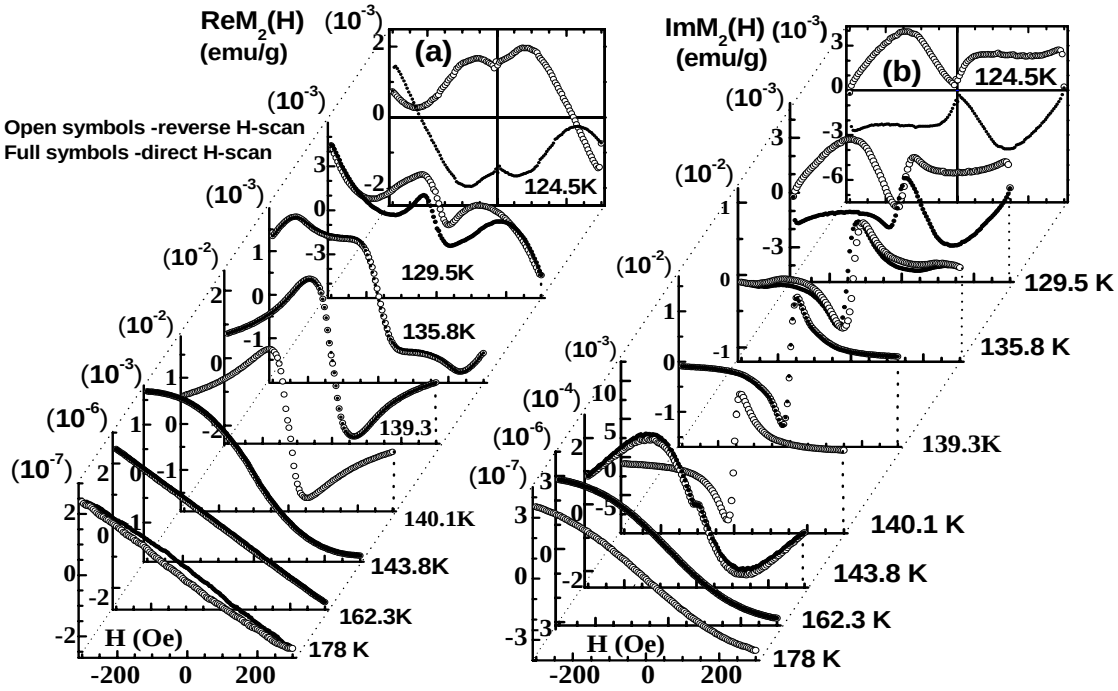


Рис.1. Полевые зависимости Re$M_2(H)$ и Im$M_2(H)$ при некоторых температурах.

На рис.1 представлены зависимости Re$M_2(H)$ и Im$M_2(H)$, полученные при некоторых температурах. Постоянное поле H сканировалось симметрично относительно точки H =0 для регистрации H-гистерезиса. В силу симметрийных свойств M_2, присутствие H-гистерезиса позволяет получать информацию о появлении спонтанного Ф момента M_{sp} в образце. Как видно из рисунка, при $T > T^* \approx 144$ K $> T_C$ сигналы $M_2(H)$ соответствуют сигналам обычного кубического ферромагнетика в критической П области [3]. Ниже T^* в ImM_2 компоненте в слабом поле возникает сигнал другого знака и с другим критическим поведением. Его величина быстро растет с понижением T и маскирует сигнал от П матрицы. Экстремум этого сигнала находится в слабом $H \approx 20$ Э и его положение слабо зависит от T, с увеличением H сигнал быстро падает. Он обладает слабым H-гистерезисом, как это показывает увеличение Re$M_2(H$=0) ниже T^* на вставке рис.2а, что свидетельствует о присутствии спонтанного момента в областях образца, ответственных за этот сигнал. Эти два обстоятельства указывают на образование в матрице слабо взаимодействующих Ф кластеров и, судя по небольшой величине H-гистерезиса их сигнала, они находятся в суперпарамагнитном режиме. Даже слабое внешнее поле ~ 10 Э выстраивает их моменты, в результате чего индуцируемый ими M_2-отклик $\propto \partial^2 M/\partial H^2$ резко падает при дальнейшем увеличении H. В тоже время в ReM_2 компоненте вклад сигнала от кластеров меньше сигнала от матрицы во всем диапазоне развертки H, что позволяет проследить развитие П-Ф перехода в матрице. Поскольку в П области температур сигналы от матрицы и от новой фазы дают наибольший вклад в разных H, удобно отслеживать их эволюцию, построив T-зависимости соответствующих сечений по полю.

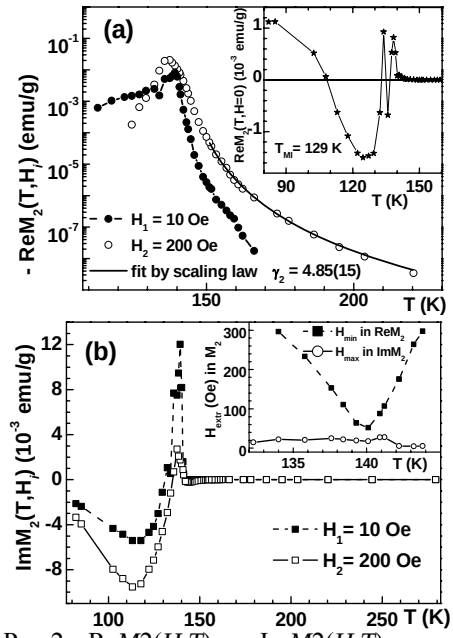


Рис.2. Re$M2(H,T)$ и Im$M2(H,T)$ при разных значениях H: На вставках приведены зависимости Re$M2(H = 0, T) \propto M_{sp}$ и $H_{extr}(T)$.

Они приведены на рис.2. Как показывает панель (а) рисунка, T-поведение сигнала от П матрицы Re$M_2(T)$ в поле H_2 =200 Э соответствует второродному и значение соответствующего критического индекса γ_2 = 4.85(15) близко к теоретическому (14/3). Видно также, что рост ReM_2 в слабом поле H_1 =10 Э происходит гораздо быстрее, чем в сильном. Вставка к рис.2b показывает, что H-положение экстремума сигнала матрицы сильно зависит от T в соответствие со сценарием П-Ф перехода второго рода, в то время как H-позиция экстремума сигнала Ф кластеров не зависит. ImM_2 сигнал от кластеров в исследованном x = 0.3 составе в несколько раз превосходит соответствующий сигнал в $Nd_{0.75}Ba_{0.25}MnO_3$ манганите [5], что указывает о росте относительного объема Ф кластерной фазы. Этого оказывается достаточно для осуществления Д-М перехода при $T_{ДМ} \approx 129$ К, как об этом свидетельствуют транспортные свойства $Nd_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ [3].

Проведенные исследования деполяризации $P(T)$ поляризованных нейтронов ($\lambda_n \approx 9$ Å) на x = 0.3, и на ранее изученных x = 0.23, 0.25 составах показали, что она начинается при $T \approx T^*$ и ее увеличение с понижением T возрастает с ростом x в соответствии с ростом относительного объема Ф кластерной фазы, полученном из M_2 данных.

Таким образом, обнаруженный ранее сценарий П-Ф перехода в x = 0.23, 0.25 составах NdBa манганитов с ФД основным состоянием наблюдается и в составе x = 0.3 с ФМ состоянием ниже T_C. В этой области фазовой диаграммы рост допирования приводит лишь к росту относительного объема ФМ кластерной фазы. Соответствие T-областей образования ФМ кластерной фазы по данным M_2-отклика и появления особенностей в транспортных свойствах указывает на ее металлические свойства и позволяет качественно объяснить КМС в составах с ФД и ФМ основными состояниями.

1. M.B. Salamon, M. Jaime, Rev. Mod. Phys. **73,** 583 (2001).
2. C. Zener, Phys. Rev. **82,** 403 (1951).
3. I.O. Troyanchuk, et al., J. Phys. Condens. Matt. **11**, 8707 (1999).
4. В. А. Рыжов, А. В. Лазута, и др., ЖЭТФ **121**, 678 (2002).
5. V. A. Ryzhov, A. V. Lazuta, et al., Solid State Commun. **130**, 803 (2004).
6. V. A. Ryzhov, A. V. Lazuta, et al., Phys. Rev. B **72**, 134427 (2005).
7. M. B. Salamon, P. Lin, S. H. Chun, Phys. Rev. Lett. **88**, 197203 (2002).
8. J. Deisenhofer, D. Braak, et al., Phys. Rev. Lett. **95,** 257202 (2005).
9. V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, et al., JMMM **300**, e159 (2006).
10. Wanjun Jiang, Xue Zhi Zhou, et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 177203 (2007).

СПИНОВЫЕ ПОЛЯРОНЫ В ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗЕ МАНГАНИТОВ $LaMnO_{3+\delta}$

Т.И.Арбузова, С.В.Наумов

Институт физики металлов УрО РАН, Россия

Характерной особенностью перовскитоподобных манганитов являются зарядовые, электронные и структурные неоднородности, которые играют важную роль в проявлении необычных свойств. Изучение свойств манганитов представляет интерес для физики сильно коррелированных систем. $LaMnO_3$ является антиферромагнетиком с T_N=140К и А-типом магнитного упорядочения. При отклонениях от стехиометрического состава или легировании появляется намагниченность обусловленная, ферромагнитными Mn^{4+} и Mn^{3+} взаимодействиями. В этих образцах обнаружен эффект колоссального магнитосопротивления (КМС). Во всех моделях, объясняющих свойства парамагнитной фазы, рассматривается присутствие электронных и структурных корреляций ограниченной длины. E. Dagotto [1] предложил температурную шкалу в области, где начинают образовываться поляроны (см.рис.1). В области $Tc<T<T_{pol}$ присутствуют локальные Ян-Теллеровские структурные искажения – некоррелированные поляроны. Коррелированные поляроны – орбитально и зарядово упорядоченные нанокластеры присутствуют в области $Tc<T<T^*$ и играют ключевую роль в эффекте КМС. Согласно [2] наномасштабные коррелированные поляроны существуют только в непроводящей O* фазе ($a<c/\sqrt{2}<b$) благодаря областям с *CE* типом упорядочения. Ян-Теллеровские поляроны могут присутствовать во всех кристаллических структурах манганитов. Данные по температурной зависимости магнитной восприимчивости при высоких температурах могут дать информацию о новой температурной шкале.

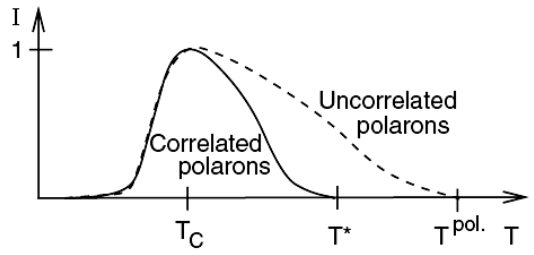


Рис.1 Схематическое представление новой температурной шкалы [1]

В работе исследовано влияние типа симметрии перовскитной фазы на парамагнитные свойства $LaMnO_{3+\delta}$. Наши образцы $LaMnO_{3,06}$ и $LaMnO_{3,11}$ содержали смесь структурных фаз O^* и R. Образец $LaMnO_{3.16}$ имел ромбоэдрическую структуру. Магнитные характеристики этих манганитов представлены в таблице 1. $LaMnO_{3+\delta}$ имеют характерную для ферромагнетиков температурную зависимость восприимчивости. На рис.2 представлена зависимость $1/\chi(T)$ в разных магнитных полях для $LaMnO_{3,11}$.

В $LaMnO_{3,06}$ и $LaMnO_{3,11}$ закон Кюри-Вейсса $\chi=C/T-\theta$, где $C=N\mu_{эфф}^2/3k$, θ-парамагнитная температура Кюри, начинает выполнятся в области

Таблица 1. Магнитные характеристики манганитов $LaMnO_{3+\delta}$.

Состав	$LaMnO_{3.06}$	$LaMnO_{3.11}$	$LaMnO_{3.16}$
Тип структуры	70% Pnma + 30% R-3c	35% Pnma + 65% R-3c	100% R-3c
Параметры решетки, Å	*a=5.493 b=5.531 c=7.789*	*a=5.485 b=5.533 c=7.790*	*a=5.525 c=13,326*
Mn^{4+}, %	12	22	32
T_C, K	150	144	127
Θ, K	246	246	260
μ_{eff}, μ_B	4.80	4.70	4.50
T^*, K	300	290	-
T_{pol}, K	440	440	480
μ_{eff}, μ_B ($T^*>T>T_{pol}$)	5.40	5.12	5.41

T>440K, т.е. при T>2Tc. Ниже T_{pol}=440K вблизи дефектов образуются некоррелированные наномасштабные поляроны с повышенным магнитным моментом [3]. При дальнейшем уменьшении $T<T^*$=300K появляются коррелированные поляроны, на что указывают полевые зависимости χ. Это согласуется с данными для $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_3$ [4]. В $LaMnO_{3,11}$ закон Кюри-Вейсса выполняется при T>480K. В области $T^*<T<T_{pol}$ только некоррелированные поляроны образуются. Число поляризованных спинов Mn^{3+} увеличивается при понижении T.

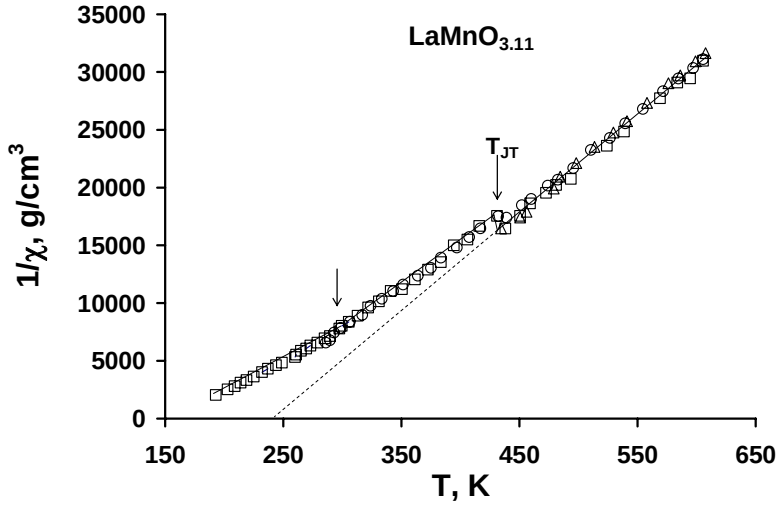


Рис.2. Зависимость 1/χ(T) при H=2.65кЭ(□); 5.35кЭ(o); 8.9кЭ(Δ) для $LaMnO_{3,11}$

Орбитальные корреляции в O^*-фазе реализуются на длине нескольких единичных ячеек. Мы полагали, что внутренние точечные дефекты могут привести к исчезновению коррелированных поляронов. Для этого образцы $LaMnO_{3+\delta}$ с O^* и R симметрией были облучены при 150°C электронами с энергией 5,5MeV дозами $Ф=1*10^{18}$ cm^{-2} и $Ф=5*10^{18}$ cm^{-2}. Электронное облучение создает вакансии и междоузлия, при

этом химический состав сохраняется. На рис.3 приведены зависимости $1/\chi(T)$ в области $T \leq 600K$ для облученных образцов $LaMnO_{3+\delta}$ (O^*).

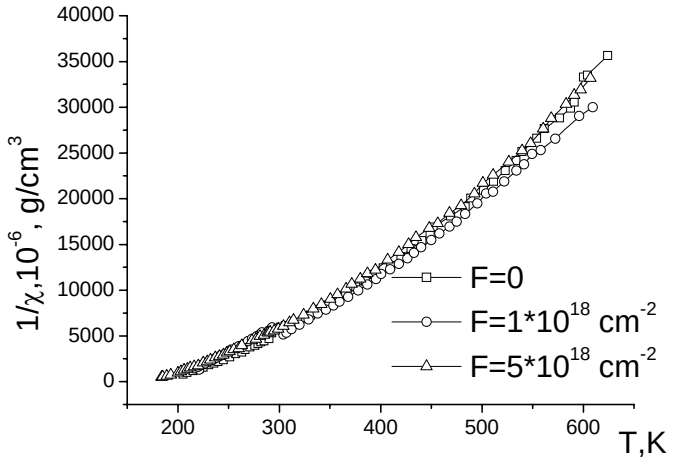


Рис.3. Зависимость $1/\chi(T)$ для облученных образцов $LaMnO_{3+\delta}$

Электронное облучение слабо влияет на магнитные свойства исследованных фаз. Локальные изменения обменных параметров вблизи точечных радиационных дефектов приводят к уменьшению Tc на 3К. Увеличение эффективного магнитного момента при понижении T может быть связано с увеличением числа поляризованных спинов вблизи дефектов. Существенным результатом является то, что в области $T<300K$ мы не обнаружили коррелированных поляронов как в исходной, так и в облученной O*-фазе. В работе [5] показано, что в зависимости от соотношения числа ионов в La и Mn подрешетке в $LaMnO_3$ может реализоваться несколько типов фазы O*. По-видимому, присутствие коррелированных поляронов в O^*-фазе связано с рядом факторов. Свойства O*-фазы в легированных и нелегированных манганитах при одинаковом содержании ионов Mn^{4+} могут отличаться.

Работа поддержана проектом ОФН РАН и Президиума УрО РАН «Физика новых материалов и структур» и совместным проектом Президиума УрО РАН и СО РАН «Спин-зависимые размерные эффекты в квазидвумерных планарных и объемных наноматериалах на основе переходных металлов и их оксидов».

Литература

1. E.Dagotto. New Journal of Physics, **7**, 67 (2005)
2. V.Kiryukhin. New Journal of Physics, **7**, 155 (2004)
3. C.Varma. Phys.Rev.B, 54, 7328 (1996)
4. J.Deisenhofer, D.Braak, H.A. Krug von Nidda et.al., Phys.Rev.Lett., 95, 257202 (2005).
5.J.A.M. van Roosmalen, P.van Vlaanderen, E.H.P. Cordfunkl et.al. J.Sol.St.Chem. 114, 516 (1995)/

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНО-НЕОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА МАНГАНИТА $Nd_{0.5}$ $Sr_{0.5}$ MnO_3

В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.И. Каменев, А.М. Кадомцева*, В.К. Прокопенко, Н.В. Давыдейко, Т.А. Линник, В.И. Михайлов

Донецкий физико-технический институт НАН Украины
83114, г.Донецк, ул.Р.Люксембург, 72, Украина
**Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова*
119992 Москва, Россия

В настоящей работе проведены исследования кристаллической структуры, магнитных и транспортных свойств монокристаллов состава $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$. Особое внимание было уделено исследованию низкочастотной магнитной восприимчивости (изучены ориентационые и полевые зависимости χ(T)), что позволило получить дополнительные сведения об их магнитно-неоднородном состоянии, с которым связывают явление колоссального магнитосопротивления манганитов. Исследования проводились в температурном диапазоне 80-400 K, магнитном поле до 90 kOe и при гидростатическом давлении до 10 kBar.

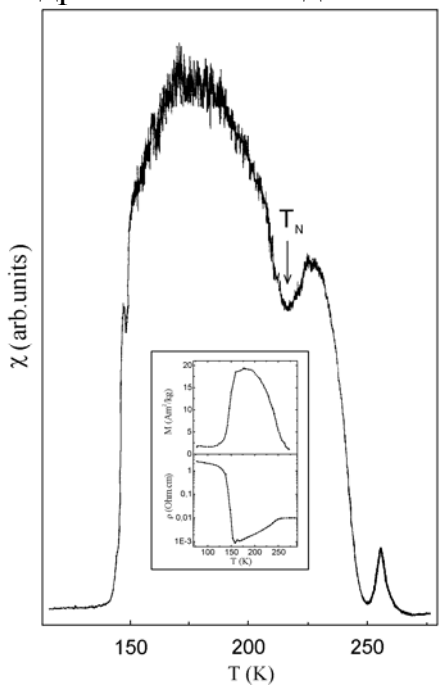


Рис.1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$. На вставке – зависимости $M(T)$ и $\rho(T)$.

На рис. 1 приведены температурные зависимости восприимчивости χ (модулирующее поле H_{mod} амплитудой 10 Oe направлено примерно перпендикулярно оси c кристалла), а также (на вставке) удельной намагниченности M (измерена в магнитном поле 1 kOe) и удельного сопротивления ρ монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$. Видно, что большие значения χ имеют место в области температур $150\ K \le T \le 260\ K$, что согласно фазовой диаграмме [1] соответствует области ферромагнитного металла FM/M. При $T < 150$ K образец находится в состоянии антиферромагнитного изолятора AFM/I CE-типа, где наблюдается зарядовое и орбитальное упорядочение ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} [1,2]. На вставке рис. 1 показано, что в этой области температур удельное сопротивление ρ образца велико, а намагниченность M минимальна, что хорошо коррелирует с фазовой диаграммой и температурной зависимостью χ. Температурные зависимости намагниченности, электросопротивления, восприимчивости демонстрируют фазовый переход первого рода ($T \approx 150$ K) из антиферромагнитного изолирующего AFM/I в ферромагнитное металлическое FM/M состояние.

В температурном диапазоне 150 – 220 К обнаружены осцилляции магнитной восприимчивости. Из данных нейтронографических исследований [3] известно, что в этом температурном диапазоне сосуществуют две фазы: ферромагнитная и антиферромагнитная А-типа (примерно 20%), для которой точка Нееля (T_N) составляет ~ 220 К. Из рис. 1 видно, что при этой температуре наблюдается аномалия на кривой $\chi(T)$. Выше данной температуры до точки Кюри ($T_C \approx 260$ К) существует только ферромагнитная фаза, и χ постепенно падает до 0. Но главным обстоятельством является то, что выше T_N осцилляции восприимчивости не наблюдаются.

Изменение направления модулирующего поля на перпендикулярное (т.е., перпендикулярно оси *c* кристалла) практически не изменило характера зависимости $\chi(T)$ исследуемого монокристалла, хотя можно отметить, что амплитуда огибающей $\chi(T)$ уменьшилась примерно вдвое (на графиках максимальные величины χ приведены к одинаковым значениям). На рис. 2 для нового направления модулирующего поля представлена зависимость $\chi(T)$, полученная при той же амплитуде модулирующего поля, что и на рис. 1 (H_{mod} = 10 Oe) для различных значений постоянного подмагничивающего поля. Направление подмагничивающего поля – примерно параллельно оси *c* кристалла. Так же, как и на рис. 1, в области ферромагнитного упорядочения $150 \le T \le 260$ К наблюдаются максимальные значения восприимчивости, а в температурном диапазоне 150 – 220 К также наблюдаются осцилляции восприимчивости.

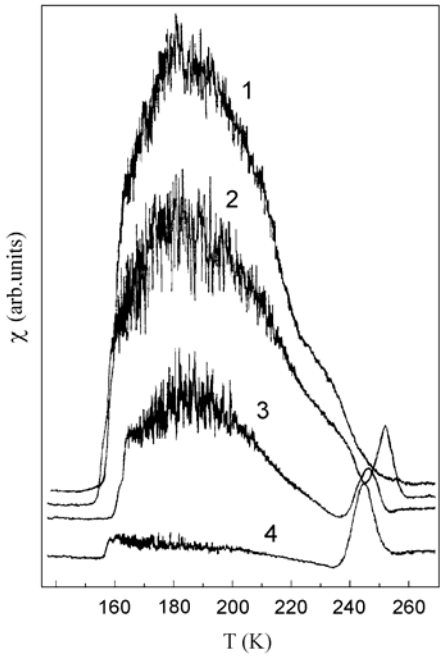


Рис.2. Температурные зависимости восприимчивости χ монокристалла $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ при постоянном подмагничивающем поле, Oe: 1 – 0; 2 – 100; 3 – 300; 4 – 1000.

Обратим внимание на два обстоятельства:

1. Осцилляции восприимчивости наблюдаются только в температурном диапазоне 150 – 220 К для различных ориентаций магнитного поля (постоянного и переменного), где сосуществуют фазы FM/M и AFM/I A-типа. В области существования только FM-фазы $220 \le T \le 260$ К осцилляции χ не наблюдаются.
2. С увеличением постоянного поля величина пика $\chi(T)$ уменьшается, но амплитуда осцилляций увеличивается (см. кривые 1, 2, 3) и только в поле ≈ 1000 Oe уменьшается и амплитуда осцилляций (кривая 4).

Обращает на себя внимание также наличие пика восприимчивости в районе точки Кюри, который имеет как ориентационную (наблюдается без поля смещения при ориентации H_{mod} перпендикулярно оси *c*), так и полевую зависимость. Как видно из рис. 2, при H = 0 (кривая 1) пика

восприимчивости в области T_C нет. При $H \neq 0$ в районе T_C появляется пик, который по мере увеличения подмагничивания смещается в область низких температур. Наложение постоянного магнитного поля должно гасить этот пик, поскольку это поле начинает играть роль поля анизотропии. Тот факт, что для изучаемого образца наложение постоянного поля не только не гасит упомянутый пик, но, напротив, усиливает его и сдвигает в область низких температур, свидетельствует о том, что FM-фаза, которая существует в диапазоне $220 \leq T \leq 260$ K, является сильно неоднородной и чувствительной к магнитному полю в области фазового перехода «ферромагнитное состояние $\leftrightarrow$ парамагнитное состояние». Как уже упоминалось, при температуре $T_N = 220$ K происходит разрушение антиферромагнитной фазы A-типа, однако элементы этой фазы (кластеры), имеющие ближний ферромагнитный порядок (в плоскости *a*-*b*), продолжая существовать выше T_N, могут испытывать некоторое упорядочение под влиянием намагниченной внешним полем ферромагнитной фазы. Это упорядочение усиливает синхронный отклик системы на модулирующее поле, вызывая появление пика χ вблизи T_C. С увеличением внешнего подмагничивания увеличивается коллинеарность ферромагнитного упорядочения, а само упорядочение начинается с более низких температур.

Совокупность экспериментов позволяет сделать предположение, что осцилляции магнитной восприимчивости могут быть связаны с переходными областями между ферромагнитной и антиферромагнитной фазами и/или с нарушением магнитного порядка в антиферромагнитных «кластерах» при изменении температуры.

1. R. Kajimoto, H. Yoshizawa, H. Kawano, H. Kuwahara, Y. Tokura, K. Ohoyama, and M. Ohash, Phys.Rev. **B60**, 9506 (1999).
2. R. Mahendiran, M.R. Ibarra, A. Maignan, F. Millang, A.A. Luraj, R. Mahesh, B. Raveau, and C.N.R. Rao, Phys.Rev.Let. **82**, 2191 (1999).
3. C. Ritter, R. Mahendiran, M.R. Ibarra, L. Morellon, A. Maignan, B. Raveau, and C.N.R. Rao, Phys.Rev. **B61**, R9229, (2000).

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО РАССЛОЕНИЯ В КЕРАМИКЕ $Eu_{0.6}La_{0.4-x}Sr_xMnO_3$ (x = 0.1; 0.13; 0.15; 0.17; 0.2; 0.3)

Р.М. Ерёмина[1], И.В. Яцык[1], И.И. Фазлижанов[1], К.Р. Шарипов[2], Я.М. Муковский[3], А.В. Пятаев[2], К.В. Глазырин[3]

[1]*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, г. Казань*
[2]*Казанский государственный университет, г. Казань*
[3]*Московский государственный институт стали и сплавов, г. Москва*

Открытие явления колоссального магнитосопротивления при переходе из ферромагнитного металлического состояния в парамагнитный изолятор в манганитах состава $AMnO_3$ привело к их многочисленному изучению. В основном это образцы состава $A=L_{1-x}M_x$, где L – это один или несколько трехвалентных катионов из группы лантаноидов, а M – двухвалентный щелочноземельный металл, например, Ca, Ba или Sr. Метод ЭПР позволяет исследовать электронную структуру и фазовое расслоение в манганитах. Манганиты состава $La_{1-x}Me_xMnO_3$ (Me = Sr, Ba, Ca) исследованы методом ЭПР достаточно подробно, например, [1, 2, 3].

Нами методом ЭПР изучена серия образцов состава $Eu_{0.6}La_{0.4-x}Sr_xMnO_3$ (x=0.1, 0.13, 0.15, 0.17, 0.2), которые были приготовлены методом твердофазного синтеза при 800^0C. Измерения спектров ЭПР проводились на спектрометрах фирмы Bruker и Varian в X- и Q- диапазонах в широком температурном интервале от 90 К до 300 К. Во всех образцах ниже T≈260 К и до температуры Кюри в спектре ЭПР наблюдаются две линии лоренцевой формы. Температурная зависимость положений линий ЭПР в керамике $Eu_{0.6}La_{0.25}Sr_{0.15}MnO_3$ представлена на рисунке 1. В парамагнитной области наблюдаются две линии. Одна из них является парамагнитным сигналом с эффективным g ≈ 2, не зависящим от температуры. Возможно, она обусловлена связанными обменным взаимодействием ионами марганца. Ион европия находится в трехвалентном немагнитном состоянии, о чем свидетельствуют данные мессбауэровский спектроскопии. Вторая линия относится к ферромагнитным кластерам в парамагнитной фазе и является сигналом ферромагнитного резонанса. Об этом свидетельствуют: зависимость эффективного g- фактора данной линии от частоты – его максимальное значение в X- диапазоне равно g≈3, а в Q- диапазоне g≈2.4; отклонение положения линии ферромагнитного резонанса от сигнала на g≈2 не зависит от частоты, на которой зарегистрирован спектр, и составляет примерно 1000 Э. Температура, при которой начинают наблюдаться линии парамагнитного сигнала, зависит от диапазона измерений. Так в X- диапазоне линия с g≈2 (резонансное значение магнитного поля примерно 3400 Э) начинает наблюдаться при температуре примерно 120 К, тогда как в Q- диапазоне (резонансное значение магнитного поля 12400 Э) при температуре 135 К. Можно предположить, что это связано с зависимостью температуры магнитного упорядочения от величины внешнего магнитного поля.

Проведенные нами исследования в керамике $Eu_{0.6}La_{0.4-x}Sr_xMnO_3$ (x=0.1; 0.13; 0.15; 0.17; 0.2) показывают, что в данном соединении наблюдается фазовое расслоение. Об этом говорят: наблюдающийся сигнал ферромагнитного резонанса в парамагнитной фазе (рис. 1), уменьшение интегральной интенсивности сигнала ферромагнитного резонанса в более сильном магнитном поле. При температуре 128 К [4] в ходе температурной зависимости магнитной восприимчивости наблюдается выпуклости для образца с x=0.17, и при T_{m2}=250 К и 260 К для образцов с x=0.15; 0.13, соответственно. Очевидно, что пик T_{m2} связан с существованием в данных образцах фазового расслоения. Это подтверждается нашими данными по измерению спектров ЭПР, где при температуре T_{m2} появляются линии ферромагнитного сигнала в парамагнитной фазе.

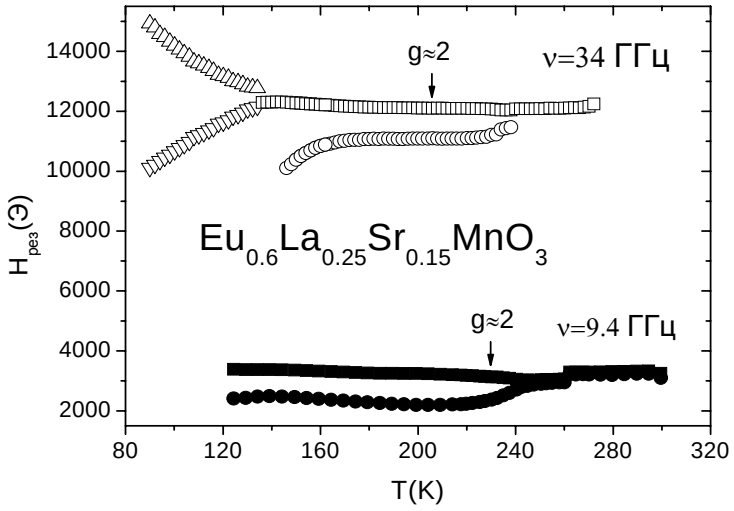


Рис.1 Температурная зависимость положений линий в спектре ЭПР $Eu_{0.6}La_{0.25}Sr_{0.15}MnO_3$, зарегистрированном в X- (закрашенные символы) и Q- диапазонах. Квадраты показывают положения линии на g≈2, круги относятся к линии ферромагнитного резонанса. Треугольниками показаны положения линий в магнитной упорядоченной фазе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-00779.

[1] Яцык И.В., Еремина Р.М., Шакирзянов М.М и др, *Письма в ЖЭТФ* **87(8)**, 517 (2008)
[2] Deisenhofer J., Braak D., Krug von Nidda H.-A. et al *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257202 (2005)
[3] Еремина Р.М., Яцык И.В., Муковский Я.М. и др, *Письма в ЖЭТФ* **85(1)**, 57 (2007)
[4] Глазырин К.В., Пестун А.Е., Муковский Я.М.: в печати

ЭФФЕКТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ МАГНЕТИКАХ $ErFe_3(BO_3)_4$ и $HoFe_3(BO_3)_4$

Е.П. Чукалина[1], Т.Н. Станиславчук[1], М.Н. Попова[1], Б.З. Малкин[2], Л.Н. Безматерных[3], И.А. Гудим[3]

[1]*Институт спектроскопии РАН, Троицк, МО*
[2]*Казанский государственный университет, Казань*
[3]*Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск*

Тригональные ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ (R = La – Er, Y), имеющие интересные магнитные, магнитоупругие, магнитоэлектрические и нелинейные оптические свойства, активно исследуются в различных научных лабораториях. Вследствие низкой размерности подсистемы ионов железа Fe^{3+}, образующих слабо связанные между собой спиральные цепочки, тип магнитной структуры редкоземельных (РЗ) ферроборатов определяется магнитной анизотропией РЗ ионов. Известно, что в ряде ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ наблюдается структурный фазовый переход из высокотемпературной фазы R32 (симметрия позиции R^{3+} иона D_3) в низкотемпературную фазу $P3_121$ (симметрия позиции R^{3+} иона C_2), температура которого понижается с увеличением ионного радиуса R^{3+} иона, причем в ферроборатах неодима и празеодима структурный переход не наблюдается [1]. Выполненное ранее спектроскопическое исследование ориентированных монокристаллов $NdFe_3(BO_3)_4$ позволило определить штарковскую структуру спектра ионов Nd^{3+} [2]. Найденные из анализа данных оптических измерений параметры кристаллического поля (КП) были использованы в расчете магнитной восприимчивости. Температурные зависимости продольной и поперечной магнитной восприимчивости были промоделированы с учетом квазиодномерной структуры кристаллов и изотропных обменных взаимодействий Fe-Fe и Nd – Fe [2]. Подобный расчет для редкоземельных (РЗ) ферроборатов в низкосимметричной фазе $P3_121$ до настоящего времени не проводился.

В данной работе представлены результаты спектроскопического исследования ориентированных монокристаллов $HoFe_3(BO_3)_4$ и $ErFe_3(BO_3)_4$. Ферробораты гольмия и эрбия уже при комнатной температуре находятся в фазе $P3_121$. Из выполненных ранее измерений оптических спектров примесных ионов эрбия в $HoFe_3(BO_3)_4$ и кристалла $ErFe_3(BO_3)_4$ в области температур 4.2-300 K следует, что эти соединения антиферромагнитно упорядочиваются при температуре T_N=39 K, причем магнитные моменты ионов железа перпендикулярны тригональной оси *c* [3,4]. Исследования дифракции нейтронов, магнитной восприимчивости и намагниченности $HoFe_3(BO_3)_4$ [5] подтвердили определенный в [4] тип магнитной структуры ферробората гольмия и, кроме того, показали наличие переориентации спинов железа к оси *c* при T_{SR}=5 K.

Монокристаллы $HoFe_3(BO_3)_4$ и $ErFe_3(BO_3)_4$ хорошего оптического качества были выращенны из раствор-расплавов на основе тримолибдата висмута $Bi_2Mo_3O_{12}$. Спектры пропускания регистрировались на спектрометре Bruker IFS 125HR в широком спектральном (4000 – 22000 см$^{-1}$) и температурном (1.7-300 K) диапазонах с разрешением до 0.2 см$^{-1}$. Проведена полная идентификация штарковских уровней мультиплетов $^5I_{8,7,6,5,4}$, $^5F_5$, $^5S_2$, $^5F_{4,3,2}$ и $^3K_8$ иона Ho^{3+} в $HoFe_3(BO_3)_4$ и мультиплетов $^4I_{15/2,13/2,11/2,9/2}$, $^4S_{3/2}$, $^2H_{11/2}$, и $^4F_{9/2,7/2,5/2,3/2}$ иона Er^{3+} в $ErFe_3(BO_3)_4$. Измерены температурные зависимости сдвигов спектральных линий ионов Er^{3+} и Ho^{3+} при $T<T_N$. Для интерпретации магнитных свойств кристаллов важно знать значения энергий штарковских подуровней основного состояния РЗ иона. Для иона Ho^{3+} в $HoFe_3(BO_3)_4$ они равны: 0, 8, 14, 18, 46, 66, 95, 137*, 154*, 169, 200*, 248*, 270 см$^{-1}$ (квазидублеты отмечены знаком *), и для иона Er^{3+} в $ErFe_3(BO_3)_4$ – 0, 46, 105, 133, 161, 244, 279, 296 см$^{-1}$. Из анализа результатов измерений найдены параметры КП и гамильтониана анизотропного обменного взаимодействия R-Fe. Вычисленные температурные зависимости компонент тензора магнитной восприимчивости кристалла $HoFe_3(BO_3)_4$ удовлетворительно согласуются с представленными в [5] данными измерений.

Спектры пропускания примесных ионов Er^{3+} в исследованном ранее [4] образце $HoFe_3(BO_3)_4$:Er^{3+} (1 %) были зарегистрированы при температурах ниже 4.2 K (откачка паров гелия). Наблюдаемое изменение расщеплений и интенсивностей спектральных линий иона Er^{3+} свидетельствует о спин-периориентационном переходе в $HoFe_3(BO_3)_4$:Er^{3+} (1 %) при температуре 4.1±0.1 K. Мы обнаружили также резкий сдвиг спектральных линий иона Ho^{3+} в $HoFe_3(BO_3)_4$ при температуре 5±0.1 K. Отличие значений температур спин-переориентационных переходов в разных образцах было отмечено ранее при исследовании кристаллов $GdFe_3(BO_3)_4$:Er^{3+} (1 %) [3].

Работа поддержана грантом РФФИ №07-02-01185 и грантами по программам фундаментальных исследований ОФН РАН и Президиума РАН.

1. D. Fausti, A. Nugroho, P. van Loosdrecht, S.A. Klimin, M.N. Popova, L.N. Bezmaternykh, Phys. Rev. B **74,** 024403 (2006); С.А. Климин – частное сообщение.

2. M.N. Popova, E.P. Chukalina, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, A.R. Zakirov, E. Antic-Fidancev, E.A. Popova, L.N. Bezmaternykh, V.L. Temerov, Phys. Rev. B, **75**, 224435 (2007).

3. M.N. Popova, E.P. Chukalina, T.N. Stanislavchuk, L.N. Bezmaternykh, JMMM, **300**, e440 (2006).

4. T.N. Stanislavchuk, E.P. Chukalina, M.N. Popova, L.N. Bezmaternykh, I.A. Gudim, Phys. Lett. A, **368**, 408 (2007).

5. C. Ritter, A. Vorotynov, A. Pankrats, G. Petrakovskii, V. Temerov, I. Gudim, R. Szymczak, J. Phys.:Condens. Matter, **20**, 365209 (2008).

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ХРОМОВЫХ ОРТОБОРАТАХ $RCr_3(BO_3)_4$

К.Н. Болдырев[1], М.В. Королева[2].

[1]*Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская область, Россия*
[2]*Московский Государственный Университет, Геологический факультет, Москва, Россия*

Редкоземельные (РЗ) бораты с общей формулой $RM_3(BO_3)_4$ (R = Y, La-Lu; M = Al, Ga, Fe, Cr, Sc), имеют тригональную структуру типа хантита (пространственная группа R32) [1]. Наиболее известными представителями этого семейства являются алюмобораты (M=Al). Они сочетают хорошие люминесцентные и ярко выраженные нелинейные оптические свойства, характеризуются отсутствием концентрационного тушения, химической стойкостью и механической прочностью и относятся к материалам нового поколения для лазеров с самоудвоением частоты, смешением частот и фемтосекундных лазеров [2-4]. РЗ ферробораты (M=Fe), содержащие две магнитные подсистемы (f- и d-), интересны с точки зрения магнетизма. То, что данные соединения являются мультиферроиками [5], дает возможность использовать данные соединения для новых практических применений, например, управлять магнитными свойствами при помощи электрических полей и наоборот. Проведенные ранее исследования ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ (R = Y, La-Nd, Sm-Ho) показали, что эти соединения антиферромагнитно упорядочиваются при температурах около 40 К [1,6]. В то же время, свойства РЗ боратов с другим магнитным ионом M = Cr^{3+} до сих пор были изучены мало. Так, нами было опубликовано две работы, посвященные первым результатам по $NdCr_3(BO_3)_4$ и $SmCr_3(BO_3)_4$ [7] и комплексному исследованию $NdCr_3(BO_3)_4$ [8]. Так, для хромового бората неодима впервые была установлена температура антиферромагнитного фазового перехода T_N = 8±1 K и определены величины расщепления основного и возбужденного состояний, а также сила внутрикристаллического магнитного поля. Для хромового бората самария же было установлено резкое изменение спектра поглощения при температуре около 4.5 К, характер изменения которого указывал на фазовый переход первого рода.

В настоящей работе был исследован ряд хромовых ортоборатов, полученных в результате спонтанной кристаллизации из растворов в расплавах: $DyCr_3(BO_3)_4$, $HoCr_3(BO_3)_4$, $SmCr_3(BO_3)_4$, $GdCr_3(BO_3)_4$:Er(10%), $PrCr_3(BO_3)_4$:Er(10%), $SmCr_3(BO_3)_4$:Er(10%), $PrCr_3(BO_3)_4$:Er(1%), $SmCr_3(BO_3)_4$:Er(1%). Цель введения различных концентраций эрбия в кристаллы заключалась в исследовании влияния данной примеси на магнитные фазовые переходы. К тому же эрбий является прекрасным спектроскопическим зондом для исследования магнитных фазовых переходов, что было продемонстрировано при исследовании семейства редкоземельных боратов

с железом. Кристаллы были угольного цвета с синим отливом, их размер не превышал 1 мм. Спектры пропускания были зарегистрированы в широком температурном (4.2-300 К) и спектральном (2000-25000 $см^{-1}$) диапазонах на фурье-спектрометре высокого разрешения Bruker IFS 125HR.

По спектрам поглощения исследованных хромовых боратов Sm^{3+}, Dy^{3+}, Ho^{3+}, Pr^{3+} и Er^{3+} построена схема штарковских уровней. Проведено сравнение полученных спектров с соответствующими спектрами редкоземельных ферроборатов, ранее исследованных в нашей лаборатории. На основании этого сравнения сделан вывод о том, что структура монокристаллов хромовых боратов и ферроборатов схожа.

Также по спектрам поглощения были определены фазовые переходы в изучаемых хромовых боратах около температуры 8 К, а в части из них ($GdCr_3(BO_3)_4$:Er(10%), $SmCr_3(BO_3)_4$, $SmCr_3(BO_3)_4$:Er(1%)) наблюдалось скачкообразное изменение спектров поглощения при температуре около 4 К. Причем данный скачкообразный переход наблюдается как в чистом $SmCr_3(BO_3)_4$, так и в $SmCr_3(BO_3)_4$:Er(1%), но исчезает при концентрации Er^{3+}, равной 10%.

Работа поддержана грантами РФФИ (№№ 04-02-17346, 04-05-64709, 05-05-08021) и РАН (по программам фундаментальных исследований).

1. J.A. Campá, C. Cascales, E. Gutierrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruíz-Valero, Chem. Mater. 9 (1997) 237.
2. D. Jaque, J. Alloys Compd. 323–324 (2001) 204.
3. M. Huang, Y. Chen, X. Chen, Y. Huang, Z. Luo, Opt. Commun. 208 (2002) 163.
4. X. Chen, Z. Luo, D. Jaque, J.J. Romero, J.G. Sole, Y. Huang, A. Jiang, C. Tu, J. Phys.: Condens. Matter 13 (2001) 1171.
5. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, С.С. Кротов, А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, Л.Н. Безматерных, Е.А. Попова, Физика низких температур, 2005, т. 31, № 8/9, с. 1059–1067
6. Y. Hinatsu, Y. Doi, K. Ito, M. Wakeshima, A. Alem, Journal of Solid State Chemistry 172 (2003) 438–445.
7. K.N. Boldyrev, E.P. Chukalina, N.I. Leonyuk, 2008, published in Fizika Tverdogo Tela, 2008, Vol. 50, No. 9, pp. 1617–1619.
8. E.A. Popova, N.I. Leonyuk, M.N. Popova, E.P. Chukalina, K.N. Boldyrev, and N. Tristan, Thermodynamic and optical properties of $NdCr_3(BO_3)_4$, Phys. Rev. B, 76 (2007).

АНОМАЛИИ МАГНИТНЫХ И ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ $HoCo_5$ В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Ю.С. Кошкидько[1,2,3], Ю.Г. Пастушенков[1], К.П. Скоков[1], С.А. Никитин[2], Т.И. Иванова[2,3], В.И. Нижанковский[3]

[1]Физико-технический факультет ТвГУ, г. Тверь, Россия
[2]Физический факультет МГУ им. Ломоносова, г. Москва, Россия
[3]Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, Польша

В соединении $HoCo_5$ наблюдается два спин-переориентационных перехода (СПП) при температурах T_{SR1}=45 K и T_{SR2}=170 K, точка компенсации при T_K=71 K и переход порядок-беспорядок в точке Кюри при T_C=1036 K [1,2]. Данное соединение довольно подробно изучено [2-5], однако открытым остается вопрос о существовании в нем типа анизотропии легкая плоскость в области температур ниже T_{SR1}=45 K, т.е. существования СПП от типа анизотропии “легкая плоскость” к анизотропии “легкий конус”. В литературе имеются сведения о том, что магнитное поле оказывает существенное влияние на СПП соединений RCo_5, в частности приводит к смещению СПП в область более низких температур [1]. В связи с этим для уточнения природы спиновой переориентации в соединении $HoCo_5$ представляет интерес исследование в области магнитных фазовых переходов таких характеристик, которые могут быть измерены в отсутствие магнитного поля [2].

С этой целью в данной работе были выполнены температурные измерения теплового расширения, теплоемкости, а также наблюдения магнитной доменной структуры (ДС) на монокристаллах соединений $HoCo_5$. Исследования проводились в нулевом магнитном поле и интервале температур от 4,2 К до 300 К. Кроме того, в этом же температурном интервале исследовалась анизотропная и объемная магнитострикция, магнитокалорический эффект (МКЭ), кривые вращающего момента из которых в последствие были определены константы магнитокристаллической анизотропии.

Выполненные на монокристаллических образцах $HoCo_5$ измерения показали наличие в области T_{SR1} аномалии теплового расширения (Рис.1), связанной с изменением магнитной части энтропии редкоземельной подрешетки. Из графика, приведенного на рис.1, также видно, что в области T_{SR2} подобная аномалия практически не заметна, а имеется перегиб, связанный с СПП. В свою очередь на кривых МКЭ вблизи СПП T_{SR2}, наблюдаются экстремумы при адиабатическом намагничивании как вдоль оси **a**, так и вдоль

оси **c**, обусловленные вращением вектора $\mathbf{I}_S$ магнитным полем. Исследование МКЭ также показало, что при достижении T_K, МКЭ, измеренный в двух направлениях (**a** и **c**), стремится к нулю, что связанно с компенсацией магнитных моментов подрешеток [6].

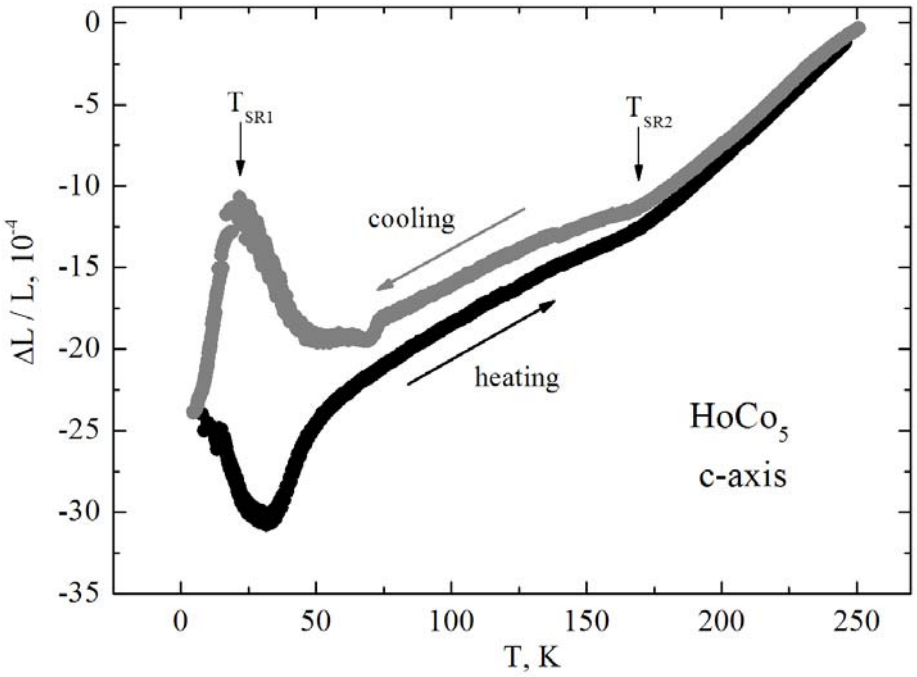


Рис.1 Тепловое расширение при нагревании и охлаждении монокристалла $HoCo_5$

В области низкотемпературного СПП при T_{SR1} = 45 К наряду с аномалией теплового расширения нами ранее была обнаружена трансформация магнитной ДС [6], свидетельствующая об изменении типа магнитной анизотропии от легкого конуса к легкой плоскости.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-01274.

1. А.С. Ермоленко, Е.В. Розенфельд и др., ЖЭТФ, **69**, вып. 5 (11),1743, (1975)
2. В.В. Чуев, В.В. Келарев и др., ФТТ, **23**, вып. 6, 1760, (1981)
3. А.В. Андреев, А.В. Дерягин и др., ЖЭТФ, **85**, вып. 3(9), 974, (1983)
4. В.В. Дружинин, С.П. Запасский и др., ФТТ, **19**, вып. 1, 159, (1977)
5. А.С. Ермоленко, Труды Межд. конф. по магнетизму (МКМ 1973), Т. 1(1), изд. Наука, (1974)
6. K.P. Skokov, Yu.G. Pastushenkov, Yu.S. Koshkid'ko et al. Book of Abstr. MISM 2008. p.816.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ В СПЛАВЕ $Fe_{86}Mn_{13}C_1$

В.А. Мусихин, Л.И. Квеглис, В.Н. Черепанов, А.В. Нявро, В.Г. Архипкин

Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН

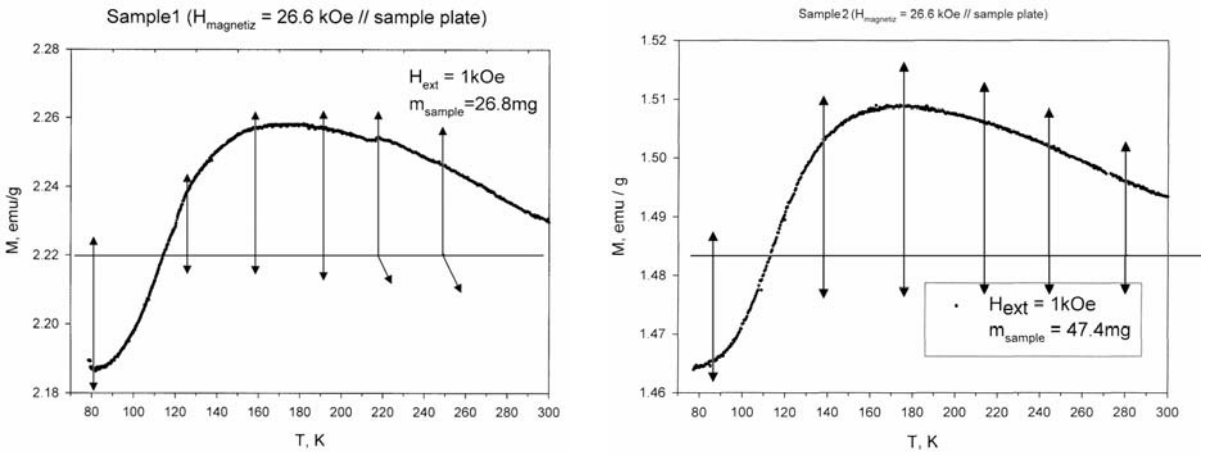
Важность исследований сплавов $Fe_{86}Mn_{13}C_1$ связана с их широким использованием как конструкционных материалов в машиностроении. Физико-химическая природа самоупрочнения при ударном нагружении сплавов Fe-Mn-C до сих пор не раскрыта. Локализация деформации в зоне удара инициирует фазовые переходы, аналогичные температурному переходу и может инициировать механохимические процессы [1,2], проходящие с образованием из исходной аустенитной фазы следующих фаз: мартенситной, карбидной, а также структуры Франка-Каспера. Характерной особенностью последней является увеличение атомного объема. Структуры Франка-Каспера могут получаться в результате объединения тетраэдрически плотноупакованных кластеров, формирующихся из структурно-неустойчивых состояний. Сравнения результатов наших экспериментов по дифракции рентгеновских лучей с результатами работы [3], где обсуждается увеличение объема при фазовых превращениях в сплавах системы Fe-Mn, приведены в таблице 1. Из сравнения данных таблицы 1 [2,3], следует, что атомный объем в наших образцах аномально увеличен. В [2] показано, что при ударном нагружении прохождение фазовых превращений с образованием кластеров Франка-Каспера типа FK12+FK14 в локализованных областях возможно.

Таблица 1. Значения атомного объема для ОЦК и ГЦК железа и параметр решетки ГЦК.

Значения атомного объема / Решетка	По данным работы [3], ($Å^3$)	Наш эксперимент [2], ($Å^3$)
ГЦК	11,36	11,77
ОЦК	11,77	12,40
Параметр решетки		
ГЦК	3,58	3,61

Согласно [4], магнитоупорядоченный мартенсит деформации на основе ОЦК-решетки, получаемый при ударном нагружении, может составлять не более 1,5-2 % от объема образца. Из экспериментов по измерению амплитуды и характера крутящих моментов образцов, помещенных в магнитное поле, следует, что количество магнитной фазы в наших образцах значительно больше. Представляет интерес, выяснить причины поведения намагниченности в областях локализации деформации (межзеренных границах и зонах сдвиговой деформации) в аустенитной стали $Fe_{86}Mn_{13}C_1$, в которой

обнаружено аномальное увеличение атомного объема. Из построенной температурной зависимости намагниченности для фольг (см. рис.1) видно, что образцы имеют неоднородную магнитную структуру, типичную для ферритов.



а) б)

Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности для фольг сплава $Fe_{86}Mn_{13}C_1$ (стрелками указаны проекции магнитных моментов двух подрешеток на плоскость чертежа): а) образец с ударной вязкостью 300 МПа*с; б) образец с ударной вязкостью 50 МПа*с.

При температуре 220 К в образце с ударной вязкостью 300 МПа*с виден небольшой скачок намагниченности (см. рис.1, а), свидетельствующий о магнитном фазовом переходе. Такого скачка намагниченности не наблюдается в образце с ударной вязкостью 50 МПа*с, хотя общий характер кривой сохраняется (см. рис.2, б). Для выяснения природы магнетизма в сплавах Fe-Mn, имеющих структуру FK12+FK14, в работе [2] использован метод рассеянных волн [5], который позволяет построить локальную электронную структуру сплава с учетом спиновой поляризации. Рассчитанные спектры плотности электронных состояний для сплава β-Fe_{87}-Mn_{13}, содержащего два типа кластеров: Fe11Mn2 – состоящего из 11 атомов Fe и 2 атомов Mn (FK12 – двенадцативершинник) и кластера Fe13Mn2 – состоящего из 13 атомов Fe и 2 атомов Mn (FK14 – четырнадцативершинник) показали, что различие в структуре кластеров, и, как следствие, в потенциалах их атомов и волновых функций приводит к разному магнитному моменту в локальных областях β-фазы. Так спин-поляризованный расчет дает для Fe11Mn2 $\langle\mu\rangle = 1.4\ \mu_B$/ат, а для Fe13Mn2 $\langle\mu\rangle = 0.5\ \mu_B$/ат. Резкое уменьшение момента у структуры Fe13Mn2 может быть связано с возникновением антиферромагнитного выстраивания части атомов.

Был проведен расчет магнитных моментов атомов малых кластеров: Fe4 и Fe3Mn (центральный - атом Mn), с ближайшим окружением атомов Fe для структуры Fe11Mn2. Расчет магнитных моментов атомов Fe3Mn проведен при различных значениях постоянной решетки (равновесного значения a_0 и увеличенного на 4 %, т.е. 1.04 a_0). Результаты расчета приведены в таблице 2. В кластере Fe4 вместо центрального атома Mn помещен атом Fe.

Таблица 2. Магнитные моменты атомов в фрагментах Fe3Mn и Fe4 кластера Fe11Mn2 (μ_B/ат). Нижний индекс обозначает номер атома в кластере.

Постоянная решетки (а.е.)	Fe4				Fe3Mn			
	Fe_1	Fe_2	Fe_3	Fe_4	Fe_1	Fe_2	Fe_3	Mn
a_0	3.69	3.87	1.51	0.95				
a_0					2.63	2.57	3.01	0.46
1,04 a_0					1.12	4.11	2.61	0.91

Из таблицы 2 видно, что с увеличением параметра решетки магнитный момент центрального атома возрастает. Об изменениях магнитных моментов атомов ближнего окружения (Fe_1, Fe_2 и Fe_3) можно будет судить лишь при учете в расчете следующих слоев атомов, а также присутствия в кластерах атомов углерода. Отметим также, что магнитные моменты центральных атомов обоих кластеров Fe3Mn и Fe4 существенно меньше, чем магнитные моменты атомов ближнего окружения, что, по-видимому, отражает антиферромагнитный эффект воздействия соседних атомов железа. Построенная методом рассеянных волн локальная электронная структура качественно объясняет поведение магнитных и структурных свойств фазы типа β-Fe_{87}-Mn_{13} после ударного нагружения.

1. Gilman John J. Mechanochemistry. Science, 274, 65 (1996).
2. Квеглис Л.И., Носков Ф.М., Казанцева В.В. и др. Сплавы Fe-Mn-C с аномальным объемом кристаллической решетки. Изв. РАН серия физ., 72, №8, 1256-1258 (2008).
3. Acet M., Zahres H., Wassermann E.F. High-temperature moment-volume instability and anti-Invar of γ-Fe. Phys.Rev., 49, №9, 57 (1994).
4. Крянин И.Р. Повышение качества отливок из стали Г13Л. М.: Государственное научно-техническое издательство машиностроительной литературы (1963).
5. Слэтер Дж. Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел. М.: Мир (1978).

СПОНТАННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ КЮРИ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г.В. Арзамасцева, М.Г. Евтихов, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН

В магнитоодноосных пленках с осью легкого намагничивания (ОЛН) вдоль нормали к поверхности $\mathbf{n}$(ось z) и сильной анизотропией ($K_u >> 2\pi M^2$, где K_u – константа анизотропии, а M – намагниченность) при спонтанных фазовых переходах (ФП) в окрестности точки Кюри T_C из однородного состояния в неоднородное в присутствии поля $\mathbf{H}_0 \parallel$ ОЛН зарождаются либо полосовые (лабиринтные) домены (при $H_0 > H_{cr1}$), либо аморфизованные решетки ЦМД (при $H_{cr1} > H_0 > H_{cr2}$), либо беспорядочная смесь обрывков полосовых доменов и ЦМД (при $H_0 < H_{cr2}$) [1].

В работе представлены результаты исследования влияния периодических магнитных полей на процессы зарождения доменных структур (ДС) в окрестности точки Кюри. Монопериодическое поле, изменяющееся вдоль оси x с периодом d_x, создавалось находящейся в контакте с нижней стороны пленки стальной магнитной лентой, на которую записывалась сигналограмма требуемой амплитуды и частоты. При этом можно было легко регулировать соотношение между d_x и периодом зарождающихся доменных структур d_0, а также изменять в широких пределах амплитуду напряженности периодического поля $H_x^{(\max)}$. Для создания биперiодических полей с нижней стороны первой ленты перпендикулярно ей размещалась вторая магнитная лента с сигналограммой, обеспечивающей получение выбранных значений периода d_y и амплитуды $H_y^{(\max)}$. Эта система создавала в магнитной пленке поле вида

$$\mathbf{H}_{\text{mod}} = -\mathbf{e}_x H_x^{(\max)} e^{-2\pi z/d_x} \cos(2\pi x/d_x) - \mathbf{e}_y H_y^{(\max)} e^{-2\pi z/d_y} \cos(2\pi y/d_y) +$$
$$+ \mathbf{e}_z [H_x^{(\max)} e^{-2\pi z/d_x} \sin(2\pi x/d_x) + H_y^{(\max)} e^{-2\pi z/d_y} \sin(2\pi y/d_y)],$$

где координата z отсчитывается вглубь от поверхности пленки.

Наблюдение за поведением ДС при медленном изменении температуры проводилось визуально в режиме «на отражение» с помощью поляризационного микроскопа с нагревательным столиком. Приводимые далее результаты относятся к пленке состава $(YGdYbBi)_3(FeAl)_5O_{12}$ с $T_C = 433$ К и периодом зарождающейся (при $H_0 = H_{\text{mod}} = 0$) ДС $d_0 \approx 5$ мкм.

В присутствии монопериодического модулирующего поля $\mathbf{H}_{\text{mod}}$ зарождались, например, такие типы структур: полосовые ДС с $d = d_x$; такие же ДС, на которые накладывались разнополярные решетки ЦМД с $d \approx d_0$ (рис. 1 и рис. 2*a*, левые колонки); полосовые ДС и однополярные решетки ЦМД с модулированными периодом и размерами доменов и др. При определенных условиях возникала неустойчивость границ раздела между доменами относительно синусоидальных искажении формы (рис. 2*b*). Еще большее разнообразие ДС наблюдалось для случая биперiодической модуляции; пример одной из структур показан слева на рис. 2*c*.

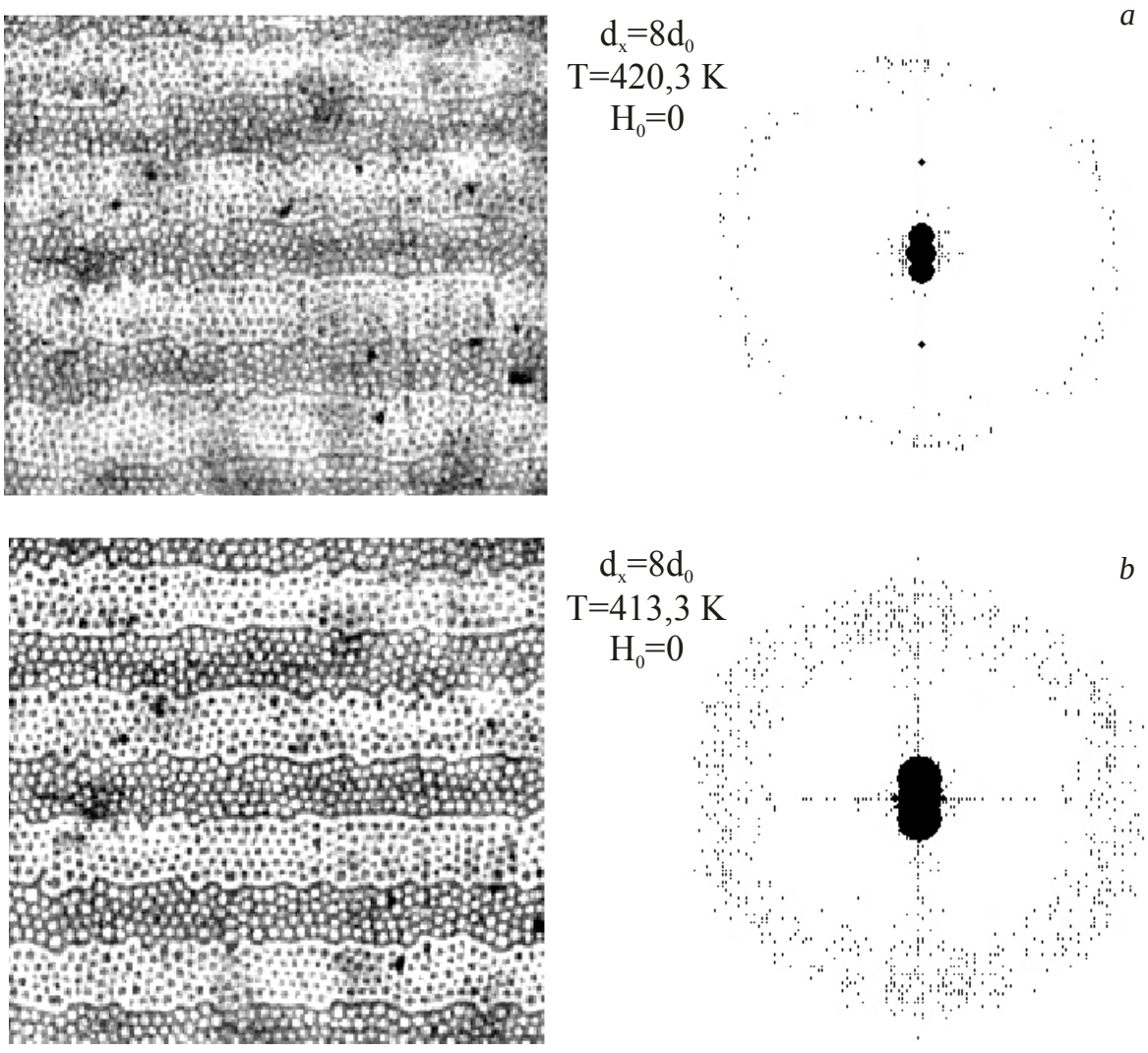


Рис.1

Все зарождающиеся структуры были в большей или меньшей степени аморфизованы, о чем свидетельствуют полученные методом двумерного преобразования Фурье изображений ДС дифракционные картины, приведенные в правых столбцах рис. 1 и 2. В режиме медленного охлаждения пленок (от $T = T_C$ до комнатной температуры) для определенных типов ДС происходили скачкообразные ФП типа «чертова лестница». В структуре,

показанной на рис. 1, при охлаждении происходило изменение числа рядов ЦМД в полосах, а в структуре, изображенной на рис. 2*c* – изменение числа «белых» ЦМД в островковых областях.

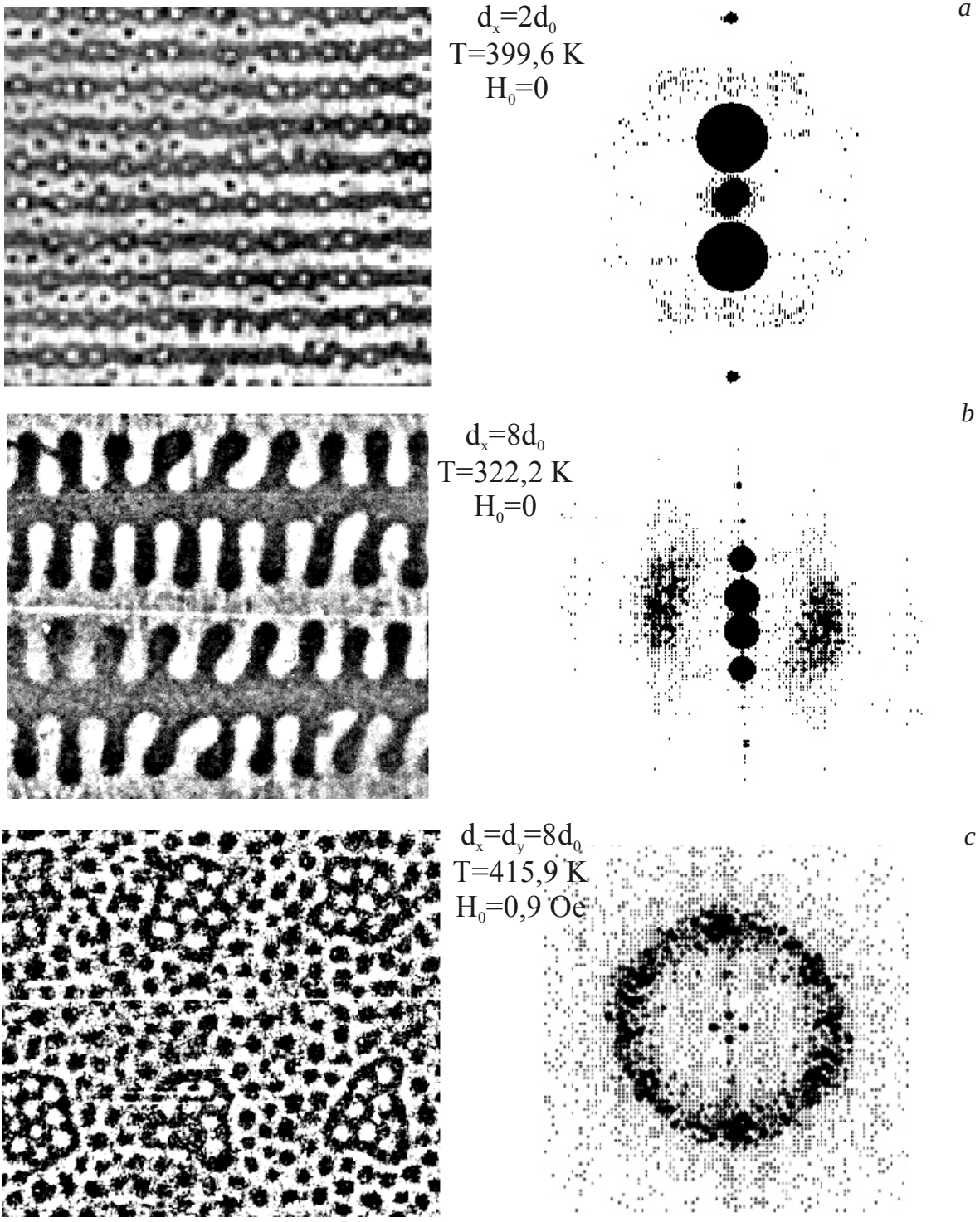


Рис.2

Литература

1. И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, В.В. Тарасенко. ЖЭТФ, **86**, 1473 (1984).

АНОМАЛИИ ЛИНЕЙНОГО ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА В ПАРАМАГНИТНОМ $LiCoPO_4$ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЕЛЯ.

Н.Ф. Харченко, Ю.Н. Харченко, О.В. Милославская

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина;

Орторомбический кристалл $LiCoPO_4$ - хорошо известный магнетоэлектрик. Он привлекает к себе внимание своими магнитными, магнитоэлектрическими и оптическими свойствами, особенности температурного поведения которых еще не нашли объяснения. Магнитная структура $LiCoPO_4$ также окончательно еще не установлена. Первые нейтронно-дифракционные исследования указали на коллинеарную антиферромагнитную (АФМ) структуру, но позже в этом кристалле был выявлен слабый продольный (параллельный антиферромагнитному вектору) ферромагнитный момент. Затем было обнаружено слабое отклонение антиферромагнитного вектора от кристаллографической оси *b*, и методами нелинейной оптики были визуализированы антиферромагнитные домены, различающиеся ориентацией поперечных проекций антиферромагнитного вектора. В настоящей работе сообщается о результатах исследований спонтанного двупреломления линейно поляризованного света вблизи температуры магнитного упорядочения кристалла $LiCoPO_4$.

Измерение двупреломления проводилось с помощью спектроскопической магнитооптической установки. Использовалась модуляционная методика косвенного определения фазового сдвига между световыми модами, распространяющимися в образце. Зависимость величины линейного двупреломления от температуры $\Delta n(T)$ представлена на Рис. 1. На зависимости $\Delta n(T)$ отчетливо видна особенность, обусловленная магнитным упорядочением вблизи 21.5K. Абсолютное значение величины двупреломления, увеличивающееся при охлаждении кристалла почти до температуры Нееля, при магнитном упорядочении уменьшается. Нарушение монотонного хода зависимости $\Delta n(T)$, нередко встречающееся в антиферромагнитных кристаллах при установлении антиферромагнитного порядка, обычно связано с противоположностью вкладов, обусловленных магнитным упорядочением, и тепловыми изменениями в кристаллической решетке. Но на экспериментальной зависимости, кроме этой магнитной аномалии, хорошо наблюдается и возрастание величины $\Delta n(T)$ при температурах несколько больших температуры Нееля (начиная с T~50 K), на которое мы и обращаем внимание.

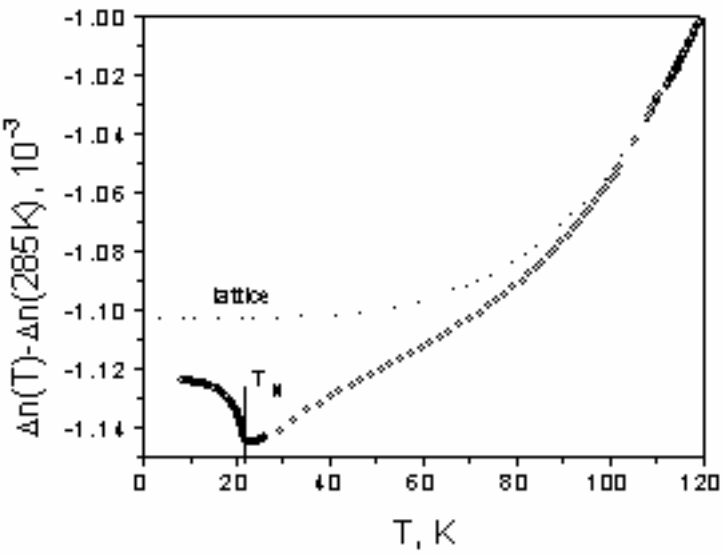


Рис. 1. Зависимость величины линейного двупреломления в $LiCoPO_4$ от температуры (λ = 6328 Å)

Можно предположить различные причины наблюдаемого поведения двупреломления. Одной из причин особенности могло бы быть изменение заселенности верхнего низкоэнергетического электронного состояний иона Co^{2+}, так как вырождение орбитальных состояний иона кобальта полностью снято действием низкосимметричного кристаллического поля, а первый возбужденный уровень может находиться на энергетическом расстоянии не меньшем нескольких десятков градусов Кельвина. Поэтому можно ожидать появление аномалии типа Шоттки при температурах больших температуры Нееля. Надежных экспериментальных данных о положении первого возбужденного уровня Co^{2+} еще нет. Ранее предполагалось, что этот уровень имеет энергию около 5 мэВ (50-60 К), однако это предположение было отвергнуто в последующих исследованиях [1]. В спектрах комбинационного рассеяния света в антиферромагнитном кристалле наблюдались три полосы вблизи 35.5 $см^{-1}$ (51 К), 43 $см^{-1}$ (62К) и 63 $см^{-1}$ (90К). Но они, скорее всего, обусловлены рассеянием света на спиновых возбуждениях магнитной подсистемы кристалла [2].

Представляется более реальной другая причина – наличие конкуренции вкладов, связанных с двухмерными и трехмерными спиновыми корреляциями, которые имеют различные температурные зависимости. Так как обменные связи в кристалле сильно анизотропные, то можно ожидать при более высоких температурах более существенного вклада в двупреломление от 2-мерных спиновых корреляций. При приближении к температуре Нееля существенным становится вклад от 3-мерных корреляций. Если эти вклады имеют различные знаки, то можно ожидать немонотонной температурной зависимости изменений двупреломления.

В $LiCoPO_4$ слабый ферромагнитный момент и отклонение АФМ вектора от кристаллографической оси могут описываться только инвариантами

четвертого порядка. Причинами отклонения АФМ вектора от кристаллографической оси *b* и появления слабоферромагнитного момента могут быть только обменные взаимодействия между ионами из разных слоев. Чисто АФМ структура может образоваться под влиянием обменного взаимодействия с ближайшими соседями, которые расположены в одном слое. Следовательно, при охлаждении образца должны происходить изменения вида параметра ближнего магнитного порядка. Для двулучепреломления света, распространяющегося вдоль главной проекции основного антиферромагнитного вектора, влияние появляющихся поперечных компонент магнитных векторов может быть существенным. Таким образом, мы приходим к выводу, что наблюдаемая аномалия температурного поведения линейного двупреломления света в парамагнитном $LiCoPO_4$ обусловлена конкуренцией магнитных вкладов в двупреломление 2- и 3-мерных спиновых корреляций. Рис. 2 несколько схематически иллюстрирует сказанное.

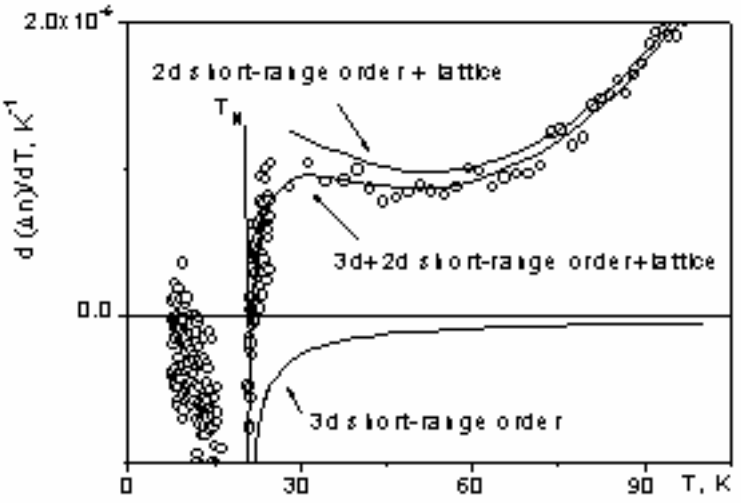


Рис. 2. Температурная зависимость производной величины линейного двупреломления света кристалле $LiCoPO_4$ по температуре. Свет с длиной волны 6328 Å распространялся вдоль кристаллографической оси *b*.

1. W. Tian, J. Li, J.W. Lynn, J.L.Zaretsky, D. Vaknin, ArXiv: 0810.4471v1 [cond-mat].
2. V.I. Fomin, V.P. Gnezdilov, V.S. Kurnosov, A.V. Peschanski, V.V. Eremenko, S. Gentil, J.-P. Rivera, Fiz. Niz. Temp., **25**, 1107 (1999).

МАГНИТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $Tb_{1-x}Y_xMn_6Sn_6$

Терентьев П.Б., Мушников Н.В., Герасимов Е.Г., Гавико В.С., Шредер Л.А.
Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул.С.Ковалевской,18

Соединения $Tb_{1-x}Y_xMn_6Sn_6$ при кристаллизации образуют структуру типа $HfFe_6Ge_6$ с чередующимися слоями R, Mn и Sn. Эти соединения, при низких концентрациях Y, представляют собой двухподрешеточный ферримагнетик с антипараллельно направленными моментами Tb и Mn. При концентрации $x \approx 0.95$ наблюдается концентрационный переход ферримагнетик - антиферромагнетик [1]. Наличие в соединениях конкурирующих межслойных Mn-Mn обменных взаимодействий приводит к образованию спиральных магнитных структур в YMn_6Sn_6. Магнитная структура YMn_6Sn_6 представляет собой антиферромагнетик, магнитные моменты в котором ориентированы в виде двойной плоской спирали.

В соединениях с ферримагнитным упорядочением наблюдается спонтанный спин-переориентационный переход от анизотропии типа «легкая ось» при низких температурах к анизотропии типа «легкая плоскость» при высоких температурах. В некотором интервале температур вблизи температуры спиновой переориентации T_{sr} при намагничивании вдоль трудного направления наблюдается индуцированный магнитным полем фазовый переход первого рода (First Order Magnetization Process - FOMP). В соединении YMn_6Sn_6 наблюдается скачкообразное изменение спиральной магнитной структуры в магнитном поле [2].

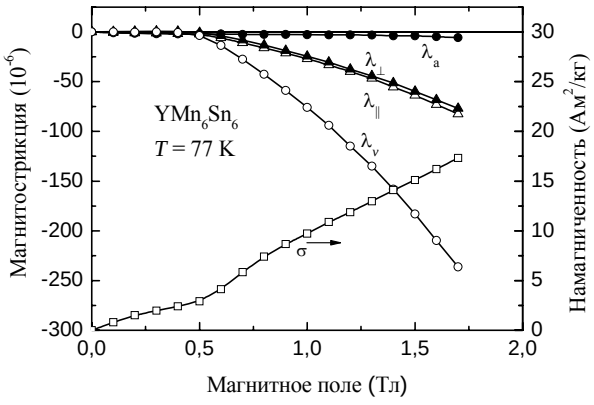


Рис. 1. Полевые зависимости продольной ($\lambda_\parallel$), поперечной ($\lambda_\perp$), анизотропной (λ_a), объемной (λ_v) магнитострикции изотропного поликристаллического образца YMn_6Sn_6 и удельной намагниченности (σ), измеренные на поликристаллическом образце при температуре T = 77 K.

Цель данной работы заключалась в исследовании линейной и объемной магнитострикции, возникающей в $Tb_{0.15}Y_{0.85}Mn_6Sn_6$ при FOMP-е и при изменении спиральной магнитной структуры в соединении YMn_6Sn_6.

На рис. 1. приведены полевые зависимости анизотропной $\lambda_a = \lambda_\parallel - \lambda_\perp$ и объемной магнитострикции $\lambda_v = \lambda_\parallel + 2\lambda_\perp$ ($\lambda_\parallel$ и $\lambda_\perp$ - продольная и поперечная магнитострикции, соответственно), а так же кривая намагничивания изотропного поликристаллического образца YMn_6Sn_6 при температуре 77 K. Как видно из этого рисунка, на полевой зависимости намагниченности в поле $H_{кр} \approx 0.5$ Тл наблюдается перегиб. Согласно теории двойных спиральных магнитных структур, [2] этот перегиб можно объяснить схлопыванием пло-

ской спирали. В полях меньше поля схлопывания спирали λ_a и λ_v практически равны нулю. В полях выше $H_{кр}$ анизотропная магнитострикция λ_a меняется незначительно и остается практически равной нулю, в то же время λ_v имеет отрицательную величину увеличивающуюся по абсолютному значению с ростом поля. По-видимому, основной вклад в магнитострикцию связан с изменением обменной энергии при смене взаимной ориентации магнитных моментов. Отрицательные значения λ_v можно объяснить конкуренцией ферромагнитных и антиферромагнитных обменных взаимодействий.

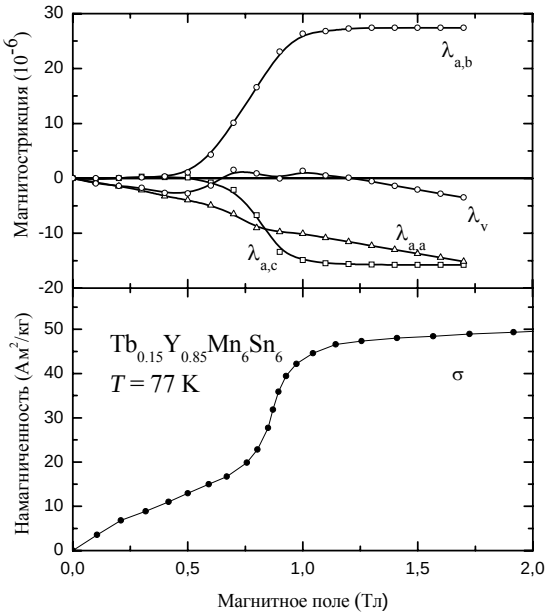


Рис. 2. Полевые зависимости продольной магнитострикции (λ_{aa}), поперечной магнитострикции в базисной плоскости (λ_{ab}), поперечной магнитострикции вдоль *c*-оси кристалла (λ_{ac}), объемной (λ_v) магнитострикции изотропного поликристаллического образца $Tb_{0.15}Y_{0.85}Mn_6Sn_6$ и удельной намагниченности (σ), измеренные на ориентированном поликристаллическом образце при приложении магнитного поля вдоль базисной плоскости и температуре $T = 77$ K.

На рис. 2. приведены полевые зависимости объемной $\lambda_v = \lambda_{aa} + \lambda_{ab} + \lambda_{ac}$ и анизотропной λ_{aa} магнитострикции, а так же кривая намагничивания ориентированного поликристаллического образца $Tb_{0.15}Y_{0.85}Mn_6Sn_6$ измеренные при приложении магнитного поля вдоль базисной плоскости и температуре $T = 77$ K. Как видно из этого рисунка, на кривой намагничивания наблюдается FOMP [1]. В поле перехода на полевой зависимости λ_{aa} наблюдается перегиб. Это, по-видимому, связано с тем, что до критического поля FOMP процесс намагничивания связан с вращением магнитных моментов в направлении поля для Mn-подрешетки и против направления поля Tb-подрешетки, а в полях выше поля FOMP преобладает слом подрешеток и малый поворот магнитных моментов Tb-подрешетки вдоль направления поля. Объемная магнитострикция имеет относительно небольшую величину в сравнении с объемной магнитострикцией YMn_6Sn_6, так как меньше деформация магнитных подрешеток в магнитном поле.

1. P.B. Terent'ev, N.V. Mushnikov, E.G. Gerasimov, V.S. Gaviko, E.V. Rosenfeld, L.A. Shreder. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), Moscow, June 20-25, 2008, Book of Abstracts, 791.
2. N.V. Mushnikov, E.V. Rosenfeld. Physica B. 403. 1898-1906. (2008)

ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

В.С. Гавико[1], Я. М. Муковский[2], Н.В. Селезнева[3], Л.В. Елохина[1], Н. Г. Бебенин[1]

[1]*Институт физики металлов УрО РАН, 620041, Екатеринбург, С. Ковалевской, 18, Россия*

[2]*Московский государственный институт стали и сплавов, 117936, Москва, Ленинский проспект, 4, Россия*

[3]*Уральский Гос. Университет, 620083 , г. Екатеринбург, Ленина 51, Россия*

Лантановые манганиты со стехиометрией $LaMnO_3$ после замены части ионов La на ионы Ca, Ba или Sr приобретают эффект гигантского магнитосопротивления. Причиной, вызывающей данный эффект, является появление в допированных Ca, Ba или Sr манганитах определенной концентрации ионов Mn^{4+}. Такие допированные манганиты наряду со схожими магнитными и структурными свойствами обладают и своими особенностями. В манганитах $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ одной из таких особенностей является редкий характер магнитного фазового перехода из ферромагнитного в парамагнитное состояние [1]. В этом соединении данный переход является фазовым переходом первого рода, близким ко второму.

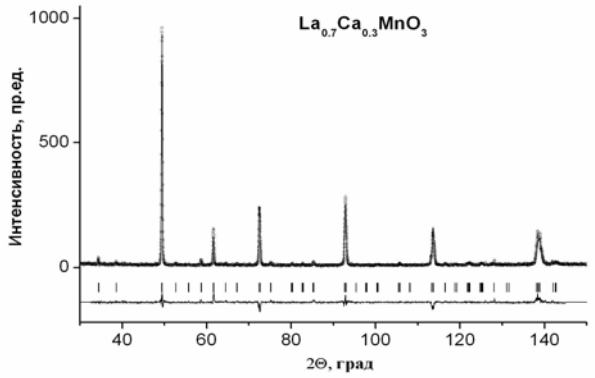


Рис.1 Участок порошковой дифрактограммы , кружки – эксперимент, сплошная линия – расчет, штрихи – положение брегговских линий, внизу сплошная – разность между экспериментом и расчетом.

Монокристаллический стержень с номинальным составом $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ был выращен методом плавающей зоны с радиационным нагревом. Направление роста близко к оси [110] в кубическом описании. Распределение кальция в полученном таким методом стержне, как правило, является неоднородным [2], поэтому с помощью сканирующего микроанализатора фирмы JEOL было определено распределение элементов вдоль стержня, а затем из участков с однородным распределением элементов были вырезаны 2 образца.

Направление роста близко к оси [110] в кубическом описании. Распределение кальция в полученном таким методом стержне, как правило, является неоднородным [2], поэтому с помощью сканирующего микроанализатора фирмы JEOL было определено распределение элементов вдоль стержня, а затем из участков с однородным распределением элементов был

вырезаны 2 образца. Состав 1 и 2 образцов соответствовал $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ с x = 0.21 и 0.3 соответственно.

Рентгеноструктурные исследования при комнатной температуре проводились на дифрактометре ДРОН-6 в монохроматизированном изучении Cr анода. Температурные структурные исследования проводились на дифрактометре D8 ADVANCE (Bruker) в фильтрованном Cu излучении в интервале температур 80-300К.

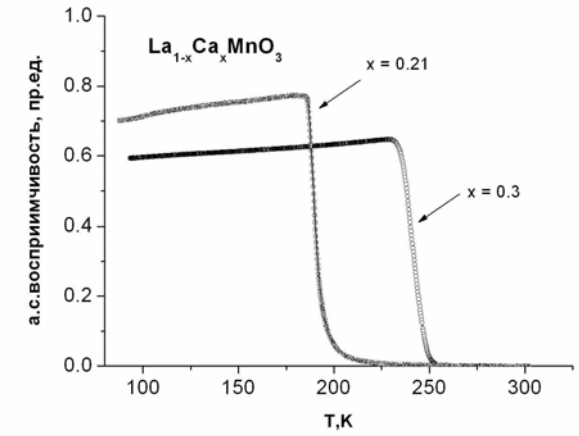


Рис.2 Температурная зависимость а.с. восприимчивости

Магнитную а.с. восприимчивость измеряли в переменном магнитном поле частотой 80 Гц и напряженностью 5 Э. Полученные образцы являются однофазными, обладают орторомбической структурой (группа *Pnma*) с параметрами решеток a = 5.476 Å; b = 7.733 Å, c = 5.486 и Å a = 5.491Å; b = 7.764 Å, c = 5.505 Å для x = 0.3 и x = 0.21 соответственно. На рисунке 1, для примера, приводится экспериментальная и расчетная дифрактограммы образца с x =0,3. Из рисунка хорошо видно, что выбранные образцы являются однофазными.

На рисунке 2 приведена температурная зависимость а.с. восприимчивость, измеренная на образцах обоих составов. Из рисунка видно, что температура Кюри образцов различна. Если принимать за температуру Кюри (T_c) значение температуры, совпадающей со значением восприимчивости = ½ от максимального значения на крутом участке своего изменения, то T_c = 190 и 241 К для образцов с x = 0.21 и x = 0.3 соответственно.

На следующих рисунках (рис.3,4) приведены температурные зависимости параметров кристаллической решетки и объема ячейки. Как видно из

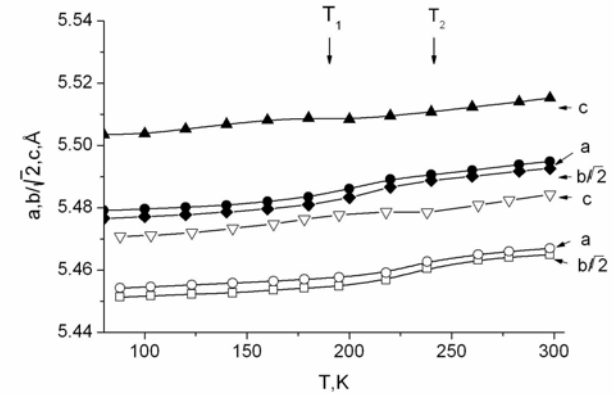


Рис.3 Температурные зависимости параметров кр. решетки.(Открытые символы соответствуют параметрам решетки соединения $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$, закрытые - $La_{0.79}Ca_{0.21}MnO_3$.

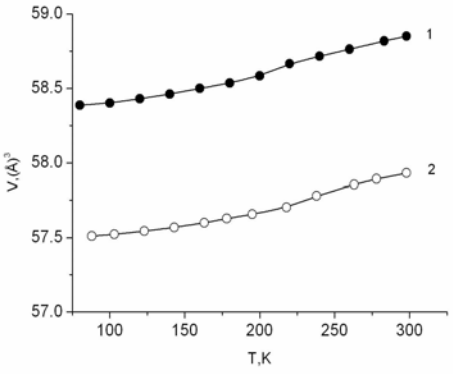


Рис.4 Температурные зависимости объемов ячейки. (1 - $La_{0.79}Ca_{0.21}MnO_3$, 2 -$La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$).

рисунков, на температурных зависимостях параметров кристаллической решетки наблюдается аномалии (перегибы). Начала этих аномалий совпадают с температурами Кюри соединений (на рис.3 температуры T_1 и T_2 равны T_c соединений с x = 0,21 и 0.3 соответственно). Такое поведение параметров характерно для магнитоупорядоченных материалов и связано оно с обменным магнитоупругим вкладом в термическое расширение кристаллической решетки. В данном случае магнитоупругий вклад является анизотропным, поскольку для параметра *c* он положительный, а для *a* и *b* отрицательный. Магнитообъемный вклад в термическое расширение решетки для обоих образцов оказывается отрицательным (см.рис.4). Отрицательный магнитообъемный вклад встречается в магнитных материалах существенно реже положительного и часто свидетельствует об антипараллельном упорядочении магнитных подрешеток. Оценка относительного изменения объема вблизи T_c близка к значению ~0.13%. Анизотропный магнитноупругий вклад, присутствие структурных доменом 6 различных ориентаций в орторомбических манганитах, возможно, являться причиной того, что в этих манганитах фазовый переход из ферромагнитного состояния в парамагнитное происходит по типу фазовых переходов I рода, близких ко второму. Кроме того, при намагничивании манганитов и перестройки структурных доменов под действием магнитоупругих сил возможно выделение тепла и наблюдение “разрывов” на кривых намагничивания, как это и наблюдалось в работе [1].

Таким образом, температурные рентгеноструктурные исследования показали, что в манганитах $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ магнитоупругий вклад в термическое расширение решетки анизотропен. По одной из 3 орторомбических осей он положительный, когда вдоль двух других, отрицательный. Кроме того, магнитообъемный вклад в этих материалах отрицательный и относительные изменения объема в области магнитного фазового перехода могут достигать ~0,12-0,13% .

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00081 и Программой №5 Президиума РАН.

1 N. G. Bebenin, R. I. Zainullina, N. S. Bannikova, V. V.Ustinov, Ya. M. Mukovskii, Phys. Rev. B. **78**, 064415 (2008).
2 D. Shulyatev, S. Karabashev, A. Arsenov , Ya. Mukovskii, S. Zverkov, J. Crys. Growth **237-239**, 810 (2002).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Re-Gd

А.В. Бондарев, В.В. Ожерельев, И.Л. Батаронов, Ю.В. Бармин, Д.А. Четкин

Воронежский государственный технический университет

Значительный научный интерес в последние годы вызывают спиновые стекла – новый класс магнитных материалов, обладающих уникальными физическими свойствами [1-2]. В частности, свойствами спинового стекла обладают аморфные сплавы системы Re-Gd. На микроскопическом уровне природа состояния спинового стекла недостаточно изучена, что вызывает необходимость построения компьютерных моделей атомной структуры и магнитных свойств этих материалов.

Ранее были проведены экспериментальные исследования магнитных свойств аморфных сплавов (АС) системы $Re_{100-x}Gd_x$ и построены магнитные фазовые диаграммы, позволяющие определить магнитное состояние этих АС в зависимости от температуры и концентрации Gd [3]. При x<33 ат. % и при x>65 ат. % магнитные свойства типичны для состояния кластерного спинового стекла. В промежуточной области концентраций имеют место переходы в состояние возвратного спинового стекла.

Методом молекулярной динамики была построена модель атомной структуры чистого аморфного гадолиния, состоящая из 10000 атомов. Межатомное взаимодействие описывалось полиномиальным потенциалом [4], который успешно применялся нами ранее для моделирования атомной структуры аморфных сплавов системы Re-Gd [5]. Параметры потенциала были подобраны по величине модуля объемного сжатия, энергии атомизации, атомного объема и кратчайшего межатомного расстояния для кристаллического гадолиния.

В рамках модели Гейзенберга методом Монте-Карло проведено моделирование магнитных свойств аморфного гадолиния. Модельный гамильтониан был записан в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J_1\left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j\right) - \frac{1}{2}\sum_{i,k} J_2\left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_k\right) \qquad (1)$$

где $J_1 > 0$ – интеграл обменного взаимодействия между спинами, расстояние между которыми не превышает $r_1^{\min} = 4.55\,\text{Å}$ – положения первого минимума парной функции распределения $g(r)$; $J_2 < 0$ – интеграл обменного взаимодействия между спинами, расстояние между которыми находится в интервале между $r_1^{\min}$ и $r_2^{\min} = 7.7\,\text{Å}$ – первым и вторым минимумами парной функции распределения $g(r)$; $\vec{S}_i$ – гейзенберговский спин. Таким образом, в системе возникает конкуренция обменных взаимодействий разного знака [6], приводящая к состоянию спинового стекла.

Проводилось охлаждение модели в интервале температур 80 – 1 К с шагом 5 К и рассчитывались температурные зависимости потенциальной энергии системы (1), спонтанной намагниченности M и параметра порядка Эдвардса–Андерсона по формуле:

$$q = \frac{1}{N}\sum_i \left\langle \vec{S}_i \right\rangle^2, \qquad (2)$$

где $\langle ... \rangle_r$ – усреднение по времени в течение 10^3 МК-шагов/спин.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ вычислялась через флуктуации намагниченности:

$$\chi = \frac{1}{kT}\left(\left\langle M^2 \right\rangle - \left\langle M \right\rangle^2 \right). \qquad (3)$$

Вычисления проводились при J_1=32 К и различных значениях J_2, равных –2.8, –3.2 и –3.5 К. При J_1<–2.8 К намагниченность не превышает величины $0.1M_s$, где M_S – намагниченность насыщения, что свидетельствует о переходе системы в состояние спинового стекла.

Температура перехода в состояние спинового стекла определялась по положению максимумов на кривых $\chi(T)$. При незначительном увеличении модуля обменного интеграла во второй координационной сфере $|J_2|$ температура перехода уменьшается от 55 до 45 К.

Во всех расчетах значение параметра порядка Эдвардса–Андерсона стремится к единице при $T \to 0$, что свидетельствует о переходе системы из парамагнитной в магнитоупорядоченную фазу при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-97503 и гранта Министерства науки и образования РФ РНП 2.1.1./4406.

1. А.В. Бондарев, И.В. Бабкина, Ю.В. Бармин. Физика спиновых стекол: Учеб. пособие. Воронеж: ВГТУ (2007).
2. С.Л. Гинзбург. Необратимые явления в спиновых стеклах. М.: Наука (1989).
3. С.Ю. Балалаев. Магнитные и магнитоупругие явления в редкоземельных аморфных сплавах со свойствами спинового стекла. Дис. … канд. физ.-мат. наук. Воронеж (1991).
4. И.Л. Батаронов, А.В. Бондарев, Ю.В. Бармин, Изв. РАН. Сер. физ., **64**, 9 (2000).
5. А.В. Бондарев, Ю.В. Бармин, И.Л. Батаронов, В.В. Ожерельев, Д.В. Уразов, Е.В. Лебединская, О.А. Кордин, Вестник ВГТУ. Сер. Физико-математическое моделирование, **2**, 8 (2006).
6. С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Изд-во МГУ (1989).

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

Л.С. Носов, Л.Н. Котов

Сыктывкарский государственный университет

В данной работе, в качестве метода исследования динамики намагниченности частиц в ансамблях используется метод аппроксимации ансамбля частиц сплошной средой. Метод аппроксимации сплошной средой позволяет вычислять более крупные ансамбли частиц, когда в качестве одного из параметров становится размер ансамбля. Объемную концентрацию частиц обозначим как n_V. Пусть сплошная среда характеризуется усреднённой намагниченностью:

$$\mathbf{M}_V = \frac{\sum_{i\in\Delta V} \mathbf{M}_i V_i}{\Delta V} = n_V(\mathbf{r}) \cdot M \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\mathbf{M}_i$ и V_i – намагниченность и объем i-той частицы, находящейся в физически малом объеме ΔV; $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}_V / M_V$ – единичный вектор намагниченности ансамбля частиц в точке $\mathbf{r}$, $M_V = |\mathbf{M}_V|$; M – намагниченность насыщения материала частиц.

Уравнение движения единичного вектора $\mathbf{m}$ может быть записано для каждой точки ансамбля в форме Гильберта (в приведенных временах) [1]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt^*} = -\left[\mathbf{m} \times \mathbf{H}^*_{eff}\right] + \alpha\left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt^*}\right], \quad (2)$$

где $\mathbf{H}^*_{eff}$ – приведенное эффективное поле, где $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{an} + \mathbf{H}_{dd} + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{sim}$ – эффективное поле, состоящее из поля кубической анизотропии $\mathbf{H}_{an}$, поля диполь-дипольного взаимодействия между частицами $\mathbf{H}_{dd}$, обменного поля $\mathbf{H}_{ex}$ и внешнего переменного поля $\mathbf{H}_{sim} = \mathbf{h} \cdot \sin(\omega \cdot t)$; $t^* = t \cdot 2\gamma K_1 / M$ – приведенные время, K_1 – первая константа кубической анизотропии, γ – гиромагнитное отношение; α – безразмерный параметр затухания. Предполагается, что кристаллографические оси всех частиц отличаются не значительно, поэтому поле анизотропии всех частиц вычисляется по компонентам вектора $\mathbf{m}$.

Поле диполь-дипольного взаимодействия между частицами может быть аппроксимировано аналогичным магнитостатическим полем $\mathbf{H}_{dd}$, которое удовлетворяет следующим уравнениям магнитостатики [2]:

$$\begin{cases} rot\mathbf{H}_{dd} = 0 \\ div\mathbf{H}_{dd} = -4\pi div\mathbf{M}_V \end{cases}, \quad (3)$$

Обменное поле может быть определено аналогичной сплошной среде:

$$\mathbf{H}_{ex} = \frac{A_{eff}}{M}\Delta\mathbf{m}\,, \quad (4)$$

где эффективный параметр обменного поля $A_{eff} = 0$ – до порога перколяции и $A_{eff} \le A$ – после порога перколяции, где A – параметр обменного поля материала частиц [2]. Для ускорения вычислений поля диполь-дипольного взаимодействия применён алгоритм БПФ [3,4].

Метод аппроксимации ансамбля частиц сплошной средой, позволяет исследовать динамику намагниченности крупных (размером более 1 мкм) ансамблей однодоменных частиц. Данный метод позволяет объяснить наблюдаемые зависимости ширины, положения и формы линии ФМР от концентрации металлической фазы в металл-диэлектрических плёнках [5].

Композитные плёнки состава $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ (где x – концентрация металлической фазы [6]) можно аппроксимировать сплошной средой с концентрацией $n_V \sim x$. В качестве намагниченности насыщения M возьмём значение порядка 1350 Гс, что соответствует сплаву $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$. Анизотропию для простоты рассмотрим кубическую, соответствующую Fe при комнатной температуре: $K_1 = 4.8\cdot10^5$ эрг/см^3, $K_2/K_1 = -0.16$. Обменный параметр материала взят как среднее между Fe и Co: $A = 1.6\cdot10^{-6}$ эрг/см^3. Значение концентрации x, при которой возникает перколяция, можно взять из эксперимента: $n_{V\min} \approx 0.41$ [6]. В качестве основного уравнения динамики намагниченности было использовано уравнение Ландау-Лифшица (1). Для магнитостатического и обменного полей учтены циклические граничные условия. Толщина пленок для моделирования взята равной 2-5 мкм. Для простоты в направлении, перпендикулярном плоскости пленки рассмотрен один слой ячеек. Пусть переменное поле направлено по оси y, а магнитная структура получена путем релаксации из состояния с замкнутой магнитной структурой. При всех расчетах были использованы следующие параметры: приведённое время воздействия переменного поля $\tau^* = 20$, полное время наблюдения $\Delta t^* = 5\tau^*$.

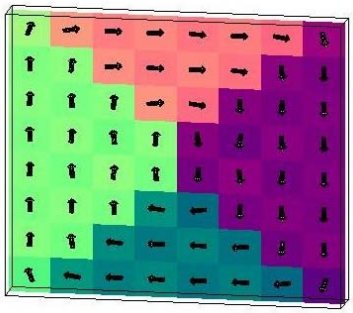


Рис.1. Начальная магнитная структура участка пленки

В ходе численного моделирования было показано, что возможно изменение магнитной структуры металл-диэлектрических плёнок путем воздействия импульса переменного поля. Выбранная структура (рис.1) оказалась довольно стабильной, поэтому изменения структуры могут происходить только в переменных полях, амплитуда которых соизмерима с порогом переориентации [7].

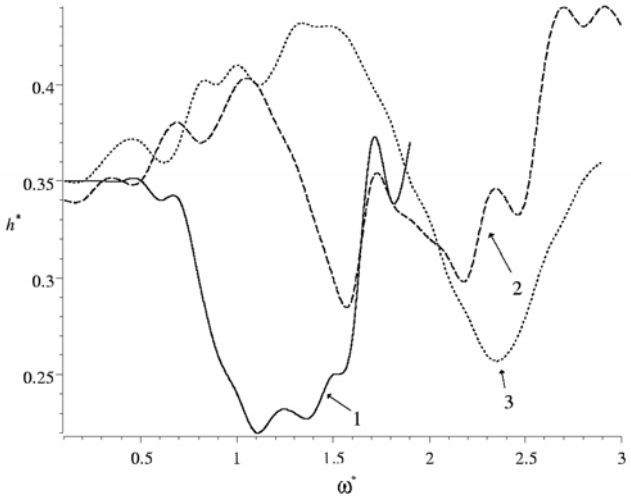


Рис. 2 Зависимость пороговой амплитуды изменения магнитной структуры от частоты при различных объемных концентрациях n_V: 1 – 0.1, 2 – 0.4, 3 – 0.7.

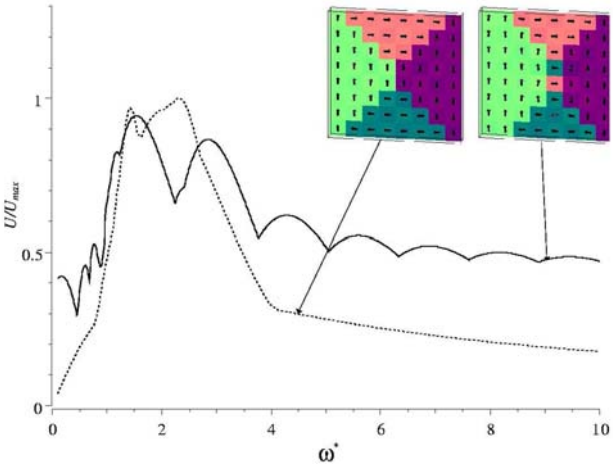


Рис. 3 Зависимость электромагнитного отклика от частоты до и после изменения магнитной структуры

Можно определить порог изменения магнитной структуры. Порог изменения магнитной структуры смещается в область более высоких частот с ростом объёмной концентрации частиц n_V (рис. 2). Кроме того, существует дополнительный минимум в области нижних частот, обусловленный, по видимому, движением границ раздела областей с различным направлением $\mathbf{M}_V$.

До порога перколяции основной минимум уширяется с ростом n_V, а после порога перколяции – начинает сужаться (рис. 2), что аналогично зависимости ширины линии ФМР от концентрации металлической фазы [5]. Так как магнитная структура определяет электромагнитный отклик, то следует ожидать изменения спектра электромагнитного отклика (Рис. 3).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-02-98800-р_север_а.

1. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро и антиферромагнетиков. М.: Наука : Гл. ред. физ.-мат. лит., 1971.
3. Frigo M., Johnson S.G. FFTW User's Manual. Massachusetts Institute of Technology, 2003.
4. Fidler J., Schref C.T. J. Phys. D: Appl. Phys (2000) V.33. P. R135-R156.
5. Kotov L.N. et al. International Conference on Internal Friction and Mechanical Spectroscopy (ICIFMS-14) : Programme \& Abstracts.} (2005) P. 135.
6. Калинин Ю.Е. и др. Физика и химия обработки материалов (2001) №5. С. 14-20.
7. Котов Л.Н., Носов Л.С. ЖТФ (2005) Т.75, №10. С. 55-60.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И МАГНИТОУПРУГИЕ АНОМАЛИИ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ В СОЕДИНЕНИЯХ (Tb,Dy,Ho)Co_2

И.С. Терёшина[1], С.А. Никитин[2], Г.А. Политова[2], А.Ю. Карпенков[3], Г.С. Бурханов[1], О.Д. Чистяков[1]

[1] *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова, РАН, Москва, Россия*
[2] *Физический факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[3] *Физико-технический факультет ТвГУ, Тверь, Россия*

Интерметаллические соединения на основе редкоземельных (РЗ) и 3d-переходных металлов типа RR'R''$(Fe,Co)_2$, имеющие кубическую кристаллическую решетку типа фаз Лавеса $MgCu_2$ (пространственная группа Fd3m), известны как материалы с гигантскими значениями магнитострикции, которая достигается благодаря компенсации магнитной анизотропии как в РЗ, так и в 3d – подрешетках [1]. Ярким представителем данного класса является терфенол - Д ($Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$). Однако в серии этих соединений отдельный интерес представляют Co - содержащие соединения типа RR'R''Co_2, т.к. в них локализованные моменты 4f - электронов РЗ подрешетки сосуществуют с зонным магнетизмом подрешетки Co. Выполнение условий зонного метамагнетизма $IN(\varepsilon_F) > 1$ (I – интеграл обменного взаимодействия в системе d-электронов, $N(\varepsilon_F)$ – плотность электронных состояний на уровне Ферми ε_F) в ряде составов RCo_2 с тяжелыми РЗ-ионами (а именно с Dy, Ho, Er) приводит к наличию фазового перехода I рода из магнитоупорядоченного состояния в неупорядоченное [2]. Целью данной работы явилось комплексное исследование магнитокалорического эффекта и магнитоупругих свойств в многокомпонентных сплавах (Tb,Dy,Ho)Co_2.

Исследуемые сплавы (Tb,Dy,Ho)Co_2 (в качестве исходных компонентов использовались металлы достаточно высокой степени чистоты) получали в дуговой электропечи с нерасходуемым вольфрамовым электродом на медном водоохлаждаемом поддоне в атмосфере аргона. Равномерность состава соединений обеспечивалась трехкратным переплавом и последующим отжигом в эвакуированных кварцевых ампулах при температуре 900^0C в течение 100 часов. Фазовый состав синтезированного соединения контролировался методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре ДРОН – 3М. Сплав был аттестован также методами металлографического, рентгенофлуоресцентного и термомагнитного анализов. Измерения МКЭ проводились прямым методом с помощью термопары медь-константан, впаянной внутрь образца, выходной сигнал с которой измерялся нановольтметром Keithley 2182. Абсолютная точность измерения температуры составляла 0,05 К. Измерение теплового расширения и магнитострикции проводились

тензометрическим методом с использованием сверхпроводящего магнита Oxford (в Международной Лаборатории сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, Польша) в полях до 100 кЭ в температурном интервале от 4.2К до 230К, а также с использованием электромагнита ФЛ-1 в полях до 12 кЭ в интервале температур 100-300 К.

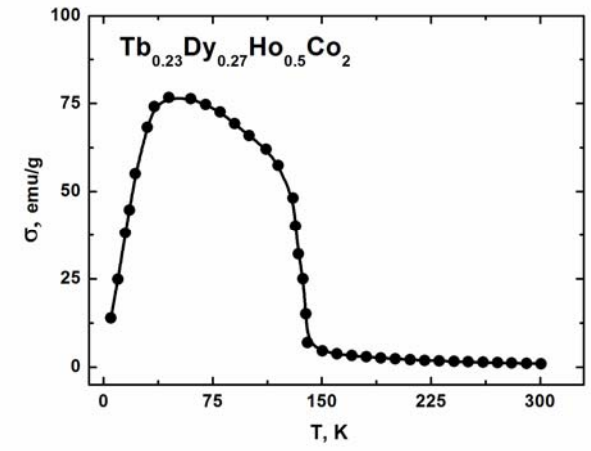


Рис.1. Термомагнитный анализ образца $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$, выполненный в магнитном поле H = 1 kOe.

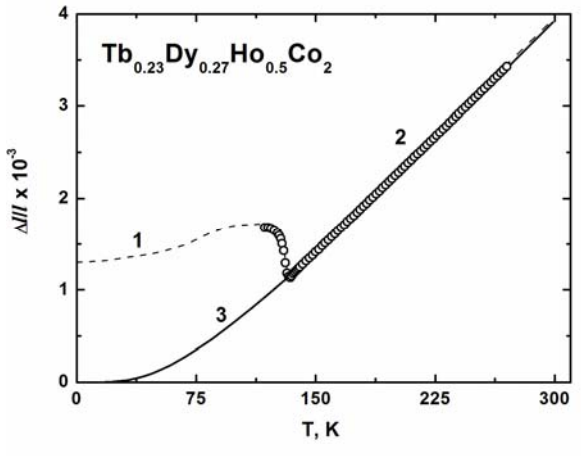


Рис.2. Тепловое расширение образцов $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$ (2 и 1), YCo_2 (3) [2].

На рис. 1 показаны результаты термомагнитного анализа, выполненного для соединения $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$. Температура Кюри T_C определялась по максимуму производной от намагниченности по температуре $\left|\frac{d\sigma}{dT}\right|$ и значение ее равно 130 К.

Рис. 2 демонстрирует особенности теплового расширения соединения $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$ (ферримагнетика) по сравнению с тепловым расширением соединения YCo_2 (парамагнетика) [2]. Видно, что в соединении YCo_2 (с немагнитным РЗМ) при достаточно высоких температурах (выше температуры Дебая) тепловое расширение изменяется линейно с температурой, в то время как в соединении $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$ линейное поведение наблюдается лишь при $T > T_C$. При температурах ниже T_C кривая теплового расширения существенным образом деформируется.

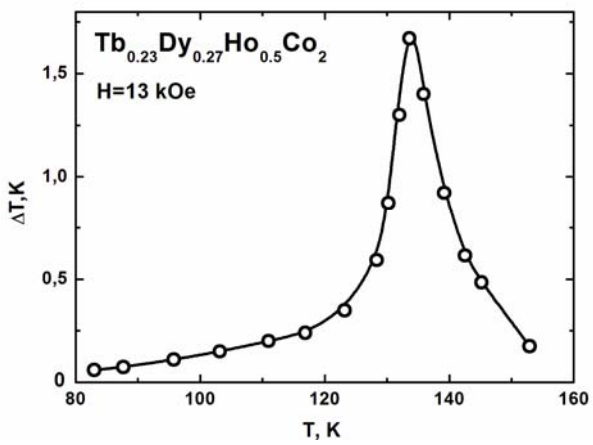


Рис.3. Температурная зависимость МКЭ, измеренная в магнитном поле H = 13 кЭ для соединения $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$.

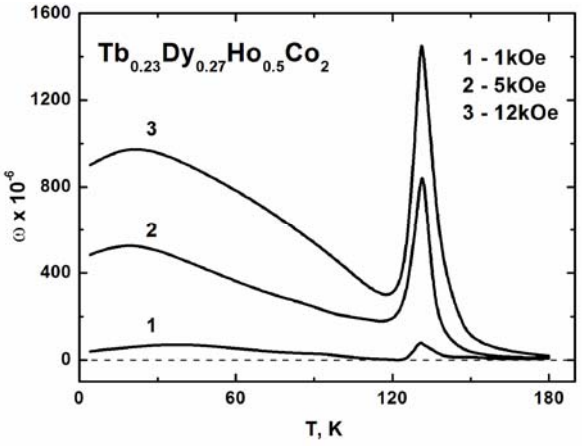


Рис.4. Объемная магнитострикции соединения $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$, измеренная в разных магнитных полях.

На рис. 3 показана температурная зависимость МКЭ, измеренная в магнитном поле H = 13 кЭ для соединения $Tb_{0.23}Dy_{0.27}Ho_{0.5}Co_2$. Обнаружено, что в данном составе в области магнитного фазового перехода наблюдается большой по величине МКЭ ($\Delta T = 1{,}8$ К при H = 13 кЭ) и максимум объемной магнитострикции ($\omega = 1450 \cdot 10^{-6}$ при H = 12 кЭ, см. рис. 4).

Используя формулу

$$\Delta T = \frac{T}{C_V}\frac{E}{2}\left[\frac{\partial \lambda^2_{H=0}}{\partial T} - \frac{\partial \lambda^2_H}{\partial T}\right],$$

нами была произведена оценка вклада магнитоупругой энергии в изменение магнитной части энтропии ($\Delta S_{МУ} = C_V \Delta T/T$). Здесь E – модуль Юнга, C_V – теплоемкость. Соответствующее изменение температуры ΔT составило 0,7 К (≈ 40 % от наблюдаемого экспериментально значения ΔT).

Таким образом, в работе показано, что изменение магнитоупругой энергии вносит значительный вклад в изменение магнитной части энтропии в многокомпонентных соединениях $(Tb,Dy,Ho)Co_2$ со скомпенсированной магнитной анизотропией.

[1] К.П. Белов, Магнитострикционные явления и их технические приложения. - М. Наука, 1987 – 160 с.
[2] E. Gratz, A. S. Markosyan. J. Phys.: Condens. Matter 13 (2001) R385–R413.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И МАРТЕНСИТНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ В СОЕДИНЕНИЯХ $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{1-x}In_x)_{13}$

Е.Г. Герасимов[1], Н.В. Мушников[1], Т. Каномата[2], Х. Нишихара[3]

[1]*Институт Физики Металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия*
[2]*Department of Mechanical Engineering and Intelligent Systems, Graduate School of Engineering, Tohoku University, Aoba 6-6-02, Sendai, 980-8579, Japan*
[3]*Faculty of Science and Technology, Ryukoku University, Otsu 520-2123, Japan*

Ферромагнитные сплавы Гейслера, содержащие марганец, рассматриваются как перспективные материалы, обладающие магнитной памятью формы, поскольку в них наблюдается управляемое магнитным полем мартенситное превращение. Сравнительно недавно были обнаружены новые сплавы Гейслера на основе тройных сплавов Ni-Mn-In, Ni-Mn-Sb и Ni-Mn-Sn характерными особенностями которых являются низкие значения намагниченности в мартенситной фазе и сильная зависимость температуры мартенситного превращения от напряженности внешнего магнитного поля [1]. Предполагается, что низкие значения намагниченности в мартенситной фазе обусловлены тем, что в соединениях Ni-Mn-Sn реализуется ферримагнитное упорядочение магнитных моментов марганца в мартенситной фазе, а в соединениях Ni-Mn-In – антиферромагнитное или парамагнитное.

Цель нашей работы заключалась в исследовании магнитных свойств и мартенситных превращений в квазитройных соединениях $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{1-x}In_x)_{13}$ в которых замещение Sn на In позволяет плавно изменять магнитное состояние марганца от ферримагнитного в соединениях с $Ni_{50}Mn_{37}Sn_{13}$ к антиферромагнитному или парамагнитному в соединении $Ni_{50}Mn_{37}In_{13}$.

Проведенные рентгеноструктурные исследования показали, что при комнатной температуре соединение с $x = 0.2$ обладает кубической структурой типа $L2_1$ с параметром решетки $a = 0.5993$ нм. В соединениях с $x > 0.2$ наблюдается сложная мартенситная структура, схожая с модулированной орторомбической структурой, наблюдавшейся в работе [2] в соединении $Ni_{50}Mn_{37}Sn_{13}$.

На рис.1 приведены температурные FC и ZFC зависимости намагниченности соединений $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{1-x}In_x)_2$ измеренные в магнитном поле H = 50 Э. В соединении с $x = 0.2$ на зависимости $M(T)$ наблюдаются три аномалии при температурах T_{Ca} = 300 K, T_M = 244 K и $T_{Cм}$ = 185 K. Температура T_{Ca} соответствует температуре Кюри аустенита. В области температуры T_M = 230-240 K происходит мартенситное превращение, характеризующееся наличием температурного гистерезиса. При понижении температуры ниже $T_{Cм}$, соответствующей температуре Кюри мартенсита, наблюдается расхождение FC и ZFC зависимостей, что свидетельствует о существовании неод-

нородной магнитной структуры в мартенсите. На зависимостях $M(T)$ для всех соединений с x>0.2 наблюдается возрастание намагниченности и расхождение FC и ZFC зависимостей с понижением температуры ниже $T_{См}$. В соединениях с $x > 0.2$, в соответствии с данными рентгеноструктурного анализа, мартенситное превращение происходит при температурах выше комнатной и эти соединения при комнатной температуре обладают мартенситной кристаллической структурой.

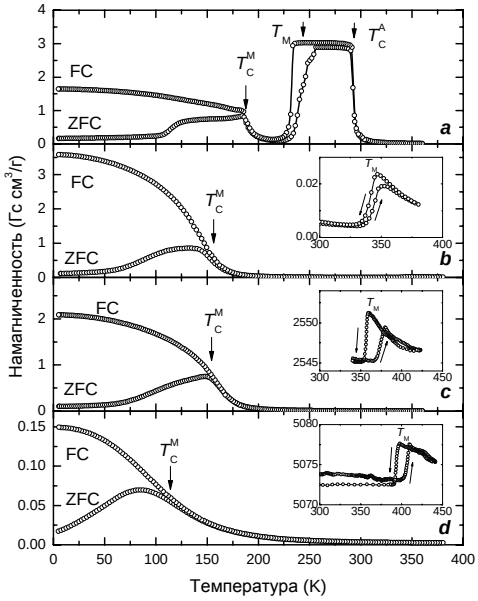


Рис.1. FC и ZFC температурные зависимости намагниченности и магнитной проницаемости (на вставках) для соединений $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{1-x}In_x)_2$ x=0.2 (***a***), x=0.5 (***b***), x=0.65 (***c***), x=0.8 (***d***) измеренные в магнитном поле H = 50 Э.

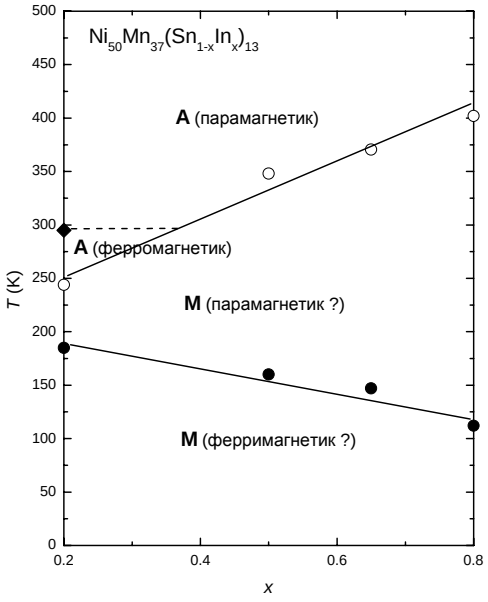


Рис.2 x-T фазовая диаграмма соединений $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{1-x}In_x)_2$. M – мартенситная кристаллическая структура, A – аустенитная кубическая кристаллическая структура типа $L2_1$.

На температурных зависимостях магнитной проницаемости сплавов (вставки на Рис.1) наблюдаются аномалии в области температуры мартенситного превращения, сопровождающиеся температурным гистерезисом. Аустенитная фаза ферромагнитна только в соединении с x=0.2; во всех остальных сплавах температура мартенситного превращения выше температуры Кюри аустенита, что не дало возможности определить изменение температуры Кюри аустенита с изменением концентрации индия в сплавах.

На рис.2 показана x-T фазовая диаграмма сплавов $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{1-x}In_x)_{13}$ построенная на основе вышеприведенных измерений температурных зависимостей намагниченности и магнитной проницаемости. Магнитное состояние марганца в мартенситной фазе оказывается неопределенным.

В соединении $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{0.8}In_{0.2})_{13}$ температура Кюри аустенита оказывается ниже температуры мартенситного превращения и в нем наблюдается сильное изменение температуры мартенситного превращения во внешнем магнитном поле и индуцированное магнитным полем мартенситное

превращение, сопровождающееся скачком на кривых намагничивания и достаточно большим гистерезисом (Рис. 3).

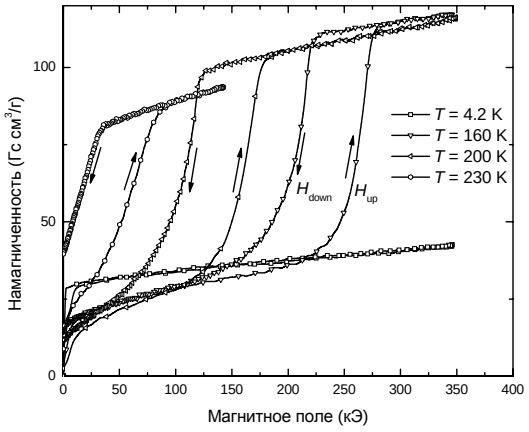


Рис.3. Кривые намагничивания соединения $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{0.8}In_{0.2})_{13}$, измеренные при различных температурах.

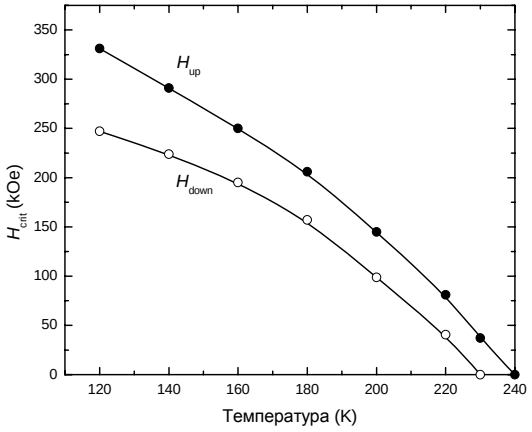


Рис.4. Температурные зависимости критических полей индуцированного магнитным полем мартенситного превращения в соединении $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{0.8}In_{0.2})_{13}$.

Намагниченность соединения в мартенситной фазе значительно меньше, чем в аустенитной, что может свидетельствовать о существовании ферримагнитного упорядочения магнитных моментов Mn в мартенситной фазе.

Критические поля начала и конца индуцированного магнитным полем мартенситного превращения в соединении $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{0.8}In_{0.2})_{13}$ уменьшаются по мере приближения к температуре T_M, а величина гистерезиса увеличивается по мере удаления от температуры спонтанного мартенситного превращения (Рис.4). Обнаружено, что значение критического поля индуцированного мартенситного превращения в соединении $Ni_{50}Mn_{37}(Sn_{0.8}In_{0.2})_{13}$ изменяется прямо пропорционально квадрату спонтанной намагниченности мартенситной фазы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 09-02-00272, 07-02-00219) и совместной программой Уральского и Сибирского отделений РАН.

1. Y. Sutou, Y. Imano, T. Omori, R. Kainuma, K. Ishida, K. Oikawa. J. Applied Physics Letters (2004), v.85, n.19, pp. 4358-4360.
2. R. Kainuma, Y. Imano, W. Ito, Y. Sutou, H. Morito, S. Okamoto, O. Kitakami, K. Oikawa, A. Fujita, T. Kanomata, K. Ishida. Nature (2006), v. 439, No. 7079, 957-960.

ИНДУЦИРОВАННАЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СПИНОВАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ $LiCoPO_4$

Н.Ф. Харченко, В.М. Хрусталёв, В.Н. Савицкий

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, пр. Ленина 47, Харьков, 61103, Украина

Орторомбический АФМ $LiCoPO_4$, обладающий большим магнитоэлектрическим эффектом, привлекает внимание также и своими магнитными свойствами, которые еще не нашли достаточно полного объяснения [1]. Ионная структура кристалла описывается орторомбической пространственной группой $Pnma = D_{2h}^{16}$. Авторами первых нейтронно-дифракционных исследований данного вещества была предложена коллинеарная 4-х подрешеточная нецентросимметричная АФМ структура, которая согласовывалась с анизотропией магнитной восприимчивости, ее температурным поведением, а также со свойствами магнитоэлектрического эффекта. В этой модели единственный вектор антиферромагнетизма $\boldsymbol{L}_2 = \boldsymbol{S}_1 - \boldsymbol{S}_2 - \boldsymbol{S}_3 + \boldsymbol{S}_4$ параллелен кристаллографической оси b. Однако, дальнейшие исследования магнитных свойств $LiCoPO_4$ привели к обнаружению слабого продольного (параллельного $\boldsymbol{L}_2$) ферромагнитного момента, что не согласуется с простой магнитной структурой. Последующие нейтронодифракционные исследования выявили отклонение АФМ-вектора от кристаллографической оси b на угол около 5 градусов. Исследования в сильных постоянных магнитных полях [2] показали, что разрушение АФМ порядка $LiCoPO_4$ в продольном магнитном поле $\boldsymbol{H}||b$ происходит поэтапно. Ограничение экспериментальных исследований максимальной напряженностью магнитного поля до 200 кЭ не позволило автору работы [2] получить всю кривую намагниченности.

В докладе представлены результаты исследования процесса намагничивания АФМ $LiCoPO_4$ в импульсном магнитном поле напряженностью до 290 кЭ. Измерена дифференциальная магнитная восприимчивость при ориентации поля, близкой к “продольной” ($\boldsymbol{H}||b||\boldsymbol{L}_2$) при температурах образца $T \leq 4.2$ K. Достаточно четко зарегистрировано три магнитных фазовых перехода в полях $H_1 = 117$ кЭ, $H_2 = 224$ кЭ и $H_3 = 282$ кЭ. Характерные изменения восприимчивости и намагниченности говорят о том, что переходы в поле H_1 и H_2 является фазовыми переходами первого рода, а переход в поле H_3 – второго рода.

На рис.1 представлена полученная зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля. Относительные изменения намагниченности при первом и втором переходах составляют величину близкую к 1/3 от намагниченности насыщения. Особенностью поведения зависимости $M(H)$ есть почти линейное нарастание намагниченности в интервале полей (H_2, H_3).

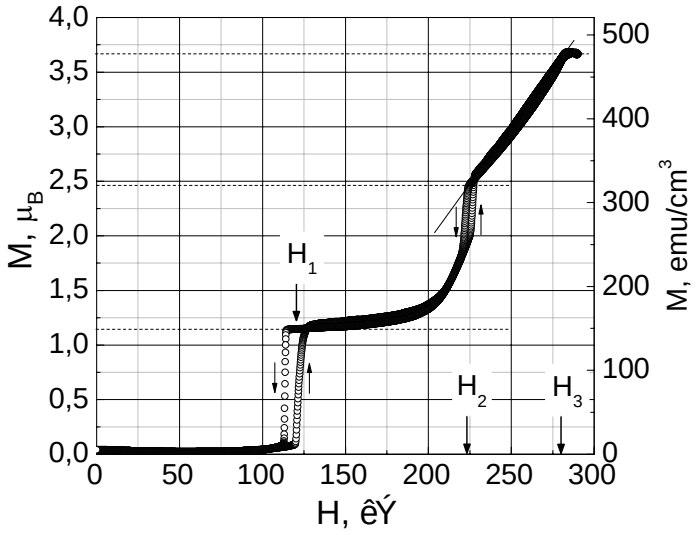


Рис. 1. Намагниченность $LiCoPO_4$ в зависимости от напряженности импульсного магнитного поля. Исходная температура образца 4.2 K, длительность импульса до максимума поля 15.6 мс.

Наличие нескольких этапов превращения антиферромагнитного состояния в насыщенное парамагнитное в сильно анизотропном одноосном антиферромагнетике, каким является $LiCoPO_4$, свидетельствует о наличии конкуренции обменных взаимодействий между ионами кобальта первой и следующих координационных сфер. Конкуренция взаимодействий приводит к мультипликации элементарной магнитной ячейки кристалла и к образованию ферримагнитной фазы, существующей в интервале полей (H_1,H_2).

Причиной плавных изменений намагниченности в поле $H_2<H<H_3$ может быть образование модулированного магнитного состояния, период которого изменяется квази-непрерывно в магнитном поле. Такое состояние может образоваться в достаточно сильном магнитном поле при условии, что взаимодействие между неперевернутыми спинами является антиферромагнитным. В магнитном поле, почти компенсирующем поле обменного взаимодействия между близкими соседями, выявляется несоответствие между параллельной ориентацией неперевернутых спинов и антиферромагнитным обменным взаимодействием между ними, что, и приводит к образованию модулированной магнитной структуры, чувствительной к напряженности поля. Подобная ситуация наблюдается в более простом Изинговском антиферромагнетике $FeCO_3$, где имеются конкуренция антиферромагнитных связей между первыми соседями (ионами Fe^{2-} из разных подрешеток исходной структуры) и между вторыми соседями – ионами Fe^{2-} из одной и той же подрешетки исходной двухподрешеточной структуры.

В докладе также обсуждены модели возможных изменений магнитной структуры кристалла и сделаны оценки величин обменных взаимодействий.

1. H. Schmid, in: *Introduction to complex mediums for optics and electromagnets*, SPIE Press, Bellingham, WA, USA (2003)
2. H. Wiegelman, PhD Thesis, University of Konstanz (1995).

РОЛЬ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

П.И. Поляков, Т.А. Рюмшина

Институт физики горных пород НАН Украины, Донецк

В последние время исследованию гальваномагнитных явлений в металлах, полупроводниках и диэлектриках посвящено огромное число работ, обзоры которых проведены в [1-4]. Установлено большое количество аномалий, особенностей фазовых магнитных превращений, закономерностей существования двух фаз и т.д., однако единого взгляда на проблему фазовых магнитных переходов еще не существует. Включение в палитру влияющих параметров высокого давления и исследование свойств материалов в условиях одновременного действия трех термодинамических параметров (температуры, магнитного поля, давления) существенно расширило информационную базу, что позволило по-новому взглянуть на природу фазовых превращений.

Экспериментальные исследования проводимости в различных материалах в условиях одновременного действия трех параметров: магнитного поля, давления и температуры и в достаточно широком интервале температур (до 350 К), давлений (до 1.8 ГПа) и магнитных полей (до 8 кЭ), выявили сходное влияние этих термодинамических сил на свойства материалов. На рис.1 приведены результаты измерений проводимости в системе $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ [5]. Сходный характер влияния давления, температуры, магнитного поля на проводимость свидетельствует о единой природе такого влияния, которое, как мы полагаем, связано с обратимыми объемными изменениями в твердом теле (и связанными с ними упругими напряжениями), происходящими как под влиянием высокого давления, так и благодаря существованию перекрестных эффектов (термоупругость, магнитоупругость).

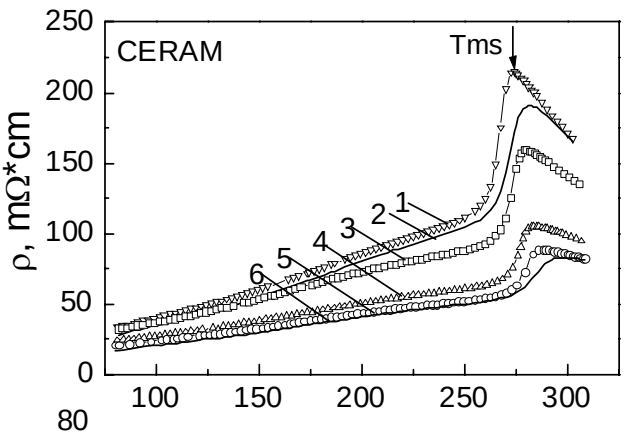


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления в поликристалле $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$, в условиях действия магнитного поля и гидростатического давления [5]:

1 (P = 0, H = 0),
2 (P = 0, H = 8кЭ),
3 (P = 0.6 ГПа, H = 0),
4 (P = 1.2 ГПа, H = 0),
5 (P = 1.7 ГПа, H = 8 кЭ),
6 (P = 1.7 ГПа, H = 8 кЭ).

Любая термодинамическая сила (температура, магнитное поле, давление) приводит к изменению объема, и, как следствие, напряженного состоя-

нии твердого тела. Это соответствует основным положениям термодинамики. Если функция состояния произвольного объема твердого тела (свободная энергия Гиббса) [6,7] имеет вид: $\Phi = U - TS - HB - \sigma\varepsilon$, то разложение ее в ряд показывает изменение объема (деформацию) в зависимости от действия термодинамических сил:

$$d\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda dT + b_{k\lambda} dH_k + s_{\lambda\mu} d\sigma_\mu$$

(в частном случае гидростатического сжатия $\sigma_\lambda = \sigma_{ij} = -\delta_{ij} P$). Здесь α_λ - коэффициент теплового расширения; $b_{k\lambda}$ - магнитострикционный коэффициент, s_λ - коэффициенты упругой податливости.

Однако помимо напряжений, возникающих в материале при внешних воздействиях, в твердом теле уже существуют собственные «нулевые» напряжения, возникающие при объединении отдельных атомов в систему «твердое тело» и обусловленных взаимодействием с соседними атомами. Эти напряжения описываются упругими модулями материала и представляют собой энергию упругой деформации тела, запасенную единицей объема. Эта макродеформация складывается из деформаций электронных орбиталей каждого атома, при упаковке их в твердое тело под влиянием химических или обменных сил соседних атомов. О деформации орбиталей говорит существенная разница между размерами свободного атома и межатомными расстояниями в решетке [8,9].

На рис 2 схематически показано, как изменяется распределение плотностей электронных орбиталей для атомов калия. При уменьшении размеров атомов увеличивается плотность электронного облака и появляются внутренние напряжения, которые являются мерой сил химического притяжения и компенсируют их, определяя величину межатомных расстояний в кристаллической решетке тела.

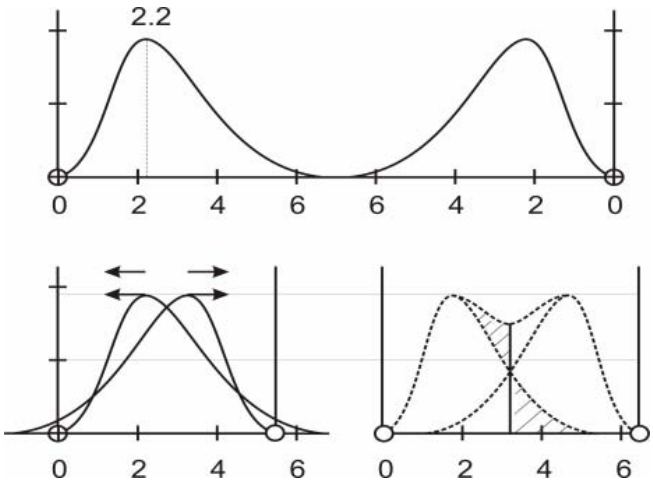


Рис.2. Схема возникновения внутренних напряжений. Перекрытие и деформация электронных орбиталей при сближении атомов К

а) плотность электронного облака отдельных атомов;
б) наложение орбиталей в решетке твердого тела;
в) деформация орбиталей в решетке.

Внутренние нулевые напряжения являются неотъемлемой макро характеристикой твердого тела, и в то же время, параметром, наиболее чувствительным к микроструктуре. Т.е напряжения, характеризуемые упругими модулями кристалла, могут служить основным параметром физической и

химической структуры материала, определяющим проявление его различных физических свойств.

Проведены оценки величины внутренних напряжений для простых твердых тел многих элементов таблицы Менделеева. Оценки проведены тремя способами: в рамках теории упругости, используя разницу в размерах свободного и упакованного атомов [7-8], из данных по объемному изменению материалов при плавлении [8], а также при анализе экспериментальных данных работы [5]. Оценки показывают близкое значение напряжений. Эти напряжения достаточно велики, проявляют периодичность, и достигают значений до сотен ГПа. Запасенная энергия деформации атома в твердом теле очень велика и достигает десятков эВ. Эти напряжения должны учитываться при рассмотрении различных эффектов.

С точки зрения роли напряжений, воздействие различных внешних сил (температуры, магнитного поля, давления и др.) приводит к росту деформации и напряжений, вследствие наличия перекрестных эффектов, которые суммируются с уже имеющимися «нулевыми» напряжениями. Фазовые превращения являются результатом структурной перестройкой кристалла при достижении критических значениях напряжений, являющихся константой материала. В промежутках между критическими значениями напряжений линейный рост свойств связан с упругими обратимыми изменениями объема. Достижение критических напряжений в решетке (и последующий фазовый переход) может достигаться разными путями.

1. E. Dagotto, T.Hotta, A. Moveo. *Physics Reports,* **344**, 1 (2001).
2. Y.Tomioka, A.Asamitsu, Y.Movitomo. *Phys. Rev. Let.* **74**, 5108 (1995).
3. A.M.Kadomtseva, Yu.F.Popov, G.P.Vorobiev. In: Proc. HMMM-19, Moscow, 715 (2004).
4. А.Брус, Р.Каули. Структурные фазовые переходы. Москва, Мир, (1984).
5. P.I.Polyakov, S.S.Kucherenko, *JMMM*, **278**, 138 (2004).
6. R.Holyst, A.Ponrewierski, A.Ciach. Thermodynamica, Warshawa (2005).
7. П.Булер. Термодинамика вещества при высоких давлениях. – СПб, «Янус» (2002).
8. У.Флайгер. Строение и динамика молекул. Мир, Москва (1982).
9. Таблицы физических величин. Под ред. И.К.Кикоина. М., Атомиздат, (1976).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СПЛАВЕ $Ni_{50}Mn_{35}Sn_{15}$ МЕТОДОМ МОНТЕ – КАРЛО

В.Д. Бучельников[1], В.В. Соколовский[1], С.В. Таскаев[1], Н.М. Бауэр[2]

[1]Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
[2]Челябинское высшее военное автомобильное командно-инженерное училище, Челябинск, Россия

В последнее время интенсивно исследуются новые сплавы Гейслера Ni-Mn-X (X= In, Sn, Sb). В них наблюдаются магнитокалорический эффект и эффект памяти формы [1, 2]. Было предположено, что в мартенситной фазе в сплавах $Ni_{50}Mn_{25+x}X_{25-x}$ избыточные атомы Mn_2, расположенные в позициях атомов X, взаимодействуют антиферромагнитно (АФМ) с атомами Mn_1, расположенными в позициях атомов Mn [1]. Взаимодействие между атомами Mn_1 носит ферромагнитный (ФМ) характер. В аустенитной фазе все атомы ФМ взаимодействуют между собой.

В работе рассматривается простая кубическая решетка с периодическими граничными условиями. Система состоит из двух взаимодействующих подсистем: магнитной и структурной. Магнитная подсистема описывается моделью Поттса «5-состояний» [3]. В этой модели возможны магнитные фазовые переходы 1-го и 2-го рода (типа ФМ – парамагнетик (ПМ)). Если все узлы решетки заняты магнитными атомами, то в модели Поттса «5-состояний» имеет место переход 1-го рода. В этом случае в точке перехода намагниченность скачком меняется от нуля до некоторого конечного значения. При разбавлении системы немагнитными атомами в модели Поттса может измениться тип перехода с 1-го рода на 2-го рода. Известно [1, 2], что намагниченность в сплавах Ni-Mn-X в малых магнитных полях скачкообразно меняется при переходе. В больших полях в области перехода наблюдается плавное изменение намагниченности. В связи с этим, в предложенной модели для описания намагниченности в малых полях используется решетка только с атомами Mn [3] (первая модель). В больших полях используется решетка с «вмороженными» немагнитными примесями (вторая модель). В качестве примесей выступают Ni и X атомы. Взаимодействиями Ni-Mn, Ni-X и Mn-X в магнитной подсистеме пренебрегается, в структурной подсистеме все эти взаимодействия учитываются. Структурная подсистема описывается моделью трех состояний Блюме-Эммери-Гриффитса [3]. В данной модели возможен структурный переход из кубической в тетрагональную фазу. Начальная конфигурация Mn_2, Ni и X атомов в решетке устанавливается произвольно, процентное соотношение таких атомов определяется из композиционного состава сплава $Ni_{50}Mn_{35}Sn_{15}$.

Обобщенный гамильтониан системы (1) включает в себя магнитную часть (2), упругую (3) и магнитоупругое взаимодействие [3].

$$H = H_m + H_{el} + H_{int}, \quad (1)$$

$$H_m = -J_{fm}\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j} - J_{afm}\frac{(T-T_{afm})}{T_{afm}}\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j} - g\mu_B H_{ext}\sum_i \delta_{S_i,S_g}, \quad (2)$$

$$H_{el} = -(J + U_1 g\mu_B H_{ext}\sum_i \delta_{\sigma_i\sigma_g})\sum_{<i,j>}^{NN}\sigma_i\sigma_j - K\sum_{<i,j>}^{NN}(1-\sigma_i^2)(1-\sigma_j^2) - zk_BT\ln(p)\sum_i(1-\sigma_i^2), \quad (3)$$

$$H_{int} = 2U\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j}\left(1/2-\sigma_j^2\right)\left(1/2-\sigma_i^2\right) - U/2\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j}. \quad (4)$$

Здесь, J_{fm}, J_{afm} – обменные интегралы ФМ и АФМ взаимодействия между атомами Mn; J, K – константы обменного взаимодействия в структурной подсистеме; $\delta_{Si,Sj}$ – символ Кронекера; S_g – спин, указывающий направление внешнего магнитного поля; T – температура; T_{afm} – температура при которой происходит смена АФМ на ФМ взаимодействие; z–координационное число, равное 6; g – фактор Ландэ; μ_B - магнетон Бора; k_B – постоянная Больцмана; U и U_1 – магнитоупругие константы; p – фактор вырождения; σ_i – структурные степени свободы (микродеформации) (σ_i=0 – неискаженная фаза, σ_i=±1 – искаженная фаза; σ_g – значение деформации, определяющее ориентацию мартенситного варианта во внешнем магнитном поле).

Выражения для намагниченности и деформации, имеют вид:

$$m = (qN_{\max} - N_{mag})/N_{mag}(q-1), \varepsilon = \sum_i^N \sigma_i / N. \quad (5)$$

Здесь, N_{max} максимальное количество узлов, имеющих одинаковое спиновое состояние, N_{mag} число магнитных атомов. При ε=0 осуществляется кубическая фаза, при ε=1 - тетрагональная фаза одного варианта.

Моделирование свойств сплава $Ni_{50}Mn_{35}Sn_{15}$проводилось с помощью стандартного алгоритма Метрополиса [3]. В малых полях использовалась решетка из атомов Mn с $N=15^3$, в больших полях применялась решетка с $N=20^3$ с немагнитными примесями. Число шагов Монте-Карло - 10^6. При вычислениях использовались параметры моделей, приведенные в таблице 1. Выбор параметров осуществлялся также как и в работе [3].

Таблица.1 параметры модели для сплавов $Ni_{50}Mn_{35}Sn_{15}$ в мэВ.

	J	J_{fm}	J_{afm}	U	K	T_{afm}
Первая модель	1.35	3.1	3.24	-0.135	-0.135	1.89
Вторая модель	1.33	11.3	10.37	-4.65	-0.006	1.9

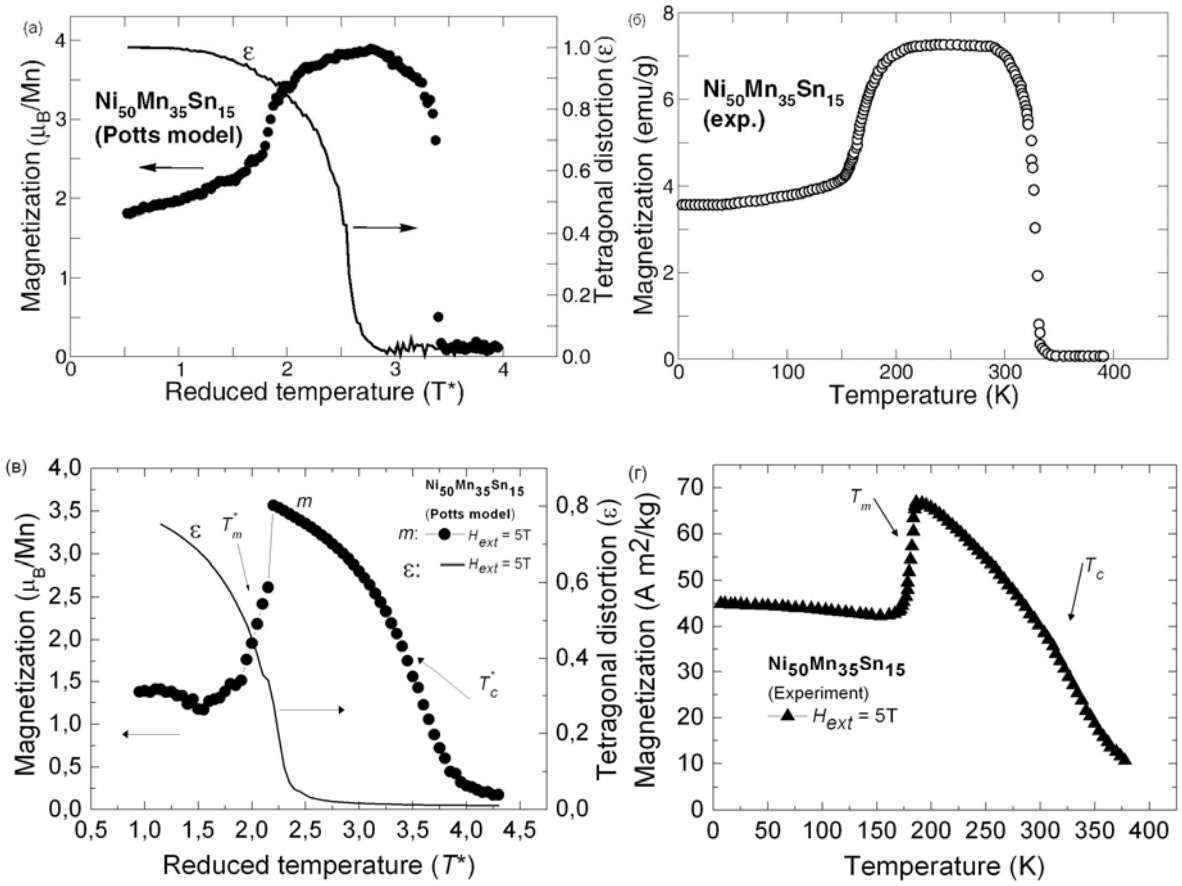


Рис. 1. Теоретические (а, в) и экспериментальные (б, г) температурные зависимости намагниченности и деформации сплавов $Ni_{50}Mn_{35}Sn_{15}$ [1] [2] в магнитных полях 0.1 (а, б) и 1.3 Т (в, г).

На рис. 1 приведены теоретические и экспериментальные [4] кривые намагниченности сплава $Ni_{50}Mn_{35}Sn_{15}$ в магнитных полях 0.1 и 1.3 Тл. Видно, что при понижении температуры в сплаве происходят два последовательных фазовых перехода при температурах ~320 K ($T^*=k_BT/zJ$ ~ 3.4) и ~185 K (T^*~2). Первый переход при температуре T^*~3.4 соответствует магнитному фазовому переходу ПМ аустенит – ФМ аустенит. Второй переход при T^*~2 соответствует связанному магнитоструктурному фазовому переходу ФМ аустенит – смешанный ФМ – АФМ мартенсит. Данный переход приводит к скачкообразному уменьшению намагниченности и деформационного параметра порядка ε. Как видно из рис. 1 результаты предложенных моделей качественно согласуются с экспериментальными данными работы [4].

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 06-02-39030-ГФЕН, 08-02-91317-ИНД, 07-02-96029-р-урал, 07-02-13629-ОФИ_ц и 08-02-91317.

1. Pathak A.K. et al., Appl. Phys. Lett. 90, 262504 (2007).
2. Moya X. et al., Phys. Rev. B **75,** 184412 (2007).
3. Buchelnikov V.D. et al., Phys. Rev. B **78**, 184427 (2008).
4. M. Khan M. et al., J. Appl. Phys. **102**, 113914 (2007),

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ СПИНОВОГО СТЕКЛА В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Re-Tb

А.В. Бондарев, В.В. Ожерельев, И.Л. Батаронов, Ю.В. Бармин

Воронежский государственный технический университет
394026 г. Воронеж, Московский просп. 14
E-mail: bondarev@vmail.ru, Web-site: http://web.vrn.ru/lamp

Известно, что тяжелые редкоземельные металлы (РЗМ) с ненулевым орбитальным моментом обладают гигантской магнитной анизотропией [1]. Вследствие этого аморфные сплавы на основе РЗМ, в частности, аморфные сплавы $Re_{100-x}Tb_x$ (x=20–91 ат. %), обладают свойствами спинового стекла. В них экспериментально обнаружен типичный для спиновых стекол максимум на температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и необратимость намагниченности $M(T)$ [2]. На микроскопическом уровне природа состояния спиновых стекол со случайной магнитной анизотропией недостаточно изучена, что вызывает необходимость исследования магнитных свойств этих материалов методами компьютерного моделирования.

Методом молекулярной динамики были построены модели атомной структуры аморфных сплавов $Re_{100-x}Tb_x$ (x = 5-91 ат. %). Межатомное взаимодействие описывалось полиномиальным потенциалом [3]. Радиальные функции распределения и параметры топологического ближнего порядка, рассчитанные для моделей, находятся в хорошем согласии с результатами рентгенодифракционного эксперимента. Модель каждого состава содержала по 100000 атомов.

Затем методом Монте-Карло в рамках модели Гейзенберга были исследованы магнитные свойства построенной модели. В работе использован следующий модельный гамильтониан [4]:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J_{ij}\left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j\right) - D\sum_i \left(\vec{n}_i \cdot \vec{S}_i\right)^2 - \mu h \sum_i S_i^z, \qquad (1)$$

где J_{ij} – интеграл обменного взаимодействия между спинами с номерами i и j; D – константа анизотропии; $\vec{S}_i$ – гейзенберговский спин; $\vec{n}_i$ – единичный вектор, определяющий направление оси локальной анизотропии, выбранное случайным образом в каждом узле; h – внешнее магнитное поле.

Нами выбрана линейная зависимость обменного интеграла от межатомного расстояния r:

$$J(r) = \begin{cases} J_0 \dfrac{r_{\min} - r}{r_{\min} - r_1}, & r \le r_{\min} \\ 0, & r > r_{\min} \end{cases}, \qquad (2)$$

где $J_0 = 19{,}26\,\text{K}$ – среднее значение обменного интеграла, подобранное таким образом, чтобы температуры переходов в состояние спинового стекла в модели были близки к соответствующим экспериментальным значениям; r_1 – положение первого пика на парциальной парной функции радиального распределения $g_{Tb\text{-}Tb}(r)$; r_{min} – положение первого минимума функции $g_{Tb\text{-}Tb}(r)$. Таким образом, распределение обменных интегралов $J_{ij}(r)$ имеет вид, близкий к нормальному.

Значение константы анизотропии D являлось подгоночным параметром модели и изменялось в широких пределах ($D/J_0 = 0 - 20$).

Проводилось охлаждение модели в интервале температур $T = 150 - 1$ K с шагами $\Delta T = 5$ и 2 K. В процессе охлаждения рассчитывалась температурная зависимость спонтанной намагниченности M:

$$M = \frac{1}{N}\sum_i \sqrt{\left\langle S_i^x \right\rangle^2 + \left\langle S_i^y \right\rangle^2 + \left\langle S_i^z \right\rangle^2}\,, \qquad (3)$$

где N – число спинов в системе, $\langle \ldots \rangle$ – усреднение по времени в течение 10^3 МК-шагов/спин.

Магнитная восприимчивость χ вычислялась через флуктуации намагниченности M:

$$\chi = \frac{N}{kT}\left(\left\langle M^2 \right\rangle - \left\langle M \right\rangle^2\right). \qquad (4)$$

Была выбрана линейная зависимость константы анизотропии от концентрации атомов тербия в моделях аморфных сплавов системы Re-Tb:

$$D/J_0 = 14 \cdot x/100\,, \qquad (5)$$

где x – концентрация атомов Tb, %.

Для модели чистого аморфного Tb были рассчитаны температурные зависимости спонтанной намагниченности M при различных значениях отношения константы анизотропии к среднему значению интеграла обменного взаимодействия D/J_0. При $D/J_0 = 0$ в системе имеет место ферромагнитное упорядочение с коллинеарным расположением магнитных моментов, при $D/J_0 = 1 \div 6$ – асперомагнитное и при $D/J_0 = 8 \div 20$ – сперомагнитное (спин-стекольное) упорядочение, характерное для аморфных сплавов с высокими концентрациями атомов редкоземельных элементов.

Температура магнитного фазового перехода T_f определялась по положению максимумов на температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$. Температура магнитного упорядочения почти одинакова для всех рассмотренных значений D/J_0 и составляет 55 K.

Также была исследована зависимость намагниченности от напряженности приложенного магнитного поля в случае $D/J_0 = 14$ при температурах $T = 1$, 100 и 300 K. Намагниченность не достигает насыщения даже в очень больших полях (до 1000 кЭ), что является характерной чертой магнетиков с большой случайной анизотропией.

Рассчитаны петли гистерезиса при температурах $T = 1$, 55 и 100 К и при $D/J_0 = 14$. При низких температурах наблюдаются большие значения коэрцитивного поля (H_c ~ 30 кЭ) и остаточной намагниченности (M_r/M_s ~ 0,52).

Рассчитаны температурные зависимости намагниченности в присутствии магнитного поля после охлаждения в поле (FC) и без поля (ZFC). При малых значениях магнитного поля (H = 0,3 кЭ) кривые FC и ZFC расходятся при температуре ~55 K, совпадающей с температурным положением пика на кривой $\chi(T)$. При увеличении поля кривые FC и ZFC расходятся при меньших температурах. При очень больших полях (H = 300 кЭ) эти кривые совпадают при всех температурах.

Приведенные результаты качественно совпадают с экспериментальными результатами, полученными для аморфных сплавов на основе РЗМ.

Методом Монте-Карло проведено моделирование магнитных свойств аморфных сплавов $Re_{100-x}Tb_x$ (x = 5, 10, 13, 15, 20, 29, 49, 59, 91 и 100 ат. %). Во всех моделях при понижении температуры наблюдается переход из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла, кроме сплавов с содержанием тербия x = 5 и 10 ат. %, которые при всех температурах вплоть до $T = 1$ K остаются парамагнитными.

Рассчитана зависимость температуры перехода T_f в состояние спинового стекла от концентрации атомов Tb в сплаве. С увеличением концентрации атомов Tb температура перехода линейно увеличивается, что согласуется с экспериментальными данными.

Ранее нами был проведен анализ атомной структуры аморфных сплавов системы Re-Tb с использованием теории протекания [5], было установлено, что образование перколяционного кластера происходит при концентрации атомов тербия x_c = 13 ат. %. Таким образом, установлена корреляция между атомной структурой и магнитными свойствами в данной системе: переход в состояние спинового стекла наблюдается только выше порога протекания, т.е. при $x > 13$ ат. %.

1. С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Изд-во МГУ (1989).
2. Ю.В. Бармин, С.Ю. Балалаев, А.В. Бондарев, И.Л. Батаронов, В.В. Ожерельев, Изв. РАН. Сер. физ., **70**, 1145 (2006).
3. И.Л. Батаронов, А.В. Бондарев, Ю.В. Бармин, Изв. РАН. Сер. физ., **64**, 1666 (2000).
4. R. Harris, M. Plischke, M.J. Zuckermann, Phys. Rev. Lett., **31**, 160 (1973).
5. И.Л. Батаронов, А.В. Бондарев, Д.В. Уразов, Ю.В. Бармин, Изв. РАН. Сер. физ., **69**, 1162 (2005).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СОЕДИНЕНИЯХ RCo_2 (R = Tb, Y, Dy)

Г.А. Цхададазе, Ю.А. Овченкова, С.А. Никитин, Д.А. Жукова

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Составы на основе кубической фазы Лавеса RCo_2 привлекают к себе пристальное внимание благодаря своим уникальным магнитным свойствам, связанным с нестабильностью кобальтовой подсистемы [1,2]. Выполнение критерия Стонера в ряде из этих составов может приводить к наличию магнитных фазовых переходов (ФП) как I, так и II рода из неупорядоченного в магнитоупорядоченное состояние. В районе этих ФП наблюдаются аномалии параметров решетки, гигантская магнитострикция, большой магнитокалорический эффект (МКЭ) [1-4]. Данная работа посвящена исследованию прямым методом МКЭ для системы составов с замещением в редкоземельной подрешетке $(TbY)Co_2$ и состава $HoCo_2$.

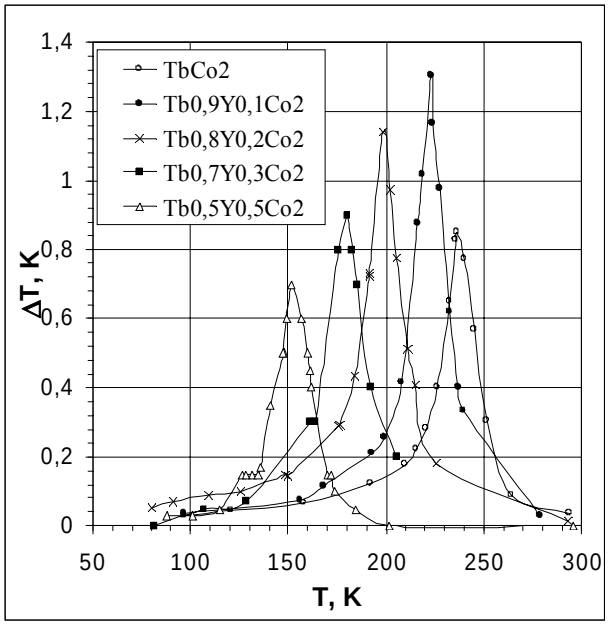


Рис.1. Температурная зависимость МКЭ для соединений $Tb_{1-x}Y_xCo_2$.

Согласно [1] зонная структура как $TbCo_2$ так и $HoCo_2$ делает возможным существование метамагнетизма в подрешетке Co, однако в $TbCo_2$, вследствие высокой температуры магнитного упорядочения происходит тепловое «размытие» уровня Ферми и в этом составе наблюдается ФП II рода. Разбавление редкоземельной подрешетки немагнитным Y приводит к понижению температуры магнитного упорядочения соединений, и при концентрациях Y выше 50% уже наблюдаются ФП порядок-беспорядок I рода [1,2]. В данной работе мы провели измерения намагниченности и МКЭ на составах $(TbY)Co_2$ с концентрацией Y меньше 50%. Исследованные составы имеют большой магнитный момент и упорядочены вплоть до температуры Кюри, которая монотонно понижается при разбавлении редкоземельной подрешетки немагнитным элементом. При переходе из неупорядоченного в магнитоупорядоченное состояние в этих составах наблюдается ФП переход II рода, что подтверждается как измерениями намагниченности σ (зависимости H/σ от σ^2), так и симметричным максимумом МКЭ эффекта в районе ФП. Неожиданным фактом оказалось резкое увеличение величины МКЭ даже при небольшом

введении Y. Причем рост МКЭ по сравнению с исходным составом сохраняется вплоть до 30% концентрации Y.

Обнаруженный эффект возрастания МКЭ с увеличением концентрации иттрия объясняется тем, что магнитная восприимчивость Co подрешётки увеличивается при магнитном разбавлении подрешётки тербия.

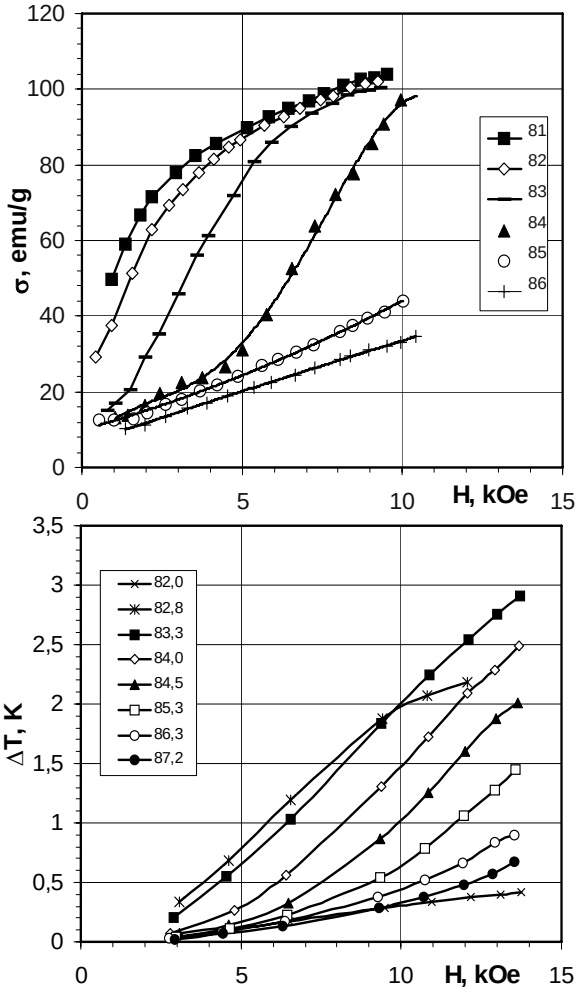


Рис.2. а) Кривые намагничивания соединения $HoCo_2$ в районе ФП. б) МКЭ в соединениях $HoCo_2$ в зависимости от внешнего магнитного поля при различных температурах (на рис. в градусах К).

Соединение $HoCo_2$ упорядочивается около 80К, и в этом составе уже наблюдается ФП I рода из магнитоупорядоченного в неупорядоченное состояние (рис.2). Кривая намагничивания в районе ФП имеет зависимость от магнитного поля характерную для метамагнитного перехода, причём величина МКЭ, наблюдаемая на данном составе существенно выше, чем в системе $(TbY)Co_2$ и достигает 3К в точке перехода Т=83,3К в поле Н=13,5К. В области фазовых переходов II рода $Tb_{1-x}Y_xCo_2$ зависимость ΔT от поля определяется соотношением $\Delta T \sim H^{2/3}$, в то время как в $HoCo_2$ в области фазовых переходов I рода $\Delta T \sim H^2$.

Большие значения МКЭ в системе $(TbY)Co_2$ в широком интервале температур 150-250К создают возможность использования данных материалов в каскадном магнитном рефрижераторе

1. Р.З. Левитин, А.С. Маркосян. *УФН*, т.155, с. 647.
2. Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, В.В. Снегирев. *ФТТ*, т.26 (1984), с.29.
3. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. The magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 2003, 475 p.
4. S.A. Nikitin, A.M. Tishin. *Cryogenics*, v.31 (1991) p.166.

ГИГАНТСКАЯ ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ $HoCo_{2-X}Ga_X$

С.А. Никитин[1,4] , А.Ю. Карпенков[2,4], И.С. Терёшина[3,4],
Д.Ю. Карпенков[2], Т. Палевски[4]
[1]*Физический факультет МГУ им. Ломоносова, г.Москва, Россия*
[2]*Физико-технический факультет ТвГУ, г. Тверь, Россия*
[3]*Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, г. Москва, Россия*
[4]*Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, г.Вроцлав, Польша*

Основным объектом исследования в данной работе явилась магнитострикция интерметаллического соединения $HoCo_2$. Кроме того, нами была исследована магнитострикция замещенных составов $HoCo_{2-x}Ga_x$, в которых магнитоактивный кобальт замещался галлием (в отличие от атомов Co атомы Ga не несут парамагнитного момента) в области концентраций $0 \le x \le 0.4$.

Образцы были получены методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Измерения магнитострикции проводились тензометрическим методом. Измеряемые образцы представляли собой плоскопараллельные пластинки толщиной 1 – 3 мм и имели линейные размеры 4 х 5 мм. На поверхность образца приклеивались тензодатчики Vishay Micromeasurements & SR-4. Заключительным этапом подготовки тензодатчиков на образцах являлась термообработка на воздухе при температуре 100^0C в течение 3 часов.

Измерения магнитострикции проводились с использованием сверхпроводящего магнита Oxford в Международной Лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша) в полях до 100 кЭ в широком интервале температур 4.2К - 250К.

Соединение $HoCo_2$ обладает кубической кристаллической решеткой типа фаз Лавеса и является двух-подрешеточным магнетиком. Известно, что магнетизм данного соединения (ферримагнитное упорядочение подрешеток гольмия и кобальта) при температурах ниже температуры Кюри ($T_C = 80$ K) формируется, главным образом, благодаря подрешетке Ho. Соединения RCo_2 с немагнитными редкими землями (Y, Lu) являются обменно-усиленными парамагнетиками [1]. Подрешетка Ho создает эффективное обменное поле $H_{R\text{-}Co}$, которое действует на подрешетку Co, приводя к ее магнитному упорядочению. Кроме того, существует обменное взаимодействие между зонными 3-d электронами.

В связи с вышеизложенным, в кубических интерметаллидах RCo_2 (в отличие от RFe_2, где преобладает одноионная магнитострикция (МС)) реализуются два механизма МС. Помимо одноионной (анизотропной) МС возникает большая по величине объемная (изотропная) магнитострикция [1,2]. Это явление было подробно изучено нами при измерении

продольной и поперечной магнитострикции соединения $HoCo_2$ в полях до 100 кЭ в
температурном интервале 4.2-120 К.

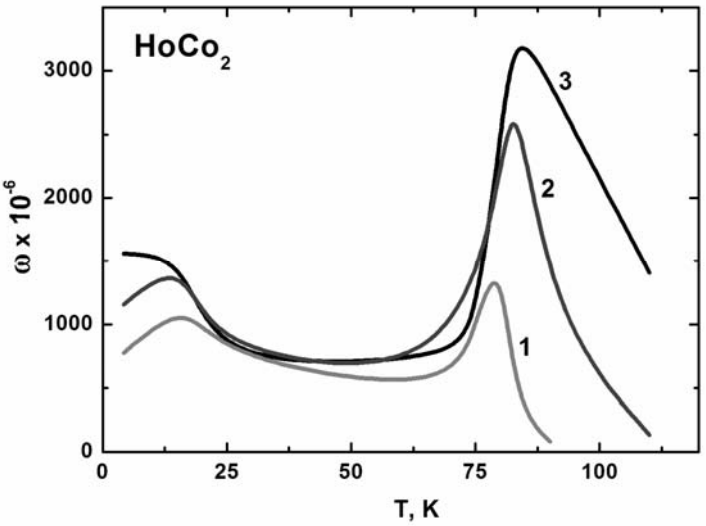


Рис.1 Температурная зависимость объемной магнитострикции для соединения $HoCo_2$ (1 – 10кЭ, 2 – 30кЭ, 3 – 100 кЭ);

Обнаружено (см. рис. 1), что при $T > T_C$ возникает гигантская объемная магнитострикция ($\omega > 3300\times10^{-6}$) в полях выше критического $H_{кр}$ (12 кЭ при T = 80 К (см. рис. 2 (a и b)). Этот эффект можно объяснить тем, что в парамагнитной области (выше T_C) под действием магнитного поля индуцируется «зонный» магнитный момент 3-d электронов в подрешетке кобальта. Гигантские положительные значения объемной магнитострикции обусловлены тем, что и продольная $\lambda_{//}$, и поперечная магнитострикция $\lambda_{\perp}$ демонстрируют достаточно большие положительные значения ($\lambda_{//} = 400\times10^{-6}$ и

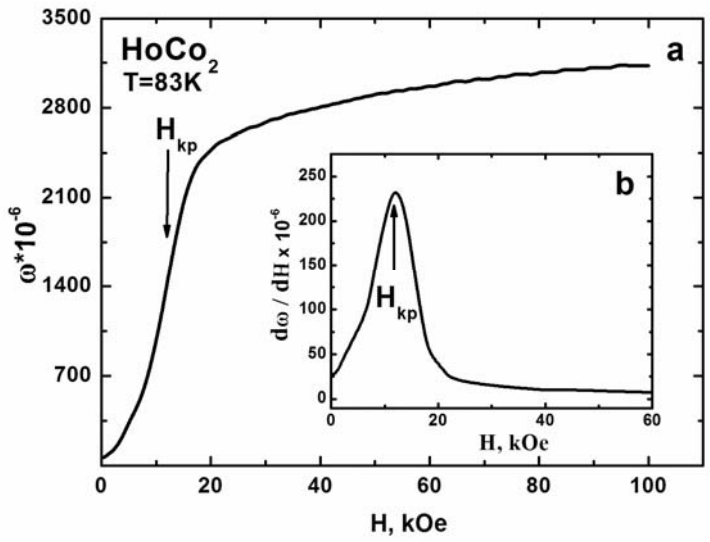


Рис. 2 a) полевая зависимость объемной магнитострикции для соединения $HoCo_2$, b) Полевая зависимость производной объемной магнитострикции от поля для соединения $HoCo_2$.

$\lambda_{\perp} = 1400\times10^{-6}$ при температуре 83 К в магнитных полях 100 кЭ). Под действием магнитного поля наблюдается возрастание объема элементарной ячейки соединения $HoCo_2$ при $H > H_{кр}$. Природа «зонной» магнитострикции связана с зависимостью энергии 3-d зоны от межатомных расстояний [3].

При $T < T_C$ магнитострикция является резко анизотропной. В то время как поперечная МС сохра-

няет положительный знак, знак продольной магнитострикции изменяется и становится отрицательным ($\lambda_{//} = -500 \times 10^{-6}$, а $\lambda_{\perp} = 600 \times 10^{-6}$ при температуре 70 К в магнитном поле 100 кЭ). Это поведение МС можно объяснить тем, что на ряду с объемной (изотропной) МС возникает одноионная (анизотропная) МС, обусловленная взаимодействием анизотропного электронного облака 4-f оболочки ионов Но с внутрикристаллическим полем.

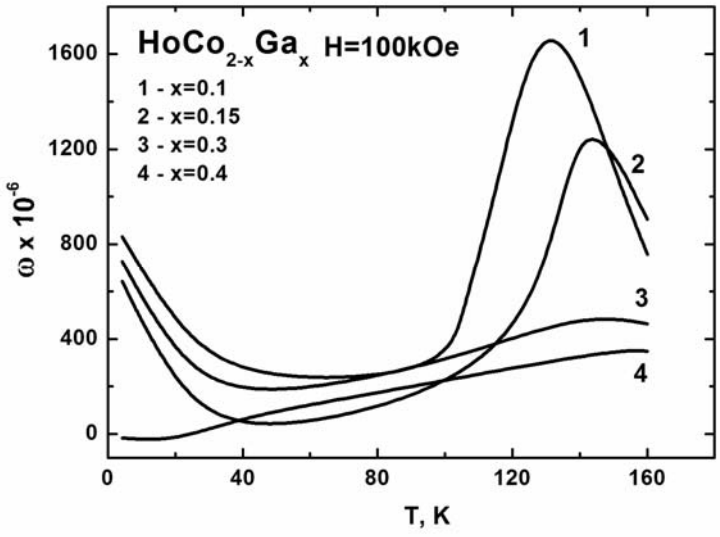


Рис.3 Температурные зависимости объемной магнитострикции для соединений $HoCo_{2-x}Ga_x$.

Далее нами были проведены исследование полевых и температурных зависимостей магнитострикции замещенных составов $HoCo_{2-X}Ga_X$ (атомы Со ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^7$) частично замещались на атомы Ga ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^1$)). Результатом таких замещений является изменение межатомных расстояний, концентрации 3-d электронов, смещение уровня Ферми и возрастание температуры Кюри без изменения типа кристаллической структуры.

В ходе измерений было установлено, что увеличение концентрации Ga приводит к резкому уменьшению значения объемной магнитострикции (рис. 3), вследствие уменьшения магнитного момента 3-d подрешетки. Как видно из приведенного графика вблизи температуры Кюри (которая увеличивает с увеличением x) наблюдается характерный резкий максимум температурной зависимости объемной магнитострикции только для соединений с небольшим содержанием Ga (x = 0.1 и 0.15). Соединения с содержанием Ga x = 0.3 и 0.4 демонстрируют достаточно плавную зависимость ω(T).

Обнаруженные гигантские значения объемной магнитострикции в области магнитного фазового перехода в соединении $HoCo_2$ позволяют рассчитывать на его практическое использование в качестве магнитострикционного материала.

1. E. Gratz, A. S. Markosyan. J. Phys.: Condens. Matter 13 (2001) R385–R413. Physical properties of RCo2 Laves phases.

2. К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. – М. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987 – 160с.

3. Tureka, J. Ruszb, M. Diviš. Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2005, Pages 357-363. Electronic structure and volume magnetostriction of rare-earth metals and compounds.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ДВОЙНОГО ОБМЕНА МАНГАНИТОВ МЕТОДАМИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ФИЗИКИ

М.А. Магомедов, А.К. Муртазаев

Институт физики ДагНЦ РАН, Россия

Легированные редкоземельные манганиты с общей химической формулой $Re_{1-x}A_xMnO_3$ (где Re обозначает редкоземельный элемент, A – двухвалентный элемент, в основном Ca, Ba или Sr) обладают целым рядом уникальных свойств, среди которых, в первую очередь, следует отметить колоссальное магнитосопротивление (КМС). Физические свойства этих материалов сильно зависят от концентрации элемента A, который может варьироваться в широких пределах: $0 \le x \le 1$. При этом система переходит через целый ряд фазовых переходов с различными типами упорядочения: магнитного, структурного и электронного [1].

Другим интересным свойством манганитов является появление металлической ферромагнитной фазы в некотором интервале концентраций вблизи $x \approx 0.3$. К примеру, манганит $LaMnO_3$ является антиферромагнитным диэлектриком. При замещении лантана кальцием материал становиться ферромагнитным металлом, а при концентрациях $x \ge 0.5$ – снова антиферромагнитным диэлектриком.

Также интересным явлением, наблюдающимся в манганитах является зарядовое упорядочение, которое состоит в упорядочении расположения ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} на решетке: при половинном легировании ($x = 0.5$) ионы Mn^{3+} располагаются в одной из подрешеток, а ионы Mn^{3+} – в другой. Зарядовое упорядочение сопровождается также и орбитальным упорядочением. Одним из видов такого упорядочения в манганитах является возникновение полосовых структур. Подобные структуры были ранее обнаружены и в высокотемпературных сверхпроводниках, однако, в отличие от них, в манганитах они возникают в диэлектрической фазе

Для описания реальных манганитов кроме двойного обмена следует учитывать и косвенное (через ионы кислорода) антиферромагнитное обменное взаимодействие локализованных спинов ионов Mn. Тогда в системе наблюдается конкуренция ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий.

Строгий учет квантового характера поведения системы связан со значительными трудностями, вследствие чего, как правило, используется классический гамильтониан. Исходя из сказанного, нами рассмотрена следующая модель, описывающая поведение манганитов [2, 3]:

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{\mathbf{S}}_i \vec{\mathbf{S}}_j - \frac{1}{2} J_{DE} \sum_{\langle k,l \rangle} \sqrt{1 + \vec{\mathbf{S}}_k \vec{\mathbf{S}}_l} \,, \qquad \left| \vec{\mathbf{S}}_i \right| = 1, \tag{1}$$

где $\vec{\mathbf{S}}_i = \left(S_i^x, S_i^y, S_i^z,\right)$ – классический гейзенберговский спин в узле *i*. Первая сумма учитывает косвенное обменное взаимодействие ионов марганца через ионы кислорода, вторая – двойной обмен.

В последнее время при исследовании сложных систем хорошо себя зарекомендовал метод Монте-Карло. Среди современных методов Монте-Карло простотой в реализации и высокой эффективностью отличается однокластерный алгоритм Вульфа [4]. Данный алгоритм широко применяется для исследования фазовых переходов и критических явлений в изотропных спиновых системах, однако его применение для исследования моделей реальных магнетиков, в которых следует учитывать различные усложняющие факторы, такие как одноосная анизотропия, становится проблематичным. Нами была выполнено обобщение этого алгоритма для исследования систем, которые могут быть описаны гамильтонианом типа (1).

Расчеты проводились на образцах кубической формы с линейными размерами $L = 10 \div 40$, при этом количество спинов в системе составило $N = 1000 \div 64000$. На систему накладывались периодические граничные условия.

В данной работе приводятся результаты исследования системы с параметрами взаимодействия $J = 1$ и $J_{DE} = -1$. В дальнейшем планируется провести комплексное изучение данной системы и при других значениях J и J_{DE}.

Для данной модели рассчитаны с высокой точностью температурные зависимости основных термодинамических величин (энергия $\boldsymbol{E}$, теплоемкость $\boldsymbol{C}$, намагниченность $\boldsymbol{m}$, параметр порядка $\boldsymbol{q}$, подрешеточные намагниченности $\boldsymbol{m}_1$ и $\boldsymbol{m}_2$, восприимчивость $\boldsymbol{\chi}$, и т.д.). При вычислении термодинамических характеристик системы использовались следующие флуктуационные соотношения [5, 6]:

$$\boldsymbol{q} = \langle \boldsymbol{m}_1 - \boldsymbol{m}_2 \rangle = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i \in A} \boldsymbol{S}_i - \sum_{i \in B} \boldsymbol{S}_i \right\rangle, \tag{2}$$

$$C = \left(NK^2\right)\left(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2\right), \tag{3}$$

$$\chi = \left(NK\right)\left(\langle q^2 \rangle - \langle q \rangle^2\right), \tag{4}$$

где $K = |J_1|/k_B T$, $\boldsymbol{m}_1$, $\boldsymbol{m}_2$ – магнитные моменты подрешеток.

Рассчитанные таким образом значения параметра порядка $\boldsymbol{q}$ и теплоемкости $\boldsymbol{c}$ приведены на рисунках 2 и 3. Значения температуры приведены в относительных единицах (в единицах обменного интеграла $|J|/k_B$). Отметим также, что погрешность данных не превышает размеры использованных на рисунках символов.

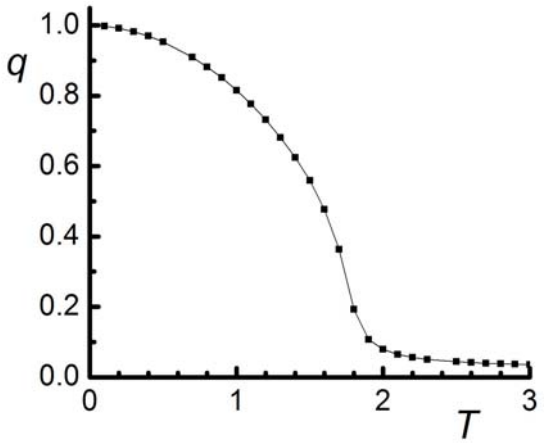


Рис.1. Температурная зависимость параметра порядка ***q***.

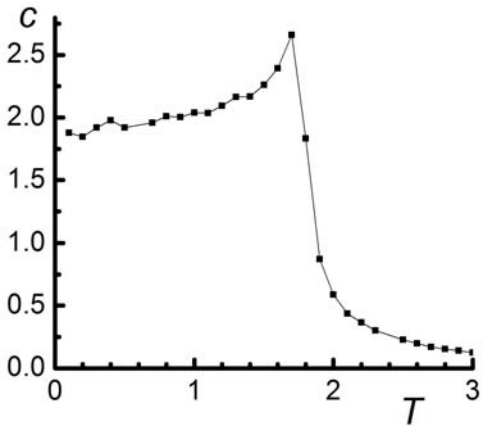


Рис.2. Температурная зависимость теплоемкости ***c***.

При определении критических индексов системы на основе теории конечно-размерного скейлинга большое значение имеет точность определения критической температуры. Нами для определения температуры фазового перехода использовался высокоточный метод кумулянтов Биндера [6]:

$$U_L = 1 - \left\langle q^4 \right\rangle_L \Big/ 3\left\langle q^2 \right\rangle_L^2 . \qquad (5)$$

Согласно теории конечно-размерного скейлинга кумулянты U_L для систем с различными линейными размерами рассчитанные по формуле (5) должны пересекаться в точке фазового перехода.

При вычислении критических индексов системы использовались следующие выражения:

$$C_{\max}(L) = C_{\max}(L=\infty) - aL^{\alpha/\nu}, \qquad (6)$$

$$m \propto L^{-\beta/\nu}, \qquad (7)$$

$$\chi \propto L^{\gamma/\nu}, \qquad (8)$$

Работа выполнена при поддержке Фонда Дмитрия Зимина «Династия».

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин, УФН, **171**, 121 (2001).
2. Shan-Ho Tsai, D.P. Landau, cond-mat/0302397.
3. A.A. Caparica, A. Bunker, D.P. Landau, Phys. Rev. B., 62, N14, 9458 (2000).
4. U. Wollf, Phys. Rev. Lett., **62**, 361 (1989).
5. И.К. Камилов, А.К. Муртазаев, М.А. Магомедов, ЖЭТФ, **120**, 1535 (2001).
6. K. Binder, E. Luijten, Physics Reports, **344**, 179 (2001).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВЕ $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ МЕТОДОМ МОНТЕ – КАРЛО

В.В. Соколовский, В.Д. Бучельников, С.В. Таскаев

Челябинский государственный университет, 454001, Челябинск

Магнитокалорический эффект (МКЭ) – внутреннее свойство любого магнитного материала, заключающееся в изменении его температуры ΔT и энтропии ΔS при изменении напряженности магнитного поля. При этом в зависимости от природы материала возможно два типа МКЭ: положительный ($\Delta T>0$, $\Delta S<0$) и отрицательный ($\Delta T<0$, $\Delta S>0$). Положительный МКЭ наблюдается в сплавах с ферро-парамагнитным (ФМ - ПМ) переходом (Gd-Ge-Si, Mn-As, Ni-Mn-Ga), отрицательный МКЭ – в сплавах с антиферро-ФМ (АФМ-ФМ) переходом (Fe-Rh) [1]. Недавние исследования показали, что в сплавах Гейслера Ni-Mn-X (X = In, Sn, Sb) наблюдаются два типа МКЭ. Отрицательный МКЭ проявляется в области структурного перехода и связан с наличием в мартенситной фазе ФМ и АФМ взаимодействий между атомами Mn. Положительный МКЭ наблюдается в аустенитной фазе в области ФМ-ПМ перехода [2].

В предложенной модели для описания МКЭ в сплавах Ni-Mn-X рассматривается взаимодействие между магнитной и структурной подсистемой на простой кубической решетке. Решетка состоит из магнитных атомов Mn и «вмороженных» немагнитных примесей (атомы Ni и X). В магнитной подсистеме мы пренебрегаем взаимодействиями Ni-Mn, Ni-X и Mn-X, в то время как в структурной подсистеме учитываются взаимодействия между всеми атомами. Для описания магнитной подсистемы используется модель Поттса «5-состояний» [3], позволяющая исследовать АФМ-ФМ и ФМ-ПМ переходы. Структурная подсистема описывается моделью трех состояний Блюме-Эммери-Гриффитса [3], в которой возможен структурный переход из кубической в тетрагональную фазу. При этом в тетрагональной фазе часть атомов Mn_1 взаимодействует между собой ФМ и АФМ с другой частью атомов Mn_2. Конфигурация Mn_2, Ni и X атомов на решетке устанавливается произвольно, и их процентное соотношение определяется из композиционного состава сплавов $Ni_{50}Mn_{25+x}X_{25-x}$. В кубической фазе взаимодействие между всеми атомами Mn является ФМ.

Обобщенный гамильтониан системы (1) включает в себя магнитную часть (2), упругую (3) и магнитоупругое взаимодействие [3].

$$H = H_m + H_{el} + H_{int}, \qquad (1)$$

$$H_m = -J_{fm}\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j} - J_{afm}\frac{(T-T_{afm})}{T_{afm}}\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j} - g\mu_B H_{ext}\sum_i \delta_{S_i,S_g}, \qquad (2)$$

$$H_{el} = -(J + U_1 g\mu_B H_{ext}\sum_i \delta_{\sigma_i\sigma_g})\sum_{<i,j>}^{NN}\sigma_i\sigma_j - K\sum_{<i,j>}^{NN}(1-\sigma_i^2)(1-\sigma_j^2) - zk_BT\ln(p)\sum_i(1-\sigma_i^2), \quad (3)$$

$$H_{int} = 2U\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j}\left(1/2-\sigma_j^2\right)\left(1/2-\sigma_i^2\right) - U/2\sum_{<i,j>}\delta_{S_i,S_j}. \quad (4)$$

Здесь, J_{fm}, J_{afm} – обменные интегралы ФМ и АФМ взаимодействия между атомами Mn; J, K – константы обменного взаимодействия в структурной подсистеме; $\delta_{Si,Sj}$ – символ Кронекера; S_g – спин, указывающий направление внешнего магнитного поля; T – температура; T_{afm} – температура при которой происходит смена АФМ на ФМ взаимодействие; z–координационное число, равное 6; g – фактор Ландэ; μ_B - магнетон Бора; k_B – постоянная Больцмана; U и U_1 – магнитоупругие константы; p – фактор вырождения; σ_i – структурные степени свободы (микродеформации) узлов решетки структурной подсистемы, значения σ_i=0 – неискаженная фаза, σ_i=±1 – искаженная фаза; σ_g – значение деформации, определяющее ориентацию мартенситного варианта во внешнем магнитном поле.

Выражения для намагниченности, деформации, теплоемкости и энтропии имеют вид:

$$m = (qN_{\max} - N_{mag})/N_{mag}(q-1), \varepsilon = \sum_i^N \sigma_i / N. \quad (5)$$

$$C(T,H_{ext}) = \left(\frac{1}{N}\right)\frac{<H^2> - <H>^2}{k_BT^2},\ S(T,H_{ext}) = \int_{T_1}^{T_2}\frac{C(T,H_{ext})}{T}dT, \quad (6)$$

Здесь, N_{max} максимальное количество узлов, имеющих одинаковое спиновое состояние, N_{mag} число магнитных атомов. В случае ε=0, система находиться в кубической фазе. В случае ε=1, имеет место тетрагональная фаза одного мартенситного варианта.

Моделирование решетки, расчет средней энергии системы, намагниченности и МКЭ в сплаве $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ проводится с помощью стандартного алгоритма Метрополиса [3]. Количество узлов в решетке $N=20^3$ и число шагов Монте-Карло - 10^6. В процессе моделирования мы использовали следующие параметры: J=1.4 meV, J_{fm}=10.64 meV, J_{afm}=9.8 meV, K=-0.07 meV, U=-5.46 meV, T_{afm}=1.3 meV, U_1=0.4. Выбор параметров модели осуществлялся также как и в работе [3].

На рис. 1 приведены теоретические и экспериментальные кривые намагниченности сплава $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ в магнитных полях 0 и 1.3 Тл. Как видно из рис. 1 при охлаждении сплава происходят два последовательных фазовых перехода при температурах ~305 K ($T^*=k_BT/zJ$ ~3.1) и ~220K (T^*~2.25). Первый переход характеризует магнитный переход ПМ аустенит – ФМ аустенит. Второй переход соответствует связанному магнитоструктурному переходу ФМ аустенит – смешанный ФМ – АФМ мартенсит.

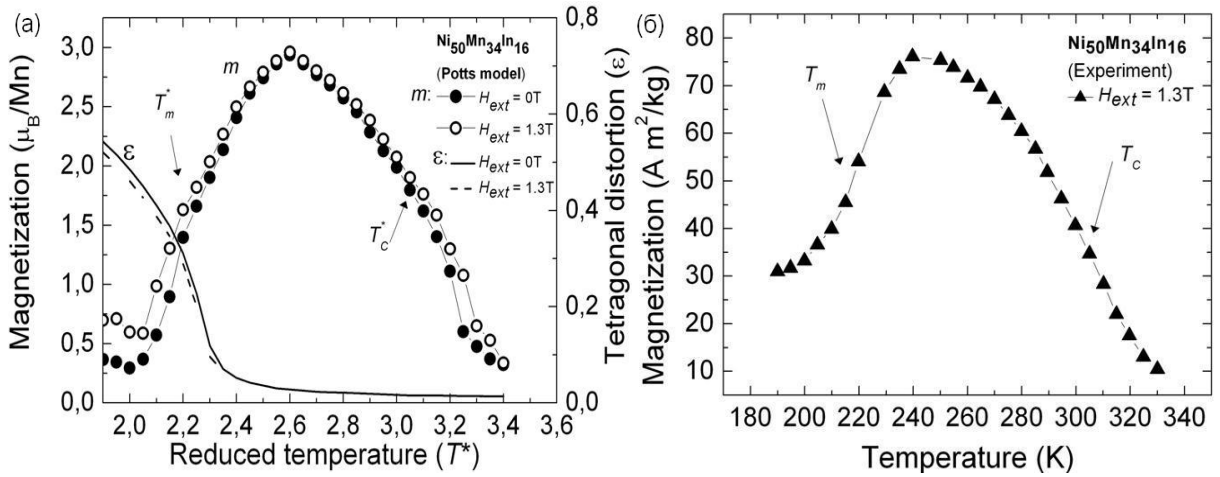


Рис. 1. а) Теоретические температурные зависимости намагниченности и деформации сплава $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ в магнитных полях 0.1 и 1.3 Т, б) экспериментальная кривая намагниченности сплава $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ в магнитном поле 1.3 Т [2].

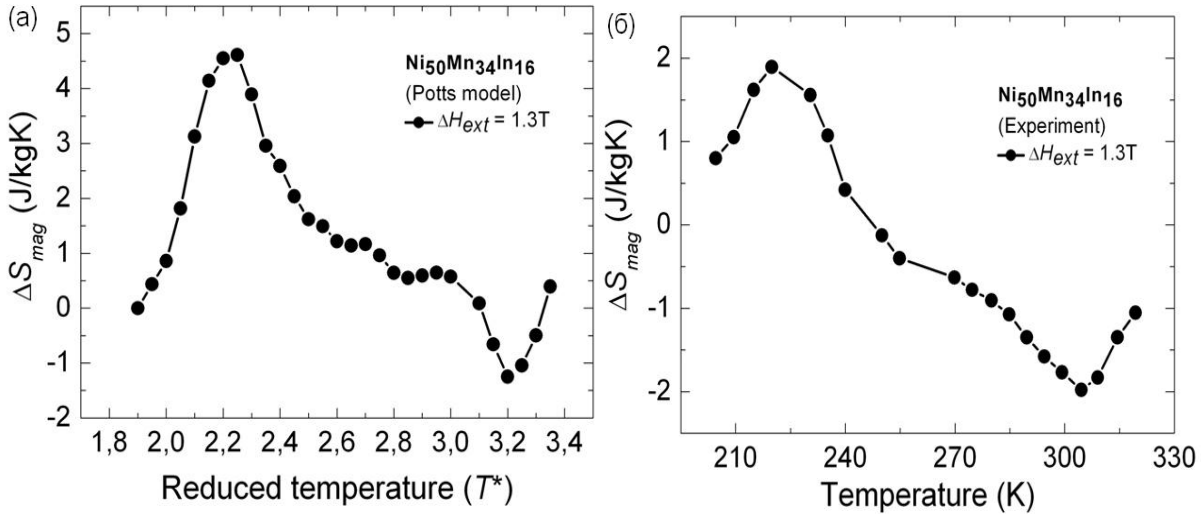


Рис. 2. а) Теоретическое и б) экспериментальное изменение энтропии в сплаве $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ при изменении магнитного поля от 0 до 1.3 Т.

На рис.2 приведены теоретическое и экспериментальное изменение энтропии в сплаве $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ при изменении магнитного поля от 0 до 1.3 Т. При уменьшении температуры наблюдаются в области перехода ФМ–ПМ аустенит положительный МКЭ ($\Delta S<0$) и в области структурного перехода – отрицательный МКЭ ($\Delta S>0$). Экспериментальная величина МКЭ получена из соотношения Максвелла [2]. Видно, что теоретические и экспериментальные значения ΔS хорошо согласуются между собой.

Таким образом, предложенная модель позволяет качественно и количественно описать наблюдаемые в эксперименте поведения намагниченности и МКЭ в сплавах Ni-Mn-X (X= In, Sn, Sb).

Работа поддержана грантами РФФИ 06-02-39030-ГФЕН, 08-02-91317-ИНД, 07-02-96029-р-урал, 07-02-13629-ОФИ_ц и 08-02-91317.

1. Gschneidner K.A. Jr. Et al., Rep. Prog. Phys. **68**, 1479 – 1539 (2005).
2. Moya X. et al., Phys. Rev. B **75,** 184412 (2007).
3. Buchelnikov V.D. et al., Phys. Rev. B **78**, 184427 (2008).

МАГНИТНЫЙ ВКЛАД В ЭНТРОПИЮ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА RCo_2 В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

А.В. Прошкин [а,б], Н.В. Баранов[а,б], А.В. Королев[а]

[а] *Институт Физики Металлов УрО РАН, Екатеринбург*
[б] *Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург*

В последнее время увеличивается интерес к изучению магнитокалорического эффекта (МКЭ) различного рода соединений, так как этот эффект можно использовать при создании магнитных рефрижераторов. Кубические фазы Лавеса типа RT_2 (R-редкоземельный элемент, T=Co, Ni) рассматриваются как перспективные материалы для магнитного охлаждения [1]. Наибольшая величина МКЭ наблюдается у соединений RCo_2, обладающих магнитным фазовым переходом первого рода (R = Er, Dy, Ho), который обусловлен зонным метамагнетизмом коллективизированных электронов кобальта. МКЭ в соединениях RCo_2 описывается в модели [2], в которой основной вклад в изменение магнитной энтропии RCo_2 (R = Er,Dy,Ho) связан с редкоземельной подрешеткой, а вклад от 3d электронной подсистемы предполагается пренебрежимо малым. Однако, большая величина МКЭ наблюдается и в соединениях на основе 3d металлов, в которых нет редкоземельных элементов. В частности, изотермические изменения магнитной части энтропии $|\Delta S_m|$ = 20-35 J kg^{-1} K^{-1} обнаружены в соединениях MnFe(P,As) и $La(Fe,Al)_{13}$ [1]. МКЭ в этих соединения связывается с магнетизмом 3d коллективизированных электронов. В связи с этим можно полагать, что в соединениях RCo_2 вклад в МКЭ дают как редкоземельная, так и Co подсистема.

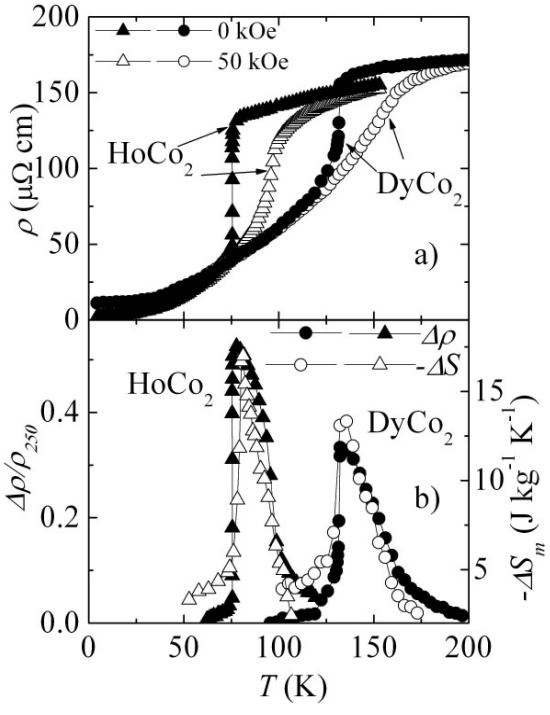


Рис.1. Температурные зависимости: (a) сопротивления в поле H=0 и 50 kOe; (b) относительного изменения сопротивления и изменения энтропии соединений $HoCo_2$ и $DyCo_2$.

В данной работе представлены результаты исследований МКЭ и магнитосопротивления соединений $R_{1-x}Y_xCo_2$ (R = Er, Dy, Ho), $Er_{1-x}Ho_xCo_2$ $Tm_{1-x}Tb_xCo_2$. Величина МКЭ для каждого соединения рассчитывалась из данных по намагниченности с использованием соотношения Максвелла [1]. Как показано на рис. 1a, включение магнитного поля 50 кЭ приводит к значительным изменениям электросо-

противления при температурах выше температуры Кюри. Оказалось, что температурная зависимость относительного изменения электросопротивления под действием поля 50 кЭ коррелирует с изменением $-\Delta S_m$ (см. рис.1b).

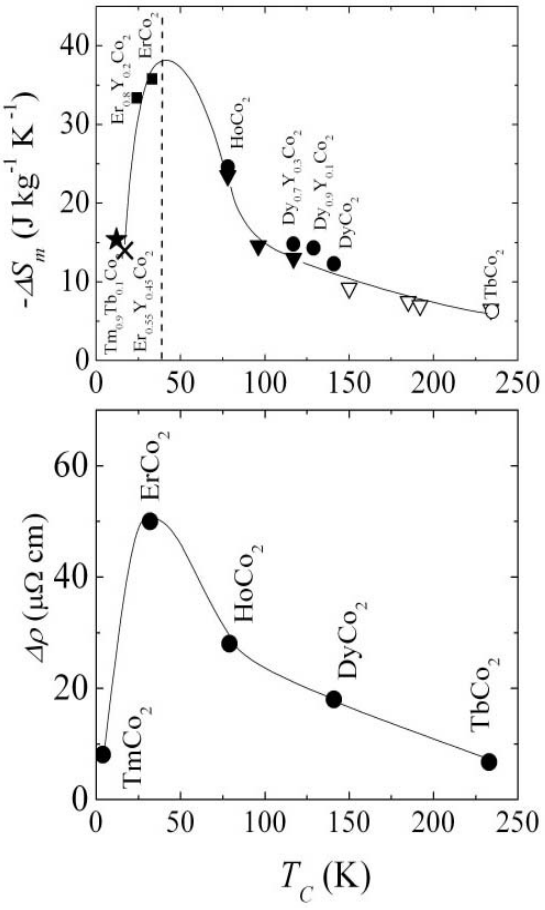


Рис.2. (a) Зависимость максимума $-\Delta S_m$ от температуры Кюри соединений типа RCo_2, полученная при изменении магнитного поля от 0 до 50 kOe.
(b) Магнитный вклад $\Delta\rho$ в электросопротивление соединений RCo_2 по данным [5,3].

Аналогичное поведение обнаружено нами для $R_{1-x}Y_xCo_2$ (R = Dy, Ho), а также для квазибинарных соединений $Er_{1-x}Ho_xCo_2$. Ранее подобная корреляция между изменением магнитной энтропии и сопротивления под действием магнитного поля была установлена для ряда соединений в окрестности магнитных фазовых переходов 2-го рода [1]. В литературе в качестве основной причины большого значения $\Delta\rho$ в соединениях RCo_2 называют изменение вклада от рассеяния на спиновых флуктуациях [3]. Обнаруженная корреляция между поведением $-\Delta S_m$ и $\Delta\rho$ позволяет предположить, что спиновые флуктуации также оказывают влияние на изотермическое изменение энтропии.

На рис.2a показано изменение максимума магнитного вклада в энтропию $-\Delta S_m$ при вариации магнитного поля от 0 до 50 kOe в зависимости от температуры Кюри соединений типа RCo_2: $R_{1-x}Y_xCo_2$ (R=Er, Dy [4]), $Ho_{1-x}Tb_xCo_2$ [6] и $Tm_{0.1}Tb_{0.9}Co_2$ [7]. Зависимость изменения магнитного вклада $-\Delta S_m$ от T_C имеет следующие особенности: а) немонотонный вид с максимумом в окрестности 40-50 K; б) величины ΔS_m, соответствующие фазовому переходу первого рода (темные символы на рис.1a) и второму роду (светлые символы на рис.1a), лежат на одной кривой; в) замещение Er на Y в соединении $ErCo_2$ приводит к уменьшению ΔS_m, в то время как, в соединениях $Dy_{1-x}Y_xCo_2$ такое замещение вызывает рост $-\Delta S_m$ [4].

Следует отметить, что максимальный магнитный вклад в энтропию, связанный с редкоземельной подрешеткой в RCo_2 (R=Tm, Er, Ho, Dy, Tb) $S_m^{theor} = R \cdot \ln(2J+1)$, лежит в достаточно узком интервале: 74 – 81 J kg^{-1} K^{-1}. Значения намагниченность насыщения этих соединений также близки друг к другу. Эти данные не предполагают большого отличия в значениях ΔS_m в

соединениях RCo_2 с различными атомами R и немонотонного поведения зависимости $-\Delta S_m(T_C)$. Как видно рис. рис.2b максимальное значение магнитного вклада в сопротивление ($\Delta\rho = \rho_{RCo2} - \rho_{YCo2}$) соединений RCo_2 при изменении температуры ведет себя также не монотонно с максимумом в той же области температур, что и $-\Delta S_m(T_C)$. В литературе считается общепринятым, что наличие дополнительного магнитного вклада в электросопротивление в магнитных соединениях RCo_2 по сравнению с парамагнитным YCo_2 связано в основном с рассеянием на спиновых флуктуациях в подсистеме коллективизированных электронов [3]. Это подтверждается, в частности, тем обстоятельством, что максимум $\Delta\rho$ наблюдается вблизи температуры спиновых флукутаций $T_{sf} \sim 40$ К [3]. Тот факт, что в окрестности T_{sf} достигает максимума и величина изотермического изменения магнитного вклада в энтропию, может рассматриваться, как дополнительный аргумент в пользу предположения о влиянии спиновых флуктуаций в подсистеме коллективизированных 3d электронов на магнитокалорический эффект в соединениях RCo_2. Это предположение позволяет также объяснить различие в поведении ΔS_m в разбавленных соединениях $R_{1-x}Y_xCo_2$ (R = Er, Dy). По нашему мнению, различное поведение ΔS_m связано с тем, что увеличение содержания иттрия в $Dy_{1-x}Y_xCo_2$ приближает температуру Кюри к температуре спиновых флуктуаций, а в случае $Er_{1-x}Y_xCo_2$ происходит обратная ситуация: при разбавлении Er подсистемы иттрием температура Кюри этих соединений отдаляется от T_{sf}, при которой вклад от спиновых флуктуаций максимальный.

Полученные результаты показывают, на поведение магнитотепловых свойств соединений RCo_2 наряду с редкоземельной подрешеткой оказывает влияние подсистема коллективизированных 3d электронов кобальта.

1. A. Gschneidner, Jr., V. K. Pecharsky, A. O. Tsokol, Rep. Prog. Phys., **68,** 1479 (2005).
2. N. A. de Oliveira, P. J. von Ranke, M. V. Tovar Costa, A. Troper, Phys. Review B, **66**, 094402 (2002).
3. E. Gratz, R. Resel, A. Burkov, E. Bauer, A. Markosyan, A. Galatanu, J. Phys.: Condens. Matter, **7**, 6687 (1995).
4. N.H. Duc, Anh D. T. Kim, P. E. Brommer, Physica B, **319**, 1 (2002).
5. N. H. Duc, P. E. Brommer. Handbook of Magnetic Materials **12**. Amsterdam: Elsevier (1999).
6. M. Balli, D. Fruchart, D. Gignoux, J. Mag. Mag. Matter., **314,** 16 (2007).
7. N. V. Baranov, A. A. Yermakov, A. Podlesnyak, S. Gvasaliya, A. N. Pirogov, A. V. Proshkin, Phys. Rev. B, **73**, 104445 (2006).

ГИГАНТСКАЯ ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ ПАРАПРОЦЕССА И ИНВАРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ Y_2Fe_{17}

С.А. Никитин[1], Г.А. Политова[1], А.И. Смаржевская[1], К.П. Скоков[2]

[1] *Физический факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова*
[2] *Тверской Государственный Университет*

Соединения R_2Fe_{17} (R = Dy – Lu, Y) имеют гексагональную структуру типа Th_2Ni_{17}. Целью данной работы явилось детальное изучение магнитострикционных свойств и теплового расширения монокристалла соединения Y_2Fe_{17}, что дает возможность получить ценную информацию о подрешетке Fe для всего класса соединений R_2Fe_{17}.

В данной работе была измерена температурная и полевая зависимости продольной и поперечной магнитострикции монокристалла Y_2Fe_{17} и его тепловое расширение в интервале температур 110-370 К в магнитных полях до 12кЭ, приложенных вдоль гексагональной оси **c** и вдоль оси **a** в базисной плоскости монокристалла. Монокристаллический образец имел форму диска, плоскостью которого являлась кристаллографическая плоскость, содержащая оси **a** и **c**. Магнитострикция и тепловое расширение измерялись тензометрическим методом. Монокристалл Y_2Fe_{17} был выращен в индукционной печи при длительной температурной выдержке слитка при температурах несколько ниже температуры плавления.

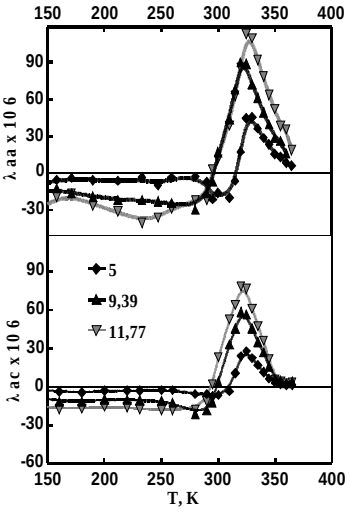


Рис 1

На рис.1 (а,б) представлена температурная зависимость магнитострикции λ_{aa}, λ_{ac} (первый индекс указывает на направление приложенного поля, второй - на направление измерения магнитострикции) в полях 5, 9.4 и 12 кЭ. Видно, что в районе температуры Кюри T_c (320К) наблюдаются максимумы магнитострикции при различных значениях магнитного поля. Значения магнитострикции в поле вдоль базисной плоскости и вдоль оси с положительны и достигают максимальных значений $70\text{-}150*10^{-6}$ в магнитном поле $\approx$ 12 кЭ в районе температуры Кюри.

Из полученных нами экспериментальных данных были рассчитаны магнитострикционные константы λ_{11}^a, λ_{12}^a, λ_{21}^a, λ_{22}^a, зная которые, можно определить магнитострикционную деформацию при любой комбинации на-

правляющих косинусов вектора намагниченности и направления деформации:

$$\lambda_{\alpha\beta} = \frac{1}{3}\lambda_{11}^{a} + 2\lambda_{21}^{a}\left(\beta_z^2 - \frac{1}{3}\right) + \frac{1}{2\sqrt{3}}\lambda_{12}^{a}\left(\alpha_z^2 - \frac{1}{3}\right) + \sqrt{3}\lambda_{22}^{a}\left(\alpha_z^2 - \frac{1}{3}\right)\left(\beta_z^2 - \frac{1}{3}\right), \quad (1)$$

где α_z и β_z -направляющие косинусы вектора намагниченности и направления деформации соответственно. Константы λ_{11}^{a} и λ_{21}^{a} учитывают изотропное парное обменное и псевдодипольные взаимодействия двух соседних магнитных ионов. Константы λ_{12}^{a} и λ_{22}^{a} учитывают анизотропное взаимодействие магнитного иона с кристаллическим полем, которое создается окружающими ионами кристаллической решетки. На рис. 2 представлена температурная зависимость найденных констант в поле 12 кЭ. Видно, что константы обменной природы λ_{11}^{a} и λ_{21}^{a} имеют гигантские значения (400-300*10^{-6}). Следовательно, магнитострикция в области температуры Кюри имеет значительный вклад за счет обменного взаимодействия.

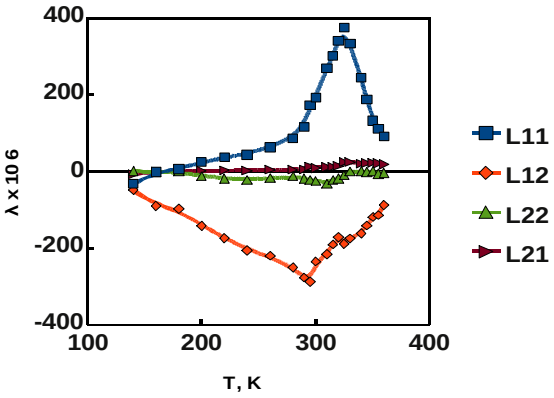


Рис 2

Из формулы (1) следует, что объемная магнитострикция $\omega_a(H \| \mathbf{a})$ может быть вычислена по значениям магнитострикционных констант

$$\omega_a = 2\lambda_{ac} + \lambda_{aa} = \lambda_{11}^{a} - \frac{1}{2\sqrt{3}}\lambda_{12}^{a}, \quad (2)$$

а $\omega_c(H \| \mathbf{c})$ может быть представлена в виде

$$\omega_c = \lambda_{cc} + 2\lambda_{ca} = \lambda_{11}^{a} + \frac{1}{\sqrt{3}}\lambda_{12}^{a} \quad (3)$$

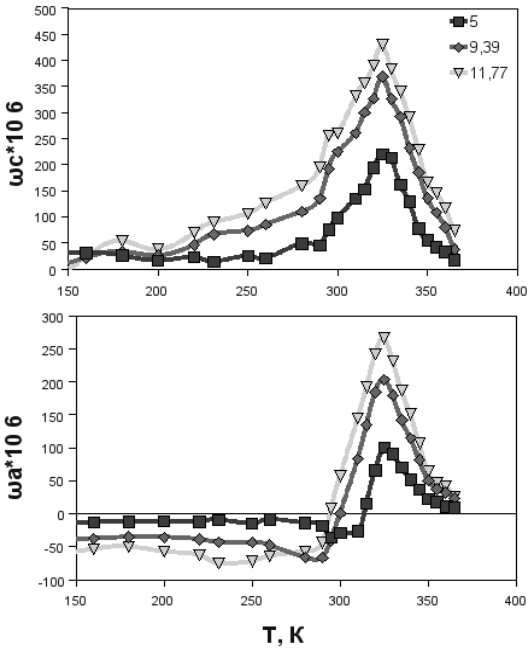


Рис 3

Температурные зависимости объемной магнитострикции ω_c и ω_a парапроцесса представлены на рис.3. Видно, что она достигает гигантских значений в районе температуры Кюри, что на порядок величины превышает магнитострикцию парапроцесса в инварных сплавах на основе Fe-Ni. Зависимости объемной магнитострикции от намагниченности σ удовлетворяют в области температуры Кюри соотношению $\omega_c/\sigma^2 = \alpha + \beta\,\sigma^2$.

На рис. 4 представлены температурные зависимости теплового расширения и его коэффициента (вставка), измеренных вдоль осей a и c монокристалла.

Вдоль кристаллографической оси **a** размеры образца ниже T_c аномально возрастают. В области T_c наблюдается максимум коэффициента теплового расширения.

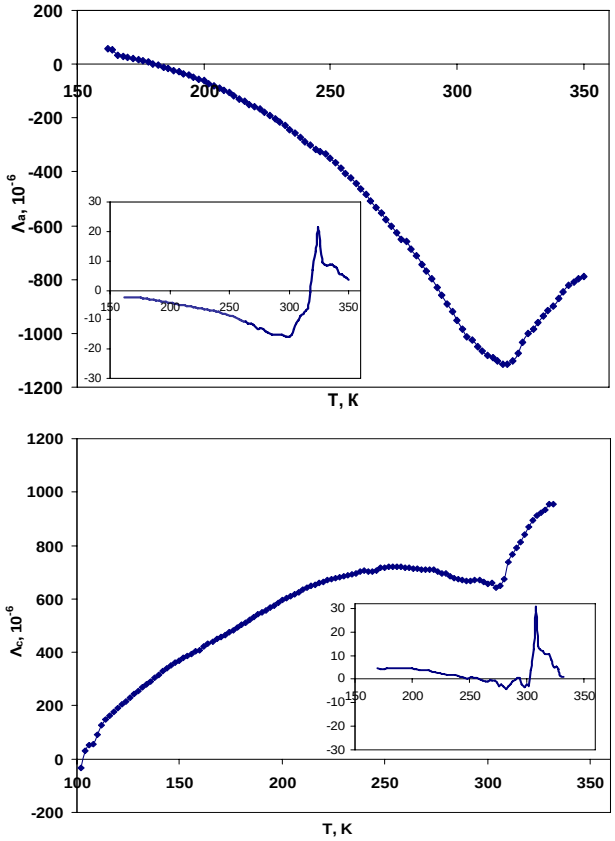


Рис. 4

Кривая зависимости коэффициента теплового расширения имеет особенность λ-типа, хотя наблюдается аномалия в поведении коэффициента теплового расширения и выше T_c. Отметим аномальный ход температурной зависимости теплового расширения Λ_a и Λ_c: расширение образца при охлаждении вместо обычного сокращения. Этот эффект можно объяснить тем, что кроме обычного теплового расширения (фононного) в магнитоупорядоченном состоянии в Y_2Fe_{17} существует значительный положительный вклад за счет большой спонтанной магнитострикции. При некоторых температурах (≈270К) эти вклады компенсируют друг друга, в результате чего возникают инварные особенности коэффициента теплового расширения (нулевые и отрицательные значения величины α). Следует отметить значительную анизотропию теплового расширения по осям **a** и **c:** коэффициенты α имеют различные значения.

Аномально большую величину объемной магнитострикции парапроцесса и аномалии теплового расширения в соединении Y_2Fe_{17} можно объяснить тем[1], что существует отрицательное обменное взаимодействие между атомами Fe в позициях 4*f*, образующих гантелевидные пары, которое резко зависит от межатомного расстояния Fe-Fe. Для Y_2Fe_{17} большую роль также играют анизотропный и одноэлектронный перескоки внутри «гантели» из атомов Fe(4f), перпендикулярной гексагону из ближайших атомов Fe в позициях 12*j*.

Таким образом, Y_2Fe_{17} является материалом с гигантскими значениями объемной магнитострикции парапроцесса и спонтанной магнитострикции, которые на порядок величины больше их значений в 3*d*-металлах и инварных сплавах Fe-Ni[2].

[1] A. del Moral, C. Abalia, B. Garcia-Landa. Phys Rev. B 61, 10, 6879 (2000).
[2] К. П. Белов, Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках, Москва, Гостехиздат, 1957.

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ $La_{1-x}Ba_xMnO_3$ ($0.2 \leq x \leq 0.3$)

Э.А.Нейфельд, В.Е.Архипов, Н.А.Угрюмова, А.В.Королев, Я.М.Муковский*

Институт физики металлов УрО РАН, 620041, Екатеринбург, Россия
**Московский институт стали и сплавов 117939 Москва, Россия*

В [1] сделано предположение, что возникающие при фазовом расслоении в манганитах области с сильно различающимися электрическими и магнитными свойствами, позволяют рассматривать магнитные и транспортные явления в них, используя перколяционную теорию. Авторы [2] считают, что многие транспортные свойства и переход металл - диэлектрик, возможно, должны быть переинтерпретированы в терминах перколяции.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей удельного электрического сопротивления ($\rho(T)$) и намагниченности ($M(T)$) для монокристаллических образцов $La_{1-x}Ba_xMnO_3$ ($x=0,2$; $0,25$; $0,3$) вблизи температуры Кюри (T_c) и определены критические индексы μ, β. Электрическое сопротивление измерялось четырехзондовым методом. Измерение намагниченности проведено на SQUID-магнитометре MPMS-5XL. На рис.1 показаны зависимости $\rho(T)$ для трех исследуемых образцов.

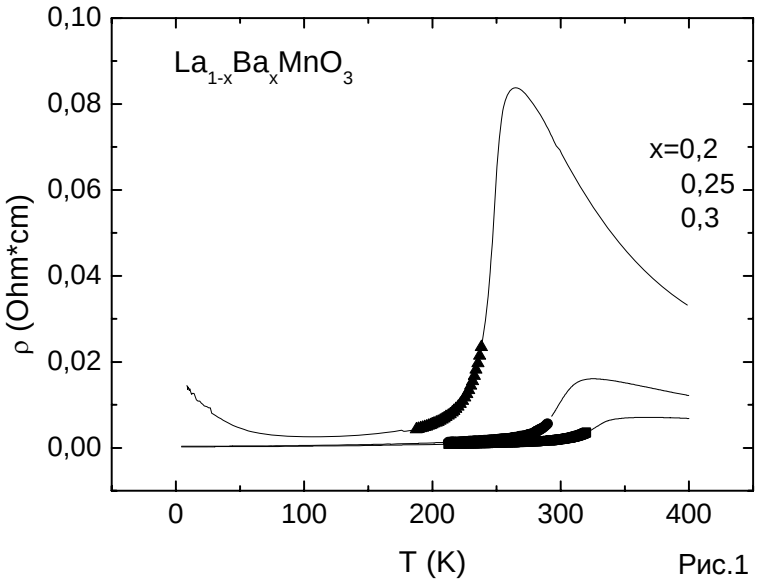


Рис.1

Образец с $x=0,2$ при температуре ниже 100K имеет полупроводниковую зависимость $\rho(T)$, а образцы с $x=0,25$ и $x=0,3$ сохраняют металлическое поведение вплоть до 2K. Значками на графиках выделен температурный интервал, в котором наблюдается линейная зависимость $\ln \rho$ от $\ln(T_0 - T)$. В качестве критической температуры T_0 мы взяли температуру, при которой про-

изводная dρ/dT имеет максимум. Как показывают наши наблюдения, эта температура для манганитов практически всегда совпадает с температурой Кюри. В работе [3], в которой исследовался кристалл $La_{0,8}Ba_{0,2}MnO_3$, температура T_0 определялась путем дополнительных построений, было получено то же самое значение. На рис.2 зависимость $\rho(T_0 - T)$ показана в логарифмических координатах.

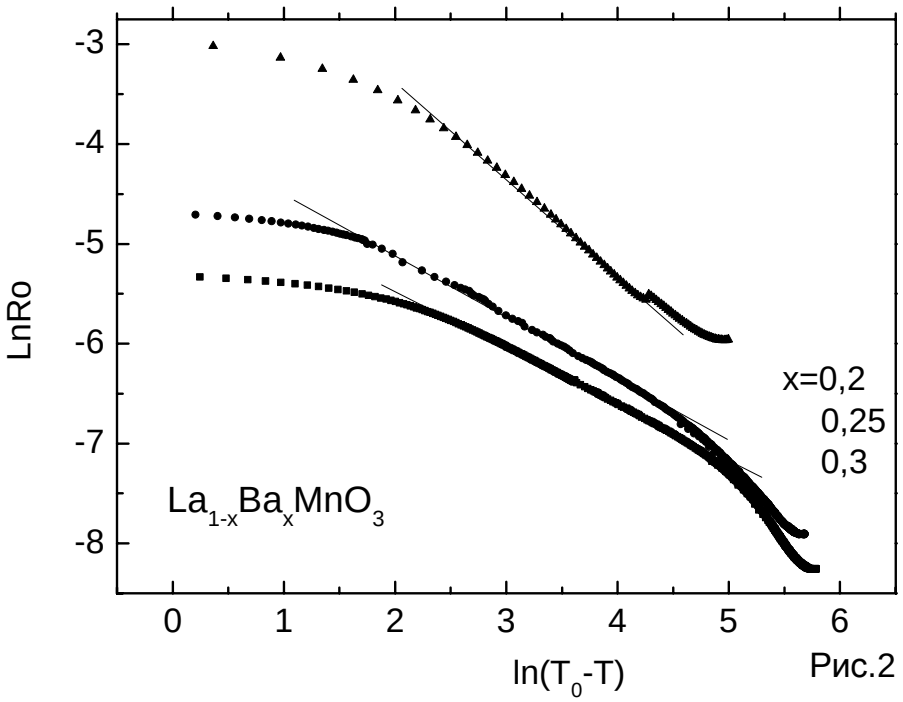


Рис.2

Экспериментальные точки, которые аппроксимируются линейной зависимостью $\ln \rho \sim (T_0 - T)^{\mu}$ на рис.1 показаны значками. Значения T_0, μ и интервал температур, в котором наблюдается линейная зависимость, приведены в таблице.

На рис.3 для этих же образцов показаны температурные зависимости намагниченности, а на рис.4 зависимость $M(T_c - T)$ приведена в логарифмических координатах. И так же, как для сопротивления, экспериментальные точки, которые можно аппроксимировать линейной зависимостью $M \sim (T_c - T)^{\beta}$, на рис.3 выделены значками. Значения T_c, β и соответствующий интервал температур приведены в таблице.

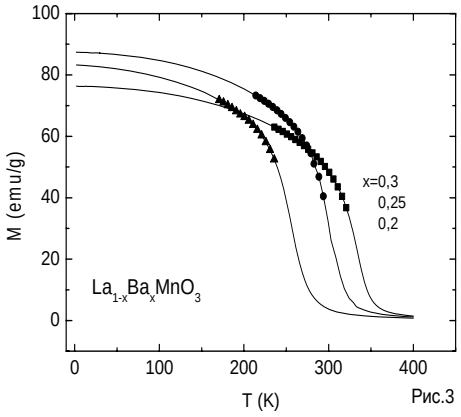


Рис.3

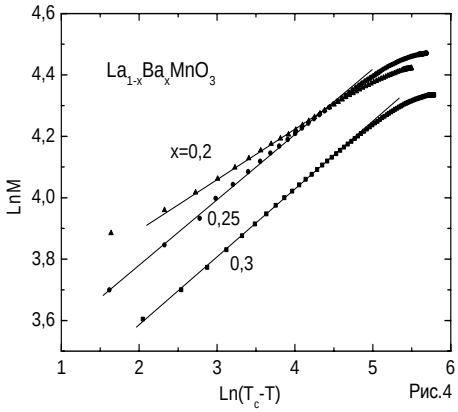


Рис.4

X	T_0	Tc	Интервал температур (ρ)	μ	Интервал температур(M)	β
0,2	248,3	246	232-187	-1,0	236 - 170	0,15
0,25	297,7	296	292-212	-0,64	289 - 204	0,19
0,3	329,0	328,5	320-212	-0,57	320 - 210	0,22

Анализ результатов показывает, что (a) в бариевой системе концентрационный переход диэлектрик-металл (T=0) происходит при 0,2<x<0,25. В образце с x=0,2 при $T<T_c$ не образуется односвязного металлического кластера и в температурной зависимости сопротивления проявляется вклад диэлектрической матрицы. Поэтому температурный интервал с линейной зависимостью $\ln \rho \sim (T_0 - T)^{\mu}$ вдвое короче, выделяется не так отчетливо, а величина μ заметно больше, чем для образцов с x=0,25 и 0,3. (b) В [1] для оценки β≈0,6 использовано значение μ≈0,3. Полученные нами значения критических индексов β и μ для образцов с x=0,25 и 0,3 согласуются с этими результатами. (c) Температурные зависимости электрического сопротивления и намагниченности ниже температуры Кюри в манганитах, находящихся на металлической стороне концентрационного перехода, можно объяснить в рамках перколяционной теории.

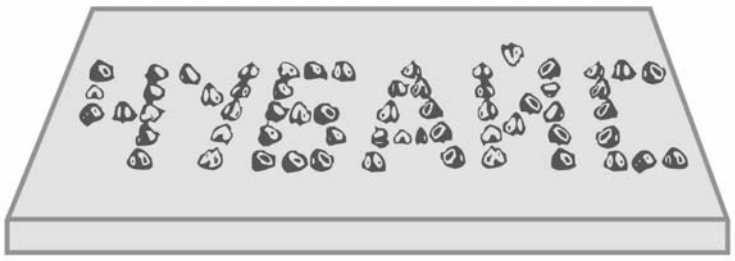
1. Л.П. Горьков, УФН **168,** 665 (1998); L.P.Gor'kov, V.Z.Kresin. Pis'ma v. ZhETF **67,** 934 (1998); Л.П.Горьков, А.В.Сокол, Письма в ЖЭТФ **46,** 333 (1987).
2. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин, УФН **168**, 121 (2001).
3. Р.В. Поморцев, А.В. Королев, В.Е. Архипов, В.П. Дякина, Письма в ЖЭТФ, т.74, в.1, с.30.

Секция ВЮ

За этими нанотехнологиями нужен глаз да глаз...
Леонид Сухоруков

1990 г.

2009 г.



МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ I

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МИКРОВОЛН ЧЕРЕЗ КЛАСТЕРНО-СЛОИСТЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ Fe/Cr

А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, М.А. Миляев, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

В работах, выполненных нами ранее на большой серии магнитных сверхрешеток Fe/Cr, обладающих гигантским магниторезистивным (ГМР) эффектом, были изучены основные закономерности взаимодействия с этими наноструктурами высокочастотных электромагнитных волн. Было показано, что наличие ГМР эффекта проявляется как в волне, проходящей через наноструктуру, так и в отраженной электромагнитной волне. Представляло интерес провести аналогичные исследования на сверхрешетках Fe/Cr с ультратонкими слоями Fe, в которых слои Fe не являются сплошными, а состоят из отдельных магнитных кластеров (кластерно-слоистые наноструктуры). В магнитном отношении эти наноструктуры проявляют суперпарамагнитные свойства, а их электросопротивление приобретает Кондо-подобное поведение [1].

В данной работе на специально приготовленной серии мультислойных наноструктур Fe/Cr, отличающихся номинальной толщиной слоев Fe (0,3-15)Å, исследовано прохождение высокочастотных (от 26 до 38 ГГц) электромагнитных волн. Наноструктуры приготовлены в сверхвысоком вакууме методом молекулярно-лучевой эпитаксии по технологии, обеспечивающей наноструктурам Fe/Cr максимальную величину ГМР эффекта.

Выполнены исследования температурных и полевых зависимостей намагниченности, электросопротивления и магнитосопротивления синтезированных кластерно-слоистых наноструктур. Установлено, что у наноструктур с толщиной Fe, выше порога перколяции, на полевой зависимости микроволнового коэффициента прохождения наблюдаются проявления как ГМР эффекта, так и магнитного резонанса. В то время как у суперпарамагнитных наноструктур на этой зависимости проявляется лишь ГМР эффект. У этих наноструктур также, как и у сверхрешеток Fe/Cr со сплошными слоями Fe, выполняется примерное равенство относительных изменений магнитосопротивления и микроволнового коэффициента прохождения. Относительное изменение коэффициента прохождения имеет вклад, пропорциональный квадрату намагниченности.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты: 07-02-01289, 08-02099083-р_офи) и Программы Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. V.V. Ustinov, L.N. Romashev, M.A. Milayev, *et.al.* JMMM, **300**, № 1, 148 (2006).

ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И РЕЗОНАНС В СВЕРХРЕШЕТКАХ Fe/Cr С УЛЬТРАТОНКИМИ СЛОЯМИ ХРОМА НА ВОЛНАХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Е.А. Кузнецов[1]

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
[1]Нижнетагильская государственная социально-педагогическая академия

Исследованы микроволновые свойства наноструктур Fe/Cr с ультратонкими слоями Cr. Наноструктуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в сверхвысоком вакууме на подложках из монокристаллических Al_2O_3 и MgO. На подложку вначале осаждался буферный слой хрома толщиной 7 нм, а затем поочередно слои Fe и Cr. Толщина слоев Fe была одинаковой (около 2.5 нм), а слоев Cr - различной (0.2-0.7) нм. Эксперименты выполнены методом проникновения электромагнитных волн [1] в диапазоне частот 26–38 ГГц. Образец наноструктуры помещался в прямоугольный волновод, работающий на моде TE_{10}. Реализованы два варианта направления постоянного магнитного поля $\boldsymbol{H}$: (а) $\boldsymbol{H}$ лежит в плоскости микроволнового магнитного поля $\boldsymbol{H}_{\sim}$; (б) $\boldsymbol{H}\perp$ плоскости $\boldsymbol{H}_{\sim}$. На рис. 1 приведены типичные для исследованных наноструктур зависимости коэффициента прохождения электромагнитной волны от напряженности внешнего постоянного поля $\boldsymbol{H}$.

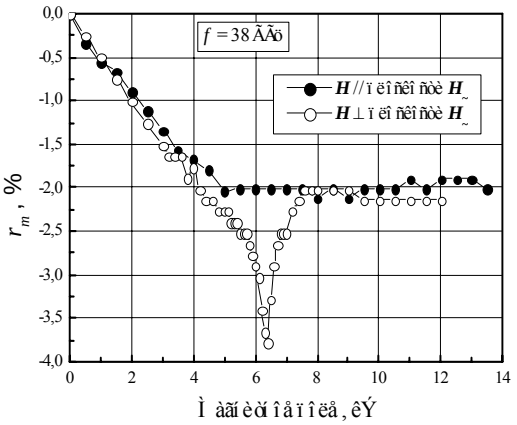


Рис.1. Полевая зависимость коэффициента прохождения волны через наноструктуру $[Cr(0.7нм)/Fe(2.6нм)]_{12}/Cr(6.5нм)/Al_2O_3$

Видно, что для случая, когда $\boldsymbol{H}$ перпендикулярно плоскости $\boldsymbol{H}_{\sim}$, помимо микроволнового ГМРЭ наблюдается еще резонансный минимум, вызванный магнитным резонансом. Эксперименты показали приблизительное равенство по величине относительного изменения модуля коэффициента прохождения электромагнитной волны через наноструктуры и их относительного магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе.

Амплитуда и ширина линии магнитного резонанса у сверхрешеток Fe/Cr с тонкими слоями Cr намного меньше, чем у пленок Fe и сверхрешеток с тонкими слоями Fe.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13391), при частичной поддержке программы № II.2 ОФН РАН.

1. А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, ЖЭТФ, **117**, 960 (2000).

ОКСИДНЫЕ СТЕКЛА, ДОПИРОВАННЫЕ 3d и 4f ЭЛЕМЕНТАМИ – ПРОЗРАЧНЫЕ МАГНЕТИКИ: СТРУКТУРА, МАГНИТООПТИКА, МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

И.С. Эдельман[а], Р.Д. Иванцов[а], О.С. Иванова[а],
В.Н. Заблуда[а], В.И. Зайковский[б], Э.А. Петраковская, J. Kliava[с]

[а]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия*
[б]*Институт катализа им. Борескова СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия*
[с]*Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne, Université Bordeaux1–CNRS, UMR 5798, 351 cours de la Libération, 33405 Talence cedex, France*
ise@iph.krasn.ru

Уникальные магнитные и магнитооптические свойства боратных стекол, допированных малыми количествами оксидов 3d элементов - Mn и Fe [1], объяснялись формированием магнитных наночастиц феррита марганца. В этих стеклах высокая магнитная восприимчивость в слабых магнитных полях сочетается с прозрачностью в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, что позволяет предположить возможность создания на их основе магнитооптических элементов. Как известно, оптимальными магнитооптическими свойствами обладают ферриты-гранаты. В настоящей работе предпринято исследование боратных стекол, допированных оксидами железа и редкоземельных элементов одновременно, с целью выяснения возможности формирования в них наночастиц редкоземельных ферритов-гранатов. В шихту перед синтезом вводились Fe_2O_3 и оксид одного из редкоземельных элементов (РЗЭ): Tb, Dy, Ho, Yb, Gd, а также Bi_2O_3 или Y_2O_3. После синтеза образцы подвергались дополнительной термообработке в различных режимах. Для исследования структуры и свойств образцов использовались просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (HRTEM), спектрометрия с дисперсией по энергиям характеристического рентгеновского излучения (EDXA), электронная микродифракция (EMD), электронный магнитный резонанс (EMR), магнитооптические эффекты (MOE), оптическая спектроскопия (OS).

В синтезированных образцах (назовем их исходными) парамагнитные примеси присутствуют в виде изолированных ионов, о чем свидетельствуют OS, MOE и EMR. Характерный спектр EMR показан на рис. 1 для стекла, допированного оксидами Fe и Dy. В результате термообработки свойства стекол резко изменяются. На электронно-микроскопических фотографиях выявляются области повышенной плотности, которые были отнесены к наночастицам. В EDXA спектрах, полученных от областей стекла низкой плотности, сигналы Fe и РЗЭ крайне слабы, в EDXA спектре от отдельной частицы сигналы этих элементов возрастают примерно на порядок величины, то есть Fe и РЗЭ

входят, в основном, в состав наночастиц. На рис. 2 приведено распределение элементов в различных областях стекла, включающего в свой состав Ho и Yb, подвергнутого термообработке при 560^{o} C в течение 48 часов. Наблюдаемые в электронном микроскопе частицы представляют собой кристаллиты, размеры которых варьируются от 10 до 50 нм (в редких случаях – до 100 нм), более крупные частицы являются микроблочными с размерами составляющих мелких блоков до 5 нм.

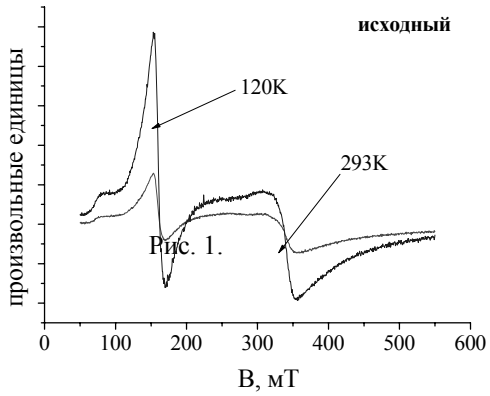


Рис. 1.

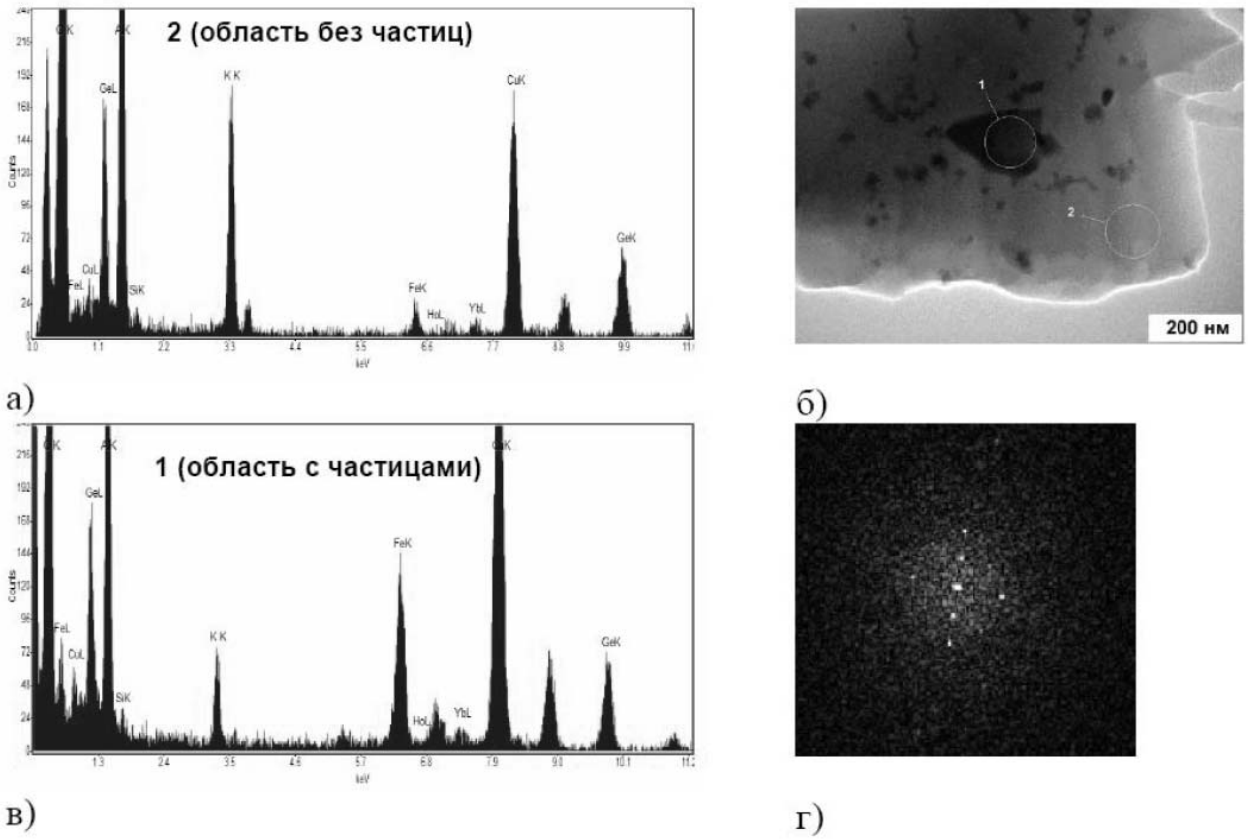


Рис.2. а, в - EDXA спектры стекла, содержащего добавки Ho_2O_3 и Yb_2O_3, снятые с области матрицы без частиц и от частицы, соответственно; б - HRTEM снимок скола стекла; г – электронная дифрактограмма частицы.

Не обнаружено принципиальных различий между размерами и морфологией частиц в стеклах, содержащих различные РЗЭ. Структурные характеристики наночастиц определить однозначно не удается: на электронограммах выявляется, в основном, один, редко, два рефлекса. Соответствующие им межплоскостные расстояния не совпадают полностью ни с одним из известных оксидных соединений Fe. Типичные EMR спектры показаны на рис. 3 для термообработанных стекол, содержащих Fe и Dy (слева) и Fe и Gd (справа).

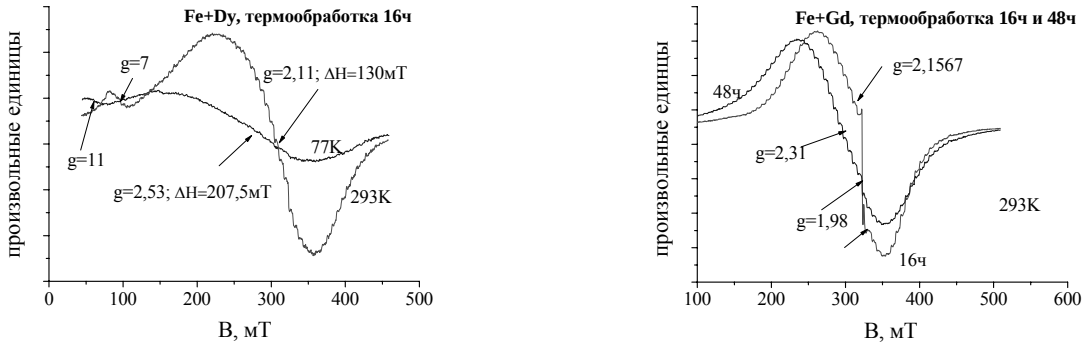


Рис 3.

Полевые зависимости эффекта Фарадея (ЭФ) типичны для сред, обладающих магнитным порядком: наличие магнитного гистерезиса, коэрцитивная сила H_c ~100 Э, поле насыщения H_s от 0.3 до 1.0 кЭ, большой остаточный ЭФ. Магнитооптические спектры всех образцов, прошедших термообработку, весьма близки друг другу по форме, независимо от природы РЗЭ. Спектры МКД изобилуют особенностями в интервале энергий от 8 до $20*10^3$ $см^{-1}$, положения которых на шкале энергий близки к особенностям в спектре МКД иттриевого феррита-граната, что позволяет предположить формирование в стекле наночастиц со структурой, близкой к структуре железо-иттриевого граната. Значительная величина остаточного эффекта позволяет говорить о прозрачном постоянном магните.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант №07-02-92174_НЦНИ. Р.Д. Иванцов благодарен за поддержку Фонду содействия отечественной науке.

[1]. J. Kliava, I. Edelman, O. Ivanova, et.al, J. Appl. Phys. 104 (2008) 103917.

ЭФФЕКТ ИНЖЕКЦИОННОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Л.В. Луцев[1], А.И. Стогний[2], Н.Н. Новицкий[2]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия, e-mail: l_lutsev@mail.ru*
[2] *Институт Физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Беларусь*

В данной работе исследуется электронный транспорт в структуре полупроводник / гранулированная пленка, состоящая из диэлектрической матрицы SiO_2 с наночастицами Co. Размеры наночастиц Co зависели от концентрации металлической фазы и лежали в диапазоне 2 - 6 nm. Изучались свойства нового явления - инжекционного магнитосопротивления (IMR), которое состоит в уменьшении протекающего через структуру тока в магнитном поле и в наибольшей степени проявляется при инжекции электронов из гранулированной пленки в полупроводник [1,2]. Для описания эффекта вводится коэффициент $IMR = [R(H) - R(0)]/R(0) = [j(0) - j(H)]/j(H)$, где $R(0)$, $j(0)$ и $R(H)$, $j(H)$ - сопротивления структуры и плотность протекающего тока, соответственно, без поля и в магнитном поле H. Величина коэффициента IMR зависит от приложенного напряжения U и для структуры SiO_2(Co)/GaAs достигает 1000 (10^5 %) при комнатной температуре (Рис. 1), что на 3 порядка выше значений гигантского магнитосопротивления (GMR) для магнитных мультислойных структур и туннельного магнитосопротивления (TMR) для туннельных структур. Эффект наблюдается в узком температурном диапазоне (40 - 80°, Рис. 2). Положение температурного диапазона существования IMR-эффекта определяется концентрацией наночастиц Co и может сдвигаться в зависимости от приложенного электрического поля. IMR-эффект в наибольшей степени проявляется при средних значениях концентрации Co (Рис. 3). Аналогичные пленки SiO_2(Co), напыленные на подложку Si, показывают значительно меньшие величины магнитосопротивления (порядка 4 %), а сами гранулированные пленки SiO_2(Co) обладают магнитосопротивлением,

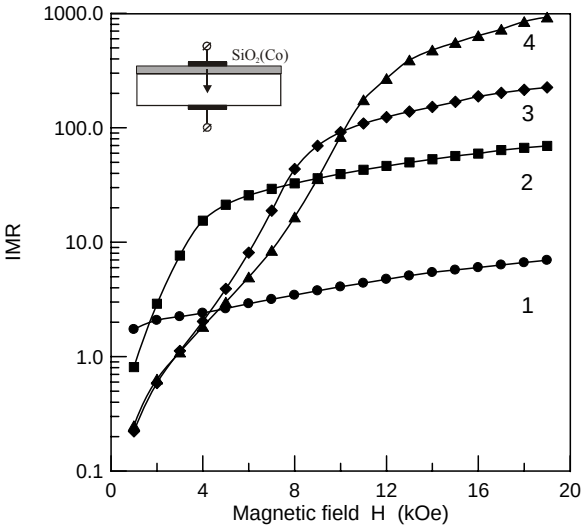


Рис. 1. Коэффициент *IMR* в зависимости от магнитного поля *H* при разных приложенных напряжениях *U* для SiO_2(Co)/GaAs с концентрацией Co 71 at.%. Толщина пленки SiO_2(Co) равна 95 nm. (1) *U* = 60 V, (2) 70 V, (3) 80 V, (4) 90 V.

имеющим противоположный знак. Эти экспериментальные факты указывают на роль интерфейса в образовании IMR-эффекта в SiO_2(Co)/GaAs.

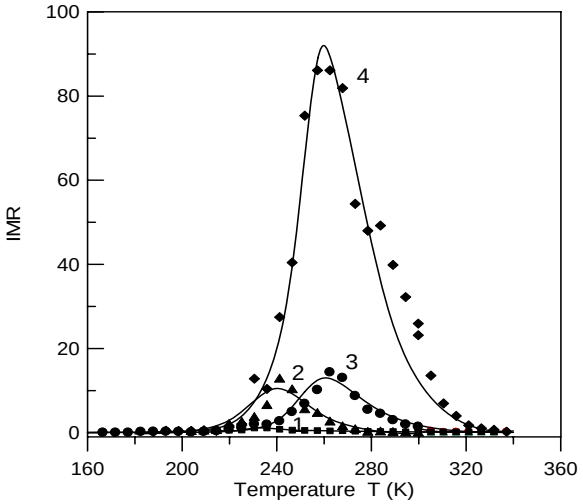


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента *IMR* для SiO_2(Co)/GaAs с концентрацией Co 71 at.% в поле H = 9.98 kOe при напряжениях U: (1) 40 V, (2) 50 V, (3) 60 V, (4) 70 V. Толщина пленки SiO_2(Co) равна 95 nm. Сплошные кривые - теоретические зависимости.

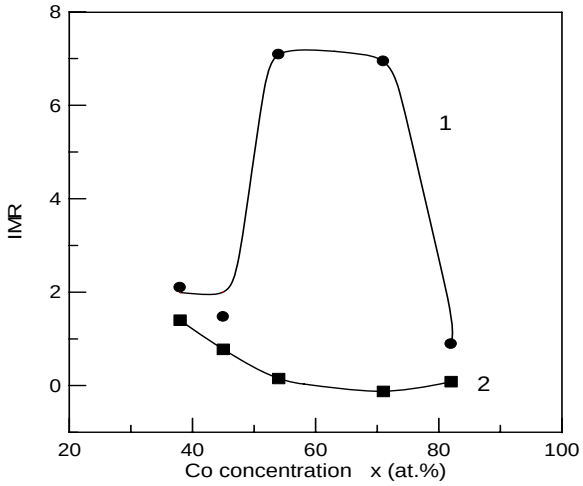


Рис. 3. Коэффициент *IMR* в зависимости от концентрации Co x для SiO_2(Co)/GaAs при H = 19.39 kOe и U = 60 V. (1) инжекция электронов в GaAs, (2) обратное направление тока.

Теоретическая модель IMR-эффекта основана на образовании поляризованного обогащенного слоя и существования в нем потенциального барьера для спин-поляризованных электронов, который формируется в полупроводнике вблизи интерфейса полупроводник / гранулированная пленка (Рис. 4) [3]. Барьер формируется RKKY взаимодействием между электронами обогащенного слоя и *d*-электронами наночастиц Co. Его высота зависит от разности химических потенциалов полупроводника и гранулированной пленки $\Delta\mu$. Наибольший вклад в высоту барьера вносят локализованные обменно-расщепленные электронные состояния в обогащенном слое. Благодаря расщеплению $2\varepsilon_\lambda^{(exch)}$ происходит сдвиг узлов и пучностей волновых функций $\Psi_{\lambda,\uparrow}$, $\Psi_{\lambda,\downarrow}$, что приводит к изменению знака эффективного обменного взаимодействия на расстоянии r_0 от интерфейса и образованию спин-зависимого барьера для инжектированных электронов (Рис. 5). Для исследованных структур SiO_2(Co)/GaAs толщина обогащенного слоя составляет 10 - 15 nm, в слое имеются локализованные состояния и наблюдаются высокие значения коэффициента *IMR*. В то же время, для структур SiO_2(Co)/Si толщина обогащенного слоя - порядка 2 nm и локализованные состояния отсутствуют, что приводит к резкому понижению магнитосопротивления. Разные толщины обогащенного слоя в данных структурах подтверждены методами нейтронного рассеяния (GKSS, Geesthacht, Germany) и синхротронного излучения (Grenoble, France) [4]. Наличие локализованных состояний проявляется в температурных зависимостях тока, протекающего

через эти структуры, и дает характерный пиковый тип температурных зависимостей *IMR*-коэффициентов (Рис. 2).

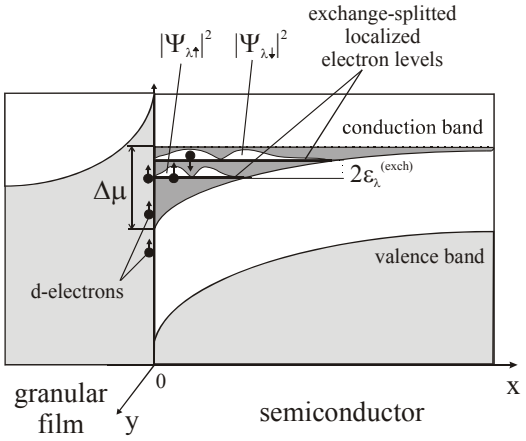


Рис. 4. Структура энергетических зон в области интерфейса полупроводник / гранулированная пленка SiO_2(Co). $\Psi_{\lambda,\uparrow}$, $\Psi_{\lambda,\downarrow}$ - волновые функции обменно-расщепленного локализованного состояния λ с энергией расщепления $2\varepsilon_\lambda^{(exch)}$.

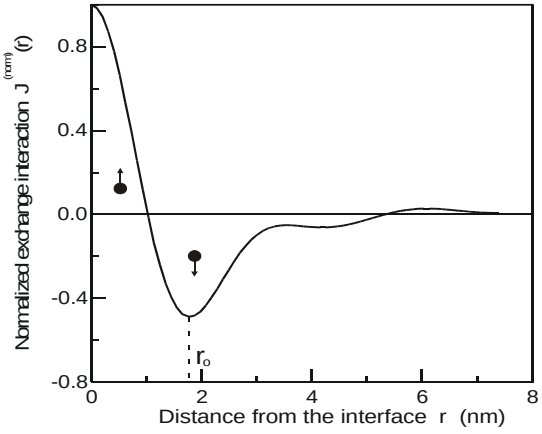


Рис. 5. Эффективное обменное взаимодействие между *d*-электронами Co и электронами проводимости полупроводника, нормированное на значение взаимодействия на интерфейсе, для структуры с разностью химических потенциалов $\Delta\mu$ = 150 meV и плотностью электронов в полупроводнике n_0 = 1×10^{15} cm^{-3} при T = 300 K.

Рассматривается применение эффекта IMR в спинтронике. Структуры SiO_2(Co)/GaAs имеют большие значения сопротивления и магнитосопротивления, что дает возможность их применения в датчиках магнитного поля. Одно из самых перспективных направлений – создание спинтронных биодатчиков для биомедицинского анализа [5]. В отличие от современных устройств на основе SQUID-датчиков IMR-датчики работают при комнатной температуре и имеют большую чувствительность по сравнению с GMR-датчиками. Будет рассмотрена разрабатываемая в настоящее время магнитоуправляемая комнатно-температурная спинтронная HEMT-структура (полевой транзистор) со спин-поляризованным каналом. Работа поддержана грантом РФФИ.

1. Л.В. Луцев, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Письма в ЖЭТФ, **81**, 636 (2005).
2. L.V. Lutsev, A.I. Stognij, N.N. Novitskii, and A.A. Stashkevich, JMMM, **300**, e12 (2006).
3. L.V. Lutsev, J. Phys.: Condensed Matter, **18**, 5881 (2006).
4. E.A. Dyadkina et al., Physica B, **405** (2009), in press.
5. J. Nordling et al., Analytical Chemistry, **80**, 7930 (2008).

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ МАГНИТОМЕТРИЯ АМОРФНЫХ, НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И НАНОФАЗНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Р.С. Исхаков[a,b], С.В. Комогорцев[a,b]

[a]*Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия*
[b]*Сибирский государственный технологический университет Красноярск, Россия*

Диагностика основных характеристик магнитной корреляционной функции наномагнетиках и изучение связи этих характеристик с параметрами магнитных взаимодействий (обмен, анизотропия, магнитостатика) зерен, а также пространственным распределением зерен – основная задача – представляемого метода корреляционной магнитометрии.

Многие широко востребованные макроскопические магнитные свойства наномагнетиков обусловлены особенностями их магнитной микроструктуры, сформированными сложной комбинацией объемно-усредненных обменного поля, поля магнитной анизотропии и магнитостатического размагничивающего поля. Поэтому интерес к изучению магнитной микроструктуры, параметры которой явно содержат информацию о соответствующих параметрах магнитного взаимодействия и об иерархии значимости этих взаимодействий, постоянно растет. Существуют два метода – SANS и корреляционная магнитометрия, которые путем восстановления магнитной корреляционной функции $K_m(r)$ могут исследовать микроструктуру и магнитные неоднородности в объеме образца на масштабе от двух до двух сотен нанометров. Поэтому актуальный вопрос о длине магнитных корреляций в наномагнетиках находит решение в рамках этих методик.

В Институте физики СО РАН теоретически и экспериментально разработана методика, позволяющая из кривых приближения намагниченности к насыщению измерять дисперсию $K_m(0)$ в наномагнетиках и определять размер элемента их микромагнитной структуры (R_L), величину эффективной анизотропии в этом элементе ($<K>$), величину элемента их наноструктуры (размер наночастиц) и локальную анизотропию в наночастицах, а также пространственную размерность системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц. Данная методика, названная корреляционной магнитометрией, была апробирована на многочисленных примерах.

Из-за расширения классов наномагнетиков необходимо дальнейшее развитие корреляционной магнитометрии для описания анизомерных и фрактальных магнитных микроструктур, так как наномагнетики, ими обладающие, все более востребованы на практике.

Работа частично поддержана грантом целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584.

ЭФФЕКТЫ ЧЕТНОСТИ В МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

В.В. Костюченко

ЯФ Физико-технологического института РАН, Ярославль, Россия

Хорошо известно, что процесс перемагничивания магнитных мультислоев протекает по-разному для четного и нечетного числа магнитных слоев (см., например, [1]). Магнитные свойства нанопроволок конечной длины также существенно зависят от четности числа атомов в нанопроволоке [2]. Таким образом, четность числа нанообъектов (магнитных слоев, атомов и др.) является критическим параметром, определяющим свойства магнитных наноструктур. В данной работе проанализировано происхождение этого эффекта в рамках классической и квантовой модели Гейзенберга. Установлены общие черты и отличия между классическим и квантовым описанием эффекта четности и изучен переход от квантовой модели к классической модели с ростом величины спина.

В рамках классической модели Гейзенберга исследование магнитных свойств цепочки спинов сводится к минимизации функционала

$$H = J\sum_{i=1}^{N-1}\left(\mathbf{n}_i\mathbf{n}_{i+1}\right)+\sum_{i=1}^{N}\left[\frac{1}{2}k\left(n^x{}_i\right)^2-\left(\mathbf{hn}_i\right)\right], \qquad (1)$$

где J – энергия обменного взаимодействия, k – энергия анизотропии, h – энергия Зеемана. Использование техники конечно-разностных уравнений [3] позволяет получить точное аналитическое решение данной задачи. Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой оси. С ростом внешнего магнитного поля при $h = H_{C1}$ происходит переход из антиферромагнитной фазы в угловую фазу. Для четного числа спинов величина H_{C1} не зависит от числа спинов и $H^o{}_{C1}(N) = \sqrt{k\left(k+J\right)}$. Для нечетного числа спинов величина H_{C1} существенно больше $H^o{}_{C1}$ и монотонно убывает с ростом числа спинов, что описывается формулой

$$N(h) = 1+\frac{2\arctan\left[\left(\dfrac{k+J-h}{k+J+h}\right)^{\frac{1}{2}}\dfrac{\left(k+h\right)}{\sqrt{h^2-k^2-2kJ}}\right]}{\arccos\dfrac{\sqrt{\left(k+J\right)^2-h^2}}{J}}. \qquad (2)$$

Этот результат согласуется с экспериментальными данными работы [2], когда при фиксированной величине h для четного числа атомов всегда наблюдается угловая фаза, а для нечетного числа угловая фаза наблюдается, только если число атомов в цепочке превышает критическую величину.

Эффект четности присутствует и в квантовой модели Гейзенберга. В этом случае магнитные свойства цепочки спинов описываются гамильтонианом

$$\hat{\mathcal{H}} = J\sum_{i=1}^{N-1}\left(\hat{\mathbf{S}}_i\hat{\mathbf{S}}_{i+1}\right) + g\mu_B H\sum_{i=1}^{N}\hat{S}_i^z . \quad (3)$$

Величина критического поля H_{C1} определяется из условия увеличения полного спина основного состояния на 1 (С 0 до 1 для четных N, и с S до $S+1$ для нечетных N, где S - величина спина атома). Типичные зависимости $H_{C1}(N)$ для четного и нечетного числа атомов приведены на рис. 1. Как и в случае классической цепочки спинов, величина H_{C1} для нечетного числа спинов существенно превышает величину H_{C1} для четного числа спинов. Но есть и ряд принципиальных отличий от классической модели Гейзенберга. Во-первых, для четного числа спинов величина H_{C1} не равна 0 даже при отсутствии анизотропии. Во-вторых, для четного числа спинов величина H_{C1} не является постоянной величиной, а монотонно уменьшается с ростом N от $H^E{}_{C1} = J$ до 0. Отметим, что величина $H^E{}_{C1}$ не зависит от S. Величина H_{C1} для нечетного числа спинов N монотонно убывает от $H^O{}_{C1} = J(S+1)$ до 0 и линейно возрастает с ростом S. Следовательно, квантовая модель Гейзенберга предсказывает, что при фиксированном эффективном внешнем поле $H < H^E{}_{C1}$, должны существовать две критические длины для коллинеарного упорядочения в цепочке спинов: одна меньшая – для четного числа спинов, другая большая – для их нечетного числа. Экспериментальные данные, подтверждающие этот вывод, автору не известны. Для полученных к настоящему моменту времени экспериментальных данных $H > H^E{}_{C1}$. Аналогичный вид имеет зависимость H_{C1} от N для $S > 1/2$.

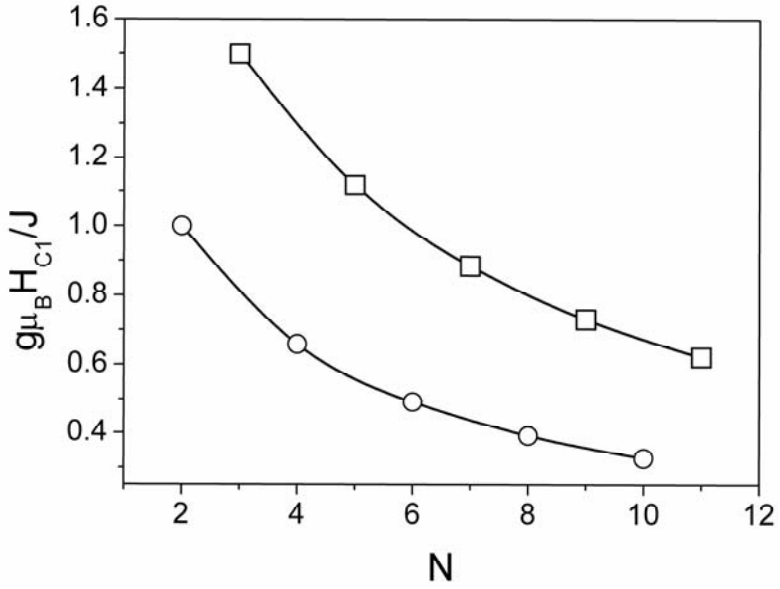


Рис. 1. Зависимость H_{C1} от числа спинов в цепочке N для цепочки спинов $S = 1/2$

Ненулевая величина H_{C1} для четного числа спинов в квантовой цепочке Гейзенберга объясняется дискретным характером спиновой переменной в квантовой механике. Кроме того, этот эффект усиливается

некоммутативностью операторов, соответствующих разным проекциям спина.

Кроме того, теория предсказывает существование эффектов четности нового типа. Примером может служить антиферромагнитное упорядочения в цепочке нечетного числа классических спинов, когда внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно легкой оси. При $|k|/J < \left(3-2\sqrt{2}\right)/4$ в цепочке классических спинов (1) устойчива антиферромагнитная структура при $h_1 < h < h_2$, где $0 < h_1 < h_m$ и $h_m < h_2 < h_u$. Зависимости h_m и h_u от N приведены на рис. 2. Для четных значений N антиферромагнитная фаза всегда неустойчива при данной ориентации внешнего магнитного поля.

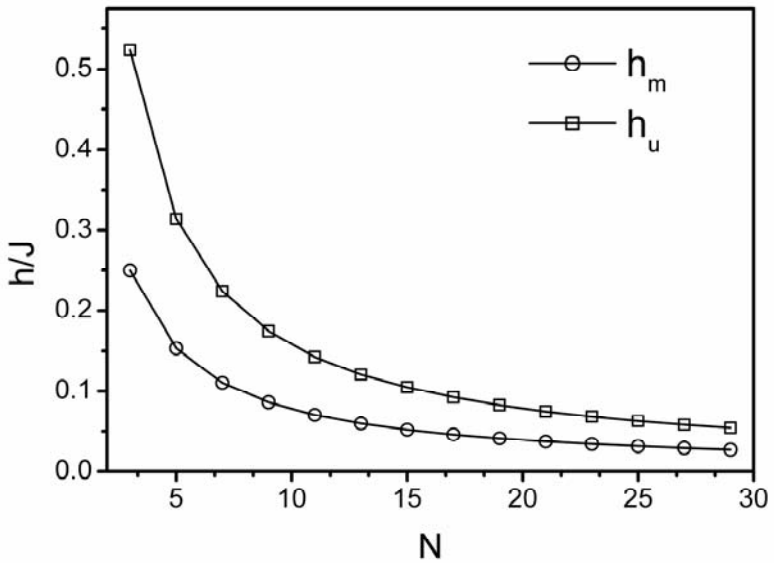


Рис. 2. Зависимости h_m и h_u от числа спинов в цепочке

В заключение отметим, что в данной работе изучены теоретические модели, описывающие классическую и квантовую цепочку спинов конечной длины. Показано, что эффект четности присутствует как в классической, так и в квантовой модели. Причем учет квантовых свойств магнитных наноструктур является важным для построения точной теории эффектов четности в магнитных наноструктурах. Разработанные в данной работе методы расчета критических полей не только дают количественное описание наблюдаемых эффектов четности, но и предсказывают ряд новых эффектов, которые могут проявиться в дальнейших исследования магнитных свойств наноструктур.

1. R.W. Wang, D.L. Mills, E.E. Fullerton, Fullerton, J. E. Mattson, S. D. Bader, Phys. Rev. Lett., **72**, 920 (1994)
2. S. Lounis, P.H. Dederichs, and S. Blugel, Phys. Rev. Lett., **101**, 107204 (2008)
3. V.V. Kostyuchenko, M.V. Kostyuchenko, Proc. SPIE., **7025**, 70250T (2008)

ВЛИЯНИЕ РЕКОНСТРУКЦИИ ПОВЕРХНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНЕТИЗМ БОРАТА ЖЕЛЕЗА

М.Б. Стругацкий, Е.М. Максимова, И.А. Наухацкий, В.Е. Зубов*

Таврический национальный университет, Симферополь, Украина
**Московский государственный университет, Россия*

Поверхность, являясь естественным дефектом структуры, изменяет магнитные свойства в тонком приповерхностном слое магнетика. Влияние поверхности распространяется на приповерхностный слой, толщина которого варьируется от единиц до сотен тысяч атомных слоев. Изменение симметрии окружения магнитных ионов у поверхности кристалла приводит к избыточной магнитной энергии поверхностных слоев по сравнению с объемом. Неель первым указал на существование особой поверхностной магнитной анизотропии в ферромагнетиках, вызванной таким нарушением симметрии [1]. Однако проявление этой сравнительно слабой анизотропии обычно подавляется размагничивающими полями и значительной кристаллографической анизотропией. По оценкам Нееля поверхностная анизотропия может проявляться только в очень малых ферромагнитных частицах ~ 100 Å. Именно по этой причине особые поверхностные магнитные свойства в большей степени характерны для ультратонких пленок.

Однако существует класс магнитных материалов, в которых поверхностная анизотропия должна проявляться не только в пленках, но даже в приповерхностной области массивных монокристаллов. Это антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом и магнитной анизотропией типа легкая плоскость, к которым принадлежит борат железа, $FeBO_3$. Поверхностная анизотропия в таких кристаллах не будет подавляться ввиду малости размагничивающих полей, пропорциональных слабой намагниченности, и практического отсутствия кристаллографической анизотропии в базисной плоскости [2,3]. Поверхностная анизотропия, закрепляющая магнитные моменты, и внешнее магнитное поле приводят к образованию приповерхностного неоднородного магнитного слоя типа доменной границы, в котором магнитные моменты плавно разворачиваются по мере удаления от поверхности вглубь кристалла [4]. Эффективная толщина такого переходного слоя значительно превосходит параметр кристаллической решетки. Экспериментально установлено [3], что на грани $(10\bar{1}4)$ бората железа существует одноосная поверхностная анизотропия с весьма значительным критическим полем $H_c \approx 1$кЭ, намагничивающим приповерхностный магнитный слой вдоль оси трудного намагничивания, ТО || 2. Экспериментальная кривая намагничивания поверхности

представлена на рис.1 (кривая 1). В соответствии с построенной теорией поверхностного магнетизма бората железа [3] уравнение, определяющее кривую намагничивания, может быть приведено к виду

$$2H/H_c = (M_H / M)^2 (1 + M_H / M), \qquad (1)$$

где H – внешнее магнитное поле, приложенное в базисной плоскости вдоль ТО $\| 2$; M – спонтанная намагниченность; M_H – проекция намагниченности на направление поля; критическое поле определяется следующим выражением:

$$H_c = 4a_s^2 / (AM). \qquad (2)$$

Здесь a_s – расчетная константа поверхностной анизотропии; A – параметр неоднородного обмена. Расчетное значение критического поля для грани $(10\bar{1}4)$ таково: $H_c \approx 0{,}2$ кЭ.

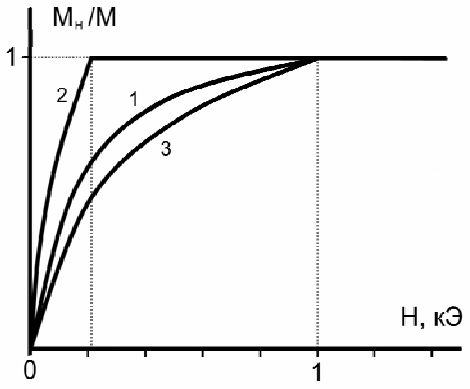


Рис.1.
Кривые намагничивания поверхности $(10\bar{1}4)$:
1 – эксперимент;
2 – теория [2];
3 – теория с учетом реконструкции

Ориентации осей анизотропии в теории и эксперименте совпадают, что свидетельствует о качественном согласии между теорией и экспериментом.

В приповерхностной области изменяются не только магнитные взаимодействия, но и упругие. Последнее обстоятельство приводит к искажению кристаллической структуры в приповерхностной области – частичной реконструкции поверхности, что должно вызывать дополнительное изменение магнитной энергии приповерхностного слоя. Расхождение теоретического и экспериментального значений поля H_c может быть обусловлено смещением ионов Fe^{3+} на поверхности из кристаллографических положений. Рассчитанная константа поверхностной анизотропии a_s обратно пропорциональна пятой степени параметра решетки a_r кристалла. Это означает: $H_c \sim a_s^2 \sim a_r^{-10}$. Поэтому можно ожидать, что поле H_c будет весьма чувствительным к вариации a_r в тонком (в несколько атомных слоев) приповерхностном слое.

Рассмотрим влияние реконструкции на поверхностный магнетизм бората железа для грани $(10\bar{1}4)$. Поскольку неизвестно насколько быстро решетка бората железа релаксирует по мере углубления в кристалл, мы проанализируем вначале два предельных в этом смысле варианта реконструкции. В первом случае будем считать, что смещается только поверхностный слой ионов Fe^{3+}. Во втором предельном случае полагаем, что смещаются несколько приповерхностных атомных слоев, и таким образом, что расстояния между ними изменяются одинаково. Изучим, также, промежуточный случай, когда каждый последующий слой ионов

Fe^{3+} смещается на половину смещения предыдущего слоя. На рис.2 приведены рассчитанные для этих случаев зависимости критического поля от относительного изменения параметра решетки в приповерхностной области $H_c(\Delta a_r/a_r)$.

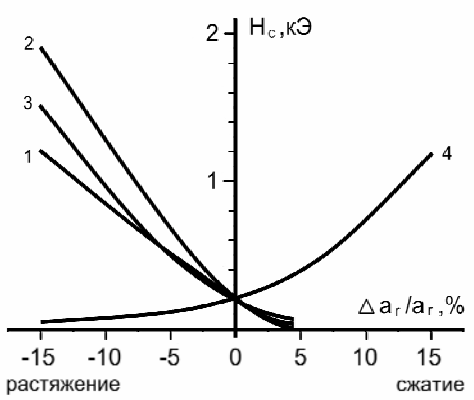


Рис.2.
Зависимость поля насыщения от изменения параметра решетки для грани $(10\bar{1}4)$: 1 – смещение одного поверхностного слоя ионов; 2 – смещение нескольких слоев, расстояния между слоями равны; 3 – смещение нескольких слоев, расстояния между слоями различны; 4 – деформация поверхности под действием гипотетического гидростатического сжатия.

Во всех рассмотренных случаях величина H_c растет без изменения ориентации осей анизотропии, если расстояния между приповерхностными слоями ионов Fe^{3+} увеличиваются. Из рис.2 следует, что экспериментальное значение критического поля $H_c \approx 1$ кЭ может быть реализовано при деформации растяжения от ≈ 8 до 12 %.

Интересно рассмотреть случай реконструкции, когда изменяются не только расстояния между приповерхностными слоями магнитных ионов, но и расстояния между ионами внутри слоев, т.е. имеется тангенциальная компонента деформации. Исследуем влияние на поверхностный магнетизм деформации приповерхностного слоя, эквивалентной такой деформации, которая могла бы быть вызвана гидростатическим давлением. Такая модель, может быть, не полностью отвечает действительности, но позволяет оценить влияние деформаций на поля намагничивания поверхности по порядку величины. В результате расчета получена зависимость $H_c(\Delta a_r/a_r)$, представленная на рис.2 (кривая 4). Видно, что наблюдаемое в эксперименте значение поля насыщения $H_c \approx 1$кЭ может быть обусловлено не растяжением, а сжатием приповерхностного слоя на величину ≈ 12 %. Отметим, что полученные нами величины деформаций, связанных с реконструкцией поверхности, не противоречат литературным данным [5].

1. L. Neel, J. Phys. Rad., **15**, 225 (1954)
2. Г.С. Кринчик, В.Е. Зубов, ЖЭТФ, **69**, 707 (1975)
3. V.E. Zubov, G.S. Krinchik, V.N. Seleznyov and M.B. Strugatsky, JMMM, **86**, 105 (1990)
4. V.E. Zubov, M.B. Strugatsky and K.M. Skibinsky, Functional materials, **14**, 382 (2007)
5. Современная кристаллография, Т.3, М.: Наука, 1980

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В МАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ТОКОМ

П. Е. Зильберман, С.Г. Чигарев Э. М. Эпштейн

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
Фрязино, 141190, Россия

Переключение магнитных переходов спин - поляризованным током [1] часто сопровождается осцилляциями намагниченности и другими высокочастотными эффектами [2-5]. В связи с этим представляет интерес задача о влиянии спин - поляризованного *высокочастотного* тока на магнитный переход.

Рассматривается стандартная модель магнитного перехода, состоящего из закрепленного ферромагнитного слоя 1, тонкого спейсера, свободного ферромагнитного слоя 2 и немагнитного слоя 3, замыкающего электрическую цепь. Высокочастотный ток протекает перпендикулярно слоям. Исследуется устойчивость коллинеарной (параллельной или антипараллельной) относительной ориентации закрепленного и свободного слоев относительно малых флуктуаций намагниченности свободного слоя при протекании тока плотности $j = j_0 \cos \Omega t$ (см. рисунок).

Свободный слой предполагается тонким по сравнению с длиной спиновой диффузии и толщиной доменной стенки, так что применимо приближение макроспина [6]. В этом приближении динамика намагниченности описывается модифицированным уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ), содержащим дополнительные члены, описывающие воздействие спин - поляризованных электронов проводимости на магнитную решетку. Известны два основных механизма такого воздействия – перенос спинового крутильного момента [7, 8] и спиновая инжекция [9]. В случае переменного тока вклады этих механизмов в уравнение ЛЛГ имеют различный частотный спектр: крутильный механизм содержит одну частоту Ω, тогда как спектр инжекционного механизма содержит все четные гармоники этой частоты, включая постоянную составляющую, поэтому эти механизмы можно рассматривать по отдельности.

В низшем порядке по амплитуде тока параметрическая неустойчивость возможна при условии $\Omega \approx \omega_0 / n$, где ω_0 - частота прецессии намагниченности решетки, n – целое число. При высоком уровне инжекции пороговая амплитуда плотности тока для $n = 1$ имеет вид

$$j_{\text{th}}^{(\pm)} = \frac{9\pi^2 e\kappa^2 lM}{\mu_B \alpha \tau Q_{\text{l}}} \left[\left(\frac{H_a \pm H_z}{9\pi\kappa^2 M} + 1 \right)^{1/2} \pm 1 \right], \qquad (1)$$

где α - безразмерная константа *sd*-обменного взаимодействия, τ - время продольной спиновой релаксации, l – длина спиновой диффузии, M – намагниченность насыщения, H_a - поле анизотропии, κ - гильбертова константа затухания (перечисленные параметры относятся к свободному слою 2), H_z - компонента магнитного поля вдоль оси z, направленной вдоль вектора намагниченности закрепленного слоя 1, Q_1 - степень спиновой поляризации проводимости в закрепленном слое 1, μ_B - магнетон Бора; знаки $\pm$ относятся соответственно к параллельной и антипараллельной конфигурациям.

В отличие от случая постоянного тока, неустойчивыми могут быть как антипараллельная, так и параллельная ориентации, однако соответствующие пороги различны. При $j_{\text{th}}^{(-)} < j_0 < j_{\text{th}}^{(+)}$ неустойчива только антипараллельная конфигурация, которая переключается в устойчивую параллельную. При $j_0 > j_{\text{th}}^{(+)}$ неустойчивы обе коллинеарные конфигурации. Можно предположить, что в последнем случае вектор намагниченности свободного слоя будет совершать колебания между этими двумя состояниями, однако здесь необходимо более подробное исследование с учетом нелинейных эффектов.

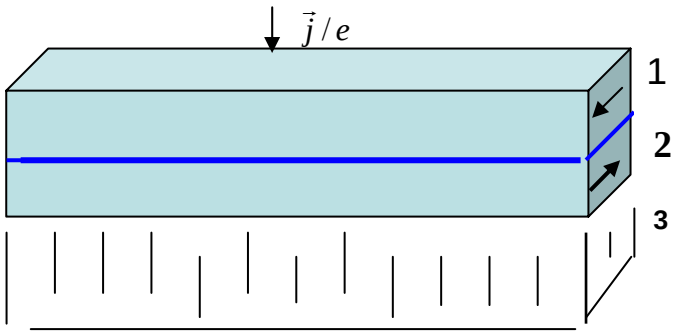
Сравнение пороговой амплитуды тока $j_{\text{th}}^{(-)}$ с плотностью постоянного тока j_{dc}, соответствующей неустойчивости антипараллельной конфигурации, дает

$$\frac{j_{\text{th}}^{(-)}}{j_{\text{dc}}} = 3\pi\sqrt{\pi\kappa}\left(\frac{M}{H_a}\right)^{1/2}. \qquad (2)$$

При типичных значениях параметров $(M/H_a \sim 10, \quad \kappa = 3\cdot 10^{-2})$ это отношение порядка единицы. При меньшей константе затухания порог параметрической неустойчивости может быть ниже порога для постоянного тока.

Присутствие постоянной составляющей в спектре инжекционного вклада приводит к тому, что неустойчивость антипараллельной конфигурации возможна и вне области параметрического резонанса. Соответствующий порог в $\pi/2$ раз выше порога для постоянного тока.

Вклад крутильного механизма не приводит к параметрическому резонансу, поскольку этот механизм влияет не на собственную частоту системы, как инжекционный механизм, а на диссипацию в системе.



Слой 1: спины закреплены
Ультратонкий разделяющий слой
Слой 2: спины свободны
Слой 3: немагнитный проводник

Литература

[1] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, D. C. Ralph, Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
[2] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **80**, 4281 (1999).
[3] I. N. Krivorotov, N. C. Emley, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, R. A. Buhrman, Science **307**, 228 (2005).
[4] D. C. Ralph, M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 1190 (2008).
[5] Z. H. Xiao, X. Q. Ma, P. P. Wu, J. X. Zhang, L. Q. Chen, S. Q. Shi, J. Appl. Phys. **102** 093907 (2007).
[6] Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас, Э. М. Эпштейн, ЖЭТФ **134**, 1200 (2008).
[7] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
[8] L. Berger, 1996 Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
[9] Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, Письма в ЖЭТФ, **76**, 189 (2002).

УСИЛЕНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО ФЕРРОМАГНЕТИЗМА В РАЗБАВЛЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова

РНЦ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Одно из основных препятствий на пути развития полупроводниковой спинтроники состоит сегодня в отсутствии полупроводниковых материалов и структур, которые были бы ферромагнитны при комнатной температуре. В настоящее время рекордное значение температуры Кюри достигнуто в разбавленном магнитном полупроводнике $Ga_{1-x}Mn_xAs$ (x=0.05-0.07) и составляет $T_C \approx 180$ K. В связи с этим возник интерес к гибридным структурам металл/полупроводник, магнитные свойства которых в значительной степени определяются высокотемпературным ферромагнетизмом входящего в их состав металла. Так, в недавней работе [1] исследовалась планарная структура $Fe/Ga_{1-x}Mn_xAs(100)$. Было показано, что индуцированное ферромагнитное состояние в приграничном слое полупроводниковой пленки сохраняется и при комнатной температуре. Намагниченность этой области противоположна (по направлению) намагниченности Fe-пленки, что предполагает антиферромагнитное обменное взаимодействие между атомами Fe и примесными атомами Mn в GaAs-матрице. Интенсивность этого взаимодействия определяется соответствующим эффективным обменным полем, зависящим от взаимного расположения выбранного атома Mn и различных взаимодействующих с ним атомов Fe. Кроме того, имеется косвенное обменное взаимодействие ферромагнитного характера между атомами Mn, которое осуществляется через подвижные носители заряда (дырки) полупроводника (например, по механизму РККИ), и характеризуется эффективным обменным полем, зависящим от расстояния между выбранным атомом Mn и другими взаимодействующими с ним атомами Mn. При этом существенно, что в разбавленном магнитном полупроводнике подвижность носителей заряда настолько мала (порядка 10 $см^2/В{\cdot}с$, что за счет столкновительного уширения уровней энергии дырок система является эффективно трехмерной, и нет необходимости учитывать какие-либо эффекты размерного квантования.

В работе показано, что взаимовлияние двух указанных механизмов магнитного упорядочения Mn атомов приумножает результат действия каждого из них в отдельности. Так, магнитная "затравка" в виде спиновой поляризации магнитных атомов полупроводника, индуцированная ферромагнетиком, значительно усиливается за счет косвенного взаимодействия между этими атомами. В результате температура Кюри, определяющая существование ферромагнетизма в приграничной области разбавленного магнитного полупроводника, существенно возрастает.

В континуальном приближении модели среднего поля профиль и температурная зависимость намагниченности в полупроводниковой части структуры определяется нелинейным интегральным уравнением, решение которого производится численным методом. При расчетах были приняты типичные для рассматриваемой структуры параметры, приведенные в таблице.

$n_{Fe}a^3$	$n_{Mn}a^3$	L_{Fe}/a	L_{Mn}/a	l_{Fe}/a	l_{Mn}/a	J_{Fe}/J_{Mn}
2	5	7	7	1	1.5	0.01─10

a - постоянная (гранецентрированной кубической) решетки Fe , n_{Fe}, n_{Mn} – концентрации атомов Fe и Mn (в $Ga_{1-x}Mn_xAs$), L_{Fe} , L_{Mn} – толщины слоев Fe и $Ga_{1-x}Mn_xAs$, l_{Fe} , l_{Mn} – характерные длины обменного взаимодействия Mn↔Fe и Mn↔Mn, J_{Fe}/J_{Mn} – отношение энергий взаимодействия Mn↔Fe и Mn↔Mn.

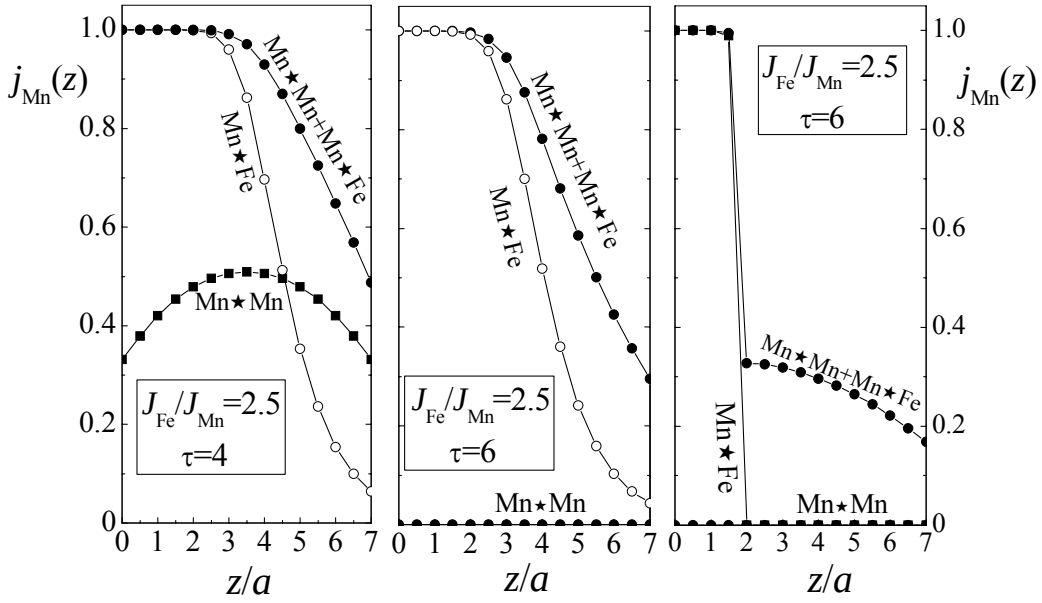


Рис. 1. Пространственные распределения локальной намагниченно-сти $j_{Mn}(z)$ полупроводника вблизи интерфейса Fe/Ga(Mn)As при температурах $\tau=4<\tau_C$ (левая панель) и $\tau=6>\tau_C$ (средняя и правая панели) для $J_{Fe}/J_{Mn}=2.5$. Mn↔Mn -- собственная намагниченность полупроводника, Mn↔Fe -- его индуцированная намагниченность, Mn↔Mn+Mn↔Fe -- индуцированная намагниченность, усиленная косвенным взаимодействием. Пространственные зависимости эффективных обменных взаимо-действий Mn↔Fe и Mn↔Mn: левая и средняя панели – экспонециальные, правая панель -- линейный спад взаимодействия Mn↔Fe.

На рис. 1 (левая панель, кривая Mn↔Mn) приведено пространственное распределение $j_{Mn}(z)$ локальной намагниченности Mn в $Ga_{1-x}Mn_xAs$ при температуре $\tau\equiv kT/J_{Mn}=4<\tau_C$. Там же приведено пространственное распределение намагниченности атомов Mn в отсутствие их косвенного взаимодействия, индуцированной обменным взаимодействием атомов Mn с атомами Fe (левая панель, кривая Mn↔Fe) при $J_{Fe}/J_{Mn}=2.5$. Такая индуцированная намагниченность быстро спадает по мере удалении от границы раздела Fe/Ga(Mn)As (z=0). Наконец, третья кривая (Mn↔Mn+Mn↔Fe) на левой па-

нели рис. 1 – это результат совместного действия двух механизмов магнитного упорядочения, выражающийся в существенном усилении индуцированного ферромагнетизма за счет косвенного взаимодействия магнитных примесей Mn. Соответствующее возрастание намагниченности особенно существенно вдали от границы Fe/Ga(Mn)As ($z \gtrsim L_{Mn}/2$), где индуцированная намагниченность увеличи-вается до пяти раз.

Примечательно, что значительное усиление индуцированной намагниченности сохраняется и при температурах выше температуры Кюри, соответствующей собственному ферромагнетизму Ga(Mn)As. Средняя панель рис. 1, относящаяся к температуре $\tau=6> \tau_C$, демонстрирует, что хотя абсолютная величина намагниченности вдали от интерфейса несколько падает, коэффициент усиления индуцированного ферромаг-нетизма и в этом случае остается столь же высоким.

Усиление намагниченности магнитного полупроводника, вызванное индуцированной пространственно-локализованной “магнитной затравкой”, особенно наглядно демонстрирует правая панель рис. 1, где в качестве пространственной зависимости эффективного обменного взаимодействия атомов Fe и Mn выбрано линейное приближение, отличное от нуля лишь в области $0<z<2l_{Fe}$). Видно, что даже при температуре $\tau=6$, существенно превышающей температуру Кюри $\tau_C \approx 4$, магнитное упорядочение появляется и в той области магнитного полупроводника, где индуциро-ванная затравочная намагниченность отсутствует .

Таким образом, в работе рассмотрены магнитные свойства планар-ной структуры, состоящей из ферромагнитного металла и разбавленного магнитного полупроводника. В рамках теории среднего поля показано наличие существенного усиления ферромагнетизма, индуцированного ферромагнитным металлом в полупроводнике вблизи границы раздела, за счет косвенного взаимодействия магнитных примесей. Это приводит к значительному расширению температурной области существования заметной намагниченности в приграничной области полупроводника (далеко за пределы интервала, ограниченного сверху “собственной” температурой Кюри магнитного полупроводника), что важно для возможных практических приложений. Результаты могут быть использованы для описания свойств комбинированных наноразмерных систем ферромагнетик-разбавленный магнитный полупроводник.

Работа поддержана грантом # 09-02-00579 Российского фонда фундаментальных исследований.

1. F. Maccherozzi, e.a, Phys. Rev. Lett., **101**, 267201 (2008).

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ЯМ ДЕЛЬТА–ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ

Б. А. Аронзон, В. В. Рыльков, М. А. Панков, А. Б. Давыдов

Российский научный центр «Курчатовский Институт», 123182 Москва, Россия

Осознание перспектив полупроводниковой спинтроники привело к резкому росту интереса к исследованию разбавленных магнитных полупроводниках (РМП) и в настоящее время это направление является одним из наиболее интенсивно развивающихся в физике твердого тела. Однако, следует отметить, что основные усилия при исследовании РМП структур были сосредоточены, на изучении трехмерных объектов или слоистых структур, а работ, посвященных структурам с двумерным каналом проводимости относительно немного. Эти работы посвящены исследованию структур, где легирующая магнитная примесь находится прямо в канале проводимости, чем объясняется малая величина подвижности в этих структурах (< 10 cm^2/Vs) и отсутствие эффектов обычных для 2D полупроводниковых структур.

В работе сообщается о комплексных исследованиях структурных, магнитных и электрофизических свойств квантовых ям $GaAs/Ga_{1-x}In_xAs/GaAs$ со слоем Mn толщиной 0.5-1.8 ML, который отделялся от квантовой ямы GaAs спейсером оптимальной толщины (3 нм), что обеспечило высокую подвижность дырок (≈2000 $см^2/В{\cdot}с$), на несколько порядков превосходящую ее значения в известных ферромагнитных двумерных структурах. Структуры демонстрируют как особенности присущие ферромагнитным системам: характерный максимум на температурной зависимости сопротивления, аномальный эффект Холла (АЭХ) и характерное для спин-стекольных систем поведение намагниченности, с переходом при температурах ниже 60 К в ферромагнитное состояние, так и квантовый эффект Холла и осцилляции Шубникова де Гааза. Свойства структур в значительной мере определяются случайным характером распределения Mn, и удовлетворительно могут быть описаны в рамках представлений о фазовом расслоении.

Магнитные свойства данных структур могут быть описаны как на языке взаимодействия ионов Mn через удаленные от них дырки в канале

проводимости, представляющем собой квантовую яму $Ga_{1-x}In_xAs$ в матрице GaAs. При больших содержаниях Mn в дельта-слое, который за счет диффузии марганца реально представляет собой слой (GaMn)As, магнитные свойства системы определяются ферромагнетизмом этого слоя, формируемым за счет механизма зонного ферромагнетизма и взаимодействием (кулоновским и магнитным) дырочных состояний в этом слое с электронными состояниями в квантовой яме, а также перетеканием дырок из обогащенного марганцем слоя GaAs в квантовую яму. Случайно-статистическая неоднородность в распределении Mn, приводит при значительном проникновении Mn в слои GaAs, к образованию в этих слоях антиферромагнитных областей, приводящих к сдвигу петли магнитного гистерезиса в сторону больших полей.

В этих системах наблюдается аномальный эффект Холла для дырок из квантовой ямы, что свидетельствует об их спиновой поляризации. Найденные значения холловской проводимости для АЭХ согласуются с теоретическими расчетами АЭХ в двумерных системах, выполненными для не зависящего от рассеяния, так называемого, «внутреннего» механизма АЭХ.

Авторы благодарны Б.Н. Звонкову, Ю.А. Данилову и О.В. Вихровой за предоставление образцов. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (08-02-00719 и 07-02-00927), а также проекта МНТЦ G1335.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК $Fe_{79}Zr_{10}N_{11}$.

Сидоренко П.К.[a], Комогорцев С.В[a], Шефтель Е.Н.[b], Исхаков Р.С.[b], Чеканова Л.А.[b], Перов Н.С.[c], Иванов А.Н.[d]

[a]*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, г. Москва, Россия*
[b]*Институт физики СО РАН, г. Красноярск, 660036, Академгородок, Россия*
[c]*МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия*
[d]*Институт Стали и Сплавов, г. Москва, Россия*

Перспективным материалом для изготовления датчиков магнитного поля являются нанокристаллические сплавы системы легирования Fe−Zr−N. В этих сплавах определенных составов в процессе напыления и при последующем отжиге формируется специфическая 2−х фазная наноструктура, обеспечивающая сочетание высокой индукции насыщения B_S и чрезвычайно низкой коэрцитивной силы H_C [1].

В данной работе исследуются магнитно-мягкие плёнки $Fe_{79}Zr_{10}N_{11}$ толщиной 0,7 мкм, полученные методом высокочастотного реактивного магнетронного напыления затем отожженные при 475^0C и 600^0C в течение 30, 60, 120 и 180 мин. В работе изучаются параметры магнитной микроструктуры и магнитные свойства (B_S, H_C) плёнок в зависимости от предшествующей обработки. Кривые намагничивания пленок измерялись на вибрационном магнитометре при комнатной температуре в полях до 8кЭ. Резонансное поглощение СВЧ (ферромагнитный резонанс (ФМР)) измеряли на стандартном спектрометре ЭПА−2М с частотой f = 9,2 ГГц. Внешнее поле прикладывалось параллельно плоскости пленки. Параметры тонкой структуры исследованы методом рентгеновской дифракции. Поскольку общепринятой теоретической базой для понимания магнитных свойств нанокристаллических ферромагнетиков является так называемая модель случайной магнитной анизотропии, для магнитоструктурных исследований мы использовали специально развитый на основе этой модели метод корреляционной магнитометрии, основанный на изучении кривых приближения намагниченности к насыщению.

Исследованные пленки обладают высокой B_S = 1,95 Тл и показывают низкие значениями H_C < 1Oe.

На кривых приближения намагниченности к насыщению наблюдается смена зависимости M(H) от $M \sim H^{-1/2}$ к $M \sim H^{-2}$ вблизи поля H_R при возрастании внешнего поля. Такая смена степенных зависимостей M(H) характерна только для нанокристаллических ферромагнетиков со случайной магнитной анизотропией, где $R_C < \delta$ ($\delta = (A/K)^{1/2}$).

Величина обменного поля $H_R=2A/MR_c^2$ может быть использована для оценки величины обменной константы A, если измерены величины R_C − корреляционного радиуса случайной анизотропии и намагниченности M ($A = MH_R/R_c^2$). Для оценки мы использовали величину намагниченности определенную из магнитометрических измерений. Величину же R_C определили $R_C = D$ где D − размер кристаллита измеренный методом рентгеновской дифракции. Оцененная величина A (рис.1), как оказалось, немонотонно зависит от времени отжига при 475^0C. Напротив, при отжиге с температурой 600^0C наблюдается монотонный рост величины A до значений близких к величине обменной константы α-Fe ($2.1\cdot10^{-6}$ erg/cm). Также методом приближения намагниченности к насыщению определены величины поля локальной магнитной анизотропии (H_a), а также величины корреляционного радиуса магнитной анизотропии (R_C) приведенного к величине $\delta=(A/K)^{1/2}$. Установлено, что зависимости величин R_c/δ и H_a от времени отжига (t_a) качественно отличаются после отжига при 475^0C и 600^0C. Отжиг при температуре 475^0C приводит к уменьшению R_c/δ при $t_a\leq120$мин. С увеличением выдержки до 180 мин величина R_c/δ увеличивается, при этом минимальная величина коэрцитивной силы достигается также при t_a =120мин. Отжиг при температуре 600^0C приводит к увеличению R_c/δ и коэрцитивной силы для всех выдержек. Для всех пленок, подвергнутых отжигу, обнаружена корреляция $H_c \sim(R_c/\delta)^3$.

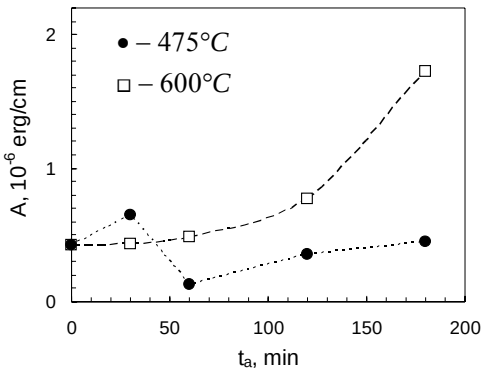


Рис.1 Зависимость обменной константы A от времени отжига в нанокристаллических пленках $Fe_{79}Zr_{10}N_{11}$.

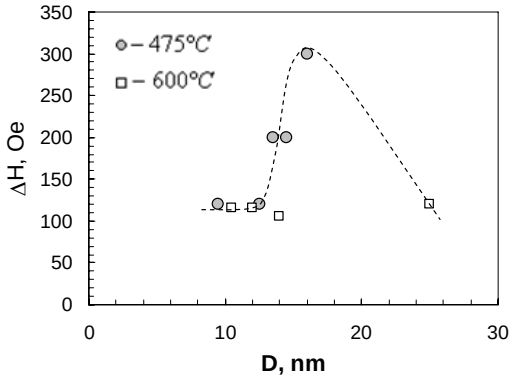


Рис.2 Зависимость ширины линии ФМР ΔH от размера зерна в нанокристаллических пленках $Fe_{79}Zr_{10}N_{11}$.

Сигнал ФМР исходного неотожженного образца составной (форма линии ФМР описывается двумя лоренцианами). После отжига при 475 ^{o}C сигнал также содержит две составляющие, однако их вклад в общий сигнал изменяется. После отжига при 600 ^{o}C сигнал хорошо описывается с помощью одного лоренциана. По величине резонансного поля, вычислена величина эффективной намагниченности пленки (M_{eff}). Качественно зависимость M_{eff} от времени отжига повторяет зависимость M измеренную на магнитометре. Представляет интерес зависимость ширины линии ФМР ΔH от

величины размера зерна D измеренного методом рентгеновской дифракции (рис.2). Ширина линии в нанокристаллических сплавах может зависеть от размера зерна, в том случае если она определяется величиной средней магнитной анизотропии материала. В этом случае качественно зависимость ΔH от D должна быть аналогична известной зависимости коэрцитивного поля H_C от D. Эта аналогия прослеживается на рис.2. Величина D, при которой достигается максимальное значение ΔH на рис.2 (16 нм) в модели случайной магнитной анизотропии соответствует параметру $\delta = (A/K)^{1/2}$.

Работа частично поддержана грантом целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584 и грантом РФФИ 08-03-00104а.

1. E.N. Sheftel, O.A. Bannykh, Nanocrystalline Films of Soft Magnetic Iron-Based Alloys, Russian Metallurgy (Metally), Vol. 2006, No. 5, pp. 394–399.

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИАКРИЛОНИТРИЛА И СОЕДИНЕНИЙ ГАДОЛИНИЯ

К.А. Багдасарова[1], Н.С. Перов[2], Г.П. Карпачева[1], Л.М. Земцов[1], Э.Л. Дзидзигури[3], Е.Н. Сидорова[3]

[1]Учреждение российской академии наук ордена трудового красного знамени Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, РФ
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, РФ
[3]Московский государственный институт стали и сплавов (Технологический университет), Москва, РФ

Настоящая работа посвящена исследованию структуры и магнитных характеристик металл-углеродных нанокомпозитов, полученных в процессе ИК-пиролиза полиакрилонитрила (ПАН) в присутствии хлорида гадолиния ($GdCl_3$) или ацетилацетоната гадолиния (Gdacac. – $Gd(C_5H_7O_2)_3$).

Анализ рентгеновских данных показал, что использование $GdCl_3$ и $Gd(C_5H_7O_2)_3$ при получении композитов приводит к образованию различных гадолинийсодержащих фаз. ИК-пиролиз образцов на основе ПАН и $GdCl_3$ при интенсивности пиролиза от 700 до 1200 °C приводит к формированию нанокомпозитов, содержащих фазы оксихлорида гадолиния GdOCl – тетрагональная решетка, d_n = 3,401Å (таб. знач.[1] d_n = 3,399Å) и фазы нитрида гадолиния GdN – кубическая решетка, d_n = 2,885Å (таб. знач.[1] d_n = 2,881Å). В образцах на основе ПАН и Gdacac. формируются только фазы GdN кубической решетки с межплоскостным расстоянием d_n= 2,86Å. В последнем случае межплоскостное расстояние меньше табличного значения, что может быть вызвано особенностями процесса фазообразования или наноразмерным состоянием вещества.

Сужение профилей отражения гадолинийсодержащих фаз и уменьшение их асимметрии с ростом интенсивности ИК-пиролиза, вызвано уменьшением искаженности кристаллической структуры, увеличением размеров кристаллитов и активно протекающими процессами релаксации.

Полученные композиты отличаются не только фазовым составом, но и магнитными свойствами. Большая часть образцов на основе ПАН и $GdCl_3$ проявляет гистерезисный характер перемагничивания. В то же время для всех образцов полученных на основе ПАН и Gdacac наблюдается ярковыраженная парамагнитная зависимость магнитного момента от поля (см. рис.1). При этом магнитная восприимчивость зависит от интенсивности ИК пиролиза.

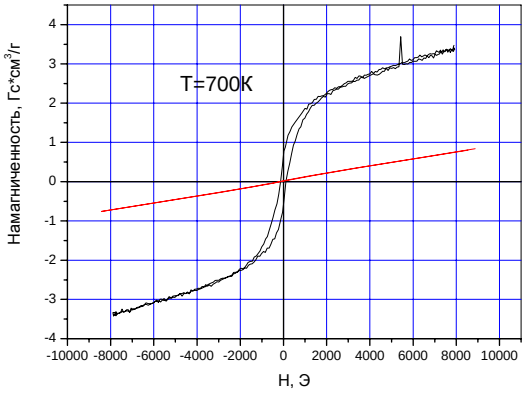


Рисунок 1 – Полевые зависимости намагниченности образцов на основе Gdacac (прямая) и $GdCl_3$(гистерезис), полученных при температуре ИК-пиролиза $T = 700$ ºС

Следует отметить, что для обоих видов образцов максимальные магнитные параметры наблюдаются в случае температуры пиролиза 700 ºС (см. рис.2 и 3). Возможно, это связано с параметрами кристаллической решетки наночастиц Gd, образующихся при этой температуре. Хотя остается открытым вопрос о причинах ферромагнитного упорядочения в образцах на основе ПАН и $GdCl_3$.

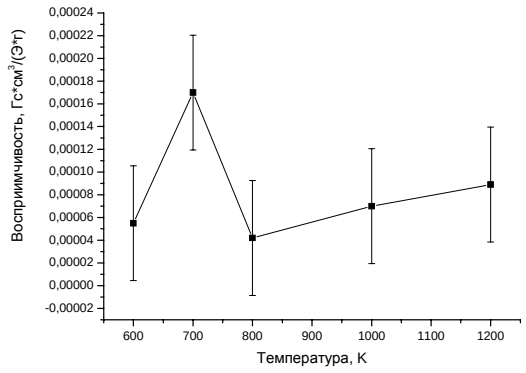


Рисунок 2. Зависимость магнитной восприимчивости образцов на основе ПАН и Gdacac от интенсивности ИК-пиролиза (температуры).

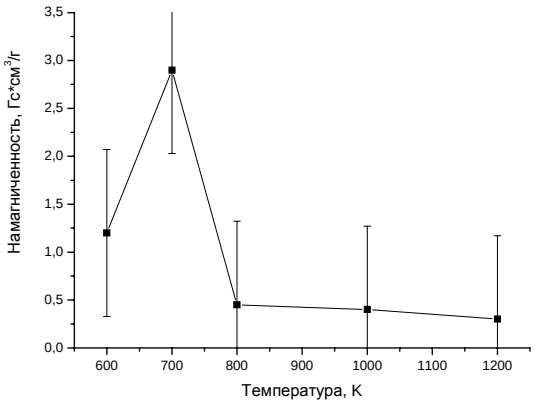


Рисунок 3. Зависимость намагниченности образцов на основе ПАН и $GdCl_3$ в поле 5 кЭ от интенсивности ИК-пиролиза (температуры).

Таким образом, показано, что структура и магнитное поведение нанокомпозитов зависит от природы металлосодержащих соединений (*$Gd(C_5H_7O_2)_3$ и $GdCl_3$*).

Работа частично поддержана грантом РФФИ.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛОВ Fe_3O_4 В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ

В.И. Бурков[1], Д.Е. Балабанов[1], В.И. Белотелов[2], В.А. Котов[3], А.К. Звездин[4], G. Carotenuto[5], P. Tiberto[5], К.А. Звездин[4]

[1]*Московский физико-технический институт*
[2]*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова*
[3]*Московский институт радиоэлектроники им. В.А. Котельникова*
[4]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
[5] *Туринский институт электроники Галилео*

В последние годы проводятся активные исследования, направленные на разработку новых магнитооптических композитных материалов, представляющих собой систему нанокристаллов магнитооптического материала, помещенных в матрицу из немагнитного прозрачного диэлектрика. Основной результат работ в указанном направлении сводится к одновременному снижению магнитооптической активности материала, например фарадеевского вращения, при одновременном снижении оптического поглощения. Хорошо известно, что с точки зрения практического использования магнитооптических материалов, основным параметром, характеризующим магнитооптическое качество материала, является параметр магнитооптической добротности $F = 2\cdot\Phi_F/\alpha$, определяемый как отношение удвоенного значения удельного фарадеевского вращения материала Φ_F к коэффициенту оптического поглощения α [1].

Совершенно очевидно, что указанный подход - нанокристаллы магнитооптического материала в матрице из прозрачного немагнитного диэлектрика может оказаться эффективным с точки зрения создания нового класса манитооптических материалов только в том случае, когда будет использована концепция магнитных фотонных кристаллов: одномерных, двумерных или трехмерных. Однако указанная концепция требует строго периодического расположения нанокристаллов магнитооптического материала в объеме матрицы. Ели имеет место хаотичное распределение нанокристаллов, то магнитооптичекие свойства такого нанокомпозитного материала реально уступают свойствам объемного монокристалла и даже поликристалла, так как рассеяние света на нанокристаллах с высоким показателем преломления в матрице с низким показателем преломления оказывается выше, чем на границах зерен в поликристаллическом материале.

Однако существует особый класс магнитооптических материалов, для которых переход от объемного материала к нанокомпозиту может привести к увеличению магнитооптической добротности нанокомпозитного материала по сравнению с объемным монокристаллом. К таким материалам относится, например, магнетит (Fe_3O_4), который обладает относительно высокой электропроводностью и как следствие этого высоким уровнем оптического

поглощения на свободных носителях заряда и одновременно высокими значениями фарадеевского вращения.

В тонких пленках гематита, полученного магнетронным распылением, в инфракрасной области спектра наблюдаются высокие значения удельного фарадеевского вращения при довольно высоком уровне оптического поглощения. При уменьшении длины волны излучения происходит одновременное снижение как величины фарадеевого вращения, так и оптического поглощения. В результате в видимой области спектра достигается минимальный уровень оптического поглощения на уровне 10^4 $см^{-1}$ на длине волны 650 нм. Величина удельного фарадеевского вращения на указанной длине волны достигает 2 град./мкм [2], что является достаточно высоким значением, но уступает соответствующей величине для висмутсодержащих феррит-гранатов.

При дальнейшем уменьшении длины волны оптического излечения наблюдается рост оптического поглощения и величины удельного фарадеевского вращения, но связано это уже с другим механизмом: в этой области поглощение света и фарадеевское вращение связано с переходами с переносом заряда с кислородных орбиталей на орбитали ионов железа, расположенными в ультрафиолетовой области спектра. Учитывая вышеизложенное, становится понятно, что концепция нанокомпозитных магнитооптических материалов в случае магнетита может привести к значительному увеличению магнитооптической добротности материала. Дело в том, что в видимой области спектра можно значительно снизить уровень оптического поглощения материала за счет снижения уровня оптического поглощения на свободных носителях заряда при переходе к наноразмерным частицам магнетита и пространственного ограничения длины свободного пробега электронов.

Для экспериментального исследования предложенного механизма увеличения магнитнооптичекой добротности нанокомпозитного материала был изготовлен ряд образцов в виде нанокристаллитов Fe_3O_4 со средним размером на уровне 50 нм в матрице из полистирола. Спектральная зависимость коэффициента оптического поглощения исследованного образца толщиной 80 мкм с объемным содержанием Fe_3O_4 около 10%. В инфракрасной области спектра коэффициент поглощения света оказывается заметно меньше, чем в однородных пленках Fe_3O_4 Но самый существенный результат заключается в том, что зависимость коэффициента поглощения от длины волны в нанокомпозитном образце демонстрирует снижение коэффициента оптического поглощения при увеличении длины волны. Напомним здесь, что пленки в Fe_3O_4, полученные методом магнетронного распыления демонстрируют увеличение коэффициента оптического поглощения в инфракрасной области спектра при увеличении длины волны, что обусловлено значительным вкладом механизма поглощения на свободных носителях в суммарный коэффициент поглощения. Проведенные исследования демонстрируют возможность снижения результирующего коэффициента поглощения материала в видимой области спектра при переходе от поликристаллических пленок

магнетита к нанокомпозитным структурам, т. е. плодотворность предложенной в данной работе идеи.

Спектральная зависимость эффекта магнитного кругового дихроизма (МКД) показана на рис. 1. Величина сигнала МКД исследованного образца в спектральном интервале 750 - 660 нм чрезвычайно мала. В районе 550 и 500 нм наблюдается два слабых пика, характеризующихся положительным знаком МКД. Сигнал МКД пересекает ось x на длине волны 485 нм и на этой длине волны следует ожидать одного из экстремумов фарадеевского вращения. В фиолетовой области и ультрафиолетовой областях спектра в спектре МКД наблюдаются три пика сигнала МКД на длинах волн 420, 370 и 320 нм, при этом амплитудные значения сигнала МКД почти на порядок величины превышают значения, наблюдаемые в зеленой области спектра. Максимальное значение сигнала МКД на длине волны 370 нм достигало величины $\Delta D/D = 6{,}8 \cdot 10^{-4}$.

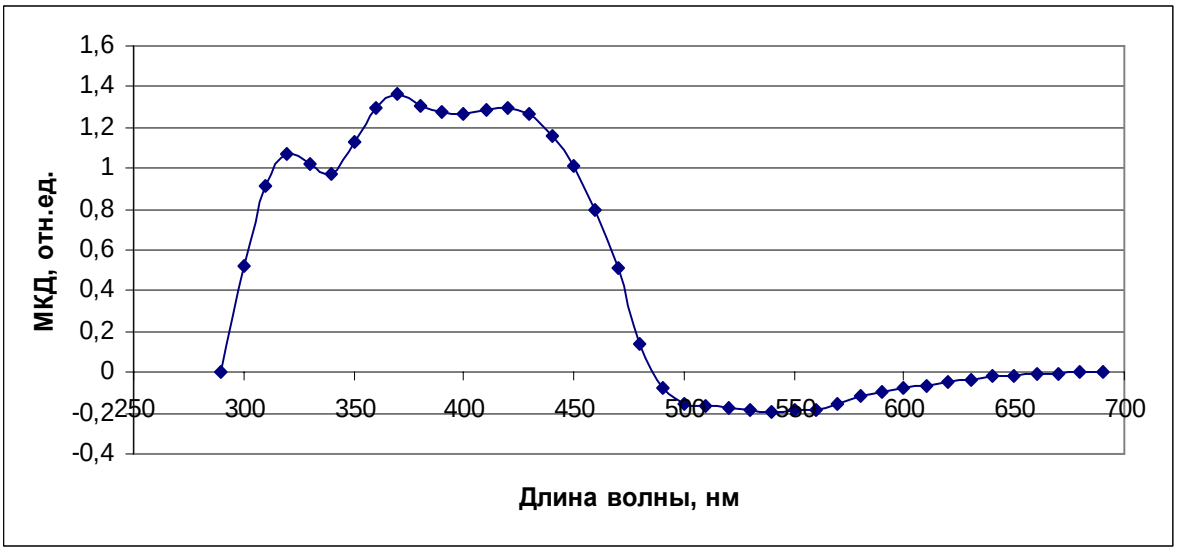


Рис.1 Спектральная зависимость сигнала МКД $\Delta D/D$ (значение по оси Y следует умножить на коэффициент $5 \cdot 10^{-6}$) в композитном образце из нанокристаллов Fe_3O_4 матрице из полистирола.

Работа поддержана РФФИ (07-02-01445, 07-02-91588, 07-02-92183, 08-02-00717) и грантом НШ-671.2008.2.

1. A. K. Zvezdin, V. A. Kotov: Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials, Institute of Physics Publishing. Bristol and Philadelphia. (IOP Publishing Ltd. 1997) (pp. 386).
2. V. Goossens, J. Wielan, S. Van Gils, R. Finsy, H. Terryn, Optical properties of thin iron oxide films on steel, Surf. Interface Anal, 2006, 38, 489-493.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА In_2VO_5

Е.А. Попова[1], А.Н. Васильев[2], Н. Тристан[3], Р. Клингелер[3], Б. Бюшнер[3]

[1]Московский государственный институт электроники и математики (технический университет), 109028 Москва
[2]МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва
[3]Институт физики твердого тела и материаловедения им. Лейбница, D-01171 Дрезден, Германия

Квазиодномерные магнитные материалы давно привлекают внимание исследователей, поскольку топология магнитной подсистемы и характер взаимодействия между магнитными ионами определяют формирование квантового основного состояния. Свойства однородной и альтернированной цепочки S = ½ с антиферромагнитным взаимодействием между соседними ионами хорошо изучены. Гораздо менее изучены свойства зигзагообразной цепочки, представителем которой является In_2VO_5.

В соединении In_2VO_5 присутствует один вид магнитных ионов V^{4+} со спином S = ½. In_2VO_5 имеет орторомбическую кристаллическую структуру (пространственная группа *Pnma*), содержащую цепочки октаэдров VO_6, соединенных по ребру. Цепочки, направленные вдоль оси b кристалла, разделены друг от друга немагнитными ионами In^{3+}. Искажение октаэдровVO_6 приводит к расщеплению t_{2g} орбиталей, так что один электрон V^{4+} иона находится предположительно на d_{xz} орбитали. Угол связи V-O-V между соседними ионами ванадия составляет 107^0, а между ионом ванадия и следующим за соседним ионом – 146^0. В этой ситуации возможен ферромагнитный обмен между соседними ионами и антиферромагнитный обмен между ионами, расположенными через один.

Исследование термодинамических свойств проводились на прессованном порошке In_2VO_5, полученном методом твердофазного синтеза [1]. Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ_{dc}, измеренная в FC и ZFC режимах, представлена на Рис. 1а. В температурном интервале 150 – 300 К зависимость $\chi(T)$ описывается законом Кюри - Вейсса с положительным значением постоянной Вейсса Θ = +13 К, что указывает на ферромагнитный характер основного обмена. Ниже 150 К знак постоянной Вейсса меняется до Θ = - 9 К. На вставке к Рис. 1а представлены температурные зависимости АС магнитной восприимчивости. Положение максимума на зависимости $\chi_{ac}(T)$ смещается в сторону более высоких температур при увеличении частоты. Это может указывать на то, что система при T < 3К находится в спин-стекольном состоянии. При низких температурах в магнитной восприимчивости χ_{dc} и теплоемкости C, показанной на Рис. 1а, наблюдается аномалия. На Рис. 1б представлен магнитный вклад в теплоемкость. Форма аномалии на зависимости C(T), отличающаяся от λ - типа, указывает на отсутствие магнитного упорядоче-

ния вплоть до 0.4 К. Внешнее магнитное поле приводит к сглаживанию аномалии на восприимчивости и к смещению максимума теплоемкости в сторону более высоких температур. В зигзагообразной цепочке с антиферро- и ферромагнитным взаимодействием могут реализоваться два предельных состояния: синглетное (S =0) и триплетное (S= 1). При T < 3K восприимчивость уменьшается при уменьшении температуры, однако не стремится к нулю, т.е. в системе синглетное основное состояние не реализуется. Наши оценки показывают, что при реализации триплетного состояния величина максимума теплоемкости должна резко увеличиваться с ростом поля, что противоречит экспериментальным данным. Ферромагнитный обмен между соседними ионами и антиферромагнитный между ионами, расположенными через один, приводит к фрустрации. В этом случае температура максимума на зависимости C(T) в нулевом поле соответствует разности энергий ферро- и антиферромагнитных взаимодействий внутри цепочки. Внешнее поле подавляет фрустрации, в результате энтропия системы понижается, что приводит к уменьшению величины теплоемкости, и максимум смещается в сторону более высоких температур.

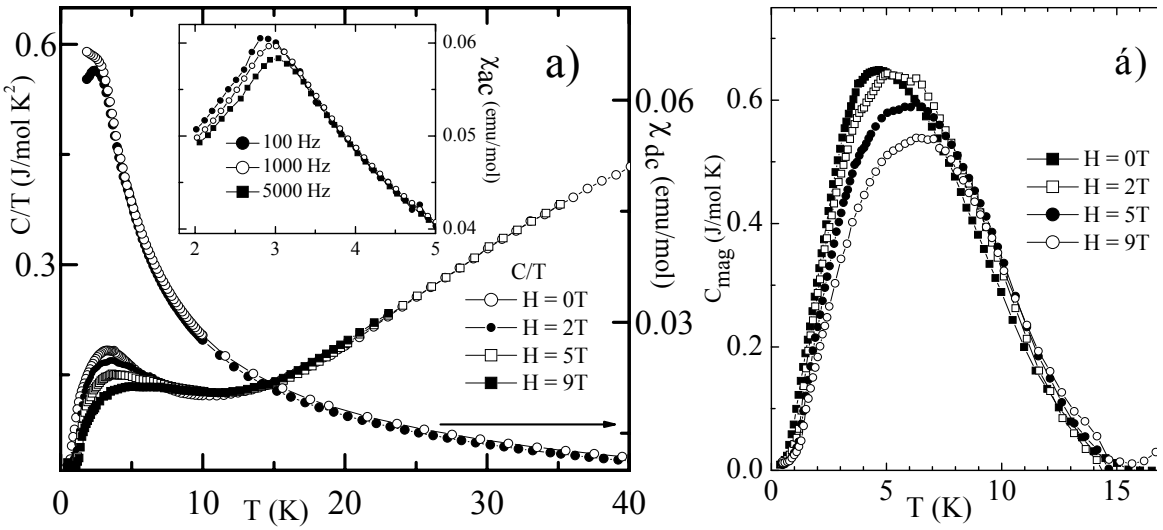


Рис.1 а) Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ_{dc}, измеренная в FC и ZFC режимах в поле H = 500 Э. Зависимость C/T от температуры в полях H = 0, 2, 5 и 9 Тл. Вставка: Температурные зависимости АС магнитной восприимчивости χ_{ac} б) температурная зависимость магнитной теплоемкости.

[1] P.J. Senegas, J-P. Manaud, J. Galy, *Acta Cryst.*, **B31**, 1614 (1975)

КОЛЛЕКТИВНЫЕ СВОЙСТВА ТРИПЛЕТНЫХ ЭКСИТОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Ю. Ф. Головнев, А. Б. Лаковцев

Тульский государственный педагогический университет им. Л. Н. Толстого

Коллективные свойства экситонов интенсивно изучаются с момента высказывания гипотезы об их сверхтекучести и бозе-конденсации (БК) [1].

Система экситонов малой плотности (среднее расстояние между экситонами много больше их боровского радиуса) ведет себя как слабо неидеальный бозе-газ.

В двумерном случае, при температурах вырождения близких к

$$T_c \approx \frac{2\pi\hbar^2 k^{-1}}{N m_{ex}} \ln(NS),$$

где N – плотность экситонов, S – площадь слоя, k- постоянная Больцмана, m_{ex}- эффективная масса экситона, используется статистика Бозе- Эйнштейна [2].

Критические условия конденсации экситонов в квантовых ямах качественно улучшаются в сильном перпендикулярном магнитном поле вследствие полного квантования энергетического спектра электронов и дырок, а также увеличения энергии связи экситонов [3].

Особый интерес, в этом случае, могут представлять наноразмерные гетеросистемы на основе ферромагнитных редкоземельных полупроводников. В сверхрешетках из ферромагнитного (EuS) и парамагнитного (PbS) полупроводников создаются стабильные экситонные состояния с высокой энергией связи и силой осциллятора. В таких гетероструктурах электроны и дырки могут локализовываться в различных «закрытых» квантовых ямах образованных $4f^7$- уровнями в запрещенных зонах барьерных слоев халькогенида европия. Они связываются в непрямые триплетные экситоны с большим временем жизни, вследствие слабого перекрытия волновых функций. Причиной этого является парамагнитный слой, разделяющий квантовые ямы [4,5]. Межъямные экситоны в основном состоянии обладают дипольным моментом, что препятствует связыванию экситонов в молекулы. Такие экситоны могут накапливаться и охлаждаться до температур, при которых возможна БК. Для нанослоев из халькогенида европия эти температуры могут быть не ниже 16К.

Химический потенциал межъямных экситонов определяется суммой потенциала в области квантовой ямы и соответствующего дополнительного потенциала [6]:

$$\mu = \mu(N) + U(r),$$

где μ - химический потенциал межъямных экситонов, связанный с их средней плотностью, $\mu(N)$ - химический потенциал экситона в области квантовой ямы, $U(r)$ - дополнительный потенциал.

С учетом этого, потенциал экситонов можно найти из соотношения:

$$\mu = E_g - E_n(\mathbf{k}) + \tilde{\mu},$$

где E_g - эффективная ширина запрещенной зоны (для моносульфида европия 1,64 эВ), $\tilde{\mu}$ - химический потенциал системы экситонов при нулевой энергии в состоянии покоя, $E_n(\mathbf{k})$ - энергия связи свободного экситона.

Из вышеизложенного можно сделать следующее заключение: процесс БК должен быть обнаружен в интервале экситонных плотностей от 10^9 см$^{-2}$ – до 10^{12} см$^{-2}$.

Что касается времени жизни таких экситонов, то его можно оценить исходя из процесса одноэкситонной рекомбинации [6]:

$$\tau = \frac{\pi c}{L^2 k_0^2},$$

где L - эффективная константа взаимодействия.

Таким образом, если, как следует из экспериментов с Cu_2O [6], экситонное время жизни в нем равно $\tau \approx 10$ мкс, то в сверхрешетках на основе халькогенида европия можно ожидать увеличение этого параметра на несколько порядков. Причиной этого является, прежде всего, гигантское значение силы осциллятора экситонного перехода в ферромагнитных полупроводниках:

$$f_{mn} = \frac{2m(E_m - E_n)}{\hbar^2}\left|\left\langle \psi_m^* \middle| U_{mn} \middle| \psi_n \right\rangle\right|^2,$$

где ψ_n^* и ψ_m - волновые функции исходного и конечного состояний.

Действительно, из численных расчетов для разрешенного перехода $\Gamma_{25}^{'} \to \Gamma_{12}$ было получено значение силы осциллятора $f \sim 0{,}02$, что на четыре порядка выше, чем для Cu_2O.

1. С. А. Москаленко, ФТТ., **4**, 276 (1962).
2. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, П. А. Ни, С. В. Дубонос, И. Хвам, К. Соренсен, Письма в ЖЭТФ, **75**, 689 (2002).
3. Л. В. Бутов, А. Цренер, М. Хагн, Г. Абштрайтер, Г. Бом, Г. Вайманн, УФН., **166**, 801 (1996)
4. Ю. Ф. Головнев, А. Б. Лаковцев, Известия ТулГУ. Серия Естественные науки., **1,** 126 (2008)
5. Ю. Ф. Головнев, Л. В. Никольская, Известия РАН. Физика., **71**, 1664 (2007).
6. Ю. Е. Лозовик, И. В. Овчинников, Письма в ЖЭТФ, *75*, 603 (2002).

НЕУПРУГОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СВЕРХРЕШЕТКАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Ю.Ф.Головнев, Д.А.Нургулеев

Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого

Одним из перспективных источников получения спин-поляризованного потока электронов являются сверхрешетки на основе ферромагнитных полупроводников типа EuS-PbS. В них нанослой халькогенида европия выполняет функции инжектора и фильтра электронов поляризованных по спину. Такие сверхрешетки могут быть использованы в различных устройствах спинтроники.

С этой целью был проведен анализ влияния обменного взаимодействия на туннельную прозрачность барьерных слоев EuS, где использовались методы трансферных матриц и туннельного гамильтониана [1]. В частности определена прозрачность в приближении «периодических рассеивателей», расположенных в области $4f^7$-состояний европия, учтено влияние флуктуаций магнитного порядка, интерфейсных и инверсионных состояний гетеропереходов на туннелирование электронов из нанослоя PbS. Расчеты отражают уровень спиновой поляризации, особенности зонной структуры и показывают, что спиновая когерентность имеет резонанс в области расположения $4f^7$-состояний, а подбором толщины слоев, образующих сверхрешетку, можно смещать уровень Ферми в заданный интервал энергий и создавать условия для получения высоких значений потока спин-поляризованных электронов [2].

Проблемой дальнейших исследований транспортных свойств гетероструктур ферромагнитный полупроводник - парамагнитный полупроводник является оценка влияния на туннельную прозрачность не только обменной связи, но и взаимодействия туннелирующих электронов с магнонами различной частоты. В настоящее время исследователи сходятся во мнении, что поляризацию своего спинового окружения носителем тока (туннелирующим электроном), то есть образование магнитного полярона, в халькогенидах европия необходимо учитывать. Это позволяет с единой точки зрения описывать их резистивное поведение. В нашей модели рассматриваются магнитные поляроны, существующие вблизи абсолютного нуля. Они связаны не с поляризацией локализованных магнитных моментов носителем тока, а с переполяризацией их в противоположном направлении.

Если пренебречь дефектом в спиновой системе, связанным с отличием спина Eu^{2+}, на котором находится туннелирующий электрон, от спина иона матрицы (барьер), то электрон-магнонное взаимодействие можно записать в виде:

$$H = \sum_{qf\sigma} J\sqrt{\frac{S}{2N}}\left(d_q^+ c_{f\sigma}^+ c_{f+q\,-\sigma} + d_q c_{f\,-\sigma}^+ c_{f\,-q\,\sigma}\right), \quad (1)$$

где $c_{f\sigma}^+ \left(c_{f\sigma}\right)$ - операторы рождения (уничтожения) электрона в резонансном состоянии на центре с квазиимпульсом f и спином σ; ω_q - магнонный спектр; $d_q^+ \left(d_q\right)$ бозе-операторы рождения (уничтожения) магнона с квазиимпульсом q; J - обменный интеграл; N - число магнитных атомов, S - суммарный спин магнитного иона. Вследствие того, что в ферромагнитном полупроводнике энергия магнонов $\hbar\omega_q << J$ и процессы рассеяния с переворотом спина запрещены законами сохранения, в барьер просачиваются электроны, направление спинов которых совпадает с ориентацией спинов магнитных ионов Eu^{2+}.

Действительно электрон-магнонное взаимодействие на центре приводит к связыванию состояний туннелирующего электрона и магнонов в состояние поляронного типа. Это приводит к размытию резонансной линии и возникновению неупругих каналов резонансного туннелирования, сохраняя при этом его интегральную интенсивность. Тогда вместо единичного $4f^7$-уровня электрон-магнонные состояния на центре образуют энергетическую полосу, ширина которой может быть определена соотношением [3]

$$D = \sum J(m) e^{-S_T(m)} e^{-ikm}, \quad (2)$$

которое содержит множитель $e^{-S_T(m)}$. Он дает экспоненциальное убывание ширины зоны и соответствующий рост эффективной массы электрона с возрастанием температуры

$$S_T(m) = -J(m)\sqrt{\frac{2S}{N}\sum_q \left(\hbar\omega_q\right)^{-1}} e^{-iqR}, \quad (3)$$

где R – радиус-вектор узла, m – расстояние до ближайшего соседа.

Показано, что при отсутствии электрон-магнонного взаимодействия $\alpha_q = 0$ (α_q - сила электрон-магнонного взаимодействия) упругое резонансное туннелирование определяется формулой Брейта-Вигнера. Когда $\alpha_q \neq 0$ в туннелирование включаются неупругие процессы (электрон-магнонное взаимодействие). В этом случае парциальные вероятности туннелирования определяются из формулы

$$T(E \to E_t) = \sum_{l,r} W_{lr}\,\delta(E_l - E)\,\delta(E_r - E_t), \quad (4)$$

где E_l, E_r - энергия электрона в левом и правом берегах туннельного контакта; E_t - положение резонасного уровня, W_{lr} - вероятность перехода в единицу времени из состояния l в r (из левого берега туннельного барьера в правый).

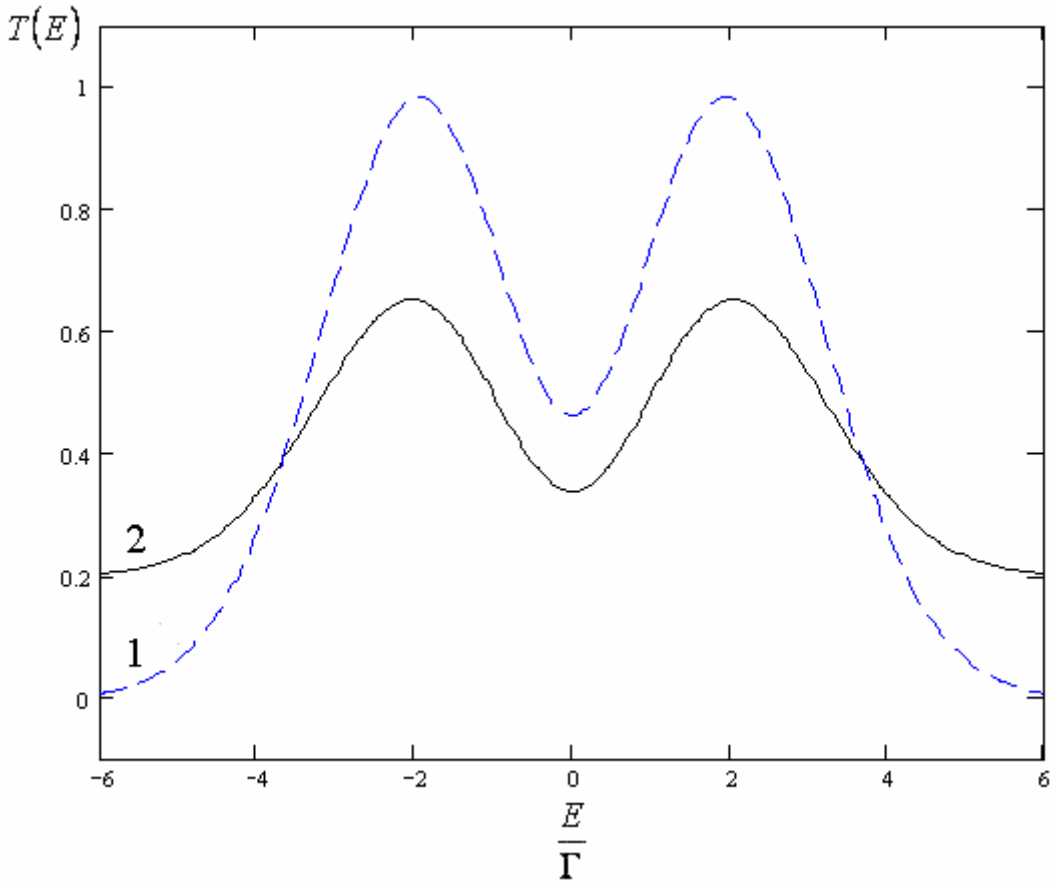


Рис.1. Туннельная прозрачность гетеробарьера EuS.

Показано, как изменяется $T(E)$ при увеличении силы электрон-магнонного взаимодействия. Так при $\frac{\alpha_q}{\omega_q} << 1$ проявляется пик Брейта-Вигнера, когда $E \approx E_0$. С ростом α_q «крылья» у пика растут (рис. 1, кривые 1, 2) и положение резонансной кривой изменяется согласно росту магнито-поляронного сдвига η_q, т.е. основной вклад в $T(E)$ связан с «крыльями».

Однако учет электрон-магнонного взаимодействия, т.е. включение неупругих каналов рассеяния, не влияет на интегральное значение прозрачности барьера (EuS).

1. Головнев Ю.Ф., Ермолов А.В., Материалы XX Междунар. школы-семинара НМММ. - М. (2006).
2. Головнев Ю.Ф., Нургулеев Д.А., Известия ТулГУ. Естественные науки, **1**, 136 (2008).
3. Капустин А.В.., Сб. Редкоземельные полупроводники. – Л. (1977).

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ НА МАГНИТОУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Сагдаткиреева М.Б., Мухутдинова А.Р., Румянцева В.В.

Башкирский государственный университет

Магнитные свойства, явления и эффекты, присущие микро (нано) пленкам представляют большой интерес в связи с развитием наукоемких технологий в конце XX столетия. В частности, в связи с повышением производительности и мощности ЭВМ одновременной их миниатюризацией [1].

С практической точки зрения в настоящее время большой интерес приобретает исследование магнитоупругого взаимодействия в ферромагнитных образцах ограниченных размеров в виде стержней или тонких пластин толщиной в области наноразмеров. Как известно из экспериментальных работ [2-5], динамические магнитные и упругие свойства этих пластин могут существенно отличаться от таковых свойств безграничной среды. Форма дисперсионных кривых, а также их раздвижка в области взаимодействия волн существенно зависят от толщины пластины. В частности, как указывают авторы [2-5], величина раздвижки дисперсионных кривых в тонких пластинах может в несколько раз превосходить соответствующую величину в безграничном образце [2, 3]. Однако в теоретическом аспекте величина раздвижки в области взаимодействия волн не исследована.

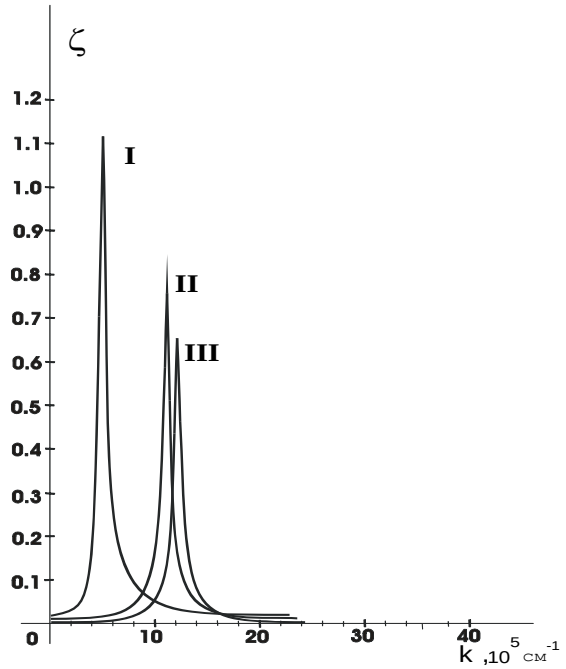
В связи с этим в данной работе представлены результаты теоретического исследования магнитоупругого взаимодействия в наклонно осажденных из газовой фазы пленках толщиной квантовых ям (от 101 Å до 10000 Å [5]) кубической симметрии на основе численных расчетов (рис.1), используя методы вторичного квантования и канонических преобразований Н.Н. Боголюбова. Показано, что характер формирования и перестройка вида спектра магнитоупругих волн в ферромагнитных пленках толщиной квантовых ям с наклонной анизотропией протекает качественно одинаково при изменении угла наклона оси легкого намагничивания (ОЛН) относительно нормали к плоскости образца и толщины образца. При наличии наклона в зависимости от толщины в спектре магнитоупругих волн возникает второе значение частоты магнитоупругого резонанса. Дальнейший рост угла наклона ОЛН сохраняет диффузионный характер (область поглощения) спиновой волны, самообуславливающий самоорганизацию доменной структуры по углу и толщине, проявляя квантовый характер происходящего. Далее в спектре наблюдается отсутствие магнитоупругого взаимодействия в рассматриваемом приближении для волнового вектора k [5-9]. Экспериментально данная ситуация подтверждена в работе Моока (H.A. Mook) и Пауля (D.McK. Paul) [10] по измерению спин-волнового спектра Ni. В ней утвер-

ждается, что для направления [100] наблюдается магнитоупругое взаимодействие с одним значением частоты магнитоупругого резонанса, определенной величиной магнитной щели и параметром магнитоупругой связи, что хорошо согласуется с результатами теоретических работ [1, 7-9]. Однако для направления [111] характерно отсутствия магнитоупругого взаимодействия в спектре.

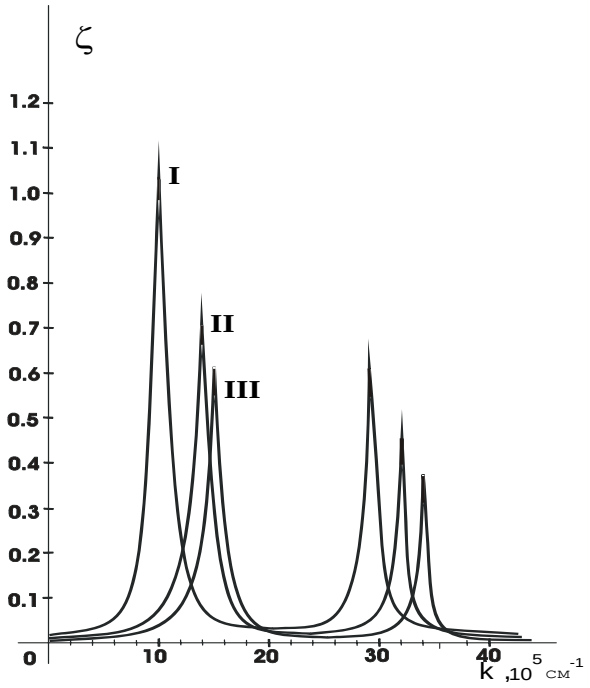
На основе анализа полученных результатов построена зависимость безразмерного параметра магнитоупругой связи от волнового вектора k с учетом толщины образца и угла наклона ОЛН (рис.1). Как видно из рис.1 (а, б) расталкивание волн в области взаимодействия в “пленках” (101 Å) больше, чем в “массивных” образцах (10000 Å) и “пластинках” (1000 Å), что хорошо согласуется с выше приведенными экспериментальными результатами работ [2-4].

Список использованной литературы

1. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука,1967.368 с.
2. Triersten H.F. Magnetoelastic Phenomena in Magnetic Media. // J.Math. Phys.1964.Vol.5.№ 7.P.1298-1309.
3. Bailey G.C., Vittoria C. Resonance line width dependence on film thickness. // Phys.Lett.1971.Ser.A37.№3.P261-262.
4. Огрин Ю.Ф., Мериакри С.В., Петрова И.И. Электромагнитно-спиновые волны в тонких слоях одноосных ферромагнетиков // ФТТ. 1990. Т. 32.Вып.1.С.204-207.
5. Карабанова В.П. Структура доменных границ ферромагнитных пленок толщиной 100 – 1000 Å. Автореферат дис. кандид. физ.-матем. наук. М.С. 18. (1971).
6. Сагдаткиреева М.Б. Особенности ориентационных фазовых переходов ферромагнетиков с наклонной анизотропией. //Изв.РАН,Сер.физ.-2003.-Т.67.-С.965-967.
7. Садовников Б.И., Сагдаткиреева М.Б., Харрасов М.Х. Спектр магнитоупругих волн многоосных ферромагнетиков с наклонной анизотропией.//ДАН.-2001.-Т.376.-С.468-470.
8. Сагдаткиреева М.Б. Спектр магнитоупругих волн магнитных материалов с наклонной анизотропией. // Изв.РАН,Сер.физ.-Т. 68.- №5. С.689-692. (2004).
9. Связанные магнитоупругие и упругие волны в упорядоченных конденсированных средах: Препринт.- Уфа: РИО БашГУ. 54 С. 2005.
10. Mook H.A., Paul D.McK. Neutron-Scattering Measurement of the Spin-Wave Spectra for Nickel. // Phys. Rev. Lett. 1985.Vol. 54.№ 3.P.227-229.



а) $\psi = 0^{\circ}$,



б) $\psi = 15^{\circ}$.

Рис.1. График зависимости безразмерного параметра магнитоупругой связи ζ от волнового вектора **k** для "пленок", "пластинок" и "массивных" образцов при угле наклона ОЛН: а) $\psi = 0^{\circ}$; б) $\psi = 15^{\circ}$. Кривая I соответствует параметру магнитоупругой связи пленок толщиной 101Å; II – пластинок толщиной 1000Å; III – "массивных" образцов толщиной 10000Å.

ОТРАЖЕНИЕ ОТ МАГНИТНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И ЗЕРКАЛЬНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ КРОССОВЕР

Н.И. Юрасов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия

Теоретически исследовано отражение от магнитного фотонного кристалла (МФК) при нормальном падении света. Результаты расчёта сопоставлены с данными эксперимента [1]. Для оценки величины эффекта использовано относительное изменение коэффициента отражения $\delta R(B,\lambda)$, определяемое формулой $\delta R(B,\lambda)=(R(B,\lambda)-R(0,\lambda))/ R(0,\lambda)$, где $R(B,\lambda)$ и $R(0,\lambda)$, – в магнитное поле с индукцией B и при отсутствии магнитного поля. Для получения искомой формулы была использована обычная структура тензора диэлектрической проницаемости [2], а именно: $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}=\varepsilon(1+bM^2)$, $\varepsilon_{xy}= -\varepsilon_{yx}=aM$, $q=q'+iq''=(a,b)$, a и b – постоянные, не зависящие от намагниченности M, но зависящие от длины волны света; ε-диэлектрическая проницаемость в размагниченном состоянии. В первом порядке теории возмущений мнимые составляющие компонент тензора ушли из расчёта и была получена следующая формула для неполяризованного света: $\delta R(B,\lambda)=8\ \delta(M)/(\varepsilon-1)$-, $\delta(M)=\varepsilon^{1/2}(a'M/ \varepsilon+b'M^2)/2$ – малый параметр и должно выполняться условие $|\ \delta(M)\ |\leq 0.1$. Так как в области края фотонной стоп зоны для искусственного опала справедливо условие $\varepsilon\leq 2$, а МФК, исследованные в[1], были получены на основе опаловой матрицы, то величина $|\delta R(B,\lambda)|$ не должна превышать единицу. Результат измерения этой величины в [1] согласуется с этой оценкой, так как не превышает 0.9. Исследование отражения в [1] проводилось в неполяризованном свете.

В силу имеющейся структуры тензора диэлектрической проницаемости у комплексных волновых векторов происходит зеркальное пересечение вещественных составляющих и простое пересечение мнимых составляющих, т.е. в МФК в оптике реализуется зеркальный спектральный кроссовер: у одной из двух волн, имеющих различные круговые поляризации, есть отрицательный показатель преломления [3].

1.V.S. Gorelik, N.I. Yurasov, Y.P. Voinov, M.I. Samoilovich, V.V. Gryasnov, Solid State Phenomena,**152-153**, 518 (2009).
2. А.Б. Грановский, И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, В.С. Гущин, М. Инуе, Ю.Е. Калинин, А.А. Козлов, А.Н. Юрасов, ЖЭТФ, **123**, 1256 (2003).
3. N.I. Yurasov, MISM-2005, Book of Abstracts, 397 (2005).

СИЛА ОСЦИЛЛЯТОРА ТРИПЛЕТНЫХ ЭКСИТОНОВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЯХ СВЕРХРЕШЕТОК EuO – SrO

Головнев Ю.Ф., Сидорова И.Г.

Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого

Для получения экситонного бозе-конденсата в настоящее время исследователи сосредоточились на сверхрешетках, в которых образуются прямые и межъямные экситоны. Минизонная структура квантовых ям таких наносистем способствует увеличению плотности экситонов до $5 \cdot 10^{12} см^{-2}$, а образование межъямных экситонов приводит к возрастанию их силы осциллятора и времени жизни. Увеличению этих параметров экситонов способствует и высокие значения диэлектрической постоянной ε одного из слоев сверхрешетки.

Особенно большой интерес представляют сверхрешетки на основе ферромагнитных полупроводников типа EuS – PbS, EuO – SrO и EuS – SmS. Дело в том, что в барьерных нанослоях халькогенида европия высока вероятность образования триплетных экситонов $(5d-5d)-$типа, время жизни которых на несколько порядков выше, чем синглетных. Для накопления таких квазичастиц необходимо, чтобы экситоны были самыми нижними возбужденными состояниями двумерных полупроводниковых структур. Этого можно добиться приложением внешнего электрического поля или использовать для этой цели квантовые ямы в полумагнитных полупроводниках, где из-за обменного взаимодействия между носителями и спинами магнитных примесей создается зависимость экситонных уровней от внешнего магнитного поля [1]. В этом случае время жизни межъямных экситонов на порядок выше времени жизни прямых. Экспериментальные измерения показали, что и сила осцилляторов экситонов в EuO может достигать высоких значений, порядка 0,1 [2].

Достаточно полное объяснение эффекта возникновения гигантских сил осциллятора дано в работе [3], где используется модель экситонных комплексов. Эти комплексы образуются, например, при связывании экситона с другими квазичастицами (фононами, магнонами, экситонами). Модельный расчет позволяет получить формулу для силы осциллятора связанного экситона:

$$f_i = \left(\frac{E_0}{E_i} \right)^{\frac{3}{2}} f_{ex}, \qquad (1)$$

где f_{ex} – сила осциллятора собственного экситонного поглощения, E_0 – величина, характеризующая ширину экситонной зоны, E_i – энергия связи экситона с дефектом.

При образовании магнитного экситона [2], на $4f$ – уровне рождается дырка, с которой электрон на $5d$ – уровне создает связанное состояние. Поэтому для расчета E_0 необходимо учитывать влияние внутреннего эффекта Зеемана, то есть расщепление экситонных линий магнитоактивных ионов в обменном поле. Будем полагать, что обменное зеемановское взаимодействие $4f^7$ – оболочки Eu^{2+} ионов с обменным полем $\vec{H}_f = 2J_{df}\vec{S}_f z$ превышает взаимодействие их с кристаллическим полем и ось квантования имеет направление $\vec{S}_f$. Здесь $z = 12$ – число ближайших соседей, $S_f = \frac{7}{2}$ – спин иона Eu^{2+}, $J_{df} - d - f$ – обменный интеграл. Для электронов, переходящих с $4f^7$ – уровней в зону проводимости (d – зона), энергии состояний будут иметь вид:

$$E_d^{\pm} = E_d^0 \pm \frac{1}{2}H_f ,$$

где E_d^0 – энергия электрона в отсутствие взаимодействия, H_f – проекция обменного взаимодействия на ось квантования.

В соответствии с симметрией данной задачи и ограничений общей модели энергии двух возможных триплетных (спиновых) экситонов могут быть получены из соотношений:

$$E_{ex} = E_d^{\pm} - E_{св} , \qquad (2)$$

$E_{св}$ – энергия связи экситонов.

В общем случае в (2) следует учесть внутриэкситонный электронно-дырочный обмен и диамагнитный вклад в энергию экситона в обменном поле. Однако в реальной ситуации для $5d$ – экситонов вклады этих взаимодействий малы.

В этом случае гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{маг} , \qquad (3)$$

где $\hat{H}_0$ – гамильтониан свободного экситона, $\hat{H}_{маг}$ – зависящая от спинов d – электрона и $4f$ – дырки часть энергии взаимодействия, которая может быть записана следующим образом:

$$H_{маг} = 2J_{hf}S_f s_h^* z + 2J_{df}S_f s_d z , \qquad (4)$$

здесь $s_d = \frac{1}{2}$ – спин электрона и $s_h^* = \frac{5}{2}$ – эффективный спин дырки.

Так как экситон взаимодействует с большим числом ионов Eu^{2+}, то в членах, содержащих обменное взаимодействие электронов и дырок с ионами европия, можно сделать переход к модели «молекулярного поля» В этом случае собственные значения гамильтониана (4) для базисных экситонных волновых функций (в пределах нашей модели):

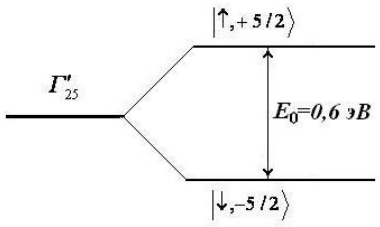


Рис.1. Расщепление экситонных состояний в обменном поле $\vec{H}_f$

$$\psi_1 = \left|\vec{k};\downarrow,-5/2\right\rangle \text{ и } \psi_{14} = \left|\vec{k};\uparrow,5/2\right\rangle,$$

где $\vec{k}$ – волновой вектор экситона, будут равны:

$$E_{1,14} = \mp\frac{1}{2} zS_f \left(5J_{hf} + J_{df}\right). \qquad (5)$$

Из соотношения (5) следует, что расщепление экситонных состояний в обменном поле составляет $E_0 = 0{,}6\,эВ$ (рис. 1).

В слоях халькогенида европия имеет место взаимодействие электронов со спиновыми волнами, то есть с магнонами, приводящее к значительному сужению электронной d – зоны. И гамильтониан экситон-магнонного взаимодействия можно записать в виде [2, 4]:

$$H = \sum_{k\sigma} \varepsilon_k a_{k\sigma}^{+} a_{k\sigma} + \sum_q \hbar\omega_q b_q^{+} b_q + J_{df}\sqrt{\frac{S_f}{2N}} \sum_{kq} (b_q^{+} a_{k\downarrow}^{+} a_{k+q\uparrow} + b_q a_{k\uparrow}^{+} a_{k-q\downarrow}), \qquad (6)$$

где ε_k – спектр d – электронов, ω_q – магнонный спектр, $a_{k\sigma}^{+}, a_{k\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения электрона с квазиимпульсом k и спином σ, b_q^{+}, b_q – операторы рождения и уничтожения магнона с квазиимпульсом q, N – число узлов. Это взаимодействие приводит к сужению d – зоны, ширина которой $D = \sum_m J(m) e^{-S} e^{-ikm}$, где множитель $e^{-S} = \exp\left[-\frac{4S}{N}\sum_q (2\overline{N}_q + 1)\left(\frac{J_{df}}{\hbar\omega_q}\right)^2 \sin^2\frac{kR}{2}\right]$, описывает экспоненциальное ее уменьшение; $\overline{N}_q = (e^{\hbar\omega_q / kT} - 1)^{-1}$ – функция распределения Бозе – Эйнштейна для магнонов, R – расстояние между ионами Eu^{2+}. Расчеты энергии экситон-магнонного взаимодействия в EuO дают $E_i = 1{,}6\cdot 10^{-4}\,эВ$, тогда сила осциллятора экситон-магнонного комплекса в сверхрешетках EuO – SrO в 10^5 раз превышает силу осциллятора свободного экситона.

1. Верцимаха А.В. Межъямные экситоны в полумагнитных полупроводниковых двойных квантовых ямах во внешнем магнитном поле // ФТТ. – 2004. – т. 46, вып. 5. – С. 919-923.
2. Метфессель Э., Маттис Д. Магнитные полупроводники. – М.: Мир, 1972. – 406 с.
3. Рашба Э.Г. Гигантские силы осцилляторов, связанные с экситонными комплексами // ФТП. – 1974. – т.8., вып. 7. – С.1241-1256.
4. Зеличихис А.Л., Ирхин Ю.П. Магнитный полярон малого радиуса в ферромагнетиках при низкой температуре // ФТТ. – 1968. – т. 10, вып. 7. – С.1974-1985.

МЕЖСЛОЕВАЯ ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ В НАНОСТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ – ПОЛУПРОВОДНИК – МЕТАЛЛ

Ю.Ф. Головнев, А.С. Абанин

Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого

В последние годы в области исследования наносистем на основе магнитных металлов открыт ряд новых явлений, имеющих большое значение для фундаментальной науки и практического применения. Среди них немонотонность межслоевого взаимодействия и гигантское магнетосопротивление. Исследования проводятся над двумя основными объектами: структурами, полностью состоящими из металлов, и включающими полупроводниковые слои. В последних межслоевая обменная связь на сегодняшний день не имеет единого общепринятого теоретического объяснения. В работах [1, 2] предлагается сверхобменная (суперобменная) модель межслоевой связи в трёхслойных системах металл –полупроводник – металл. В работе [3] рассматривается межслоевая обменная связь в металлических сверхрешётках, и показывается, что её можно истолковать как результат влияния электронов проводимости.

В нашей работе строится модель межслоевого взаимодействия в наноструктурах металл – полупроводник – металл. В качестве конкретного примера выбрана подвергавшаяся многочисленным исследованиям система Fe – Si – Fe. Также в данной структуре экспериментально доказана гладкость интерфейса, что является редкостью для пар металл/полупроводник. В случае Fe/Si это объясняют образованием на границах силицидов [1]. Однако это же и затрудняет теоретическое и экспериментальное исследование межслоевой обменной связи.

Можно считать, что межслоевая обменная связь в трёхслойных наносистемах является проявлением двух механизмов. Главный из них – косвенное влияние на намагниченность частично поляризованных коллективизированных электронов (у железа это в основном s-электроны). Взаимодействие коллективизированных электронов через прослойку осуществляется благодаря туннелированию. В работах [1, 2] межслоевой обмен также представляется как результат взаимодействия коллективизированных электронов, однако этот процесс описан в терминах сверхобмена коллективизированных электронов через немагнитные атомы прослойки. Качественный характер полученных там результатов делает такое усложнение модели излишним. Описание сверхобмена как туннелирования подразумевает, что главную роль играет обмен через незанятые электронные уровни прослойки, при этом взаимодействием через валентные электроны диэлектрика пренебрегают. Второй механизм – сверхобмен локализованных электронов (у железа это d-электроны) через p-электроны кремния.

Для определения интеграла межслоевого обмена I необходимо вычислить энергию коллективизированных электронов для ферромагнитной и антиферромагнитной ориентации намагниченностей металлических слоёв: $I = \frac{E_{FM} - E_{AFM}}{2}$. Для этого нужно решить уравнение Шрёдингера $\hat{H}\Psi = E\Psi$ с гамильтонианом

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V},\ \hat{H}_0 = \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_i + U(z_i, \sigma_i) \right),\ \hat{V} = \frac{1}{2}\sum_{i \neq j} \frac{e^2}{r_{ij}},$$

где $U(z,\sigma) = \begin{cases} -\sigma B, & z < -L/2, \\ V, & -L/2 < z < L/2, \\ -u\sigma B, & z < L/2, \end{cases}$ $u = \pm 1$ – определяет тип упорядочения (соответственно ферро- и антиферромагнитное), $\sigma = \pm 1$ – отражает направление спина электрона, а индексы i, j нумеруют коллективизированные электроны (рис. 1).

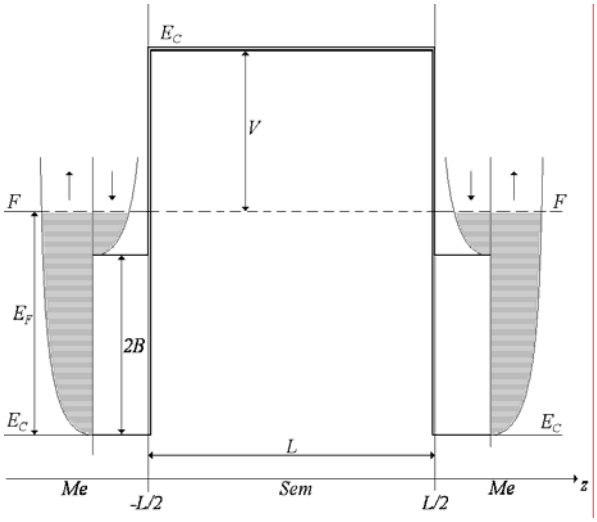


Рис. 1. К расчёту туннелирования коллективизированных электронов.

Часть $\hat{V}$ полного гамильтониана рассматривается как возмущение. Решение уравнения Шрёдингера с невозмущённым гамильтонианом $\hat{H}_0$ сводится к расчёту одноэлектронного туннелирования. Каждая пара уровней слева и справа от тонкого барьера расщепится. Величина расщепления определяется формулой, которую можно вывести из нестационарной теории возмущений и эффективного туннельного гамильтониана [4]:

$$\Delta E = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{P}{\nu_l(E)\nu_r(E)}}.$$

Здесь P – туннельная прозрачность, определённая как отношение прошедшего потока к падающему, $\nu_{l,r}(E)$ – одномерная плотность состояний соответственно в левом и правом берегах. Соответствующие одноэлектронные волновые функции имеют вид:

$$\psi_{1,2} = \begin{cases} \left(A_l \sin k_{z1}(z + D_z/2) \pm B_r \exp\kappa_2(z - L/2)\right) \cdot \left(2/\sqrt{D_x D_y}\right) e^{i(k_x x + k_y y)} \\ \left(B_l \exp\kappa_2(-z - L/2) \pm B_r \exp\kappa_2(z - L/2)\right) \cdot \left(2/\sqrt{D_x D_y}\right) e^{i(k_x x + k_y y)} \\ \left(B_l \exp\kappa_2(-z - L/2) \mp A_r \sin k_{z3}(z - D_z/2)\right) \cdot \left(2/\sqrt{D_x D_y}\right) e^{i(k_x x + k_y y)} \end{cases},$$

где $k_{z1} = \sqrt{2m(E_z + \sigma B)}/\hbar$, $k_{z3} = \sqrt{2m(E_z + u\sigma B)}/\hbar$, $\kappa_2 = \sqrt{2m(V - E_z)}/\hbar$, $E_z = E - \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2)$, $D_{x,y,z}$ – размеры слоя металла в соответствующих направлениях.

Для определения поправки к энергии по теории возмущений необходимо вычислить обменный и кулоновский интегралы для каждой пары электронов. При этом существенный вклад дадут только те пары, у которых k_x, k_y и E_z совпадают, т.е. задача сведётся к расчёту прямого обмена. Последний обычно мал и действует на расстояниях порядка атомных. Поэтому усиление достигается за счёт большого количества взаимодействующих пар электронов и формы потенциального барьера. Проинтегрировав вклады в обменную энергию в пределах зоны проводимости металла, получим величину E_{FM}, если $u = 1$, и E_{AFM}, если $u = -1$. Численный расчёт, проведённый для системы $\mathrm{Fe - Si - Fe}$ ($B = 3.6$ эВ [5], $V = 0.5$ эВ) показал, что для беспримесной прослойки связь антиферромагнитная для всех $L \geq 3d \approx 4$ Å, где d – межслоевое расстояние в кремнии. Максимум достигается при $L \approx 8d \approx 11$ Å.

Если взаимодействие через беспримесную прослойку аналогично прямому обмену, то наличие примеси железа делает систему подобной кластеру, в котором реализуется сверхобмен. Примесь приводит к увеличению туннельной прозрачности и вероятности ферромагнитной связи.

Второй механизм образования межслоевой связи – сверхобмен локализованных электронов $3d$-электронов железа через p-электроны кремния. В соответствии с правилами Гудинафа – Канамори для прослойки из одного слоя атомов кремния ($L = d$) связь будет антиферромагнитной. Такой сверхобмен быстро убывает с увеличением прослойки, поэтому его влияние сводится к уменьшению полного интеграла межслоевого обмена в области малых L.

Таким образом, модель, базирующаяся на представлении туннелирующих электронов проводимости, позволяет описать основные количественные и качественные особенности межслоевой связи в системах металл – полупроводник – металл без применения подгоночных параметров.

1. Меньшов В.Н., Тугушев В.В., ЖЭТФ, **130**, 89 (2006).
2. Меньшов В.Н., Тугушев В.В., ФТТ, **50**, 1996 (2008).
3. Бессараб П.Ф., Уздин В.М., ФТТ, **51**, 141 (2009).
4. Кейн Е.О. / Туннельные явления в твёрдых телах, М.: Мир, 1973. С. 9.
5. Zhuravlev M.Ye., Tsymbal E.Y., Vedyayev A.V., Phys. Rev. Lett., **94**, 026806 (2005)

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БІСТРОЗАКАЛЕННЫХ СПЛАВОВ ТИПА FINEMET

Н. Орленко, Н.Бабич, М.Семенько, Н.Захаренко

Киевский Национальный университет имени Тараса Шевченко

В работе представлены результаты по исследованию влияния изохронных отжигов на магнитные, резистивные и магниторезистивные характеристики быстрозакаленных сплавов типа FINEMET на основе Fe. В качестве объектов исследования были выбраны АМС $Fe_{73}Si_{15.8}B_{7,2}Cu_1Nb_3$ (FM2), $Fe_{73,6}Si_{15,8}B_{7,2}Cu_1Nb_{2,4}$ (FM6) и $Fe_{70,05}Si_{16,4}B_9Cu_1Nb_2Co_{1,55}$ (FM11). Термообработку сплавов проводили в вакууме при температурах 410, 450, 470, 480 и 500 ^{0}C в течение 30 минут.

Сплавы были изготовлены методом спиннингования расплава с использованием исходных компонентов высокой чистоты. Температура расплава перед эжектированием составляла 1300-1350 $^\circ$C, скорость вращения диска из хромистой бронзы, диаметром 600 мм – 820–850 хв$^{-1}$.

Магнитную восприимчивость χ в интервале температур T=300-900 К измеряли методом Фарадея на автоматизированном магнитометре в инертной среде. Относительная погрешность в определении χ не превышала 1%. Скорость изменения температуры при получении термомагнитных кривых $\chi(T)$ составляла 8 К/хв. Исследования температурных зависимостей электросопротивления и магнетосопротивления проводили стандартным четырехточечным методом в инертной среде. При этом, температуру образцов непрерывно изменяли в интервале 300-900 К со скоростью 3 К/мин. и измеряли с помощью термопар медь-константан и хромель-алюмель с точностью не хуже 1 К.

На рис. 1 в качестве примера представлена термомагнитная кривая для образца FM11. При отжиге происходит смещение графика в парамагнитной области. Это хорошо видно на рис. 2, на котором представлены дифференциальные кривые $\Delta\chi(T)=(\chi/ \chi_{300} - \chi_{исх}/ \chi_{300})*100\%$ исходного и отожженных образцов сплава FM11 (температура отжига (^{0}C) приведена на вставке).

В интервале от 300 до 650К разница $\chi(T)$ отрицательна и магнитная восприимчивость отожженных образцов меньше исходной. В парамагнитной области от 650 до 770К наблюдается увеличение магнитной восприимчивости причем, чем выше температура отжига, тем больше разница магнитной восприимчивости. При формировании ферромаг-нитных фаз выше 770 К магнитная восприимчивость отожженных образцов немного меньше исходной. Подобное поведение магнитной восприимчивости, хотя и с некото-рыми особенностями характерно для образцов FM2 и FM6 с некоторыми.

Значения температуры Кюри T_c и локализированного магнитного момента μ определялись за кривыми $\chi(T)$ стандартным способом [1]. На рис. 3 и 4 представлены зависимости T_c и μ в зависимости от температуры отжига.

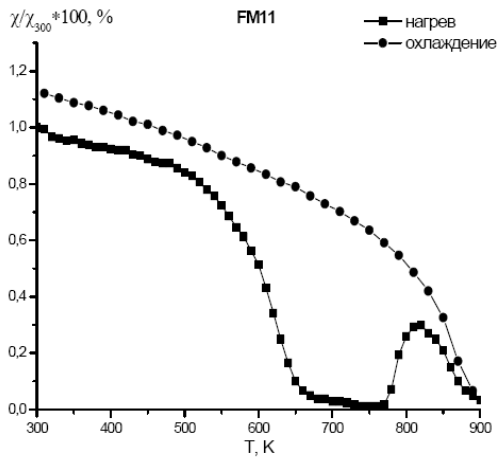


Рис.1. Термомагнитная кривая $\chi(T)$ исходного образца FM11

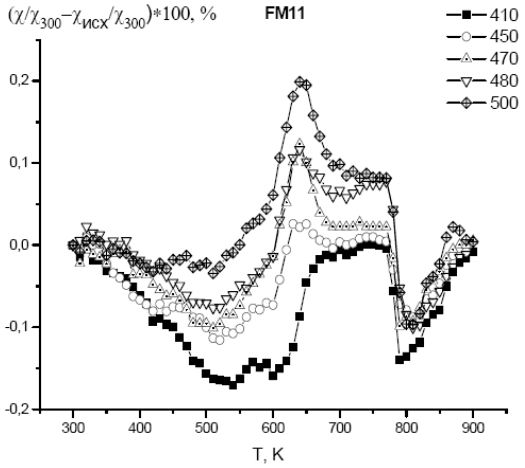


Рис. 2. Дифференциальные кривые $\Delta\chi(T)$ отожженных и исходного образцов FM11.

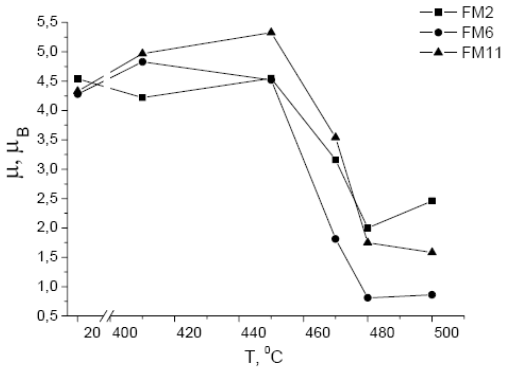


Рис.3. – Зависимость магнитного момента от температуры термообработки.

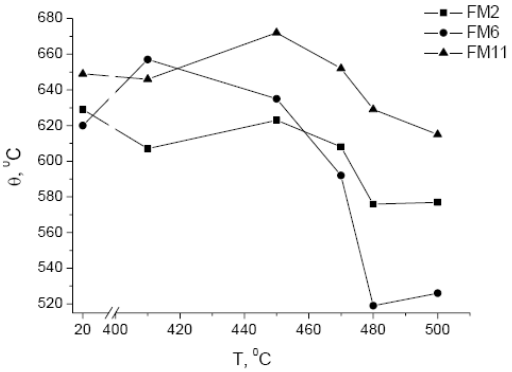


Рис.4. – Зависимость температуры Кюри от температуры термообработки.

Для всех образцов характерно постоянство магнитного момента до температуры отжига 450^0C, после чего происходит его резкое снижение магнитного момента и при температуре 480 ^{0}C он начинает или незначительно расти, или незначительно спадать. Такое же поведение в зависимости от температуры отжига характерно и для температуры Кюри (рис. 4). Скачкообразное поведение магнитных параметров в интервале 450-480 ^{0}C совпадает с температурой так называемого основного превращения в сплавах Finemet и объясняется образованием нанокристаллитов α-Fe(Si), которые размещены в остаточной аморфной матрице.

О структурних изменениях при нагревании образцов, которые состоят в увеличении размеров и объемной доли нанокристаллов, свидетельствуют и результаты исследования транспортних характеристик. На рис. 5 представлено электросопротивление образца FM2 в интервале температур от 77 до 950 К. Для других АМС, характер изменения сопротивления оказался аналогичным. В области температур 600-650К происходит отклонение изменения сопротивления от линейного закона, обусловленное структурными изменениями в объеме АМС. В целом поведение электросопротивления согласуется с моделью матричной смеси, в которой проводимость гетерогенной системы описывают уравнением Максвелла [2]

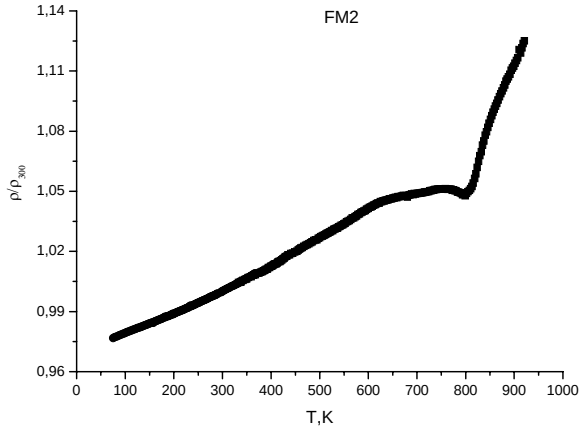


Рис. 5 – Зависимость электросопротивления FM2

Анализ магниторезистивного эффекта и его эволюции в процессе термообработки исследованных сплавов (измерения осуществляли при наложении магнитного поля вдоль оси и перпендикулярно плоскости ленты) подтвердили справедливость использованной модели и показали доминирующую роль характеристик магнитной анизотропии образцов.

Выявленные закономерности в поведении транспортных характеристик сплавов Finemet свидетельствуют о доминирующей роли электронного фактора в формировании резистивных характеристик и параметров термостабильности исследованных сплавов.

1. С.В. Вонсовский. Магнетизм. М.: Наука (1971).
2. Б. Г. Лившиц, В. С. Крапошин, Я. Л. Линецкий. Физические свойства металлов и сплавов. М. : Металлургия (1980).
3. В. В. Маслов, А. Г. Ильинский, В. К. Носенко и др. Металлофизика и новейшие технологии, **22**, 45 (2000).

ИЗМЕРЕНИЕ ИНДУКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КАНТИЛЕВЕРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ХОЛЛОВСКИМИ НАНОДАТЧИКАМИ

В.Н. Матвеев, В.И. Левашов, А.В. Черных, Г.М. Михайлов, О.В. Кононенко, В.Т.Волков, М.А. Князев, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Московской области

Как показано в работе [1] ферромагнитный холловский нанодатчик на основе ультратонкой плёнки сплава Fe-Pt способен регистрировать индукцию магнитного поля острия кантилевера с толщинами магнитного слоя близкими к размерам рабочей области нанодатчика. Представляет интерес измерить индукцию магнитного поля острия кантилевера с толщинами магнитного слоя, много меньшими размеров рабочей области нанодатчика.

Для этого были подготовлены кантилеверы: а) с магнитным слоем из Co толщиной 15 нм и б) с двумя магнитными слоями, разделёнными немагнитным слоем (15 нм Co/50 нм Cu/30 нм Co). Магнитные слои напылялись на одну грань иглы кантилевера. Для того чтобы обеспечить намагниченность магнитных слоёв вдоль иглы кантилевера, напыление проводилось во внешнем магнитном поле. В эксперименте измерялась величина холловского сигнала, индуцированного магнитными слоями кантилевера в зависимости от положения его острия на поверхности нанодатчика, которая пересчитывалась в индукцию магнитного поля на основании калибровки датчика в однородном магнитном поле. Размер рабочей области нанодатчика - ~ 120x120 нм, его чувствительность – 260 Ом/Тл.

На рисунке приведены величины индукции магнитного поля кантилеверов: с одним слоем Co (1), с двумя слоями Co (2), а также разность между ними (2-1), в зависимости от положения острия на поверхности нанодатчика. Необходимо указать, что дополнительное подмагничивание перед проведением измерений для кантилеверов с магнитными слоями, напылёнными в магнитном поле, не приводит к увеличению измеряемой индукции магнитного поля.

Как видно из графика, наибольшее изменение магнитного поля кантилевера с магнитным слоем из Co толщиной 15 нм происходит при изменении его положения вблизи центра рабочей области датчика. При этом можно считать, что смещение максимума индукции магнитного поля кантилевера относительно центра рабочей области датчика определяется радиусом кривизны иглы кантилевера.

Малая величина максимума магнитной индукции данного кантилевера объясняется тем, что при измерениях магнитный слой перекрывает только часть рабочей области ферромагнитного холловского нанодатчика. При увеличении суммарной толщины магнитных слоёв, например для магнитного кантилевера с двумя слоями Co, величина максимума увеличивается.

Наибольшая величина максимума магнитной индукции кантилевера достигается при полном перекрытии рабочей области ферромагнитного холловского датчика магнитным слоем на кантилевере, как это приводится в работе [1].

Можно считать, что распределение индукции магнитного поля кантилевера с двумя разнесёнными слоями Co является суперпозицией распределения индукции от каждого слоя. Подобная методика позволяет определить распределение индукции магнитного поля каждого магнитного слоя многослойной магнитной структуры при известной зависимости величины индукции от толщины магнитного слоя.

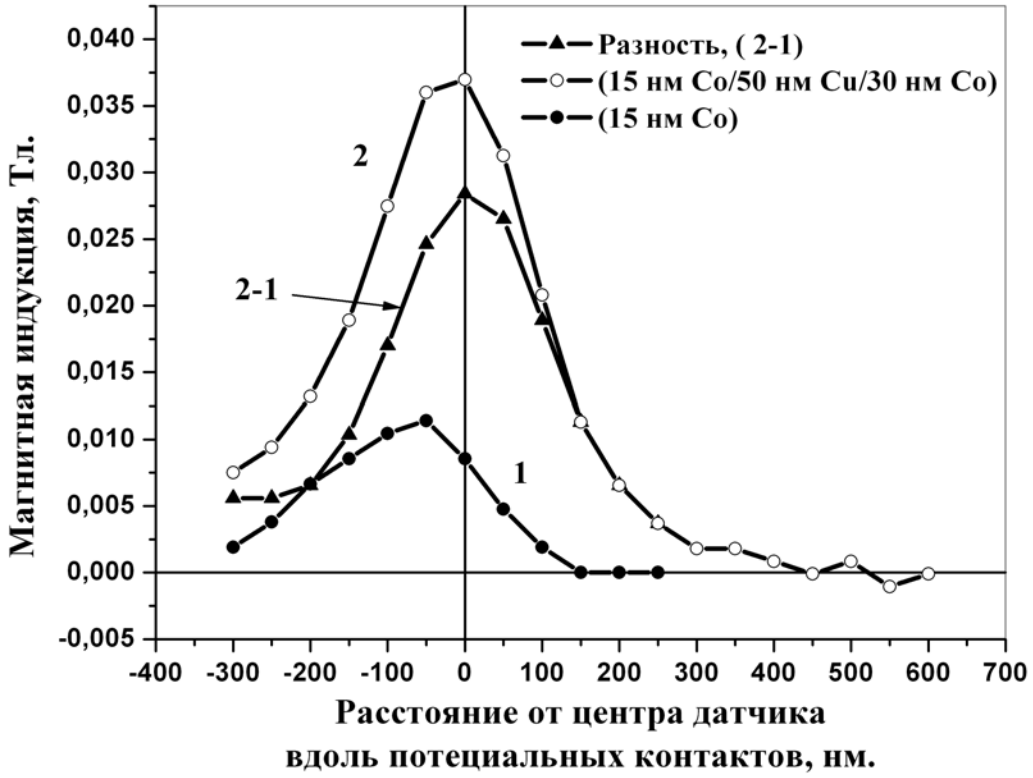


Рис.1. Распределение магнитной индукции для различных типов кантилеверов.

1. V.N. Matveev, V.I. Levashov, V.T. Volkov et al., Nanotechnology, **19**, 475502 (2008).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИТОВ С НЕОДНОРОДНОЙ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ

В.А. Устюгов, Л.С. Носов

Сыктывкарский государственный университет, Россия

Интерес научного сообщества к нанокристаллическим материалам в последние годы связан с развитием теории описания поведения наноразмерных объектов, и особенно с практическим использованием их уникальных свойств.

Компьютерное моделирование, созданное в работе, может быть полезно при теоретическом изучении динамики ансамблей магнитных наночастиц в различных внешних условиях. В программе реализуется численное решение уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта [1] с учетом обменного взаимодействия, магнитокристаллической анизотропии, внешнего магнитного поля и тепловых флуктуаций. Для придания модели большей реалистичности параметр обмена в случае системы гранул между каждой парой частиц устанавливается случайно[2].

Исследование поведения намагниченности в однодоменной частице дало возможность выяснить влияние температурных условий на поведение намагниченности во внешнем поле. В постоянном магнитном поле перемагничивание происходит тем быстрее, чем выше температура. Температурные колебания вектора намагниченности облегчают процесс перемагничивания; при некотором постоянном внешнем поле перемагничивание может не осуществиться, если температура слишком низка. Это явление носит пороговый характер. Описанный эффект сохраняется при увеличении количества частиц ансамбля.

Моделирование ансамбля из двух частиц, т.е. простейшей системы, содержащей обменное взаимодействие, показывает зависимость поведения намагниченности во внешнем поле от эффективной константы обмена. Это можно интерпретировать как зависимость от концентрации частиц в ансамбле, от их радиуса, намагниченности насыщения и т.п. Система из двух взаимодействующих наночастиц помещалась в переменное поле малой амплитуды; после релаксации включалось на некоторое время постоянное магнитное поле перпендикулярно к переменному.

Оказалось, что обменное взаимодействие способствует перемагничиванию системы. При одной и той же амплитуде постоянного поля и параметрах переменного перемагничивание происходит легко, если эффективный обменный параметр достаточно велик. Убедиться в этом можно, меняя время воздействия постоянным полем. Если обменный параметр системы мал, то для перемагничивания требуется более долгое воздействие полем. Также существует зависимость поведения намагниченности от частоты переменного поля: при частоте поля много меньше частоты ФМР, перемагни-

чивание испытывают две компоненты вектора намагниченности; при частоте ФМР и больших – только одна.

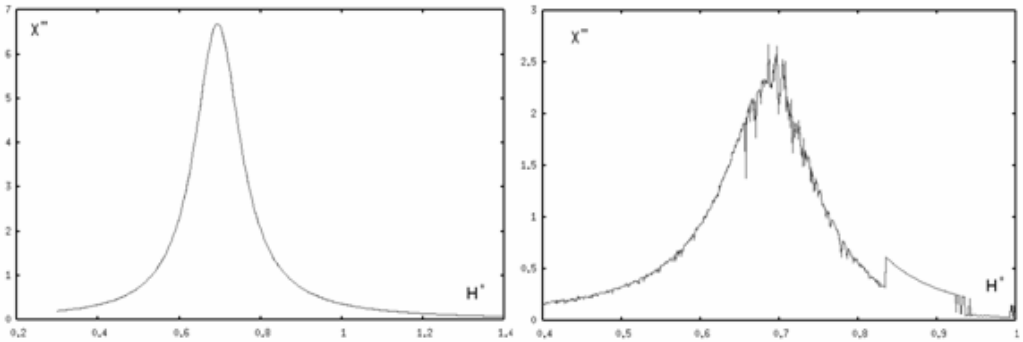
Для моделирования нанокомпозита использовалась написанная нами программа микромагнитного моделирования с возможностью задания обменного параметра для каждой пары соседних спинов. Параметр обмена складывается из постоянной величины со случайной добавкой, имеющей гауссово распределение. Для получения стабильных решений необходим достаточно высокий параметр затухания, т.к. в данном случае обмен стремится привести систему в некоторое произвольное неоднородное состояние.

Моделирование показало, что наличие случайного параметра обмена между гранулами композита значительно затрудняет перемагничивание системы даже при относительно высоких температурах. В ходе процесса магнитная структура композита сильно неоднородна: сказывается влияние перекачки энергии от однородных колебаний к неоднородным и т.д. На частоте, в два раза меньшей частоты ФМР, система после релаксации переходит в стабильный режим колебаний, подобных однородным колебаниям, но постепенно происходит развитие процесса неоднородных колебаний. Даже без внешнего постоянного поля и при нулевой температуре (т.е. без учета температурных флуктуаций) система после короткой релаксации выходит в режим колебаний достаточно сложной формы, что обусловлено сильной неоднородностью внутренних полей. Форма колебаний станет более близкой к синусоидальной, если уменьшить удельный вклад обменного взаимодействия в эффективное поле, например, за счет увеличения константы анизотропии.

В случае высокочастотного поля, когда периоды волны и неоднородностей композита сравнимы, могут возникать резонансные эффекты, дисперсия и т.д. Однако это верно только для модели. Для реальных систем при ФМР-спектроскопии период волны значительно больше периода неоднородностей, так что волна “не чувствует” их. Численный эксперимент показывает, что сложная внутренняя конфигурация нанокомпозита оказывает значительное влияние на ширину линии ФМР, а также на положение резонансной частоты (или частот).

Путем моделирования были получены кривые поглощения для одной частицы, ансамбля частиц и бесконечной композитной пленки, т.е. ансамбля частиц с флуктуирующей константой обмена: определялась мнимая часть магнитной восприимчивости, зависящая от параметров поля и самого материала.

Приведенные графики (рис.1) представляют собой рассчитанный качественный вид линии поглощения при изменении величины постоянного поля и частоте переменного поля $\omega=0,7\cdot\omega_{рез}$.



a) b)

Рис.1 Линии поглощения ФМР a) одной частицы; b) двух частиц.

Из рисунков можно увидеть, что кривая поглощения одиночной наночастицы симметричная, узкая, гладкая. При увеличении числа частиц в ансамбле линия уширяется. Линия поглощения для двух частиц уже не является симметричной, она не гладкая вследствие тепловых колебаний.

Учет разброса обменного параметра в случае ансамбля многих частиц приводит к тому, что линия поглощения представляет собой систему максимумов; самый интенсивный максимум соответствует выполнению условия ФМР. При изменении амплитуды флуктуаций обмена можно заметить, что чем сильнее разброс параметров пленки, тем шире линия ФМР. Это должно выполняться и для реальных композитов.

Существует теоретический подход, позволяющий связать структуру наноструктурного магнетика и его проводимость с результатами ФМР-спектроскопии[3]; если сопоставить эти данные с компьютерным экспериментом, можно получить новую информацию о процессах релаксации в ферромагнетике. Для осуществления этих целей при моделировании была учтена зависимость параметра диссипации от температуры, намагниченности насыщения и т.д.

Таким образом, разработанная компьютерная модель позволяет исследовать магнитную динамику нанокристаллических пленок в различных внешних условиях с возможностью гибкой настройки внутренних параметров вещества по экспериментальным данным, а также предсказывать поведение намагниченности во внешних полях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №09-02-01256-а).

1. J. Fiedler, T. Schrelf. Micromagnetic modeling – the current state of the art.
2. N. J. O. Silva, V. S. Amaral, L. D. Carlos *et al*. Evidence of random magnetic anisotropy in ferrihydrite nanoparticles based on analysis of statistical distributions.
3. А.Н. Волошинский, Н.В. Рыжанова, Е.А. Туров. О ширине линии ферромагнитного резонанса в металлах и сплавах, Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 5, стр. 280-283.

Секция ГС

Прогресс технологии одаряет нас все более совершенными средствами для движения вспять.

Олдос Хаксли

НОВЫЕ МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ: СИНТЕЗ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА II

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $MnSe_{1-X}Te_X$

С. С. Аплеснин[1,2], О.Н. Бандурина[2], Л.И. Рябинкина[1,2], О.Б. Романова[1,2], Е.В. Еремин[1,2], А.И. Галяс[3], О. Ф. Демиденко[3], Г.И. Маковецкий[3], К.И. Янушкевич[3]

[1] *Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*
[2] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*
[3] *ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072 Минск, Беларусь*

Монохалькогениды марганца *MnSe* и *MnTe* обладают структурными и магнитными фазовыми превращениями. В них наблюдается также изменение проводящих свойств от полупроводниковых к металлическим вблизи комнатных температур. В магнитном полупроводнике *MnSe* в области температуры Нееля проявляется эффект магнитосопротивления T~135 K с величиной удельного электросопротивления $\rho = 10^4 - 10^3$ *Ом·см* [1]. В монотеллуриде *MnTe* магниторезистивный эффект не обнаружен. Халькогениды *MnSe* и *MnTe* имеют энергетическую щель в спектре одночастичных электронных возбуждений с поляронным типом носителей заряда [1]. Очевидно, что транспортные свойства твердых растворов на основе *MnSe* и *MnTe* чувствительны даже к небольшим изменениям в магнитном упорядочении и кристаллической структуре.

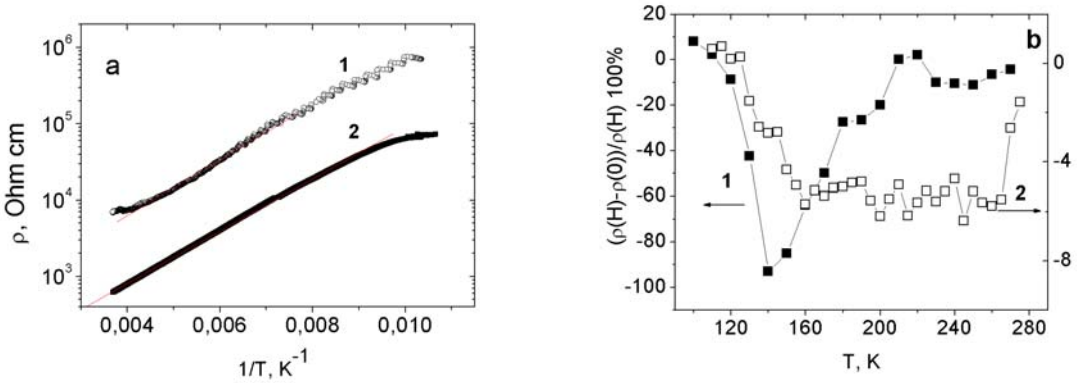
Цель работы - изучение влияния замещения селена теллуром на проявление эффекта магнитосопротивления в твердых растворах $MnSe_{1-x}Te_x$.

Синтез составов системы $MnSe_{1-x}Te_x$ с шагом по концентрации $x = 0{,}1$ выполнен методом твердофазных реакций. Шихта для синтеза образцов готовилась из порошков электролитического марганца, чешуйки которого подвергались специальной очистке до их измельчения, а также селена и теллура марки ОСЧ. Рентгеноструктурные исследования показали, что в интервале концентраций $0{,}1 \le x \le 0{,}4$ в системе $MnSe_{1-x}Te_x$ существуют твердые растворы с элементарной кристаллической ячейкой пространственной группы $Fm\bar{3}m$ (225). Измерения удельного электросопротивления проведены стандартным четырехзондовым компенсационным методом на постоянном токе в интервале температур 77 – 300К в магнитном поле до 1 Тл.

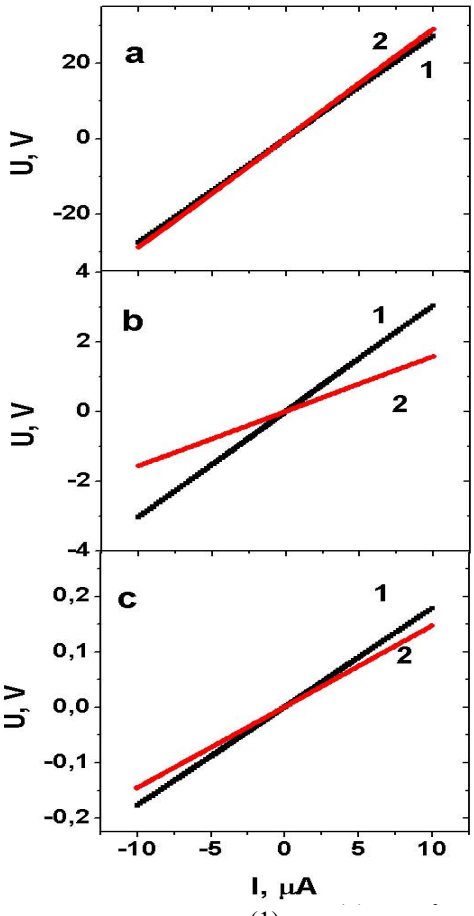
На рис.1а приведены температурные зависимости сопротивления твердых растворов $MnSe_{1-x}Te_x$ для составов x=0,1 и x=0,2. При $T < T_N$ наблюдается отклонение от линейной зависимости $ln\rho = ln\rho_0 + \Delta E/T$. Величина энергии активации $\Delta E \approx 0.07$ eV практически не зависит от состава у этих образцов. Влияние магнитного поля на транспортные свойства исследовалось двумя способами. Во-первых, измерялось изменение сопротивления $MnSe_{0,9}Te_{0,1}$ и $MnSe_{0,8}Te_{0,2}$ по температуре как в магнитном поле, так и в его отсутствие. Во-вторых, при фиксированной температуре изучались вольт - амперные характеристики в нулевом магнитном поле и в поле H=1 *Тл*. Установлено, что в магнитном поле сопротивление образцов уменьшается и

наибольшее изменение обнаружено в окрестности температуры Нееля у состава x=0.1 (рис.1b).

Рис.1 Температурная зависимость удельного электросопротивления $MnSe_{1-X}Te_X$ для X=0.1 (1), 0.2(2) (a); относительное изменение величины удельного сопротивления в поле 1 Тл для X=0.1 (1), 0.2(2) (b)



Такое поведение характерно для манганитов [2], и для объяснения этого эффекта был предложен ряд моделей, например, рассеяние носителей на флуктуациях статической намагниченности, возникающих из-за флуктуации плотности носителей заряда по кристаллу. Магнитное поле подавляет локальные флуктуации намагниченности, ослабляет эффективный потенциал дефектов и уменьшает обратное время релаксации и число локализованных носителей, находящихся на хвосте электронной или дырочной зоны ниже края подвижности. В [3] предложен модельный гамильтониан с сильным взаимодействием между носителями заряда и локализованными спинами, когда расщепление зоны носителей тока за счет sd- взаимодействия со спинами локализованных электронов приводит к максимуму магнитосопротивления. Другой механизм связан с электрон-фононным взаимодействием и изменением в кристаллографической структуре, либо кооперативным эффектом Яна-Теллера [4].



ка
) в
ом
магнитном поле (1) при разных температурах Т: 100К (a), 140К (b), 190К (c).

В случае твердых растворов $MnSe_{1-x}Te_x$ немонотонное поведение магнитосопротивления от температуры в парафазе для двух концентраций x=0.1; x=0.2 коррелирует с гистерезисом магнитной восприимчивости в интервале температур $\Delta T \approx 120\text{-}340$ K, обнаруженным при нагревании и охлаждении этих образцов в магнитном

поле. Моноселенид марганца *MnSe* при температурах $T < 250\ K$ находится в двухфазном состоянии: обладает кубической и гексагональной структурой. В *MnTe* со структурой типа $B8_1$ формируется антиферромагнитный порядок, состоящий из спинов, ферромагнитно упорядоченных в гексагональной плоскости и направленных антипаралельно в соседних плоскостях при температурах $T<T_N$. В областях дислокации анионов теллура по узлам решетки твердых растворов $MnSe_{1-x}Te_x$ возможно формирование магнитных кластеров с нечетным числом ферромагнитных слоев, обладающих достаточно большой величиной магнитного момента. Естественно, что образованные таким образом кластеры хаотически распределены по решетке. Очевидно также, что электроны, локализованные в кластерах, способны к туннелированию с различной вероятностью при параллельной и антипаралельной направленности магнитных моментов в кластерах. Внешнее магнитное поле стремится выстроить магнитные моменты кластеров по полю и тем самым усиливает туннелирование электронов и уменьшает сопротивление. На увеличение вклада ферромагнитного взаимодействия в твердых растворах указывает уменьшение величины парамагнитной температуры Кюри θ_P, которая убывает от -350 К до -280 *K* при изменении концентрации x от 0.1 до 0.4 соответственно. В твердых растворах $MnSe_{1-x}Te_x$, вследствие конкуренции различных обменных взаимодействий температура Нееля уменьшается и велечина магнитосо-ротивления резко уменьшается в области температур магнитного упорядочения.

Таким образом, в твердых растворах системы $MnSe_{1-x}Te_x$ ($0{,}1 \le x \le 0{,}4$) механизм магнитосопротивления, вероятнее всего, обусловлен обменным взаимодействием носителей тока с локализованными спинами.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ-БРФФИ № 08–02–90031, ФФИРБ № Ф08Р-037, ФФИРБ № Ф08-229 и Минобразования № 2.1.1/401.

1. Аплеснин С.С., Рябинкина Л.И., Романова О.Б. и др., ФТТ, **49**, 1984 (2007).
2. Нагаев Э.Л. УФН, **166**, 833 (1996)
3 Aplesnin S.S., Piskunova N.I. Journal of Physics: Condensed Matter., **18**, 6859 (2006)
4. Inoue J, Maekawa S Phys. Rev. Lett., **74,** 3407 (1995)

МАГНИТНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ Co-P

[1,2]А.В.Чжан, [1,2]Г.С.Патрин, [1]С.Я.Кипарисов, [1]В.А.Середкин,
[2]М. Пальчик, [1]Д. А.Марущенко

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036;*
[2] *Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041*

Интерес к мультислойным магнитным структурам, которые содержат магнитные слои и промежуточный немагнитный слой толщиной в несколько нанометров, вызван необычностью их физических свойств и возможностью практического применения в устройствах спинтроники. Магнитные слои в таких структурах создаются из материалов с разной коэрцитивной силой, и их физические свойства во многом зависят от состояния высококоэрцитивного слоя. Физические причины, которые обуславливают такие особенности, к настоящему времени недостаточно изучены. Их исследование представляет научный и прикладной интерес, так как дают возможность прогнозировать системы с заданными свойствами.

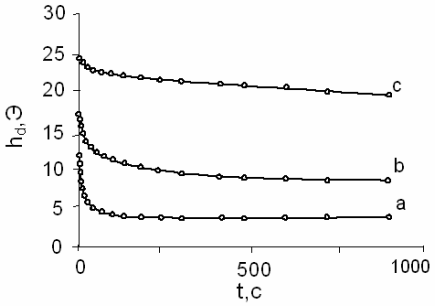


Рис.1. Изменение поля смещения от времени при d_1: a) 4nm; b) 8nm; c) 20nm.

В данной работе приведены результаты исследовании трехслойной системы, в которой высококоэрцитивный слой получен на основе поликристаллического сплава Co-P, а низкокоэрцитивный – из аморфного соединения этих же элементов. Промежуточным немагнитным слоем являлся аморфный сплав Ni-P. Пленки получены химическим осаждением по технологии, представленной в [1]. Необычной особенностью данной системы является магнитное последействие, которое проявляется в области малых толщин высококоэрцитивного слоя. Особенность наблюдаемого магнитного последействия проявляется при перемагничивании магнитомягкого слоя и его причиной являются флуктуационные процессы, которые имеют место в высококоэрцитивном слое.

При намагничивания жесткого слоя петли гистерезиса мягкого слоя испытывают несимметричное смещение на величину h_d относительно нулевого значения внешнего магнитного поля. При перемагничивании низкокоэрцитивного слоя h_d уменьшается, и с течением времени петля гистерезиса приобретает все более симметричный вид. Такие изменения h_d зависят от амплитуды перемагничивающего поля, с ее увеличением скорость изменения h_d увеличивается. В том случае, если амплитуду

магнитного поля подбирать немногим превышающим коэрцитивную силу низкокоэрцитивного слоя, то можно установить, что время изменения величины смещения увеличивается с повышением толщины магнитожесткого слоя d_1 (рис. 1).Такая особенность приводит к различной зависимости смещения петли гистерезиса от толщины жесткого слоя, определяемой при различной частоте перемагничивающего поля. Установлено, наибольшие различия в значениях h_d , которые определены с помощью меридионального эффекта Керра на частоте перемагничивания 0,01гц и индукционным способом на частоте 50Гц, наблюдаются при толщине магнитожесткого слоя меньше 10nm.

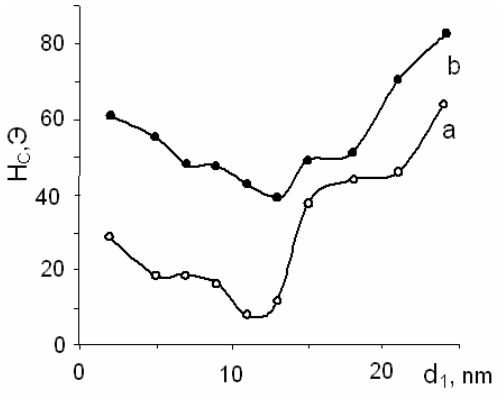


Рис.2.Зависимость коэрцитивной силы мягкого слоя от толщины жесткого слоя

Изменение толщины жесткого слоя оказывает существенное влияние на величину коэрцитивной силы H_c мягкого слоя. С повышением толщины Нс уменьшается, достигает минимальных значений и затем увеличивается при дальнейшем увеличении d_1 (рис.2). Такая тенденция проявляется при магнитооптическом (a) и индукционном (b) способах измерений и усиливается при уменьшении частоты перемагничивающего поля.

Для выяснения изменений жесткого слоя исследовалась структура поверхности поликристаллических пленок Co-P в зависимости от его толщины. Исследование поверхности осуществлялось с помощью атомного силового микроскопа. В области малых толщин (<10nm) пленки состоят из отдельных участков или зародышей кристаллитов, легкие оси намагничивания которых ориентированы случайным образом. При наложении магнитного поля $H>H_{c1}$ (коэрцитивной силы пленки) магнитные моменты всех участков будут ориентироваться по направлению этого поля. Так как связь между зародышами мала, то однородное магнитное состояние пленки является неустойчивыми и может нарушаться тепловой флуктуацией магнитных моментов отдельных зародышей. В связанном состоянии такие процессы будут стимулироваться эффективным магнитным полем, которое обусловлено связью между магнитными слоями.

1.А.В.Чжан, С.Я Кипарисов, В.А.Середкин, Г.С.Патрин, М.Г. Пальчик. Изв.РАН, сер. физич., (2009), в печати.

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В МЯГКИХ МАГНИТНЫХ ЭЛАСТОМЕРАХ

Ю.Л. Райхер, О.В.Столбов

Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь

Функциональные материалы, образованные дисперсиями магнитных частиц в полимерах, хорошо известны [1]. Выбирая в качестве матрицы резину (модуль упругости 10–100 МПа), этим способом, в зависимости от типа частиц наполнителя, получают как магнитные сердечники или экраны, так и постоянные магниты, которые, не разрушаясь, деформируются гораздо сильнее металлов и керамик. Системы, где магнитный наполнитель помещен в мягкий (10–100 кПа) полимер, появились недавно [2,3], но уже сформировали новое семейство смарт-материалов известное как *магнитореологические* или *мягкие магнитные* эластомеры (ММЭ). Подходящими матрицами для ММЭ являются полимерные гели и слабо сшитые каучуки, а наполнителями — микропорошки железа и ферритов.

Главным отличием ММЭ от жестких аналогов заключается в сильной связи между магнитным состоянием и механическим поведением. В этом легко убедиться, сделав несколько простых оценок. Пусть в нашем распоряжении имеется однородное магнитное поле H напряженностью до 10^5 А/м, или — в неоднородном случае — перепад поля $\Delta H \sim H$ на длине $l \sim$ 1 см, что легко достижимо в лабораторных условиях. Примем, что намагниченность ММЭ в таком поле составляет $M \sim 10^4$ А/м. Магнитострикционный эффект, то есть деформация $\Delta l / l$ образца в однородном поле, определяется балансом магнитного и упругого вкладов в плотность энергии: $\mu_0 M^2 \sim G(\Delta l / l)^2$. Отсюда, полагая модуль упругости материала $G \sim 10$ кПа, находим $\Delta l / l \sim 10\%$. Даже после уменьшения в разы (поправка на размагничивание) эта величина на порядки превосходит магнитострикционную деформацию любого магнетика.

В неоднородном поле ММЭ деформируется под действием объемных магнитных сил. Приравнивая работу смещения элемента на расстояние Δl приращению плотности упругой энергии, находим $\Delta l / l \sim \mu_0 M \Delta H / G$; подстановка числовых значений снова дает $\Delta l / l \sim 10\%$. Таким образом, даже умеренное поле вызывает существенное формоизменение ММЭ, что и отличает их от традиционных магнитных эластомеров (резин).

Оценки выше сделаны, исходя из представления об ММЭ как о сплошной среде, любой элемент которой обладает одновременно и упругостью, и способностью намагничиваться. Возьмем известный пример: сфера из ММЭ в однородном поле [3,4]. Континуальная модель позволяет легко ответить на вопрос о знаке стрикционной деформации, см. рис. 1*а*. Магнитное поле внутри сферы однородно, так что его силовое действие сводится к

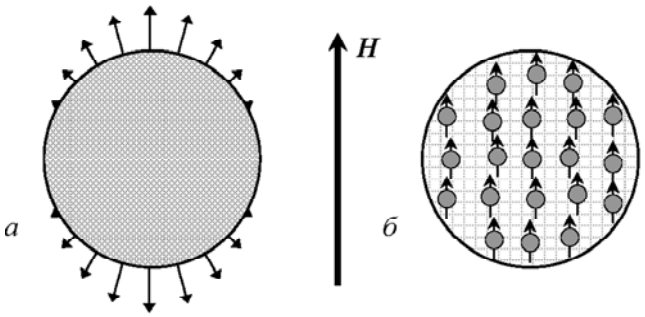


Рис. 1. К обсуждению магнитострикционного эффекта в ММЭ; а — континуальная модель, стрелки показывают распределение давления; б — мезоскопическая модель, стрелками обозначены магнитные моменты частиц.

растягивающему давлению около «полюсов» — точек, где вектор $\boldsymbol{H}$, проходящий через центр сферы, пересекает ее поверхность. Отсюда следует, что намагниченная сфера *вытягивается* в направлении $\boldsymbol{H}$.

Рассмотрим ту же задачу в мезоскопической постановке. Рис. 1*б* представляет сферу из ММЭ как дисперсию частиц в упругой матрице. Включение поля намагничивает частицы в направлении $\boldsymbol{H}$ (поправки за счет локального поля не учитываем) и создает между ними диполь-дипольные силы. В результате, каждая частица притягивается к соседям вдоль $\boldsymbol{H}$ и отталкивается от таковых в поперечном направлении; эти силы *сплющивают* сферу в направлении поля.

Между тем, все известные нам эксперименты, см., например [3], показывают, что магнитострикция реальных ММЭ *положительна*: образец вытягивается вдоль поля. Этот факт, на первый взгляд, противоречит мезоскопической модели. В настоящей работе вопрос о стрикции ММЭ рассмотрен с учетом пространственных корреляций частиц. Как оказалось, в ММЭ они играют главную роль, определяя и знак, и величину эффекта.

Использованная модель представляет собой плоский монослой из ~100 одинаковых магнитомягких частиц, распределенных внутри прямоугольника из изотропно упругого материала Муни-Ривлина (эластомер). Адгезия частиц полная, соотношение модулей упругости матрицы и магнетика $1{:}10^5$; две смежные границы образца закреплены, две другие свободны. Однородное поле $\boldsymbol{H}$ приложено вдоль одной из сторон образца, частицы намагничиваются линейно: $\boldsymbol{M} = \chi\boldsymbol{H}$; магнитодипольную силу, действующую на частицу, вычисляли как сумму всех парных сил. Поля напряжений и деформаций находили по методу конечных элементов с помощью алгоритма [5], примененного к телу, упругие свойства частей которого сильно отличаются.

На рис. 2 представлены начальные ($H = 0$) и конечные конфигурации для двух тестовых задач. Образцы содержат одинаковое число частиц, но различаются типом ближнего порядка. Конфигурация рис. 2*а* — это случайное распределение, в котором минимальное расстояние между частицами близко к среднему значению, определяемому их концентрацией. Конфигурация рис. 2*в* составлена по той же схеме, но здесь структурной единицей служит пара частиц с межцентровым расстоянием $2R(1+\varepsilon)$, где R — радиус частицы, а $\varepsilon << 1$; азимут пары назначается случайно. Обнаружено, что в первом случае главной модой отклика на приложенное поле является сбли-

жение/удаление частиц, а во втором — повороты пар к направлению ***H***. В результате, образец с разделенными частицами имеет отрицательную стрикцию (рис. 2*б*), в то время как для образца с парными агрегатами стрикция положительна (рис. 2*г*). Таким образом, видим, что макроскопическая магнитомеханика ММЭ определяется его мезоскопической структурой.

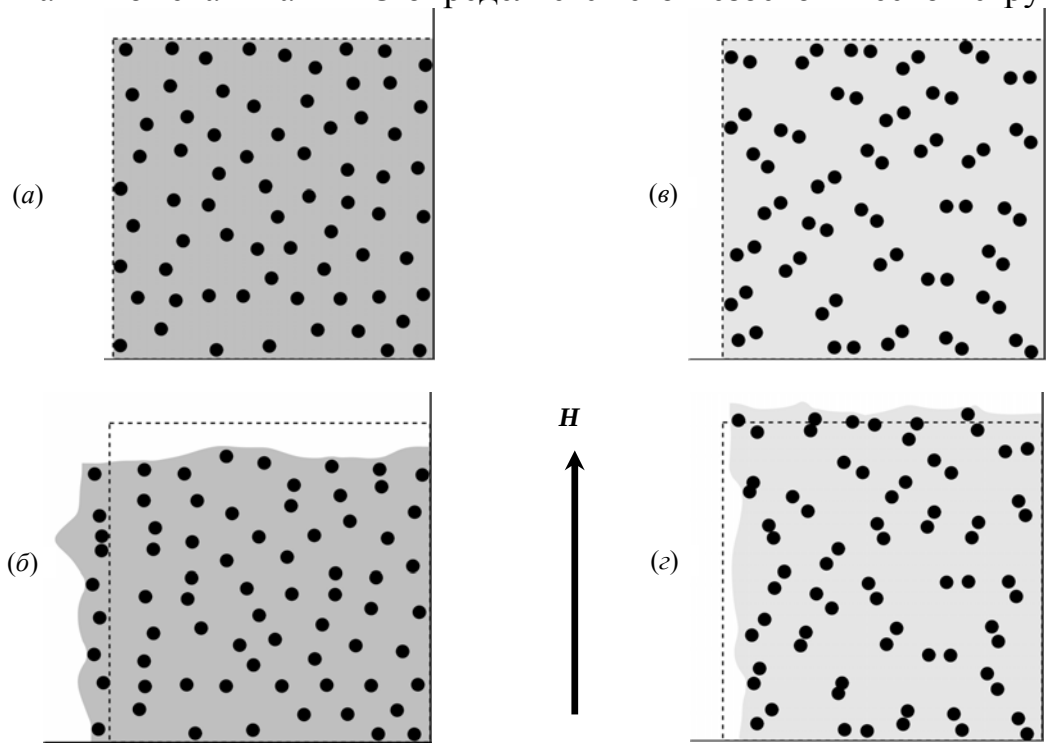


Рис. 2. Панели (*а*) и (*в*) — исходные образцы при $H = 0$; панели (*б*) и (*г*) — образцы, намагниченные полем $H \sim (G/\mu_0)^{1/2}$; число частиц $N = 70$, их объемная доля 9%.

Выводы: (1) Знак и величина магнитострикции ММЭ определяются типом ближнего порядка в системе частиц; (2) Наличие удлиненных объектов (агрегатов частиц) обусловливает положительную магнитострикцию; (3) При синтезе ММЭ стандартными методами в материале обязательно присутствуют в значительном количестве агрегаты магнитных частиц, поэтому наблюдаемая магнитострикция всегда положительна; (4) Направленно регулируя ближний порядок частиц можно «программировать» магнитострикцию ММЭ.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ-CNRS 09-02-91070.

1. А.Г. Алексеев, А.Е. Корнев. Магнитные эластомеры. Москва: Химия (1987).
2. M. Zrínyi, L. Barsi, A. Büki, J. Chem. Phys., **104**, 8750 (1996).
3. Л.В. Никитин, Л.С. Миронова, Г.В. Степанов и др. Высокомол. соед. А, **43**, 698 (2001).
4. Ю.Л. Райхер, О.В. Столбов, Прикл. механика и техн. физика, №3, 153 (2005).
5. Yu.L. Raikher, O.V. Stolbov, J. Phys.: Cond. Matter., **20**, Art.no. 204126-5 (2008).

РОЛЬ ТИПА ЭЛЕКТРОДА В ЯВЛЕНИИ ГИГАНТСКОГО МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В МЕТАЛ-ОРГАНИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

Лачинов А.А., Воробьева Н.В. и Корнилов В.М.

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия

В представленной работе было исследовано влияние ферромагнитного электрода на различные параметры гигантского магнетосопротивления (ГМС) в структуре ферромагнетик – полимер – немагнитный металл. Все ферромагнитные электроды были изготовлены на основе никеля. При этом они различались кристаллической структурой (поли- и монокристаллические), способом получения (из массивного ферромагнетика и пленочного), а также составом сплава (чистый никель и пермаллой).

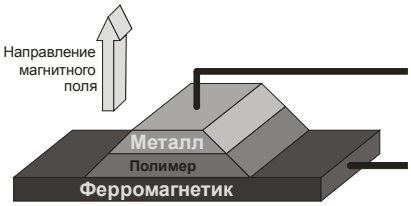


Рис.1. Схема экспериментального образца

Наблюдаемое явление магнетосопротивления характеризуется небольшими магнитными полями, необходимыми для изменения сопротивления: от 100 до 200 мТл. Изменение является обратимым. Разность сопротивлений в высокопроводящем и низкопроводящем состояниях достигает 10 МОм. Все измерения для всех образцов проводились в одинаковых условиях при комнатной температуре. Внешнее магнитное поле изменялось от 0 до 300 мТл, разность потенциалов на электродах достигала 5 В.

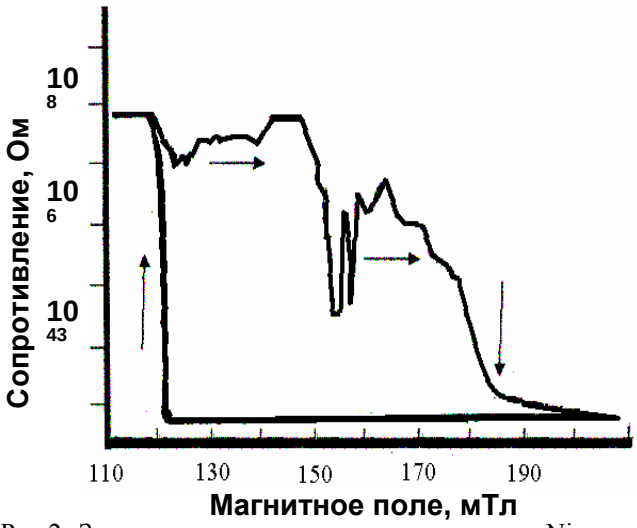


Рис.2. Зависимость сопротивления структуры Ni- полимер-Cu от величины магнитного поля. Ферромагнетик толщиной 0.5 мм. Стрелками показано направление изменения сигнала

На рисунке 1 представлена схема экспериментального образца. В качестве транспортного слоя использовалась пленка несопряженного полимера – полидифениленфталида. Она наносилась на поверхность ферромагнетика методом центрифугирования. Толщина не превышала 800 нм. В обычном состоянии данный тип полимера является диэлектриком с шириной запрещенной зоны более 4 эВ. Но было показано, что в определенных условиях такие пленки способны переходить в высокопроводящее состояние. Верхний электрод был немагнитным (Cu) и наносился на поверхность полимерной пленки. На представленных (рис. 2,3) зависимостях сопротивлений образцов от внешнего магнитного поля видно, что величина относи-

тельного изменения сопротивления при использовании пленочного электрода на несколько порядков выше, чем образцов с массивным ферромагнетиком.

В этой особенности ГМС различных типов образцов и заключается одно из значительных отличий параметров исследуемого эффекта. Отсутствие сильного влияния материала подложки на порог магнетосопротивления в структуре ферромагнетик – полимер - метал позволяет говорить о том, что при перемагничивании пленочных образцов возможным механизмом является смещение доменных границ. В случае же доминирования когерентного вращения спина различие в параметрах эффекта должно было быть более четко выраженным, так как этот способ присущ только пленочным квазидвумерным магнитным материалам.

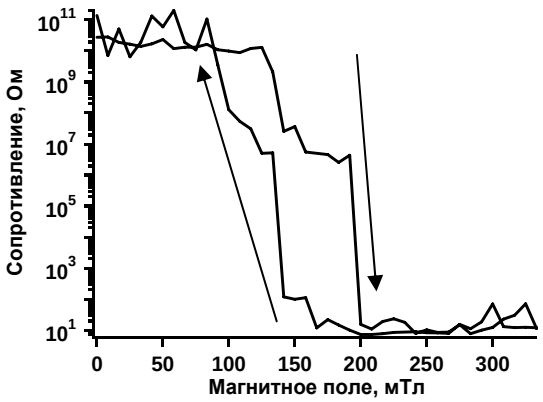


Рис. 3. Зависимость сопротивления структуры Ni- полимер-Cu от величины магнитного поля. Ферромагнетик представляет собой тонкую пленку. Стрелками показано направление изменения сигнала.

В связи с этим, было важно исследовать влияние вида ферромагнитного электрода на механизм переноса заряда. Для этого были измерены вольтамперные характеристики образцов при различном значении напряженности внешнего магнитного поля. В случае структуры массивный никель – полимер ВАХи имеют несимметричный вид относительно смены направления тока. Также они характеризуются ярко выраженной сменой угла наклона кривых при увеличении напряженности магнитного поля, что говорит об инжекционном характере процесса. Вольтамперные характеристики пленочных образцов никель – полимер и пермаллой – полимер являются более симметричными и имеют линейный вид. При этом на структурах с пленочным ферромагнетиком была выявлена сильная зависимость величины порога переключения от приложенной разности потенциалов. При определенном значении этого параметра эффект ГМС исчезал.

В докладе обсуждаются характерные особенности эффекта гигантского магнетосопротивления различных металлорганических структур с точки зрения инжекционного механизма переноса заряда. Также рассматриваются возможные способы перемагничивания ферромагнитных электродов, влияющие на характер эффекта ГМС.

Данная работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика новых материалов и структур», и гранта РФФИ № 08-02-12042-офи.

ЗАРЯДОВОЕ СОСОТОЯНИЕ И ЭФФЕКТИВНЫЙ СПИН ИОНОВ Mn В МОНОКРИСТАЛЛАХ $Ca_{1-x}La_xMnO_{3-\delta}$ ($x \leq 0.1$)

Б.А. Гижевский[1], В.Р. Галахов[1], Н.Н. Лошкарева[1], Л.В. Елохина[1], А.М. Балбашов[2], M. Neumann[3]

[1]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*
[2]*Московский энергетический институт, Москва*
[3]*University of Osnabruck, Germany*

Разнообразие физических свойств манганитов $Ca_{1-x}La_xMnO_3$ определяется уровнем легирования и нарушениями стехиометрического состава. Легирование, нестехиометрия по кислороду и катионам вызывает изменение зарядового (валентного) состояния ионов Mn, что определяющим образом влияет на магнитные и электронные свойства соединений этого ряда [1]. Крайние соединения в этом ряду обладают различным типом проводимости: в $LaMnO_3$ наблюдается дырочный тип проводимости, в $CaMnO_3$ носителями заряда являются электроны. По мере легирования ионами La^{3+} или/и повышения числа кислородных вакансий понижается средний заряд ионов Mn, увеличивается концентрация электронов проводимости, изменяется соотношение сверхобмена и двойного обмена, возникает многофазное магнитное состояние. Все это определяет важность определения зарядового состояния ионов Mn и нарушений стехиометрии в системе $Ca_{1-x}La_xMnO_{3-\delta}$.

В настоящей работе исследовались нестехиометрические монокристаллы $Ca_{1-x}La_xMnO_{3-\delta}$ (x=0, 0.05, 0.1), выращенные методом бестигельной зонной плавки в атмосфере Ar, O_2 или на воздухе. Для нахождения зарядового состояния ионов Mn был использован эффект расщепления рентгеновских фотоэлектронных Mn 3s спектров обменным взаимодействием 3s-дырок и 3d-электронов [2]. Величина эффекта определяется полным спином 3d-электронов и таким образом зависит от зарядового состояния ионов Mn. Этот же эффект позволяет найти и эффективный спин ионов Mn. Катионный состав определялся с помощью рентгеновского микроанализа. Рентгеновские фотоэлектронные спектры были получены на спектрометре PHI 5600 ci. Перед съемкой образцы ломались в вакууме 5×10^{-8} Па. Рентгеновский микроанализ производился на спектрометре JEOL 733.

В рентгеновских фотоэлектронных Mn 3s спектрах наблюдаются два пика, соответствующих обменному расщеплению 3s состояний марганца. Величина обменного расщепления ΔE_{3s} вычисляется как разница энергий двух пиков и согласно формуле Ван-Флека пропорциональна спину 3d-электронов: $\Delta E_{3s} \sim (2S + 1)J^{\text{eff}}_{3s\text{-}3d}$, где $J^{\text{eff}}_{3s\text{-}3d}$ – эффективный обменный интеграл между между 3*s*-дыркой и 3*d*-электронами, а S – полный спин 3*d*-электронов в основном состоянии [2].

В работе [2] приводятся данные о Mn 3s расщеплении, полученные из рентгеновских фотоэлектронных спектров большого числа соединений, содержащих двух, трех и четыреxx валентные ионы Mn. На основании этих

данных построена зависимость ΔE_{3s} от зарядового состояния марганца. Эту кривую можно рассматривать как градуировочную для определения зарядового состояния ионов Mn в различных соединениях по величине расщепления фотоэлектронных Mn 3s-спектров. Используя эту зависимость, мы определили среднее зарядовое состояние ионов Mn в исследуемых образцах. Результаты приводятся в таблице. Состав образцов в таблице приведен по навеске, в скобках обозначена атмосфера, в которой выращен монокристалл. Видно, что экспериментальные значения зарядового состояния ионов Mn заметно меньше, чем это следует из формальных стехиометрических формул. Эти результаты свидетельствуют о значительных нарушениях стехиометрического состава исследуемых монокристаллов $Ca_{1-x}La_xMnO_{3-\delta}$.

Таблица. Обменное расщепление ΔE_{3s} фотоэлектронных Mn 3s уровней, зарядовое состояние ионов по формуле стехиометрического соединения и экспериментально определенное, спин иона Mn в манганитах $Ca_{1-x}La_xMnO_3$

Образец (состав по навеске)	ΔE_{ex}, eV	Зарядовое состояние Mn по химической формуле	Зарядовое состояние Mn, эксперимент	Эффективный спин иона Mn
$CaMnO_3$ (air)	4.54	4+	3.8+	1.59
$Ca_{0.95}La_{0.05}MnO_3$(Ar)	4.58	3.95+	3.71+	1.64
$Ca_{0.95}La_{0.05}MnO_3$ (O_2)	4.50	3.95+	3.68+	1.66
$Ca_{0.95}La_{0.05}MnO_3$ (air)	4.55	3.95+	3.59+	1.73
$Ca_{0.9}La_{0.1}MnO_3$ (air)	4.53	3.9+	3.5+	1.77

Отметим, что в фотоэлектронных Mn 3s спектрах мы видим две линии, соответствующих одному расщепленному состоянию иона Mn с зарядом, промежуточным между 3-х и 4-х валентным ионом Mn. В случае проявления в фотоэлектронных спектрах 2-х ионов с разной валентностью: Mn^{3+} и Mn^{4+}, в Mn 3s спектрах с учетом обменного расщепления наблюдались бы 4 линии. Не отмечается также уширение линий Mn 3s спектров, если бы эксперимент не позволял разрешить линии от ионов с разным зарядовым состоянием. Таким образом, в рентгеноспектральных экспериментах выявляется одно промежуточное зарядовое состояние ионов марганца и соответствующий ему эффективный спин Mn. Преимущество такого способа определения спина иона перед стандартными магнитными измерениями заключается в

отсутствии влияния магнитных неоднородностей (магнитные поляроны, фазовое разделение) на измеряемую величину, поскольку экспериментальная величина определяется внутриатомным обменом.

Результаты элементного микроанализа катионов указывают на заметный недостаток Ca и La в исследованных монокристаллах по сравнению с заложенным по навеске стехиометрическим составом. По известному соотношению катионов и зарядовому состоянию Mn было определено содержание кислорода в исследованных образцах. С учетом этих факторов химические формулы образцов 1 и 3 из таблицы могут быть представлены в виде $Ca_{0.854}MnO_{2.75}$ (air) и $Ca_{0.845}La_{0.03}MnO_{2.73}$ (O_2). Величина δ по нашим данным близка к значению 0.25. Это хорошо согласуется с результатами нейтронографических исследований, выполненных на монокристаллах этой же серии [3].

В целом, можно утверждать, что рентгеновская фотоэлектронная Mn 3s-спектроскопия является эффективным методом для определения зарядового состояния ионов Mn в манганитах. В сочетании с рентгеновским микроанализом этот метод позволяет определять кислородную нестехиометрию. При анализе свойств системы $Ca_{1-x}La_xMnO_{3-\delta}$ необходимо учитывать дефектность как по анионной, так и по катионным подрешеткам.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 07-02-00540 и 08-03-99071-р_офи), Программы №5 Президиума РАН, совместной программы Президиумов УрО РАН и СО РАН.

1. Н.Н. Лошкарева, А.В. Королев, Т.И. Арбузова и др. ФММ, **103**, 261 (2007).
2. V.R. Galakhov, M. Demeter, S.Barkowski, et al. Phys.Rev. B **65**, 113102 (2002).
3. С.Ф. Дубинин, Н.Н. Лошкарева, С.Г. Теплоухов и др. ФТТ, **47**, 1226 (2005).

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОГО РАССЛОЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ЭЛЕКТРОННО-ЛЕГИРОВАННЫХ МАНГАНИТОВ

Н. Лошкарева

Институт физики металлов УрО РАН

Настоящий доклад является обзором результатов исследований комплекса свойств (магнитных, электрических и оптических) электронно-легированных манганитов на основе $CaMnO_3$, проведенных в Институте физики металлов УрО РАН на монокристаллах, выращенных в Московском энергетическом институте в лаборатории профессора Балбашова А.М.

Манганиты с колоссальным магнитосопротивлением на основе антиферромагнетика *A*-типа $LaMnO_3$, легированные двухвалентными ионами, обладают дырочной проводимостью, манганиты на основе АФМ *G*-типа $CaMnO_3$, легированные трехвалентными ионами, имеют электронную проводимость. Электронно-легированные манганиты изучены значительно слабее. В литературе, кроме наших данных, отсутствуют данные о монокристаллах $CaMnO_3$, легированных редкоземельными ионами. Изучение монокристаллических образцов является необходимым для получения достоверной информации об электронном транспорте, о величине магнитосопротивления, присущего материалу, а не образцу. Хорошо известно, что электрические свойства поликристаллических манганитов очень сильно зависят от рассеяния на межзеренных границах. В данной работе представлена эволюция свойств монокристаллов $CaMnO_3$ в зависимости от легирования ионами La^{3+} и Ce^{4+} (до концентраций x=0.12), а также в зависимости от атмосферы роста кристаллов (на воздухе, в кислороде, в аргоне). Результаты сравниваются с данными для поликристаллических образцов [1,2].

В электронно-легированных манганитах на основе $CaMnO_3$ необходимо учитывать существенное влияние кислородных вакансий на свойства. В монокристаллах $CaMnO_{3-\delta}$, методом дифракции нейтронов наблюдалось различное упорядочение кислородных вакансий: соответствующее δ=0.2 и 0.25, для кристалла, выращенного в аргоне [3], и соответствующее δ=0.25 для кристалла, выращенного на воздухе [4]. При изучении полевых зависимостей намагниченности этих кристаллов в импульсных магнитных полях до H=350 кЭ обнаружена аномалия - пороговое увеличение намагниченности при H=50 кЭ [5], которое объясняется «плавлением» зарядового упорядочения, связанного с упорядочением кислородных вакансий. Аномалия отсутствует в стехиометрическом поликристалле. Результаты объясняются высокой стабильностью АФМ *G*-типа зарядово-упорядоченной фазы при 4.2 K и дестабилизацией *G*-типа фазы при приложении магнитного поля или увеличении температуры из-за усиления двойного обмена между ионами Mn^{3+}- Mn^{4+}.

При легировании манганита $CaMnO_3$ трех и четырехвалентными РЗ ионами в концентрационной области $0<x<0.20$ наблюдается переход от АФМ упорядочения *G*-типа к АФМ упорядочению *C*-типа [1,2,6,7]. Этот переход обусловлен двумя факторами: ростом концентрации носителей заряда – электронов, которые за счет двойного обмена обеспечивают рост ферромагнитного вклада в АФМ фазе *G*-типа ("металлические" капли, скошенная структура), и модификацией кристаллической структуры при изменении среднего радиуса А-катиона от слабо искаженной орторомбической структуры $CaMnO_3$ к моноклинной структуре с орбитальным упорядочением. В концентрационной зависимости намагниченности $M(x)$ манганитов $Ca_{1-x}Ln_xMnO_3$ с электронным легированием при низких температурах наблюдается максимум, обусловленный конкуренцией *G*- и *C*-фаз [1,2,6,7]. Как показывает сравнение наших данных для монокристаллов, легированными La^{3+} и Ce^{4+}, с поликристаллами, этот максимум сдвинут в сторону низких концентраций для первой системы (к $x(La)=0.05$) [6], что обусловлено преобладающими кислородными вакансиями, и в сторону высоких концентраций для второй системы (к $x(Ce)=0.08$) [7], что обусловлено преобладающими катионными вакансиями.

Кроссовер от поляронной проводимости в $CaMnO_3$ [8] к зонной проводимости вблизи комнатной температуры происходит при $x(La)$ ~2% [9] и $x(Ce)$ ~1% [7]. При более высоких x температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ и спектры отражения в инфракрасном диапазоне обеих систем свидетельствуют о зонном характере носителей. Параметры носителей, определенные из данных по отражению и эффекту Холла, указывают на проводимость в узкой зоне, $m^*\sim$ 2-3 m_0 [10]. Зависимость $\rho(T)$ монокристалла с $x(Ce)=0.08$, в отличие от поликристаллов, имеет «металлический» характер во всем температурном диапазоне, а также максимум сопротивления и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho=|(\rho_0-\rho_H)/\rho_0|=38\%$ в магнитном поле H=90 кЭ при температуре $T_N(G)=T_C=100$ K [7]. Для монокристаллов с $x(La,Ce)=0.10$ и 0.12 вблизи $T_{OO/CO}$ положительный знак $d\rho/dT$ меняется на отрицательный при понижении температуры. Магнитные фазовые переходы вблизи $T_N(G)$ и $T_N(C)$ проявляются в электросопротивлении и магнитосопротивлении кристаллов $x(La)=0.10$ и 0.12 в виде аномалий [6]. Магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho$ монокристаллов с $x(Ce)=0.10$ и 0.12 имеет 3 особенности [7]: вблизи температуры зарядового упорядочения T_{CO}, вблизи температур магнитных фазовых переходов в АФМ фазу *C*-типа $T_N(C)$ и магнитную зарядово-упорядоченную фазу T_N(МСО), выявленную в нейтронных экспериментах на поликристаллах [11].

Обнаружена аномальная температурная зависимость намагниченности для кристалла с концентрацией $x(Ce)=0.10$ (на границе фаз), выращенного под давлением 5 атм. кислорода, которая объясняется существованием в электронно-легированном манганите областей с дырочной проводимостью, обусловленных катионным дефицитом [7].

В сильных импульсных магнитных полях до 350 кЭ для кристалла $Ca_{0.9}Ce_{0.1}MnO_3$, выращенного в потоке кислорода, обнаружен метамагнитный переход в области температур 77-190 K [12]. Критические поля перехода возрастают до ~350 кЭ при уменьшении температуры до 100 K. Степень поляризации спинов составляет ~50% от теоретического значения. Результаты объясняются "плавлением" орбитального/зарядового упорядочения ниже температуры $T_{OO/CO}$ = 185 K, при этом уменьшается объем упорядоченной фазы с локализованными носителями и растет объем ферромагнитной фазы с делокализованными носителями.

Многофазное состояние монокристаллов манганитов $Ca_{1-x}Ln_xMnO_3$ ($x \leq 0.12$) с одновременным существованием двух кристаллографических и магнитных фаз, областей с орбитальным/зарядовым упорядочением, в том числе связанных с упорядочением кислородных вакансий, и «металлических» капель является, в отличие от дырочных манганитов с тем же уровнем легирования, примером крупномасштабного фазового расслоения.

Работа поддержана Программой №5 Президиума РАН, грантом РФФИ №05-02-16303.

1. A. Mignan, C. Martin, F. Damay and B. Raveau. Chem.Mater **10**, 950 (1998).
2. J. Neumeier and J.L. Cohn. Phys.Rev. B **61**, 14319 (2000).
3. С.Ф.Дубинин, Н.Н.Лошкарева, С.Г.Теплоухов и др. ФТТ, **47,** 1226 (2005)
4. С.Ф.Дубинин, Н.Н.Лошкарева, С.Г.Теплоухов и др. ФТТ, **48**, 1440 (2006)
5. N.N. Loshkareva, N.V. Mushnikov, A.V. Korolyov et al. Phys.Rev.B, **77**, 052406 (2008)
6. Н.Н. Лошкарева, А.В. Королев, Н.И. Солин и др. ЖЭТФ, **129**, 283 (2006).
7. Н.Н. Лошкарева, А.В. Королев, Н.И. Солин и др. ЖЭТФ, **135**, 98 (2009).
8. *N.N. Loshkareva, L.V. Nomerovannaya, E.V. Mostovshchikova et al., Phys. Rev. B **70**, 224406 (2004).*
9. Н.Н.Лошкарева, Е.В.Мостовщикова, Н.И.Солин и др. Письма в ЖЭТФ, **86**, 432 (2007)
10. E.V. Mostovshchikova, N.N. Loshkareva, B.A. Gizhevskii et al. JMMM, **300**, e147-e150 (2006)
11. El'ad N. Caspi, M. Avdeev, S. Short et al. Phys.Rev. B **58**, 2758 (1998)
12. Н.Н.Лошкарева, Н.В. Мушников, А.В.Королев и др.ФТТ, **51**, 727 (2009)

НОВЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНО МЯГКИХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ Fe и Co.

А.П.Потапов, Б.Н.Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, *620041, Екатеринбург, Россия.*

Экспериментально исследованы магнитные свойства тонких лент на основе железа и кобальта с редкоземельными и металлоидными добавка-ми. Нанокристаллическое состояние получено в 2 этапа. На первом из них путем быстрой закалки расплава на вращающийся медный барабан создавались аморфные ленты, а на втором - путем специальных термических, термомагнитных (ТМО) и термомеханических (ТМехО) обработок эти вещества переводились в нанокристаллическое состояние.

Обнаружен новые явления. Показано[2], что для лент $Fe_{87-X}Cu_1Nb_3Si_XB_9$ (X = 0÷ 13,5) существует некоторая критическая концентрация N_{Si} (8ат%) в сплаве при достижении которой, после ТМехО (при 520С в течение 2ч и напряжениях растяжения σ = 400МПа) происходит перестройка магнитной наведенной анизотропии. Направлением легкого намагничивания становится направление поперек оси ленты, вместо направления вдоль её оси при N_{Si} <8 ат%. Найдены эффекты, связанные с указанной перестройкой. Прежде всего - это наклонные петли гистерезиса (рис.1В), получаемые при перемагничивании кристалла вдоль оси ленты, а также постоянство проницаемости в широкой области изменения внешнего магнитного поля. Последнее свойство весьма привлекательно, например, для создания различных типов накопителей энергии. Проведенные электронно-микроскопические исследования позволили выявить физическую природу перестройки наведенной анизотропии, связав ее с магнитострикционным механизмом и с существованием нанокристаллических выделений $Fe_{l-x}Si_x$. В момент, когда концентрация Si в этих выделениях достигает 14ат% (это происходит, если во всем сплаве N_{si}=8ат%) линейная магнитострикция (измеряется при растяжении образца вдоль оси ленты) меняет знак. Таким образом, возникает анизотропию типа «легкая плоскость», связанная с магнитострикцией. Данная плоскость перпендикулярна оси ленты

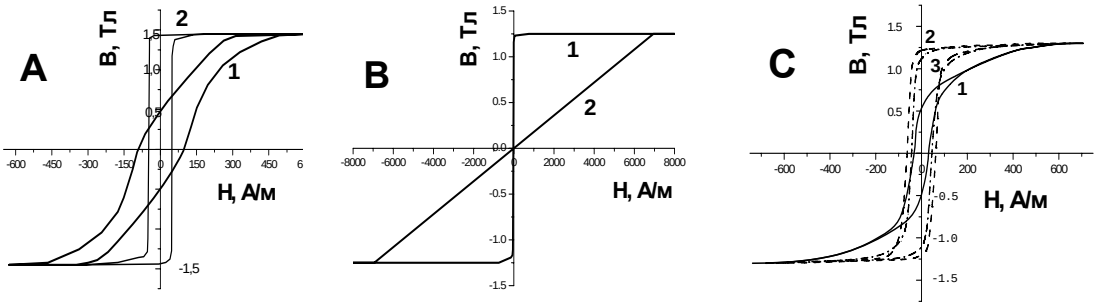


Рис.l.l-исходная петля гистерезиса, полученная после нанокристаллизующего отжига при 520^0С в течение 2 ч при σ =0; 2- петля, полученная на образцах прошедших ТМехО при 520^0С 2ч. при σ=400МПа . N_{Si}= О, N_{Co}=О (А); N_{Si} =13.5, N_{Co}=О (В); N_{Si} =13.5ат%, N_{Co}=30ат% (С)

На возникшую накладывается анизотропия формы, так что в целом на-

веденная анизотропия (назовем ее поперечной) имеет сложный характер.
При введении Co в сплав с 13,5 ат.% Si за счет уменьшения содержания Fe наведенная магнитная анизотропия из поперечной для сплавов 0 ÷10 ат.% Co переходит в продольную для 20-30 ат.% Co. В этом случае петли гистерезиса перестают быть наклонными (см. рис 1 С).
На нанокристаллических лентах $Fe_{73.5-X}Co_x20Cu_1Nb_3Si_{13.5}B9$ прошедших ТМО установлен новый эффект, заключающийся в том, что при концентрации Co около 20ат% в лентах прошедших термомагнитную обработку (отжиг при температуре 450^0C в течении 0.5 ч в постоянном поле H=10А/м) при перемагничивании образца вдоль оси ленты наблюдаются (см. рис.2А) сдвинутые петли гистерезиса [3], аналогичные тем, которые наблюдаются при однонаправленной анизотропии.
На основе электронно-микроскопических исследований удалось показать, что существование сдвинутых петель гистерезиса связано с выделениями нанофаз ($(FeCo)_3Si$, α- Co, $(FeCo)_2B$) аморфной матрицы.
Ленты со сдвинутыми петлями гистерезиса могут явиться альтернативным материалом по отношению к материалам с однонаправленной анизотропией в смысле их применения для считывания информании.
При отжиге лент с Co в переменном поле с амплитудой H=10А/м, получаются очень узкие прямоугольные петли гистересиса без сдвига. В результате имеем нанокристаллический материал с уникальными магнитно мягкими свойствами (см. таблицу).

Табл. Магнитные свойства нанокристаллического сплава $Fe_{53,5}Co_{20}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9$

Обработка	μ_0	H_c, А/м	$P_{0.2/20000}$, Вт/кг
Отжиг при температуре T=400C	37500	0.16	8
ТМО в постоянном поле H=20А/м При температуре T=450 C	29700	0.16	9,5
ТМО в переменном поле частотой 80 кГц и амплитудным значением H=20А/м при T=450 C	60000	0.13	5

При этом для материала прошедшего обработку в переменном поле получена очень высокая прямоугольность петли гистерезиса (0.95).

1. Филиппов Б.Н., Губернаторов В.В., Потапов АЛ. и др. Сб. «Новые материалы и структуры». Черноголовка, Институт физики твердого тела РАН, 97 (2004) ; 123 (2005); 123 (2006); 124 (2007).
2. Сериков В.В., Клейнерман Н.М., Волкова Е.Г., Лукшина В.А., Потапов А.П., Свалов А.В., ФММ, **102**, 290 (2006)
3. Носкова Н.И., Шулика В.В., Потапов АЛ. ФММ, **1 02**, 1 (2006)
4. Noskova N.I., Shulika V.V., Potapov A.P. Materials Transactions, **42**, 1540 (2001)

ПОЛУЧЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ НА ОСНОВЕ НАНОПОРОШКОВ

С.В. Михайлин

ОАО «Центральный научно-исследовательский технологический институт «ТЕХНОМАШ»,Москва, Российская Федерация

Общепризнано, что 21 век – век применения нанотехнологий в промышленности. Однако главная роль в эффективности применения нанотехнологий отводится функциональным материалам и изделиям на их основе. Особая роль в совершенствовании функциональных материалов отводится магнитным наноматериалам. Магнитные материалы в 21 веке будут определять развитие приборов информационной техники, электронного приборостроения, энергосберегающих технологий, развитие экологически чистых видов транспорта, а также новейших приборов бытовой техники.

В то же время следует признать, что материалы для постоянных магнитов, полученные на основе нанопорошков, при существующем уровне технологий, значительно уступают по магнитным параметрам материалам для постоянных магнитов на основе широко используемым технологиям литья или спекания.

Однако теоретические возможности создания материалов на основе нанопорошков для постоянных магнитов далеко не исчерпаны [1].

Дальнейший прогресс в совершенствовании магнитных материалов должен базироваться на новейших исследованиях в области получения материалов на основе нанотехнологий.

Наиболее перспективными, с нашей точки зрения, материалами для производства постоянных магнитов являются композиционные материалы, полученные на основе ферромагнитного наполнителя и полимерной матрицы.

Нанопорошки ферромагнетиков имеют однодоменное состояние и обладают магнитной анизотропией. Хотя перспективность нового подхода к созданию материалов данного класса не вызывает сомнения у исследователей и работы в данном направлении ведутся с 50-ых годов прошлого столетия [2], данный класс материалов не получил должного признания у разработчиков материалов.

Основной трудностью в создании данного класса материалов является проблема получения нанопорошка магнитного наполнителя.

Композиционные наноопорошковые магниты получают на основе высокодисперсных порошков железа или железо-кобальт с немагнитной полимерной связкой [4].

Свойства композиционных нанопорошковых магнитов в большой степени зависят от плотности композиции.

Влияние плотности композиции на основе удлиненных однодоменных порошков железо-кобальтового сплава на магнитные свойства приведены в

таблице 1.

Таблица 1. Свойства прессовок из удлиненных однодоменных частиц железо-кобальтового сплава при низких степенях уплотнения

Степень уплотнения, %	B_r/ B_s , Тл	Br, Тл	Hc_γ , кА/м	H_{CB} , кА/м	W_{max} , кДж/м^3
36	0,895	0,765	89	86	17,4
42	0,880	0,905	67	65	20,16
48	0,895	1,02	63	62	18
51	0,900	1,08	52	51	15

Влияние плотности композиции на основе удлиненных однодоменных порошков железа на магнитные свойства приведены в таблице 2.

Таблица 2. Зависимость остаточной индукции Br и коэффициента прямоугольности B_r/ B_s от кажущейся плотности магнита из высокодисперсного порошка железа.

$\gamma\ 10^3$, кг/см^3	Br, Тл	B_r/ B_s
1,4	0,10	0,43
3,0	0,29	0,59
3,2	0,31	0,61
3,5	0,37	0,64
4,3	0,55	0,64

Известно несколько методов получения нанопорошков ферромагнитных материалов, в том числе метод осаждения частиц из электролитов на ртутном катоде, метод конденсации частиц из газовой фазы в токе аргона с последующим осаждением, метод осаждения частиц порошка из водных растворов.

Основными причинами, препятствующими широкому применению постоянных магнитов на основе нанопорошков ферромагнетиков, являются трудности по созданию технологии производства материалов для постоянных магнитов с повышенными свойствами и создание промышленной технологии их производства.

Предлагается объединить усилия заинтересованных организации по решению данной проблемы.

Литература:

1. Постоянные магниты/под редакцией Ю.М. Пятина/М. Энергия, 1980, с.342-343.

2. Магнитные свойства металлов и сплавов. Москва, Издательство иностранной литературы, 1961. с.200..

3. Тезисы докладов XI всесоюзной конференции по постоянным магнитам. РАН, Гос. Ком. ВУЗ Российской федерации и др. Суздаль, 1984, с. 155.

4. Российский патент №1769625A1, кл. H01F/06, 1993.

ЭФФЕКТ «МАГНИТНОЙ ПАМЯТИ» В ФУЛЛЕРЕНСОДЕРЖАЩИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ МАГНИТАХ

В.С. Загайнова[1], Т.Л. Макарова[1,2], Н.Г. Спицына[3], Э.Б. Ягубский[3]

[1]Umea University, Department of Experimental Physics, 90187 Umeå, Sweden
[2] Ioffe PTI RAS, 194021 St. Petersburg, Russia
[3]Institute of Problems of Chemical Physics RAS, 142432 Chernogolovka, Moscow Region, Russia

Группа молекулярных магнитов на основе соединений марганца – самая известная и обладающая самыми высокими температурами блокировки. Поэтому разработка новых молекулярных магнитов с ядром Mn_{12}, то есть химический синтез и экспериментальное изучение свойств полученных образцов является необходимым для понимания физических закономерностей устройства молекулярных магнитов.

В докладе представлены синтез и характеризация магнитов $Mn_{12}O_{12}(RCOO)_{16}(H_2O)_4$. где R = C_6H_5 ($Mn_{12}Bz$); C_6F_5 ($Mn_{12}F_5$), и их 1:1 комплексов $Mn_{12}F5C_{60}$ (**1**). $Mn_{12}BzC_{60}$ (**2**), а также сравнение их магнитных свойств. Наши результаты подтверждают, что структура лигандов оказывает значительное влияние на магнитное поведение кластеров Mn_{12}.

Измерения проводились на микрокристаллических порошках с помощью магнетометра Quantum Design (MPMS-XL-1). Магнитная восприимчивость по постоянному полю была измерена в диапазоне 1.76-300 К при величине поля 100 Э. Разбавление фуллеренами существенно снижает намагниченность для обоих образцов. Кроме того, возникают качественные изменения в поведении кривых намагниченности. В $Mn_{12}Bz$ квантовые туннельные переходы подавлены, $Mn_{12}F_5$ имеет туннельный переход на 8000 Э, а фуллеренсодержащие комплексы (**1**) и (**2**) демонстрируют переходы при «классических» 4000 Э и 8000 Э.

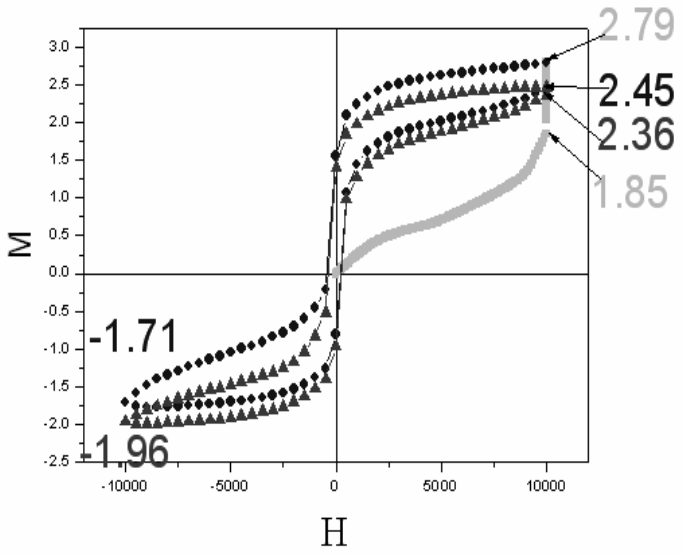


Рис.1. Эффект «магнитной памяти» в $Mn_{12}BzC_{60}$.

Возможным объяснением такому поведению является эффект четности спина, что согласуется с повышенной температурой блокировки в образце $Mn_{12}Bz$.

Добавление фуллерена к $Mn_{12}F_5$ увеличивает прямоугольность гистерезиса, т.е. наблюдается переход мягкий ферромагненик → жесткий ферромагнетик. Очевидно, обменное взаимодействие в (**1**) идет через фуллерены. В образце (**2**) наблюдаются еще более заметные изменения. Кривая M(H) для$Mn_{12}BzC_{60}$ не возвращается в начальную точку после цикла 10 кЭ → -10 кЭ → 10 кЭ. Намагниченность нарастает с каждым циклом измерений. И (**1**), и (**2**) демонстрируют эффект «магнитной памяти» (рис. 1): после выдержки в поле 10 кЭ в течение нескольких часов, кривая M(H) достигает максимума по амплитуде и становится асимметричной относительно нуля. После повторных измерений в полях 10 кЭ → -10 кЭ → 10 кЭ релаксации не наблюдается, а кривая постепенно возвращается в симметричное положение.

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ СИСТЕМЫ МАГНИТНЫХ ТОЧЕК В СВЕРХПРОВОДНИКЕ ЛОНДОНОВСКОГО ТИПА

Джежеря Ю.И.[1], Новак И.Ю.[1], Кручинин С.П.[2]
[1]*Институт магнетизма НАНУ,* [2]*Институт теоретической физики НАНУ.*

В связи с развитием нанотехнологий, в теории сверхпроводящих систем возник ряд важных вопросов, которые до недавнего времени не были исследованы. К их числу относится изучение магнитных конфигураций в системе магнитных точек, диспергированных в сверхпроводящей матрице.

В частном случае, для нанокомпозита со сверхпроводящей матрицей лондоновского типа, эта задача решена в работе [1]. В ней получены выражения, определяющие магнитные поля и энергию взаимодействия ансамбля ферромагнитных гранул. Установлено, что в рамках представленной модели могут происходить ориентационные фазовые переходы.

Предметом настоящих исследований является определение равновесных магнитных конфигураций для плоской решетки магнитных гранул с квадратной ячейкой, заключенной в сверхпроводнике лондоновского типа. Показано, что при температурном изменении параметра глубины проникновения поля, имеет место ориентационный фазовый переход между ортогональным и плоскостным распределением магнитных моментов гранул рис.1, рис.2.

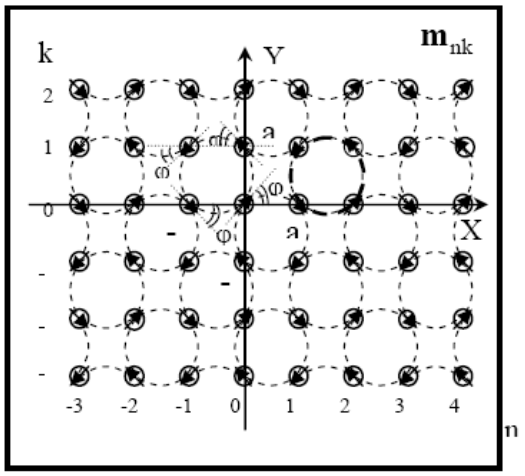


Рис.1 Фрагмент решетки с модулированным плоскостным распределением намагниченности («а» - период решетки). Кружками обозначены магнитные точки, стрелки на них указывают направления магнитных моментов $\mathbf{m}_{nk}$.

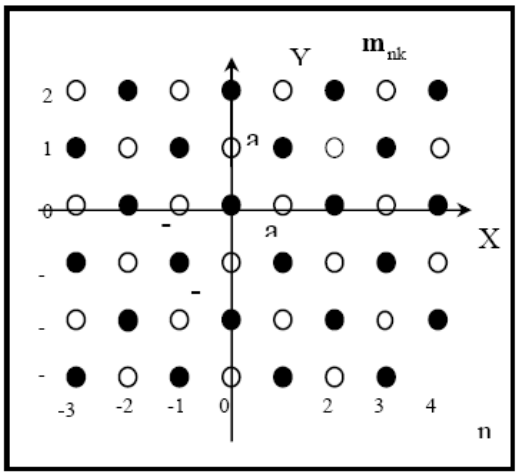


Рис.2 Двумерная решетка магнитных точек. Условно полагаем, что магнитные моменты, обозначенные черным цветом, направлены вверх, а обозначенные белым цветом направлены вниз. («а» - период решетки).

При определении условий этого перехода воспользуемся выражением для энергии модифицированного магнитного взаимодействия, полученным в [1]:

$$U=-\frac{1}{2}\sum_i\sum_j \exp\left(-R_{ij}/\delta\right)\cdot\left\{\left(\frac{3\left(\mathbf{R}_{ij}\mathbf{m}_j\right)\left(\mathbf{R}_{ij}\cdot\mathbf{m}_i\right)}{R_{ij}^{\,5}}-\frac{\mathbf{m}_i\mathbf{m}_j}{R_{ij}^{\,3}}\right)\cdot\left(1+\frac{R_{ji}}{\delta}+\frac{R_{ij}^{\,2}}{\delta^2}\right)-\frac{2\left(\mathbf{R}_{ij}\mathbf{m}_j\right)\left(\mathbf{R}_{ij}\cdot\mathbf{m}_i\right)}{\delta^2\cdot R_{ij}^{\,3}}\right\} \quad (1)$$

$\mathbf{R}_{ij}=\mathbf{r}_j-\mathbf{r}_i,\quad R_{ij}=\left|\mathbf{r}_j-\mathbf{r}_i\right|,\quad i\neq j,\mathbf{m}_i-$ *магнитный момент* $i-$ *той магнитной точки*

Система рис.1 характеризуется когерентным поворотом магнитных моментов на угол $\pm\varphi$ относительно главных направлений решетки. При этом происходит модуляция направления моментов в узлах решетки. Состояние отдельных магнитных точек в решетке остается эквивалентным, а значение полной намагниченности равняется нулю.

Конфигурация второго типа (рис.2) характеризуется ортогональной к базовой плоскости ориентацией намагниченности гранул. Чередование намагниченности соседних гранул в некоторой степени уменьшает энергию магнитного взаимодействия. Такое распределение магнитных моментов способствует снижению амплитуды магнитного поля в сверхпроводящей матрице и также может рассматривать в качестве варианта магнитного упорядочения.

Для ответа на вопрос, какая из представленных на рис.1, рис.2 конфигураций в тех или иных условиях является устойчивой, на основании формулы (1) рассчитаны их энергии взаимодействия.

Установлено, что энергия плоскостной конфигурации (рис.1) не зависит от угла φ, этот факт указывает на вырождение такого состояния в сверхпроводящей среде.

В пересчете на одну магнитную точку энергия взаимодействия дается следующими выражениями.

При плоскостной ориентации (рис.1) – $\dfrac{U_{\parallel}}{N}=\dfrac{m^2}{\mathrm{a}^3}\cdot F\left(\mathrm{a}/\delta\right)$, где

$$F\left(\mathrm{a}/\delta\right)=\left(-1+\frac{\partial}{\partial\alpha}+\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\right)\cdot\frac{1}{8}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{p=0}^{\infty}\frac{\exp\left(-2\alpha\left(\mathrm{a}/\delta\right)\sqrt{l^2+p^2}\right)}{\left(l^2+p^2\right)^{3/2}}-$$

$$-\left(-1+\frac{\partial}{\partial\alpha}+\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\right)\cdot\frac{1}{4}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\frac{\exp\left(-\alpha\left(\mathrm{a}/\delta\right)\sqrt{\left(2l+1\right)^2+\left(2p+1\right)^2}\right)}{\left(\left(2l+1\right)^2+\left(2p+1\right)^2\right)^{3/2}}-$$

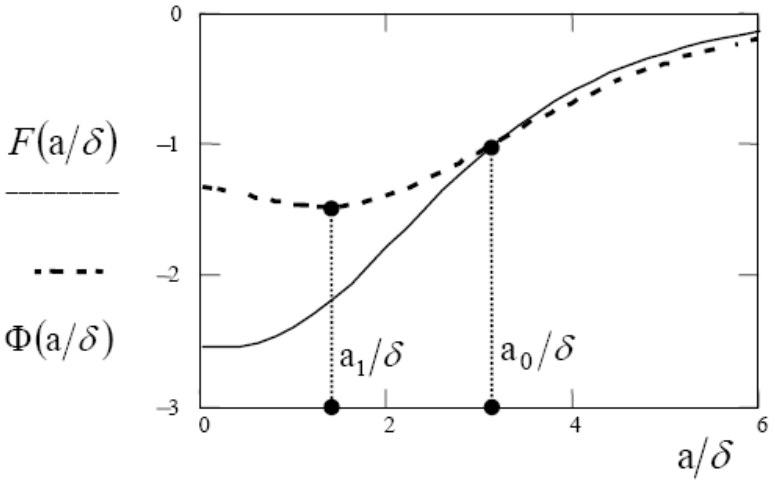
$$-\left(3-3\frac{\partial}{\partial\alpha}+\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\right)\cdot\frac{1}{2}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\frac{\left((2l+1)^2-(2p)^2\right)\cdot\exp\left(-\alpha\left(\mathrm{a}/\delta\right)\sqrt{(2l+1)^2+(2p)^2}\right)}{\left((2l+1)^2+(2p)^2\right)^{5/2}} \qquad (2)$$

При перпендикулярной ориентации (рис.2) – $\frac{U_\perp}{N}=\frac{m^2}{\mathrm{a}^3}\cdot\Phi\left(\mathrm{a}/\delta\right)$, где

$$\Phi\left(\mathrm{a}/\delta\right)=\left(1-\frac{\partial}{\partial\alpha}+\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\right)\cdot\frac{1}{2}\cdot\left\{\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{p=0}^{\infty}\frac{4\cdot\exp\left(-\alpha\cdot\left(\mathrm{a}/\delta\right)\cdot\sqrt{2\cdot l^2+2\cdot p^2}\right)}{\left(2\cdot l^2+2\cdot p^2\right)^{3/2}}-\right. \qquad (3)$$

$$\left.-\sum_{l=-\infty}^{\infty}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\frac{\exp\left(-\alpha\cdot\left(\mathrm{a}/\delta\right)\cdot\sqrt{2\cdot\left(l+1/2\right)^2+2\cdot\left(p+1/2\right)^2}\right)}{\left(2\cdot\left(l+1/2\right)^2+2\cdot\left(p+1/2\right)^2\right)^{3/2}}\right\}$$

Рис.3



На рис.3 представлены графики зависимости энергетических характеристик двух различных состояний магнитной решетки от отношения параметра ячейки и глубины проникновения магнитного поля a/δ.

Очевидно, что в нормальном состоянии при $\mathrm{a}/\delta=0$ меньшей энергией обладает решетка с планарной ориентацией магнитных моментов (рис.1б, рис.2). Поэтому в отсутствие сверхпроводника состояние с перпендикулярным направлением моментов (рис.1а) вообще не может реализоваться. При понижении температуры и постепенном уменьшении глубины проникновения параметр a/δ начинает расти. Когда же этот параметр достигнет значения $\mathrm{a}_0/\delta\approx 3.3$, энергетически более выгодной становится конфигурация с ортогональной ориентацией магнитных моментов рис.1а. и в системе наступит ориентационный фазовый переход.

[1] S.P.Kruchinin, Yu.I.Dzhezherya, J.F.Annett. Interactions of nanoscale ferromagnetic granules in a London superconductor// Superconductor Science and Technology, 2006, **19**, 381-384.

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛ-МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ $Au/(Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$

В. В. Павлов, П. А. Усачев, Р. В. Писарев
Физико-технический институт им. А .Ф. Иоффе РАН, С. Петербург, Россия
А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий
Научно-практический центр по материаловедению НАНБ, Минск, Белоруссия

В последнее время возник интерес к исследованиям субмикронных и наностуктур металл-диэлектрик, что связано с рядом необычных предсказанных и наблюдаемых оптических явлений, обусловленных плазмон-поляритонными состояниями [1-3]. Такие периодические структуры, имеющие в своем составе магнитные материалы, могут быть также отнесены к двумерным магнитным фотонным кристаллам [4]. Чтобы использовать уникальные свойства структур металл-диэлектрик в оптическом диапазоне необходимо, чтобы их параметры периодичности были сравнимы с длиной волны света, то есть лежали в субмикронном диапазоне. В оптическом диапазоне наноструктурированные материалы металл-диэлектрик являются хорошими кандидатами для реализации различных устройств оптоэлектроники и магнитооптики.

Настоящая работа посвящена оптическим и магнитооптических свойствам структуры на основе тонкой пленки феррита-граната толщиной 200 нм с нанесенной на поверхность периодической решетки из золота с размером пустот 400x400 нм и параметром периодичности 800 нм.

На рис. 1 показан спектр пропускания структуры $Au/(Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$. Из литературы известно, что оптическое поглощение для чистого железо-иттриевого граната в инфракрасном спектральном диапазоне начинается в области порядка 1 эВ и вызвано локализованным электронным переходом $^6A_{1g} \rightarrow {}^4T_{1g}$ между $(3d)^5$ уровнями ионов Fe^{3+} в октаэдрической подрешетке. Эти переходы являются магнитодипольными и приводят к появлению двух слабых полос в спектре поглощения [5]. В случае тонкой пленки эффект от поглощения между локализованными электронными $(3d)^5$-состояниями в инфракрасном диапазоне является практически незаметным. Однако, наблюдаемые достаточно сильные изменения оптического пропускания могут быть связаны с резонансными явлениями, возникающими при прохождении света через периодическую структуру металл-диэлектрик [3].

На рис. 2 показан спектр эффекта Фарадея структуры $Au/(Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$. Спектр носит монотонно-возрастающий характер с небольшими особенностями в спектральной области 1-1.3 эВ, которые могут быть связаны как с электронными перехо-

дами между $(3d)^5$-состояниями, так и усилением оптико-магнитных взаимодействий за счет локализации света на субмикронной структуре.

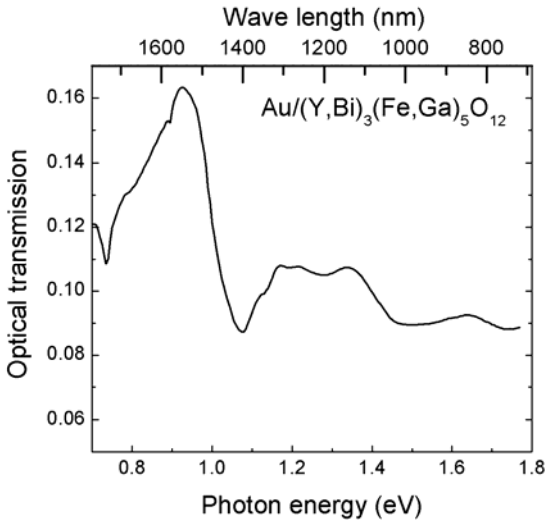


Рис.1. Спектр пропускания структуры $Au/(Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$

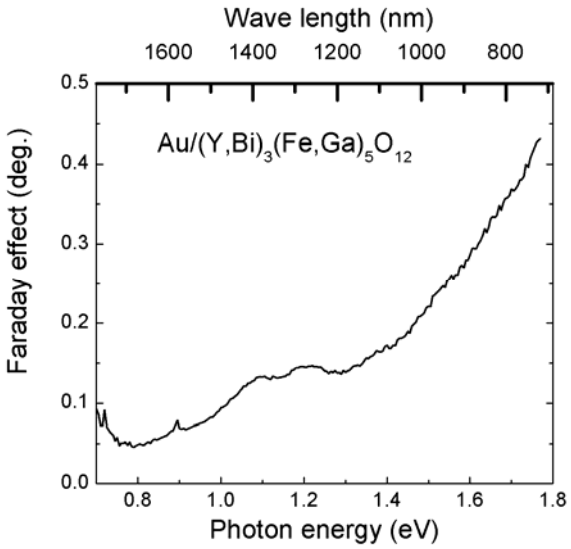


Рис.2. Спектр эффекта Фарадея структуры $Au/(Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$

Таким образом, в данной работе отработана технология создания магнитных наноструктурированных материалов металл - магнитный диэлектрик. Получены сведения о коэффициенте пропускания и эффекте Фарадея в области энергий фотонов 0.7-1.8 эВ. В докладе также будут представлены результаты исследований при дифракционном отражении света от структуры $Au/(Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, программ Президиума и ОФН РАН.

1. Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, А. Крист, Й. Куль, Х. Гиссен, ФТТ, **47**, 139 (2005).
2. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, A.K. Zvezdin, Phys. Rev. Lett., **98**, 077401 (2007).
3. X. P. Miao, L. Gao, P. Xu, J. Appl. Phys., **103**, 023512 (2008).
4. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, Th. Rasing, J. Phys. D: Appl. Phys., **36,** R277 (2003).
5. Van der Ziel J. P., Dillon J. F., Jr., Remeika J. P. Excitons, AIP Conf. Proc., **5**, 254 (1971).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Ni_2MnIn.

И.Ю. Гайдукова[1], С.А. Грановский[1], А.С. Маркосян[2], В.Е. Родимин[1], М. Дёрр[3], М. Ловенхаупт[3]

1) *МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва ГСП-1 119991 Россия.*
2)Автономная некоммерческая организация «Государственный центр физики конденсированных сред», Москва, Россия
3) Институт физики твердого тела, Технический Университет Дрезден, D-01062, Дрезден, ФРГ.

Магнитные сплавы Гейслера с эффектом памяти формы $Ni_2Mn_{1+x}Z_{1-x}$ (Z = Ga, Sb, Sn, In) вызывают интерес в связи с сосуществованием в них магнитного упорядочения и мартенситного структурного фазового перехода в относительно узком интервале концентраций. При этих концентрациях в них наблюдаются взаимосвязанные аномалии магнитных и немагнитных характеристик, индуцированные магнитным полем и/или температурой: эффект памяти формы, высокие значения магнитокалорического эффекта, аномальные транспортные свойства и индуцированные полем фазовые переходы [1-3].

При высоких температурах кристаллическая структура этих сплавов (аустенит) может быть представлена в виде трех взаимопроникающих гцк решеток. Атомы Ni занимают в такой структуре позиции типа (0,0,0) и (½,0,0), атомы Z - (¾,¼,¼). Атомы Mn находятся на позициях типа (¼,¼,¼) и, в случае нестехиометрических составов, замещают атомы Z на позициях (¾,¼,¼). При понижении температуры в них происходит мартенситный фазовый переход первого рода ведущий к возникновению модулированной тетрагональной или орторомбической фазы ниже T_M. Как показывают нейтронографические данные, магнитное упорядочение этих сплавов обусловлено марганцевой подрешеткой [4]. Причем, если обе фазы стехиометрических сплавов, аустенитная и мартенситная, упорядочены ферромагнитно, магнитные свойства нестехиометрических составов представляются более сложными.

В данной работе обсуждаются результаты исследования структурных, магнитных и транспортных свойств сплавов $Ni_2Mn_{1+x}In_{1-x}$. В системе $Ni_2Mn_{1+x}In_{1-x}$ значения T_M меняются в зависимости от концентрации марганца ($0.52 < x < 0.64$) от 260 до 302 К, в то время как температура ферромагнитного упорядочения T_C практически не зависит от x и составляет ≈ 315 К [1]. Образцы были приготовлены методом индукционной плавки исходных компонентов с последующим гомогенизирующим отжигом. Исследовались намагниченность в полях до 14 Т, магнитная восприимчивость, электросопротивление. В области температур выше $T^* \approx 195$ К и ниже T_M обнаружена аномальная температурная зависимость электросопротивления при отсутствии спонтанной намагниченности. Пик на температурной зависимости на-

чальной восприимчивости при T^* не зависит от частоты поля и может являться следствием еще одного спонтанного фазового перехода.

Обсуждаются эффект магнитной фрустрации в марганцевой подрешетке и возможность возникновения дальнего антиферромагнитного порядка, миктомагнетизма и состояний типа спинового стекла в области температур $T^* < T < T_M$.

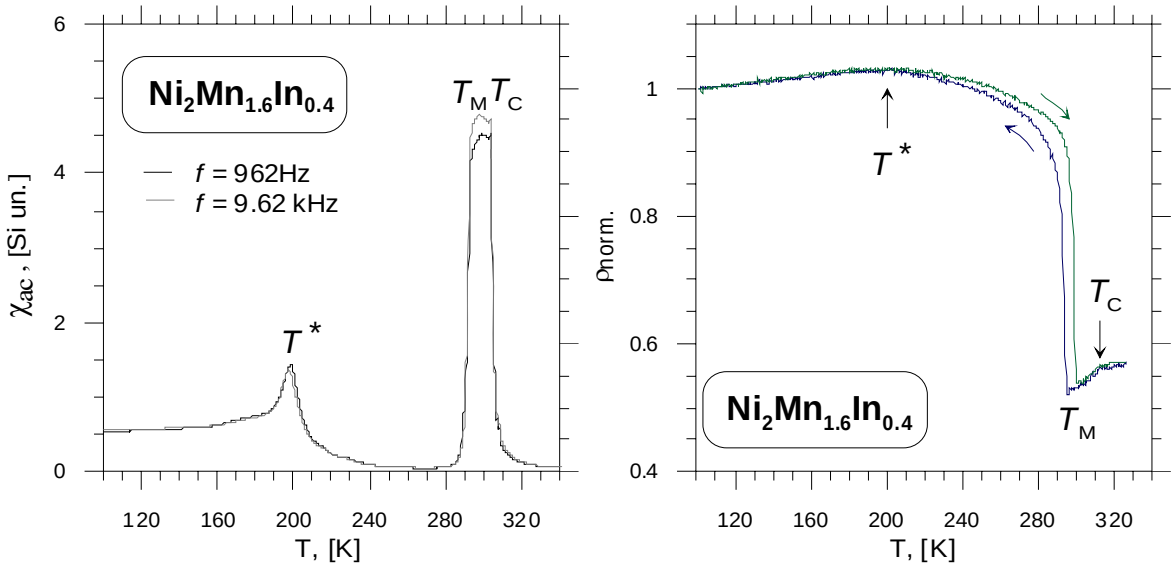


Рис.1. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости и сопротивления для сплава Гейслера $Ni_2Mn_{1.6}In_{0.4}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (09-02-01475-а) и программы Erasmus Mundus EC.

1. Y.Sitou, Y.Imano, N.Koeda, T.Omori, R.Kainuma, K.Ishida, K.Oikawa, *Appl.Phys.Let.*, **85,** 4358 (2004).
2. P.A.Bhobe, K.R.Priolkar, A.K.Nigam, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41,** 235006 (2008).
3. A.K.Pathak, M.Khan, I.Dubenko, S.Stadler, N.Ali, *Appl.Phys.Let.*, **90,** 262504 (2007).
4. P. Lazpita, J.M. Barandiaran, J. Gutierrez, M. Richard, S.M. Allen, R.C. O'Handley, *Eur. Phys. J. Special Topics*, **158**, 149 (2008).

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СОЕДИНЕНИЯХ СИСТЕМ $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ ($2x = 0 \div 0.1$)

Э.В. Агабабян, Н.П. Арутюнян

Ереванский государственный университет, Армения

1. Введение

Синтез соединений на основе редкоземельных металлов, используемых для утилизации тепла, выделяемого при изменении энтропии магнитоупорядоченной системы, является одной из актуальных проблем с точки зрения создания холодильных устройств.

Бинарные соединения на основе гадолиния – Gd_5Si_4 и Gd_5Ge_4 являются магнитокалорическими материалами, однако их применение в качестве рабочего тела для магнитных рефрижераторов невозможно, так как температура их магнитного фазового перехода значительно отличается от комнатной (349 и 94 K, соответственно) [1].В последние годы с целью получения эффективного материала для магнитных рефрижераторов интенсивно исследуются интерметаллические соединения в системе $Gd_5Si_xGe_{4-x}$, обладающие при $1.5 \le x \le 2$ гигантским магнитокалорическим эффектом (МКЭ). Установлено, что в соединениях $Gd_5Si_xGe_{4-x}$ существует тонкая связь между стехиометрией, кристаллической структурой и магнитными свойствами [2-5]. При комнатной температуре сплавы с x>2 имеют орторомбическую структуру (типа Gd_5Si_4), тогда как при $0.96 \le x \le 2$ – моноклинную (типа $Gd_5Si_2Ge_2$). Показано, что с ростом атомного соотношения Si/Ge возрастает температура Кюри (T_c), но наряду с этим уменьшается величина МКЭ и наоборот. Так, например, максимальное изменение магнитной энтропии ($-\Delta S_{max}$), индуцированное в магнитном поле 50 кЭ, уменьшается от значения 46 Дж/кгК при T_c= 195 K для сплава $Gd_5Si_{1.5}Ge_{2.5}$ до 16 Дж/кгК, при T_c=301 K для сплава $Gd_5Si_{2.1}Ge_{1.9.}$ Для сплава $Gd_5Si_2Ge_2$, с эквиатомным соотношением Si/Ge, T_c = 261 K, а ($-\Delta S_{max}$) = 14.1 Дж/кгК.

В настоящей работе, с целью получения эффективного магнитокалорического материала с T_c близкой к комнатной, исследовано влияние частичного замещения (в пределах стехиометрии $Gd_5Si_2Ge_2$) атомов Si и Ge на изовалентные атомы олова.

2. Образцы и методы исследования

Поликристаллические образцы сплавов $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с 2x= 0, 0.01, 0.03, 0.05 и 0.1 были синтезированы плавлением шихты из исходных компонентов в индукционной печи в атмосфере инертного газа под давлением 10^5 Па. Полученные сплавы переплавлялись (3-4 раза) для достижения гомогенности образцов. Для большей уверенности в гомогенности, сплавы отжигались в высоком вакууме при 1200 K в течение нескольких суток.

Рентгенографические исследования образцов проводились на дифрактометре ДРОН-2. Анализ дифракционных картин показал, что все полученные соединения кристаллизуются в моноклинную структуру (пространственная группа $P112_1/a$). Это обстоятельство свидетельствует о том, что замещение ионов Si^{4+} и Ge^{4+} ионами Sn^{4+} не нарушает эквивалентности их состояний в кристаллической решетке.

Активная компонента магнитной восприимчивости (χ_{ac}) образцов определялась индукционным методом при помещении образца внутрь измерительной катушки, состоящей из двух обмоток, включенных навстречу друг другу. Переменное поле с амплитудой порядка ~0.5 Э и частотой 0.23 кГц создавалось соленоидом, на который наматывалась измерительная катушка. Измерения проводились в интервале температур 200 ÷ 350 К в постоянном магнитном поле 3 кЭ.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.1 приведены температурные зависимости удельной восприимчивости образцов в системе $Gd_5Si_{2-x}Ge_{2-x}Sn_{2x}$ с 2x=0, 0.01, 0.03, 0.05 и 0.1, соответственно. Как видно, при $x \geq 0.01$ на кривых χ-T вблизи 275 К наблюдается ярко выраженный спад величины χ_{ac}, типичный для магнитного превращения ферромагнетизм-парамагнетизм, аналогично наблюдаемому в чистом $Gd_5Si_2Ge_2$ при T_c= 262 К [6,7]. Выше $T_c \geq 275$ К образцы демонстрируют типично парамагнитное поведение и зависимость $\chi_{ac}(T)$ удовлетворительно подчиняется закону Кюри-Вейсса.Полученные экспериментальные данные обобщены в табл.1.

Как видно, температура Кюри и магнитная восприимчивость обнаруживают максимум для сплава с $Sn_{0.03.}$ Рост T_c и χ_{ac}, по сравнению с $Gd_5Si_2Ge_2$, можно объяснить уменьшением длины свободного пробега электронов , связанного с увеличением эффективного сечения рассеяния электронов на ионах Sn, имеющих

больший ионный радиус, чем Si и Ge($r_{Sn}^{4+} = 0{,}74\,\overset{0}{A}$ а r_{Sn}^{4+} и r_{Ge}^{4+} - 0,28 и $0{,}44\,\overset{0}{A}$, соответственно). Это обстоятельство усиливает s-f обменное взаимодействие между соседними магнитоактивными ионами гадолиния подобно изложенному в [8].

Рис.1.

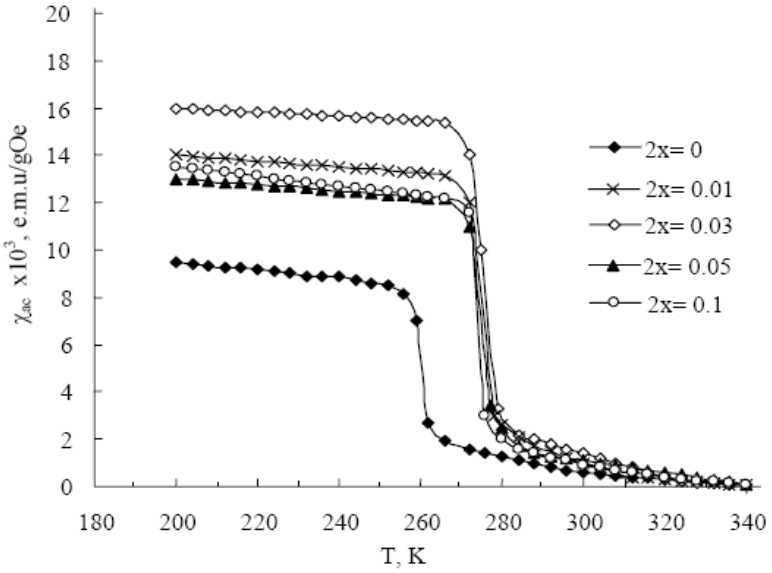


Табл.1. Состав, температура Кюри и значения χ_{ac} (при 200 K) исследованных соединений.

Состав	T_c, K	χ_{ac} x10^3, e.m.u/gOe
$Gd_5Si_2Ge_2$	261	9.6
$Gd_5Si_{1.995}Ge_{1.995}Sn_{0.01}$	277	14.2
$Gd_5Si_{1.985}Ge_{1.985}Sn_{0.03}$	278	16.1
$Gd_5Si_{1.975}Ge_{1.975}Sn_{0.05}$	277	13.0
$Gd_5Si_{1.95}Ge_{1.95}Sn_{0.1}$	275	13.2

Относительно гигантского магнитокалорического эффекта исследованных сплавов можно лишь предполагать, но учитывая вышеотмеченное условие наличия гигантского МКЭ, а именно, реализации в сплаве соотношения Si/Ge = 1, то оно формально, как видно из таблицы, выполняется. Таким образом, интерес в качестве магнитокалорического материала представляют слаболегированные оловом сплавы, температуры Кюри которых существенно выше, чем у чистого $Gd_5Si_2Ge_2$ ($\Delta T_c \geq 15$ K).

Работа выполнена в рамках научно-исследовательского проекта республики Армения № 152.

1. К.Тейлор, М.Дарби. Физика редкоземельных соединений. М., Мир, 1974.
2. W.Choe, V.K.Pecharsky, A.O.Pecharsky, K.A.Gshneider Jr., V.G.Young Jr., G.J.Miller., Phys. Rev. Lett., 84, 4617, (2000).
3. V. K.Pecharski, K.A.Gsneidner Jr., Adv. Mater., 13, 683, (2001).
4. V.K.Pecharsky, A.O.Pecharsky, K.A.Gshneider Jr., J. Alloys Compound, 344, 362, (2002).
5. W.Wu, A.O.Tsokol, K.A.Gshneider Jr., J.A. Sampaio., J. Alloys Compound, 403, 118, (2005).
6. T.A.Lograsso, D.L.Schlagel, A.O.Pecharsky., J. Alloys Compound, 393, 141, (2005).
7. Y.H.Zhuang, J.Q.Li,W.D.Huang,W.A.Sun,W.Q.Ao., J. Alloys Compound, 421, 49, (2006).
8. В.Е. Адамян, Э.Г. Шароян, Изв. НАН РА, т. 36 , 2, 316, 2001

ТЕОРИЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ГИБРИДИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПРИМЕСЯХ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.И. Окулов[1], Е.А. Памятных[2]

[1] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*
[2]*Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург*

В решении проблем образования локализованных магнитных моментов на примесях переходных элементов в металлах и полупроводниках главным является развитие последовательного описания роли межэлектронного взаимодействия. Настоящая работа посвящена такого рода задаче применительно к случаю, когда примесные d-уровни расположены в полосе проводимости кристалла и образуются гибридизированные электронные состояния. В условиях гибридизации квантовые состояния электронов существенно перестраиваются. При этом наряду с частью, отвечающей однородной электронной плотности, возникают вклады, описывающие неоднородную, локализованную вблизи примесей электронную плотность. Теория связанных с этим эффектов развивалась в работах [1,2]. В качестве развития полученных результатов мы рассмотрели уравнение для локализованного момента и свойства поляризованных состояний на основе общего квантового ферми-жидкостного подхода. Исходным является выражение для зависящей от спина части энергии электрона $\varepsilon^{\tilde{n}i} = \pm(b_e + b_r)$, содержащей вклады от однородной (b_e) и неоднородной (b_r) электронной плотности, которые выражаются через соответствующие вклады в намагниченность M_e и M_r: $b_e = \psi_{ee} M_e + \psi_{er} M_r$, $b_r = \psi_{re} M_e + \psi_{rr} M_r$. Критерий существования локальных магнитных моментов при этом имеет вид

$$\frac{-\psi\, n_d}{\Delta} > \pi \sin^{-2}\left(\pi \frac{n_0}{n_d}\right), \qquad \psi = \psi_{rr} - \psi_{er}^2 \frac{\eta_e}{1 + \psi_{ee}\eta_e},$$

где η_e,n_0- плотность делокализованных состояний и концентрация электронов, n_d- концентрация примесей, Δ - ширина локализационного пика в плотности состояний, ψ_{ii} – ферми-жидкостные параметры.

Нами сформулированы общие уравнения для определения моментов и проанализированы температурные и концентрационные зависимости магнитной восприимчивости с учетом зависимостей ψ_{ii} от энергии. Упрощенные варианты теории применялись для интерпретации экспериментальных данных на селениде ртути с примесями железа и кобальта.

1. В.И. Окулов, ФММ, **100**, 23 (2005).
2. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, А.В. Гергерт, ФММ, **101,** 11, (2006)

МИКРОСТРУКТУРА АМОРФНЫХ ПЛЕНОК *Co-Ni-P*, ПОЛУЧЕННЫХ В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНОГО И РЕВЕРСИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОЛИЗА

С.С. Грабчиков, О.И. Потужная, Е.В. Пустовалов*, О.В. Войтенко*, Е.Б. Модин*

ГНПО "Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению"
Республика Беларусь, г. Минск. E-mail: gss@ifttp.bas-net.by

**Дальневосточный государственный университет, г.Владивосток*

Аморфные электроосажденные сплавы *Co-Ni-P* являются магнитомягкими ферромагнетиками и представляют значительный интерес в качестве сред для магнитопроводов, концентраторов магнитного поля, электромагнитных экранов. В значительной степени магнитные свойства электроосажденных сплавов определяются их микроструктурой. В связи с этим в данной работе методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на различных пространственных уровнях изучено влияние режимов импульсного и реверсированного электролиза на микроструктуру пленок.

Аморфные пленки *Co-Ni-P*, содержащие 16-26 ат.% P, 14-42 ат.% Ni, остальное – кобальт, были получены из сернокислых электролитов с добавками гипофосфита натрия. Режимы импульсного и стационарного электролиза варьировались в следующих пределах: плотность тока катодного полупериода ($Д_к^{пр}$) составляла 30-40 мА/см^2, плотность тока анодного полупериода ($Д_к^{обр}$) – 0-10 мА/см^2, длительности катодного ($t_{пр}$) и анодного полупериодов ($t_{обр}$) – 0,005 с, паузы ($t_п$) – изменялась от 0,00005 с до 0,02 с, скважность (Q) – от 1,01 до 11. Исследования выполнены на отделенных от медных подложек образцах толщиной 400-600 Å на ЭМ Philips CM20 при увеличениях от 150 до 510 000^x.

Импульсный электролиз. Согласно данным по дифракции электронов (рис.1) все пленки, полученные в условиях импульсного электролиза, находятся в аморфном состоянии. Микроструктура пленок имеет сеточный тип строения с размером структурных неоднородностей от 20 до 100 Å. При максимальном увеличении 510000$^\times$ не выявлены структурные особенности областей пониженной и повышенной плотности вещества. Вместе с тем, на образцах, полученных при значениях $Q = 11$, флуктуации плотности вещества менее выражены, по сравнению с образцами, полученными при меньшей скважности (рис.1). Наблюдаемая на образцах (рис.1в) система микропор с размерами отверстий 50-500 Å может быть связана с методикой препарирования пленок или релаксационными процессами, протекающими при отделении пленки от подложки.

Как было показано [1], с ростом величины Q от 1,01 до 11 содержание фосфора и никеля в пленках *Co-Ni-P* увеличивается от 16,3 и 10,8 ат.% до

25,6 и 42,6 ат.%, соответственно. Согласно островковой модели зарождения и роста аморфных пленок [2], изменения в сеточной микроструктуре, наблюдаемые на пространственном уровне 10-100 Å, могут быть обусловлены ростом концентрации никеля и, соответственно, снижением уровня флуктуаций плотности аморфного вещества. Увеличение концентрации никеля в пленках *Co–Ni–P* с ростом величины *Q* связано с более высокой катодной поляризацией аморфных сплавов на основе *Ni–P*, чем сплавов на основе *Co–P* [2].

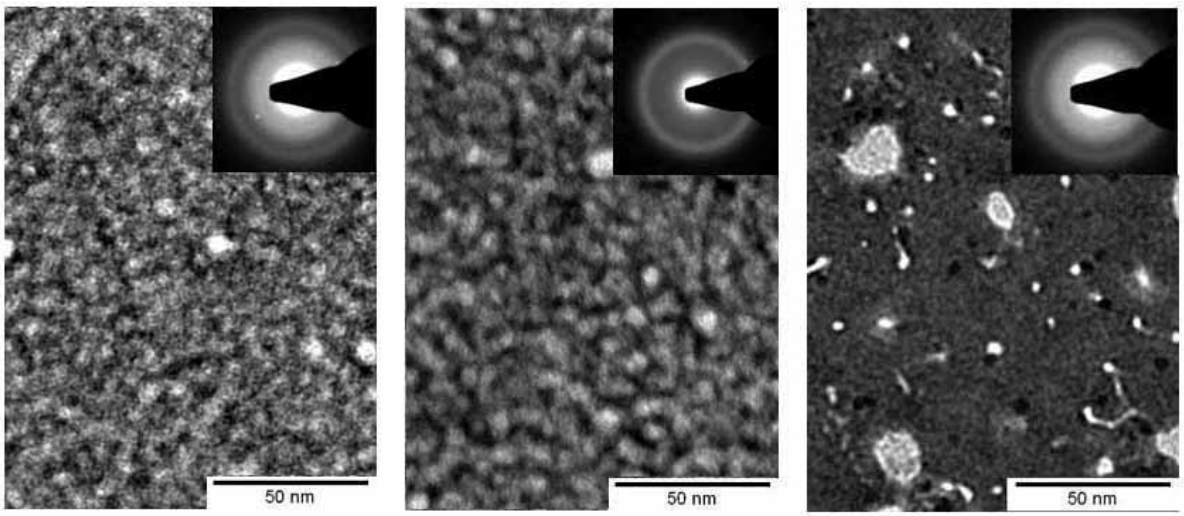


Рис.1 Электронномикроскопические изображения и картины микродифракции электронов пленок сплавов *Co-Ni-P*, полученных при $Q = 1{,}01$ (а); 2 (б); 11 (в).

Реверсированный электролиз. На рис. 2 приведены электронномикроскопические изображения аморфных пленок *Co-Ni-P*, полученных при различных значениях плотности тока анодного полупериода. Из снимков видно, что варьирование соотношения $Д_к^{пр}/Д_к^{обр}$ практически не влияет на характер сеточной микроструктуры, размер структурных неоднородностей составляет 20-100 Å. С ростом величины $Д_к^{обр}$ от 4 до 10 мА/см^2 (при $Д_к^{пр}$ = 40 мА/см^2) концентрация фосфора и никеля в пленках *Co–Ni–P* увеличивается от 21,9 и 16,5 до 26,1 и 25,4 ат.%, соответственно [1]. Данные изменения химического состава, по-видимому, недостаточны для внесения изменений в вид сеточной микроструктуры пленок.

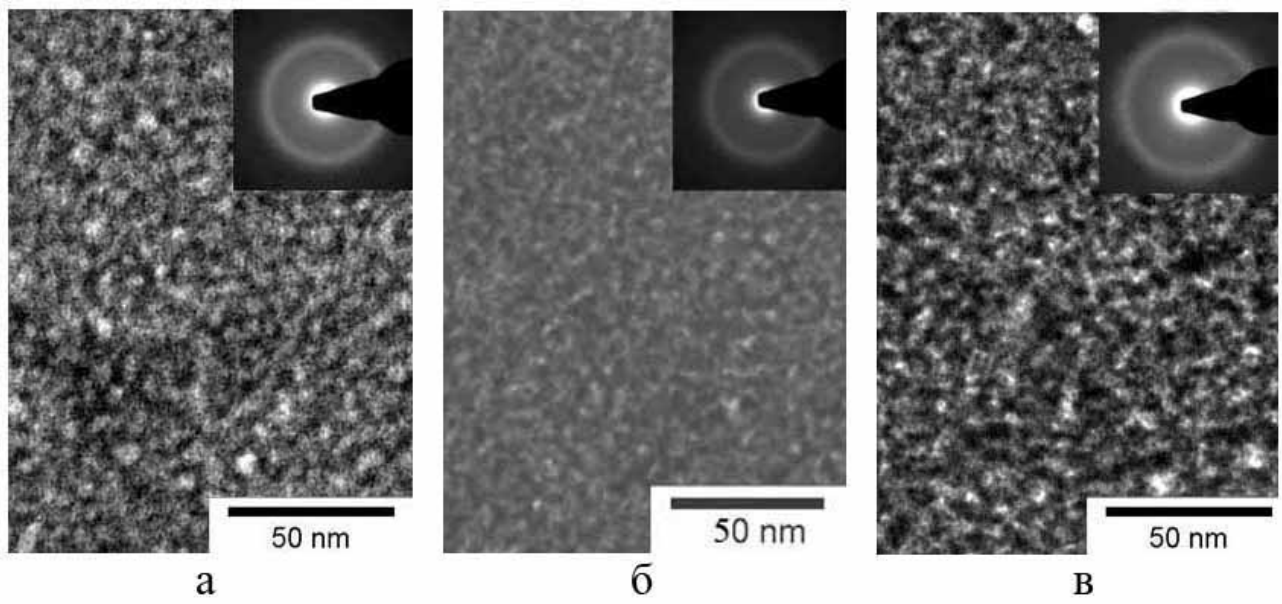


Рис.2 Электронномикроскопические изображения и картины микродифракции электронов пленок сплавов *Co-Ni-P*, полученных при $Д_к^{обр}$ = 4 мА/см^2 (а), 6,7 мА/см^2 (б), 10 мА/см^2 (в) ($Д_к^{пр}$ = 40 мА/см^2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Грабчиков С.С., Потужная О.И. Аморфные пленки сплавов *Co-P* и *Co-Ni-P*, полученные в условиях импульсного и реверсированного электролиза. 3[я] Байкальская международная конференция «Магнитные материалы и новые технологии», Иркутск, 24-28.09.08г.

2. Грабчиков С.С. Аморфные электролитически осажденные металлические сплавы. Минск: Изд. Центр БГУ, 2006. – 186с.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАНГАНИТОВ $La_{1-x}K_xMnO_3$

А.Г. Гамзатов[1], А.Б. Батдалов[1], А. С. Манкевич[2], И. Е. Корсаков[2]

[1]Институт физики ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия

В последние годы ведется интенсивный поиск материалов с большими величинами магнитокалорического эффекта. Интерес исследователей к таким материалам вызван, в первую очередь, возможностью применения таких материалов для создания твердотельных магнитных холодильников. По имеющимся данным сплавы тяжелых редкоземельных элементов и сплавы Гейслера являются одними из лучших кандидатов в качестве рабочего тела для создания твердотельных магнитных холодильников работающих при комнатных температурах [1,2]. Манганиты известны в большей степени как материалы с колоссальным магнетосопротивлением (КМС). В тоже время, исследования магнитокалорического эффекта в манганитах показало, что для некоторого класса манганитов наряду с эффектом КМС характерны и большие изменения магнитной энтропии под действием внешнего магнитного поля [3].

Среди таких манганитов наибольший интерес представляет манганиты допированные одновалентными металлами, таким как Ag, K, N.

Основным преимуществом манганитов допированных однозарядными катионами (Na^+, Ag^+, K^+) по сравнению с манганитами легированными двухзарядными катионами (Sr^{+2}, Ca^{+2} и др.) является высокая чувствительность физических свойств к магнитному полю при комнатной температуре. Кроме того, температуры максимумов магнитокалорического эффекта и эффекта КМС приходятся на комнатные температуры и слабо зависят от концентрации допанта [4]. Результаты имеющихся немногочисленных исследований магнитокалорических свойств манганитов, допированных одновалентными ионами показывают довольно широкий разброс значений МКЭ как по величине эффекта, так и по температуре максимума эффекта, что, в первую очередь, связано с керамической природой исследованных образцов. Зависимость физических свойств от условий синтеза подтверждает и проведенные нами исследования магнитокалорических [4] и электрических [5] свойств манганитов $La_{1-x}Ag_xMnO_3$ в зависимости от условий синтеза.

В данной работе приводятся результаты прямых измерений магнитокалорических свойств манганитов $La_{1-x}K_xMnO_3$ (x=0.1; 0,15; 0,175) в магнитных полях до 27 кЭ.

Керамические образцы $La_{1-x}K_xMnO_3$ были синтезированы на кафедре неорганической химии химического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова цитратным методом. В качестве прекурсоров были использованы растворы нитратов марганца и лантана, карбонат калия, лимонная кислота и этиленгликоль. К смеси растворов нитратов марганца и лантана были добавлены лимонная кислота, карбонат калия и этиленгликоль. Полученный раствор был упарен при температуре 60 °С, в результате чего был получен гель, который при дальнейшем нагревании разлагался. Для полного удаления углерода и органических веществ полученный порошок был отожжен при температуре 600 °С (5 часов, на воздухе). Из полученного порошка были спрессованы таблетки, которые были отожжены при 1000 °С (30 часов на воздухе в засыпке такого же состава).

Измерение МКЭ проводилось прямым методом, т.е. непосредственно измерялось изменение температуры образца при изменении магнитного поля.

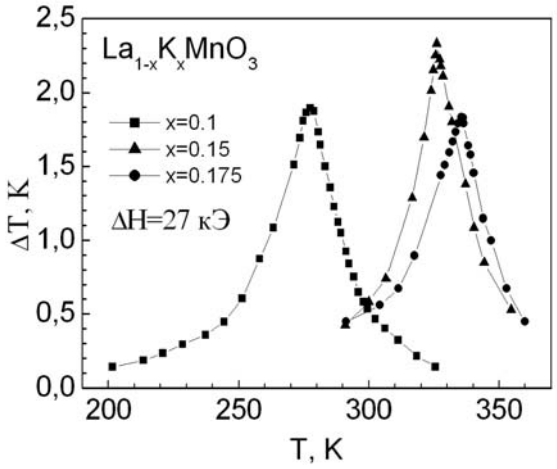
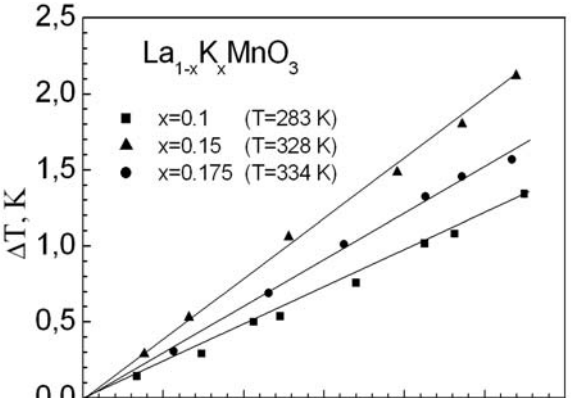


Рис.1. Температурная зависимость МКЭ для $La_{1-x}K_xMnO_3$

На рисунке 1 приведены температурные зависимости магнитокалоического эффекта ΔT в поле 27 кЭ для образцов $La_{0.9}K_{0.1}MnO_3$, $La_{0.85}K_{0.15}MnO_3$ и $La_{0.825}K_{0.175}MnO_3$. Как видно из рисунка 1, максимальное значение МКЭ наблюдается для состава $La_{0.85}K_{0.15}MnO_3$, достигая значений $\Delta T \approx 2.4$ К в поле 27 кЭ, $T_{max} \approx 325$ К. Отметим, что результаты прямых измерений МКЭ и косвенных расчетов на основании данных по температурной зависимости намагниченности часто расходятся. Так, в работе [6], где приводятся результаты косвенных исследований магнитокалорического эффекта манганитов $La_{1-x}K_xMnO_3$ (по данным намагниченности) максимальное изменение температуры для образца x=0.15 равно $\Delta T \approx 2.1$ К при ΔH=10 кЭ. По нашим данным, образец с x=0.15 также проявляет наибольший эффект, но он примерно в полтора раза меньше, чем в работе [6].



На рис.2 приведены полевые зависимости МКЭ вблизи температур

максимумов магнитокалорического эффекта. Как видим, с ростом поля МКЭ растет линейно без признаков насыщения в полях до 27 кЭ.

Используя соотношение $\Delta T=(T/C_H)\Delta S$ и наши экспериментальные результаты по теплоемкости в магнитном поле C_H, нами получены температурные зависимости изменения магнитной энтропии ΔS для всех исследованных образцов. Для измерения теплоемкости использовалась оригинальная версия модуляционной калориметрии [7].

На рис.3 приведены температурные зависимости изменения магнитной энтропии для образцов $La_{1-x}K_xMnO_3$ в магнитном поле 10 кЭ. Максимальное значение изменения магнитной энтропии наблюдается для образца с x=0.15 и равно $\Delta S_{max}\approx$1.8 Дж/кг К в поле 10 кЭ. Нами так же вычислены значения эффективности магнитного охлаждения *RCP* (relative cooling power), который определяется как произведение максимума ΔS_M на ширину в полумаксимуме ($\delta T_{FWHM}=T_2-T_1$). Значения *RCP* равны 40 Дж/кг, 42 Дж/кг и 35 Дж/кг соответственно для x=0.1, 0.15 и 0.175. Отметим, что большинство исследователей, изучающих магнитокалорические материалы дают предпочтение Gd или сплавам из-за большого МКЭ, наблюдаемого при комнатных температурах. Результаты нашей работы показывают, что значения МКЭ в допированных калием манганитах могут достигнуть значительных величин, эффект наблюдается вблизи комнатных температур в довольно широком интервале температур, что позволяет рассматривать манганиты $La_{1-x}K_xMnO_3$ как альтернативные материалы для создания магнитных холодильников.

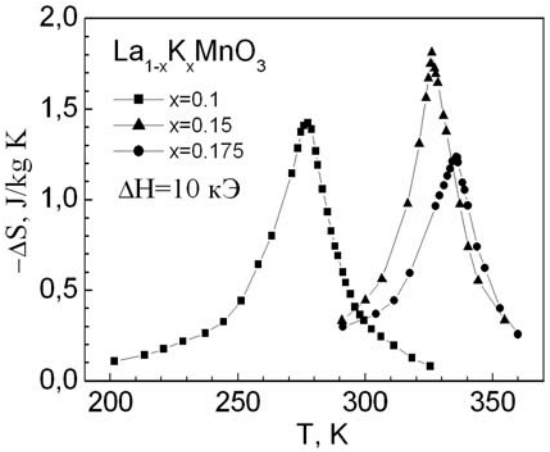


Рис.3. Температурная зависимость изменения магнитной энтропии для образцов

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (09-08-96533), программы ОФН РАН.

1. V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, JMMM **200**, 44-56 (1995).
2. V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, Phys. Rev. Lett. **78**, 4494 (1997).
3. M H Phan and S C Yu, JMMM **308,** 325 (2007).
4. I.K. Kamilov, A.G. Gamzatov et al, J.Phys.D:Appl.Phys. **40**, 4413 (2007).
5. И.К. Камилов, А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев и др., ЖЭТФ **132**, 835 (2007).
6. Soma Das, T.K. Dey, Journal of Alloys and Compounds, **440**, 30–35 (2006).
7. Ш.Б. Абдулвагидов, Г.М. Шахшаев, И.К. Камилов, ПТЭ **5**, 134 (1996).

ВАРИАЦИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВОДЫ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ ПРИ ПОМОЩИ УЛЬТРАЗВУКА И ТЕМПЕРАТУРЫ

О.А. Иванов, Н.А. Скулкина, Е.А. Степанова, И.О. Павлова

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург, Россия

Для достижения оптимальных свойств аморфных магнитомягких сплавов широко применяют термические обработки на воздухе. Так как в воздухе содержится достаточное количество водяных паров, то при температурах отжига происходит активное взаимодействие поверхности аморфных лент с водяными парами, что существенно влияет на распределение намагниченности и, соответственно, на уровень магнитных свойств данного класса сплавов [1]. Ранее показано, что предварительная обработка при комнатной температуре поверхности ленты в закаленном состоянии водяным паром, температура которого около 60^{o}C, повышает эффективность ТО [2]. Для объяснения механизма влияния воды и водяных паров нами была предложена следующая модель. При взаимодействии поверхности сплава с водой или водяными парами должно происходит оксидирование и наводороживание поверхности ленты. При этом внедренные в поверхность атомы различных элементов располагаются анизотропно относительно ориентации намагниченности в ленте, что в свою очередь, вследствие создания напряжений приводит к изменению распределения намагниченности.

На эффективность взаимодействия воды с поверхностью аморфной ленты могут оказывать влияние различные факторы: например, температура воды, активация воды при помощи ультразвуковой обработки и т.п. Поэтому в работе поставлена задача исследовать влияние температуры воды и воздействия ультразвуковой обработки на распределение намагниченности и соответствующее изменение уровня магнитных свойств лент аморфных магнитомягких сплавов.

Исследования проводили на примере лент быстрозакаленных сплавов $Fe_{81}B_{13}Si_4C_2$ (7421), и $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ (2HCP). Исследуемые образцы имели форму полос размерами 140×10×0,025 мм, вырезанных из промышленной ленты производства Ашинского металлургического завода. Измерение кривых намагничивания, петель гистерезиса в статическом режиме перемагничивания проводили индукционно-импульсным методом. Погрешность измерения значений магнитного поля и индукции не превышала 2%. Распределение намагниченности в ленте определяли с помощью разработанной методики по измерениям зависимости остаточной индукции от максимальной с использованием корреляционной зависимости между объемом доменов с ортогональной намагниченностью и максимальными значениями остаточной индукции с погрешностью не превышающей 5% [3].

В таблице 1 представлены результаты исследования влияния температуры воды на максимальную магнитную проницаемость образцов сплава $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$, предварительно отожженных на воздухе при температуре 400^{o}C в течение 15 минут.

Таблица 1.

Влияние воды различной температуры на максимальную магнитную проницаемость и распределение намагниченности в образцах аморфного сплава $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ после термической обработки на воздухе**.**

t, ^{0}C	μ_{max}		$V_{орт}$, %		$V_{пл}$, %		V_{90}, %		V_{180}, %	
	до	после	до	после	до	после	до	после	до	после
20	17100	16900	17	17	83	83	32	32	51	51
40	16500	16700	17	17	83	83	28	33	55	50
60	17300	14700	16	16	84	84	35	41	49	43
80	18700	16300	15	15	85	85	22	26	63	59
100	15000	16300	17	17	83	83	32	28	51	55

Видно, что после обработки водой, независимо от ее температуры, относительный объем доменов с ортогональной и планарной намагниченностью практически не изменяется. Однако, в интервале температур (20 – 80) ^{0}C имеет место увеличение относительного объема доменов с планарной намагниченностью, ориентированной поперек продольной оси ленты. Поскольку в исходном состоянии результирующая намагниченность ориентирована вдоль оси ленты, после обработки водой в результате локально-направленного упорядочения избыточная концентрация элементов внедрения, например водорода, освобождающегося в результате химической реакции воды с железом и кремнием, образуется в плоскости ленты поперек ее оси. В результате этого поперек оси ленты индуцируется псевдоодноосное растяжение, что приводит к соответствующей переориентации намагниченности и снижению максимальной магнитной проницаемости. Обработка поверхности ленты водой, температура которой превышает 80^{o}C, не увеличивает объем доменов с намагниченностью, ориентированной поперек оси ленты, и не приводит к снижению максимальной магнитной проницаемости. Такое изменение соответствующих характеристик является следствием проявления двух конкурирующих факторов: повышения значений V_{90} из-за взаимодействия поверхности ленты с водой, и его уменьшения в результате усиления роли энергии анизотропии формы за счет термической активации диффузионные процессов, приводящих к некоторому снижению внутренних напряжений.

В таблице 2 представлены результаты исследований влияния воды, активированной ультразвуковой обработкой, на распределение намагниченности в образцах сплава $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$ в закаленном состоянии.

Таблица 2

Влияние выдержки в воде при 20°С в течение 60 минут на максимальную магнитную проницаемость и распределение намагниченности в образцах сплава $Fe_{77}Ni_1Si_9B_{13}$

Характеристика	Исходное состояние	Длительность воздействия воды 60 мин			
	Закаленное (ЗК)	60 мин		Изменение, %	
		вода	актив. вода	вода	актив. вода
μ_{max}	4500	4200	3900	-7	-14
$V_{орт}$, %	38	38	37	0	-3
$V_{пл}$, %	62	62	63	0	+2
V_{90}, %	20	24	27	+19	+35
V_{180}, %	46	42	39	-9	-16

Видно, что взаимодействие поверхности ленты с водой, активированной с помощью ультразвука, приводит к большему снижению максимальной магнитной проницаемости по сравнению с обработкой в неактивированной воде. Это обусловлено перераспределением намагниченности в плоскости ленты: увеличением относительного объема доменов с планарной намагниченностью, ориентированной поперек ее оси (V_{90}) за счет соответствующего уменьшения относительного объема доменов с намагниченностью, ориентированной вдоль оси ленты (V_{180}). Такое изменение распределения намагниченности при взаимодействии поверхности ленты с водой также может быть объяснено в рамках предложенной модели.

Аналогичные результаты получены и для образцов сплава $Fe_{81}B_{13}Si_4C_2$.

Таким образом, показано, что активация воды возможна при ультразвуковом воздействии и

1. Скулкина Н.А., Степанова Е.А., Иванов О.А. и др. ФММ., **91**, вып.1, 17 (2001)

2. Скулкина Н.А., Иванов О.А., Талипов А.Г. и др. ФММ, **99**, вып.3, 34 (2005)

3. Скулкина Н.А.,. Иванов О.А., Степанова Е.А. Изв. РАН, сер. физ.,.- Т.**65**, №10, 1483 (2001)

НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ УСТРОЙСТВ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

В.А. Кецко, Г.Д. Нипан, Э.Н. Береснев, М.А.Копьева, Л.В. Рябкова, Т.Н. Кольцова, А.В. Труханов[1], А.И. Стогний[1]

Учреждение Российской академии наук Институт общей и неорганической химии им.Н.С.Курнакова РАН, Москва
[1] Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск

В работе представлены результаты синтеза и исследований оксидных магнитных полупроводниковых материалов на основе систем $Zn_{1-X}Co_XO_{1+\delta}$ и $(MgGa_2O_4)_x(MgFe_2O_4)_{1-x}$.

Установлено, что твердые растворы на основе ZnO, CoO и Co_3O_4 в зависимости от условий синтеза и отжига, обладают различной кислородной нестехиометрией при фиксированном отношении Zn/Co. Показано, что в кристаллитах $Zn_{1-X}Co_XO_{1+\delta}$ реализуется только антиферромагнитное упорядочение, и замещение Zn^{2+} в $Zn_{0.9}Co_{0.1}O_{1+\delta}$ на катионы Pr, Nd, Sm и Eu не приводит к разкомпенсации антиферромагнетизма в вюртцитной ячейке.

Методом «пирогидролитического» синтеза получены твердые растворы в системе $(MgGa_2O_4)_x(MgFe_2O_4)_{1-x}$. При этом температура синтеза варьировалась в зависимости от соотношения нитратов металлов и лимонной кислоты, использовавшейся при получении материала.

Установлен аномальный ход кривой зависимости параметра (a) гексагональной ячейки от состава, связанный с различным заполнением в A- и B- узлах кристаллической решетки ионов галлия и железа.

Измерения вольтамперных характеристик полученных материалов с помощью весовой магнитометрии позволили выявить ряд твердых растворов, обладающие полупроводниковым типом проводимости с высокой степенью легирования, а измерения намагниченности – установить составы материалов, характеризующиеся магнитонасыщением при 300 К в полях 0,3 ÷ 0,5 Тл. При этом значения коэрцитивной силы полученных материалов составили ~ 0,0095 ÷ 0,0188 Тл, а значения величины спонтанного магнитного момента лежали в интервале от 23 до 28 emu/g. Ширина запрещенной зоны определялась оптическими методами и находилась в промежутке от 2.1 до 2.4 эВ. Температура Кюри в зависимости от компонентов твердого раствора варьировалась от 77 до 450 К. Магнитные и электрические свойства меняются при изменении степени замещения, а соответственно и структуры исходных составов.

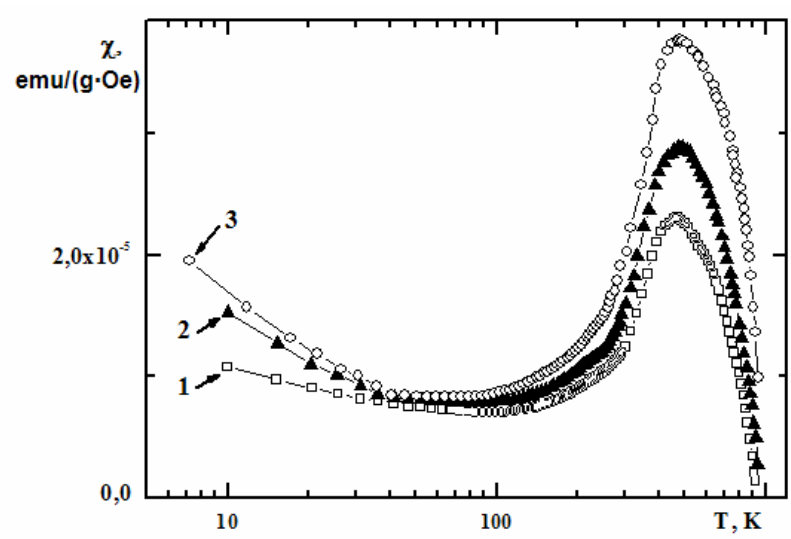
Полученные результаты позволяют надеяться на перспективность использования представленных материалов в устройствах спиновой электроники при температурах Кюри выше комнатных.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ FeSi, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ КОБАЛЬТА

Г.С. Патрин[1,2], В.В. Белецкий[2], Д.А. Великанов[1], Г.Ю. Юркин[1]

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036,*
[2] *Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, 660041*

Изоструктурной копией FeSi является кристалл CoSi. Существующие единичные эксперименты показывают, что введение ионов Co в матрицу FeSi приводит к кардинальному изменению магнитных свойств. Изначально FeSi – парамагнетик, а CoSi – диамагнетик, но твердые растворы $Fe_{1-x}Co_xSi$ ($x \geq 0.1$) являются ферромагнитными. Мы предприняли попытку исследовать, каким образом происходит изменение магнитного состояния при легировании ионами Co в примесном пределе. Наши исследования были выполнены на поликристаллических образцах Рентгенографические измерения проводились на нескольких образцах, взятых из разных областей тигля. Для всех синтезированных составов данные рентгеновских измерений совпадали с данными, приведенными в литературе. Магнитные свойства кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$ с $x \geq 0.1$ весьма схожи с ферромагнитными.



На рисунке приведены температурные зависимости магнитной восприимчивости для кристаллов $Fe_{1-x}Co_xSi$ с 1 – x = 0.001, 2 – x = 0.005, 3 – x = 0.01 Видно, что при увеличении содержания ионов кобальта происходит увеличение магнитной восприимчивости, как при низких температурах, так и при высоких. Полевые зависимости намагниченности для кристаллов с x = 0.001 и x = 0.005, как при гелиевых, так и при комнатных температурах, имеет практически линейный вид, и лишь для x = 0.01 проявляется отклонение от линейности. При низких температурах увеличение χ можно объяснить с непосредственным влиянием примесных ионов кобальта, а при высоких температурах, по-видимому, влиянием ионов кобальта на состояние соседних атомов железа, что приводит к дополнительному магнитному вкладу из-за образования комплекса Co-Fe.

МАГНИТОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СПЛАВОВ $(CoP)_{100-X}Cu_X$, ФОРМИРУЮЩИХСЯ В ПРОЦЕССЕ МЕХАНИЧЕСКОГО СПЛАВЛЕНИЯ

Кузовникова Л.А.[1], Денисова Е.А.[2], Комогорцев С.В.[2], Исхаков Р.С.[2]

[1] *КрИЖТ ИрГУПС, 660028, г. Красноярск*
[2] *Институт физики СО РАН, 660036, г. Красноярск*

Метод механического сплавления (МС), являясь высокоэнергетическим процессом шарового размола, позволяет получать метастабильные фазы с уникальными свойствами, которые зачастую не могут быть реализованы при изготовлении сплавов другими методами. При этом возможно формирование пересыщенных твердых растворов даже в металлических системах с положительной энтальпией смешения. В данной работе исследовался процесс формирования твердых растворов в системе с несмешиваемыми при равновесии компонентами Co и Cu, в которой предварительно была создана высокоразвитая контактная поверхность между компонентами. Для механосплавления получены частицы $(CoP)_{100-X}/Cu_X$, в которых центральная часть (ядро) состоит из сплавов системы Co-P (в аморфном и кристаллическом состоянии), а оболочка является медной.

Данные рентгеновской дифракции, магнитных измерений и ЯМР спектроскопии говорят о формировании в процессе МС нанокристаллических ГЦК пересыщенных твердых растворов Co(P)-Cu, параметры решетки которых хорошо согласуются с правилом Вегарда. Данные, полученные из спектров рентгеновской дифракции, позволяют проследить за изменениями структурных характеристик меди и твердого раствора на ее основе. При этом остаются неисследованными процессы, происходящие в кобальтовой составляющей материала в процессе механического сплавления. Изменения атомной и субмикроструктуры твердого раствора Co(Cu) в ходе механосплавления были исследованы косвенными магнитоструктурными методами. Были измерены основные магнитные характеристики материала (намагниченность насыщения M_0, константа Блоха B, величины полей локальной магнитной анизотропии H_a, характерные размеры неоднородности магнитной анизотропии R_C).

Показано усиление магнитной неоднородности конечного механоактивированного продукта, проявляющееся в увеличении доли суперпарамагнитной фазы по сравнению с исходным состоянием. Из данных ЯМР спектроскопии можно сделать вывод, что ранние стадии механосплавления характеризуются нанокристаллизацией аморфного ядра композиционных частиц. Характер изменения константы Блоха в процессе механосплавления (на начальных стадиях МС резко возрастает, достигая величин, характерных для твердых растворов Co, а в дальнейшем - практически не изменяется)

свидетельствует о формировании наноструктурированного твердого раствора Co-Cu. Изучена эволюция параметров атомной и магнитной наноструктуры (область когерентного рассеяния, внутренние напряжения, величина локальной магнитной анизотропии и ее корреляционный радиус) системы Co-P/Cu в процессе механосплавления. Обнаружена корреляция временных зависимостей этих структурных и магнитных характеристик (рис1,2).

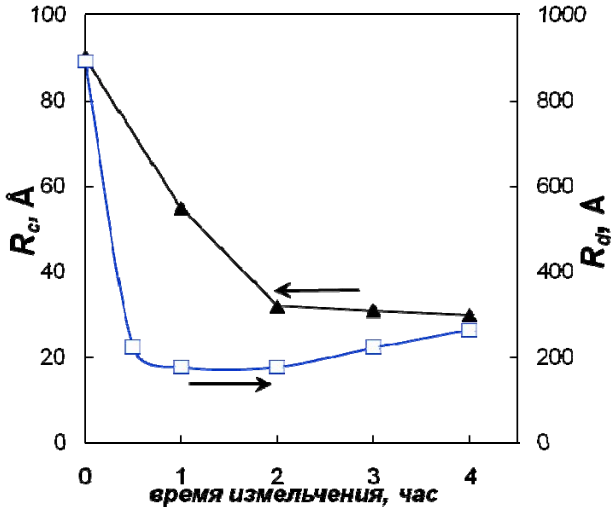


Рис.1. Величины корреляционного радиуса локальной магнитной анизотропии R_C и размера области когерентного рассеяния R_d в зависимости от времени механообработки для композиционных порошков с 50 вес.% Cu.

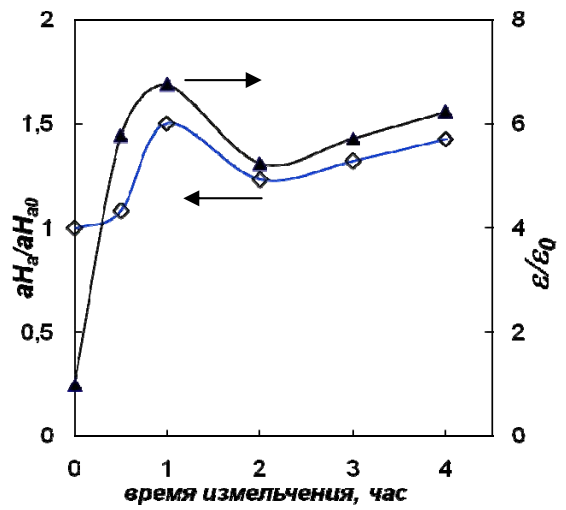


Рис.2. Величины дисперсии поля локальной магнитной анизотропии aH_a/aH_{a0} и величины внутренних деформаций $\varepsilon/\varepsilon_0$ в зависимости от времени механообработки для композиционных порошков с 50 вес.% Cu.

Работа частично поддержана грантом целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584.

МАГНИТНЫЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ $La_{1-x}Pb_xMnO_3$ ($0.24 \le x \le 0.40$)

М. Маркина[1], А. Васильев[1], И. Баласк[2], И. Деак[2], Э. Бурзо[2]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[2]*Faculty of Physics, Babes-Bolyai University Cluj-Napoca, Romania*

Проведено исследование магнитных и тепловых свойств некоторых составов из системы $La_{1-x}Pb_xMnO_3$. Свойства этой системы с различным содержанием Pb изучаются в последние несколько лет [1-4], однако полученные данные по структуре и физическим свойства сильно различаются. Это связано со сложностями при приготовлении Pb-содержащих составов, в которых замещение иона La^{3+} (r = 130 pm) большим несимметричным ионом Pb^{2+} (r = 143 pm) приводит к сильным искажениям исходной кубической структуры перовскита. В настоящей работе методом твердофазного синтеза были получены и характеризованы составы $La_{1-x}Pb_xMnO_3$ с $0.24 < x < 0.40$ высокого качества, обладающие ромбоэдрической кристаллической структурой $R\bar{3}cH$, с параметрами решетки, зависящими от состава [5].

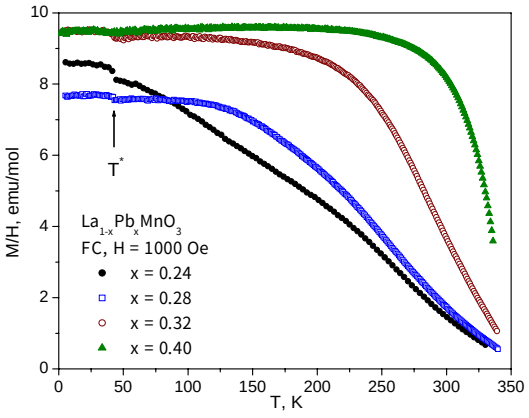


Рис.1. Температурные зависимости спонтанной намагниченности $La_{1-x}Pb_xMnO_3$

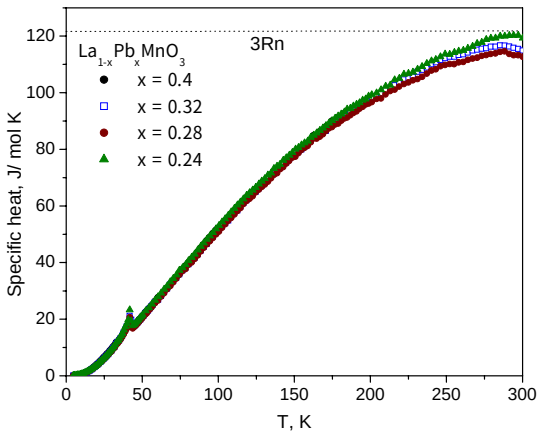


Рис. 2. Температурные зависимости теплоемкости $La_{1-x}Pb_xMnO_3$

Замещение двухвалентным ионом Pb трехвалентного иона La приводит к появлению смешанной валентности Mn, содержание Mn^{4+} прямо пропорционально x. Магнитные свойства системы $La_{1-x}Pb_xMnO_3$ при $x \le 0.44$ были исследованы в ряде работ, где сообщалось о ферромагнитном упорядочении с $T_C \sim 300$ K [1], формированию неколлинеарной магнитной структуры [2], и дополнительному антиферромагнитному упорядочению при $T <$ 45 K [3].

В настоящей работе было проведено исследование магнитной восприимчивости и теплоемкости составов x = 0.24, 0.32, 0.36, и 0.4 при помощи DC-магнетометра и релаксационного калориметра системы PPMS, Quantum Design, в интервале температур 5 – 320 K. На Рис. 1 показаны полученные

температурные зависимости спонтанной намагниченности $M(T)$, которые указывают на ферромагнитное упорядочение в $La_{1-x}Pb_xMnO_3$ во всем исследованном температурном интервале. Наблюдалась дополнительная аномалия при $T^* \sim 43$ K. Подобная аномалия ранее наблюдалась для состава $x = 0.5$ [3] и была интерпретирована, как появление антиферромагнитной компоненты, однако при T^* значение магнитного момента системы возрастает, что не согласуется с таким предположением. Для состава $x = 0.32$ было проведено дополнительное исследование зависимости $M(H)$ при $T = 5$ и 50 K, и обнаружены узкие петли гистерезиса, достигающие насыщения при H ~ 2.5 Тл, что также говорит о ферромагнитном поведении в $La_{1-x}Pb_xMnO_3$ при всех температурах. Температура аномалии при T^* не зависит от состава, и может быть вызвана локальным смещением иона свинца, обладающего неподеленной электронной парой, из центрально-симметричного положения.

На рис. 2 показаны температурные зависимости теплоемкости $C(T)$ составов $x = 0.24$, 0.32, 0.36, и 0.4. При температуре $T^* \sim 41$ K для всех составов наблюдается аномалия в виде пика, что согласуется с поведением $M(T)$. Однако, проведенное исследование параметров кристаллической решетки в интервале температур 5 - 300 K [5] не позволяет говорить о структурном фазовом переходе при T^*, то есть появление аномалии также может быть вызвано локальным смещением иона свинца, стохастически по решетке. В области температур 5 – 15 K кривые C/T (T^2) нелинейны, то есть для описания поведения теплоемкости недостаточно учитывать чисто фононный вклад βT^3. Для обработки кривых дополнительно учитывался вклад от ферромагнитных магнонов $\alpha T^{3/2}$, что позволило хорошо описать эксперимент. Необычное поведение сопротивления в системе было исследовано в работах [1,4]. Учет в расчетах дополнительного слагаемого γT, описывающего электронный вклад в теплоемкость, показал, что коэффициент $\gamma \to 0$, то есть проводимость вероятно имеет активационный характер и фактически не влияет на поведение $C(T)$ при низких температурах. В результате обработки низкотемпературного участка кривой $C(T)$ были определены температуры Дебая, которые составили $\theta_D = 292$, 292, 288, и 272 K для составов x = 0.24, 0.32, 0.36, и 0.4 соответственно.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-91688-РА и 08-02-00406.

1. I. O. Troyanchuk, et al, Mat. Res. Bull., **32**, 1637 (1997).
2. R. M. Thomas, et al, J. Appl. Phys., **85,** 5384 (1999).
3. A. M. Niraimathi and M. Hoffman, Physica B **276-278**, 722 (2000).
4. R. Mahendiran, et al, J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, 1743 (1995)
5. E. Burzo, private communication (2008).

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СИЛЬНЫХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ В ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ НА ОСНОВЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Белозоров[**] Д.П., Лубяный[*] Л.З., Равлик[*] А.Г., Русакова[*] А.В., Самофалов[*] В.Н.

[*]*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», Харьков, ул. Фрунзе, 21, 61002, Украина.*

[**] *Институт Теоретической Физики ННЦ «Харьковский физико-технический институт»,Харьков, ул. Академическая 1, 61108. Украина.*

В данное время в ряде ведущих стран ведутся работы по созданию холодильных устройств на основе гигантского магнитокалорического эффекта [1]. Магнитокалорический эффект (МКЭ) заключается в изменении температуры магнита или магнитного материала при его намагничивании или размагничивании внешним магнитным полем в адиабатических условиях. Адиабатичность процесса на практике достигается быстрым изменением магнитного поля. Коэффициент полезного действия такого холодильника теоретически может достигать 80—90 % КПД цикла Карно, а в современных фреоновых холодильниках значительно ниже [1].

Поскольку величина магнитокалорического эффекта пропорциональна напряжённости магнитного поля, то для достижения больших полей в первых холодильных устройствах использовали сверхпроводящие магниты [1]. Дальнейший прогресс в области создания холодильника связан не только с поиском веществ с большим МКЭ, но также и с созданием источников сильного поля на постоянных магнитах. При этом нужны системы магнитов, которые генерируют сильные поля в большом объёме.

Задача данных исследований состояла в том, чтобы найти наиболее эффективные системы магнитов для холодильных устройств. При этом принималось во внимание не только величина поля в рабочем объеме холодильника, но и размер магнита, необходимого для создания такого поля. Для учета этого в качестве характеристики таких систем в работе введен параметр – удельное поле H_U. Поскольку магнитокалорический эффект линейно зависит от напряжённости магнитного поля [2], то при вычислении удельного поля H_U было использовано выражение

$$H_U = \frac{\int_{V_P} H(x,y,z)dV}{V_P + V_M}, \qquad (1)$$

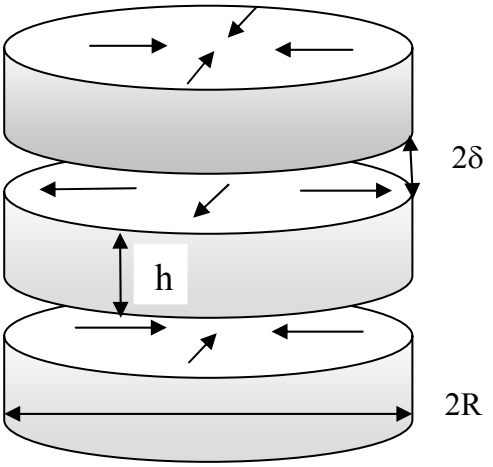
где V_M - объём магнита; V_P – объём рабочего пространства; H(x,y,z) - напряжённость поля в рабочем пространстве. Поскольку плотность магнитного потока внутри магнита $B_S = 4\pi M_S$, то величина удельного поля не может быть выше $4\pi M_S$.

При решении поставленной задачи ограничились сравнительным анализом различных систем магнитов:

1) систем магнитов в форме плоских пластин однородно намагниченных по нормали к её поверхности;

2) систем из постоянных магнитов, которые генерируют сильные поля рассеяния. (в частности систем из цилиндрических магнитов).

Система из цилиндрических магнитов с радиальной намагниченностью показана на рис.1. Она состоит из ряда магнитных цилиндров расположенных на одной оси. Вектора намагниченности в цилиндрических магнитах направлены по радиусу цилиндра. Поле в зазоре между плоскими поверхностями указанных систем считалось рабочим. В работе [3] было показано, что такие системы генерируют сильные магнитные поля рассеяния ($H > 4\pi M_S$) по всей ширине зазора. Так, в узком зазоре системы из 2-х магнитов объёмом V среднее поле $\langle H \rangle = \int H dV/V$ в 2 раза превосходит индукцию насыщения вещества магнита.



Проведена оптимизация указанных систем при различных значениях размеров магнитов h и расстояния δ между ними. Анализ показал, что более эффективной является система магнитов, приведенная на рис.1. Численные расчёты показали, что наибольшее $H_U \approx 4\ M_S$ достигается при $h \approx 1{,}2R$, $\delta \approx 1{,}2R$. При вычислениях параметра H_U считали, что V_M равняется объёму одного магнита, а V_P – объём рабочего пространства зазора между двумя магнитами.

Рис. 1 –система магнитов в форме цилиндров с радиальной намагниченностью

В системе магнитов, состоящей из плоскопараллельных пластин параметр $H_U \approx M_S$. Оценки удельного поля конструкции, включающей цилиндр Хальбаха [4], показывают, что $H_U \approx 0{,}1M_S$. Это связано с малым удельным объёмом сильного поля в предлагаемой автором [4] системы магнитов.

Таким образом, система из постоянных магнитов с неоднородной намагниченностью является наиболее эффективной при использовании её в качестве источника поля для холодильного устройства. Недостаток такой системы заключается в трудности изготовления таких магнитов. Тем не менее, этот недостаток может быть преодолён если использовать в качестве замены цилиндрической системы так называемые квазинеоднородные системы [3]. Поперечное сечение квазинеоднородной системы представляет собой окружность, разбитую на ряд секторов, причем каждый сектор намагничен однородно вдоль биссектрисы угла при вершине. В работе показано, что цилиндрический магнит с радиальной намагниченностью по основным параметрам подобен системе магнитов, состоящей из большого числа секторов. Подобная система была названа квазинеоднородной. Квазинеоднородные системы, как и магниты с радиальной намагниченностью, имеют большую область локализации сильного поля. Это видно из рис.2, где показаны линии равной напряжённости в узком зазоре между двумя квазинеоднородными магнитами, каждый из которых состоит из 8 секторов. Среднее значение компоненты поля $\langle H_Z \rangle$ в узком зазоре системы из пары таких магнитов также близки. Это следует из рис.3, где сравниваются средние значения поля $\langle H_Z \rangle$ при различных углах α для системы магнитов с ра-

диальной намагниченностью (верхняя кривая) и квазинеоднородных систем из 4-х секторов (нижняя кривая) и 8 – секторов (средняя линия). Угол α это угол (в радианах) между вектором M_S и радиальной плоскостью цилиндрического магнита.

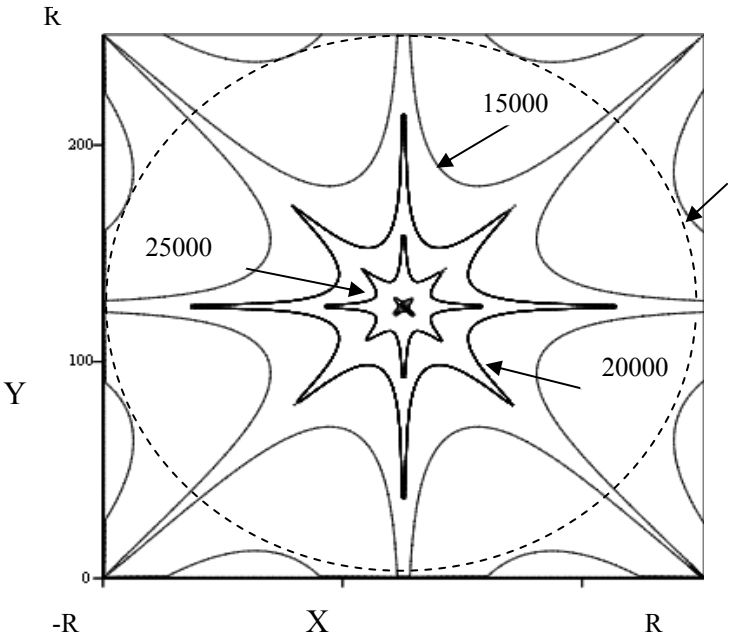


Рис.2 Линии равной напряжённости для квазинеоднородной системы из 8 секторов

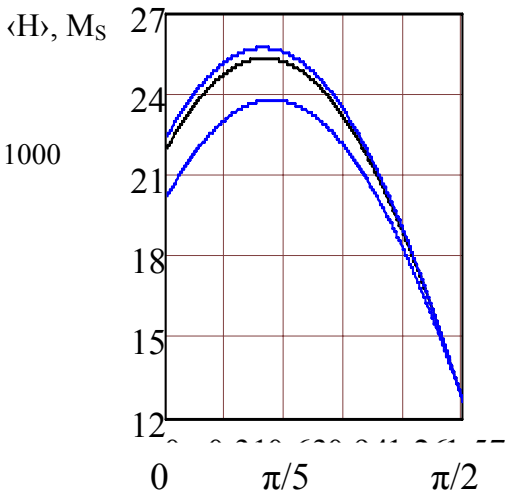


Рис.3 Зависимость среднего поля $\langle H_Z \rangle$ от угла α в узком зазоре ($\delta = 0{,}01R$) системы из 2-х цилиндрических магнитов с радиальной намагниченностью (верхняя кривая)

При вычислениях параметра H_U не учитывали объём магнитопровода, который входит во все конструкции систем магнитов. С учётом магнитопровода удельное поле будет ниже. Следует также отметить, что при нелинейной зависимости магнитокалорического эффекта от поля величина удельного поля может быть $H_U \geq 4\pi M_S$. В этом случае более эффективными будут системы магнитов, которые генерируют большие поля рассеяния [3].

1. А.И. Абрамович, А.В. Мичурин, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль // ФТТ. – 2001. – Т. 43, в. 4. – С. 687-689.
2. К.П. Белов Редкоземельные магнетики и их применение / К. П. Белов. //-М, «Наука». – 1980. - 239 с.
3. V.N. Samofalov, D.P. Belozorov, A.G. Ravlik // JMMM – 2008. – V. 320/8. – P. 1490-1498.
4. S.J.Lee, J.M. Kenkel, V.K. Pecharsky, and D.C.Jiles //J. OF APPLIED PHYS. - V. 91, № 1015, May – 2002, Ames Laboratory, Iowa State University, Ames, Iowa 50011, P. 8894- 8896.
5. K. Halbach // J. Appl. Phys. - 1985. - Vol. 57(1), № 15 (4). - P. 3605 - 3608.

МАГНИТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ КВАЗИТЕРНАРНОЙ СИСТЕМЫ (DyTbHo)Co_2

А. С. Илюшин[1], И. А. Никанорова[1], А. М. Экажев[2], З. С. Умхаева[2]

[1]*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г Москва*
[2]*Чеченский государственный университет, г. Грозный*

Открытие гигантской магнитострикции у соединений $TbFe_2$ и $TbCo_2$ вызвало настоящий бум среди физиков-магнитологов, благодаря чему удалось выявить и исследовать много интересных физических явлений в большой группе редкоземельных фаз Лавеса (структурно-магнитные фазовые переходы, спиновую ориентацию, метамагнетизм, поглощение водорода и т.п.) [1-3]. На основе редкоземельных интерметаллидов были разработаны и реализованы новые перспективные магнитострикционные материалы (терфенол). Однако оптимальными магнитными характеристиками обладают не двойные интерметаллические соединения типа RB_2, а многокомпонентные сплавы на их основе.

Научно обоснованный поиск таких составов базируется на детально развитой в работе [2] концепции так называемой «тройной точки». Суть её заключается в том, что в редкоземельных сплавах со структурами типа C15 состояние с полностью скомпенсированной магнитокристаллической анизотропией реализуется в тройных точках на магнитных спин-ориентационных фазовых диаграммах, т.е. в таких точках, где сходятся одновременно фазовые области с тремя типами осей легкого намагничивания. Эта концепция была экспериментально подтверждена в [3-8].

Важнейшим этапом поиска веществ с заданными магнитными свойствами является экспериментальное построение спин-ориентационных магнитных фазовых диаграмм для многокомпонентных систем и выявление на этих диаграммах областей типа «тройной точки». Вероятность «тройных точек» наиболее высока в системах на основе фаз Лавеса C15, содержащих три или более редкоземельных металла. В связи с этим заметный интерес вызывают сплавы квазитернарной системы (DyTbHo)Co_2.

В [6] показано, что фазовые диаграммы систем $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$, $Dy_{1-x}(Tb_{0,55}Ho_{0,45})_xCo_2$ и $Dy_{1-x}(Tb_{0,4}Ho_{0,6})_xCo_2$ подобны друг другу. Каждая состоит из четырех фазовых областей, три из которых сходятся в области магнитного упорядочения с образованием т.н. «тройной точки». Поэтому можно было предполагать, что сплавы в этих областях составов и температур могут обладать оптимальными магнитострикционными характеристиками.

С этой целью в работе были проведены измерения продольной магнитострикции на поликристаллических образцах при температуре 80К в магнитных полях напряженностью до 10КЭ.

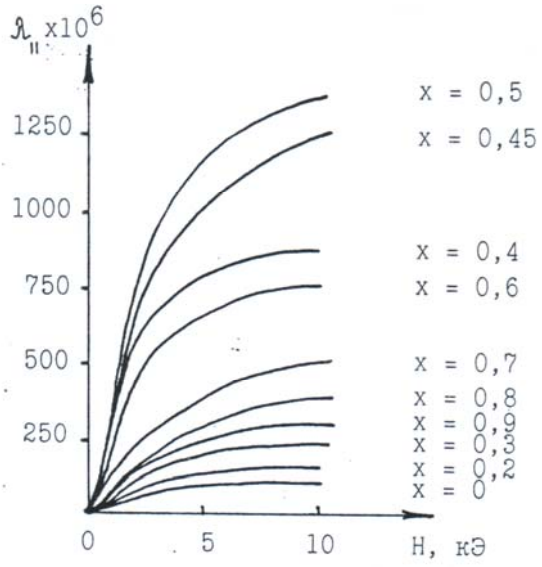


Рис.1. График полевых зависимостей $\lambda_{//}$ для сплавов $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$

Методика измерений описана в работе [9]. Графики полевой зависимостей коэффициента продольной магнитострикции $\lambda_{//}$ для сплавов системы $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$ приведены на рис. 1, а графики концентрационных зависимостей коэффициента $\lambda_{//}$ и параметра крутизны магнитострикции $\partial \lambda_{//}/ \partial H$ на рис. 2.

Из рис. 1 видно, что в поведении кривых $\lambda_{//}$ наблюдается немонотонная зависимость от состава, причем наибольшие значения $\lambda_{//}$ демонстрируют сплавы промежуточных составов $x = 0,45$ и $x = 0,5$.

Сопоставление данных о положении максимумов на кривых концентрационных зависимостей $\lambda_{//}$ и $\partial \lambda_{//}/ \partial H$ со спин-ориентационной диаграммой показало, что координаты максимумов отвечают составом сплавов, находящихся в области тройной точки.

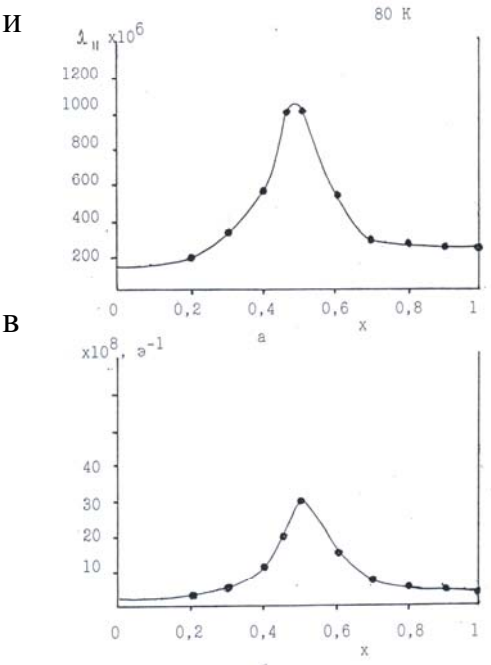


Рис.2. Графики концентрационных зависимостей $\lambda_{//}$ и $\partial \lambda_{//}/ \partial H$ для сплавов $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$

Аналогичное согласие было получено для сплавов двух других систем $Dy_{1-x}(Tb_{0,55}Ho_{0,45})_xCo_2$ и $Dy_{1-x}(Tb_{0,4}Ho_{0,6})_xCo_2$, т.е. проведенные нами измерения экспериментально подтвердили высказанное предположение о том, что оптимальные магнитострикционные свойства сплавов квазитернарных систем будут наблюдаться в области температур и составов, отвечающим тройным точкам на магнитных спин-ориентационных фазовых диаграммах.

В связи с этим, становится понятной важность построения спин-ориентационных магнитных фазовых диаграмм для разнообразных многокомпонентных систем сплавов, содержащих три и более редкоземельные компоненты. Разработанная в [2] методика температурной рентгеновской дифракто-

метрии редкоземельных интерметаллидов позволяет успешно решать эту проблему.

Подобный подход получил определенное развитие и в других работах по поиску многокомпонентных сплавов на основе редкоземельных фаз Лавеса типа С15 с одновременным изотипным замещением ионов как в R-подрешетке, так и в 3d-подрешетке. При этом в 3d-подрешетку можно внедрять атомы железа, что позволяет использовать не только рентгендифракционные методы исследования, но также и методы температурной и мессбауэровской спектроскопии.

1. К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М.: Наука, (1987).
2. А.С. Илюшин. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. М., МГУ (1989).
3. А.С. Илюшин. Введение в структурную физику редкоземельных интерметаллических соединений. М.: Изд. Моск.ун. (1991).
4. А.С. Илюшин, Ю.В. Тебеньков, А.П. Перов, А.Г. Нальгиев. ФММ, **56**, вып. 6, 1127 (1983).
5. В.В. Александрян, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян. ФТТ, **26**, вып. 7, 1921. (1984).
6. А.А. Аминов, А.С. Илюшин, М. Хенийш, Ф. Тера .Изв. АН УзССР, серия физико-математических наук, № 4, 66 (1989).
7. А.А. Аминов, А.С. Илюшин, А. Эдгдуги и др. Изв. АН УзССР, серия физико-математических наук, № 2, 82 (1990).
8. А.С. Илюшин, И.А.Никанорова, А.М. Экажев, З.С. Умхаева и др. Сборник тезисов конференции НМММ-21-195. (2009).
9. А.-Х.М. Бислиев, М.-А.А. Гудаев. Приборы и техника эксперимента, №2, 191 (1993).

СПИНОВАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ И МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ СПЛАВОВ, КВАЗИТЕРНАРНОЙ СИСТЕМЫ $(DyTbHo)Co_2$

А. С. Илюшин[1], И. А. Никанорова[1], А. М. Экажев[2], З. С. Умхаева[2], С. Ш. Машаев[2], Х. Ш. Машаева[2]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г Москва
[2]Чеченский государственный университет, г. Грозный

Редкоземельные фазы Лавеса и сплавы на их основе демонстрируют выдающиеся магнитострикционные свойства, уже нашедшие применение в современном приборостроении [1,2]. Наибольшее распространение получили соединения редкоземельных металлов с железом, однако в последние годы стали интенсивно изучаться соединения, у которых 3 подрешетка либо полностью, либо частично замещена атомами кобальта. [3-6]. Обусловлено это тем, что сплавы редкоземельных металлов с кобальтом демонстрируют оптимальные магнитные свойства в области азотных температур. Это открывает широкие перспективы их использования в криогенных устройствах.

В работе [2] было показано, что целенаправленный поиск оптимальных составов сплавов с высокими магнитострикционными параметрами можно теоретически вести, базируясь на анализе их спин-ориентационных фазовых диаграмм. В связи с этим становится важной задачей построение таких разнообразных квазитернарных систем сплавов, содержащих по три редкоземельные компоненты.

В настоящей работе нами был осуществлен синтез сплавов из трех сечений квазитернарной системы $(DyTbHo)Co_2$, изучение в них структурных и магнитных фазовых переходов и построение для них спин-ориентационных магнитных фазовых диаграмм в координатах «температура-состав» в области температур от 5 до 300К.

Исследование проводилось методом температурной рентгеновской дифрактометрии поликристаллов на дифрактометре ДРОН-3М с низкотемпературной приставкой, позволяющей проводить рентгеносъемку в интервале температур от 5 до 300К. [2]

В работе были синтезированы и исследованы сплавы квазибинарных систем $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$, $Dy_{1-x}(Tb_{0,55}Ho_{0,45})_xCo_2$ и $Dy_{1-x}(Tb_{0,4}Ho_{0,6})_xCo_2$, причем для каждой из систем было приготовлено по 10-12 сплавов разных составов.

Рентгеновский фазовый анализ, сплавов для всех трех систем, проведенный при комнатной температуре, подтвердил их однофазность и изоструктурность кубической фазе Лавеса типа С15 (пространственная группа O_h^7–$Fd3m$).

Низкотемпературное рентгеновское исследование сплавов показало, что в парамагнитной области структура всех сплавов остается кубической. Переход в магнитоупорядоченное состояние сопровождается аномалиями теплового расширения, а структура сплавов претерпевает небольшие ($\sim 10^{-3}$) искажения. Эти искажения обнаруживаются на трансформации формы профилей дифракционных линий на дифрактограммах поликристаллов. По методике обработки дифрактограмм [2] были проанализированы распределения интенсивности в профилях дифракционных линий 222 и 440. Установлено, что в зависимости от состава и температуры структура сплавов искажается либо тетрагонально, либо ромбоэдрически, либо ромбически. Согласно [2,3] в редкоземельных фазах Лавеса С15 эти искажения имеют магнитострикционную природу, а тип искажения определяется ориентацией вектора спонтанного магнитного момента **M**. Благодаря этому по рентгеновским данным удалось определить направления осей легкого намагничивания, изучить их зависимость от температуры и состава сплавов и построить спин-ориентационные магнитные фазовые диаграммы.

По данным температурных рентгендифракционных измерений были построены кривые теплового расширения сплавов всех трех систем, а также спин-ориентационные магнитные диаграммы в координатах «температура-состав».

Регулярным магнитоупорядоченным фазам с тетрагональной, ромбической и ромбоэдрической структурами отвечают оси легкого намагничивания (ОЛН) <100>, <110> и <111> соответственно. Поэтому на фазовых диаграммах всех систем $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$, $Dy_{1-x}(Tb_{0,55}Ho_{0,45})_xCo_2$ и $Dy_{1-x}(Tb_{0,4}Ho_{0,6})_xCo_2$ можно выделить по четыре области: одну парамагнитную, отделенную от трех других магнитоупорядоченных областей линией, представляющей собой график концентрационной зависимости температур Нееля $T_N(x)$ сплавов. Три магнитоупорядоченные области характеризуются тремя типами ОЛН: <100>, <110> и <111>. Соответствующие им фазовые поля имеют достаточно сложную конфигурацию и отделены

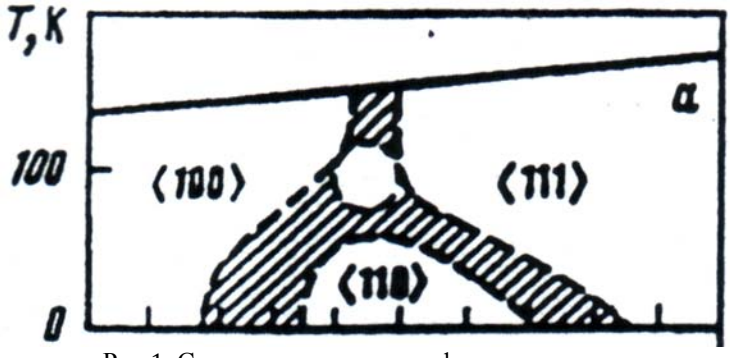


Рис.1. Спин-ориентационная фазовая диаграмма системы $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$

друг от друга областями угловых магнитных фаз. Диаграммы подобны друг другу. На рис.1 показана диаграмма для системы $Dy_{1-x}(Tb_{0,7}Ho_{0,3})_xCo_2$.

Из спин-ориентационной магнитной фазовой диаграммы видно, что переход от одной регулярной фазы к другой (с ОЛН <100>, <110> и <111>) при изменении температуры или концентрации должен осуществляться непрерывно в определенных температурных или концентрационных

интервалах, т.е. магнитные фазовые переходы типа «порядок-порядок» (спиновая переориентация) представляют собой фазовые переходы II рода. Переход же сплавов в магнитоупорядоченное состояние сопровождается структурными фазовыми переходами дисторсионного типа, имеющими в зависимости от состава характерные черты фазовых переходов I или II рода.

Отметим, что конфигурация границ фазовых областей во всех трех случаях достаточна сложна. Вместе с тем, есть некоторые общие черты.

Во-первых, на всех трех фазовых диаграммах можно выделить хотя и размытые, но ясно очерчиваемые области, отвечающие «тройным точкам».

Во-вторых, эти области располагаются по температуре вблизи точки кипения жидкого азота. По мере возрастания концентрации гольмия наблюдается увеличение фазового поля с ОЛН <100>.

Отсюда можно заключить, что в областях составов и температур, очерченных на фазовых диаграммах пунктирными линиями, могут быть реализованы магнитные состояния сплавов с полностью или с частично-сконпенсированной магнитокристаллической анизотропией, т.е. здесь и следует искать сплавы с оптимальными магнитострикционными характеристиками. Измерения магнитострикционных характеристик для сплавов этих систем были проведены в [7].

10. К.П. Белов. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М.: Наука, (1987).
11. А.С. Илюшин. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. М., МГУ (1989).
12. А.С. Илюшин. Введение в структурную физику редкоземельных интерметаллических соединений. М.: Изд. Моск.ун. (1991).
13. А.С. Илюшин, Ю.В. Тебеньков, А.П. Перов, А.Г. Нальгиев. ФММ, **56**, вып. 6, 1127 (1983).
14. В.В. Александрян, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян. ФТТ, **26**, вып. 7, 1921. (1984).
15. А.С. Илюшин, С.А. Никитин и др. Вестник Моск. ун-та. Серия 3. №4, 35 (2007).
16. А.С. Илюшин, И.А.Никанорова, А.М. Экажев, З.С. Умхаева. Сборник тезисов конференции НМММ-21. (2009).

НАНОКЕРАМИКА И НАНОПОРОШОК CuO, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДАМИ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ И РАЗМОЛОМ В ВИБРОМЕЛЬНИЦЕ

С.В. Наумов[1], Б.А. Гижевский[1], Н.В. Костромитина[1], А.М. Пацелов[1], В.Г. Шеменев[2], Д.Г. Келлерман[3]

[1] *Институт физики металлов УрО РАН, Россия*
[2] *Институт горного дела УрО РАН, Россия*
[3] *Институт химии твердого тела УрО РАН, Россия*

Одно из важнейших направлений нанотехнологии - это получение наноструктурных материалов (НМ) в форме нанопорошков и высокоплотных нанокерамик. С уменьшением размера зерен, при переходе к наномасштабу, объемная доля границ раздела существенно возрастает и при одном и том же химическом составе вещества наблюдается изменение почти всех его физико-химических свойств. Среди большого числа методов получения оксидных нанопорошков одним из наиболее доступных и высокопроизводительных является размол в шаровых вибромельницах. Для получения высокоплотных объемных оксидных наноматериалов мы воспользовались методом ударно-волнового нагружения (УВН) в цилиндрической конфигурации.

В работе представлены результаты изучения образцов CuO, полученных путем измельчения в вибромельнице и методом УВН. Оксид меди выбран нами в качестве объекта исследования, т.к. он занимает особое место в ряду оксидов переходных металлов из-за особенностей структуры, магнитных свойств и интенсивно изучается в связи с проблемой ВТСП. Оксид меди содержит магнитные ионы Cu^{2+} ($3d^9$) со спином S=1/2 и является низкоразмерным антиферромагнетиком с температурой Нееля T_N=230K. Магнитный порядок определяется сверхобменными взаимодействиями ионов Cu^{2+} через ионы кислорода. В CuO ниже T_N наблюдается 3D-антиферромагнитное упорядочение спинов Cu^{2+}, а в области $T_N<T<$550K сохраняются сильные спиновые корреляции. В области 212$<T<$230K реализуется неколлинеарная магнитная структура. При дальнейшем повышении температуры межцепочечное взаимодействие выключается, и система переходит в низкоразмерное АФ-состояние. Конкуренция между антиферромагнитным и ферромагнитным взаимодействиями Cu-O-Cu приводит к коллинеарному двухподрешеточному антиферромагнетизму при низких температурах T < 212K.

В качестве исходного образца для обоих методов - вибромельница и УВН, использовался порошок CuO марки ОСЧ 9-2. Рентгенографические исследования проводились на рентгеновском аппарате ДРОН-3 в $CuK_{\alpha 1,2}$ – излучении. Размеры областей когерентного рассеяния (ОКР) кристаллитов и величину микродеформаций определяли из уширения профиля рефлексов по методу Вильямсона-Холла. Расчет параметров кристаллической структуры, величин микродеформации и размеров кристаллитов проводили при

помощи программы PCW2.3 [1]. Для метода УВН заготовка представляла собой спрессованный и отожженный при 900°С цилиндр с величиной зерна 5-20 мкм и плотностью ~75%, который помещался в стальной контейнер. В качестве заряда использовалось промышленное ВВ с детонационной скоростью 3.2 км/с. В результате взрывного обжатия внешний диаметр контейнера уменьшился с 23 мм до 20,4 мм. После извлечения заготовка сохранила свою целостность с единичными радиальными трещинами. Вдоль центральной оси наблюдался тонкий канал. Исследования показали, что в результате ударно-волнового нагружения получена высокоплотная однофазная керамика, за исключением центрального канала, где обнаружена вторая фаза – Cu_2O в количестве до 2%. В некоторых местах канала визуально отмечаются следы металлической меди, то есть там, где достигаются наибольшие величины давления и температуры, происходит частичное восстановление CuO до Cu_2O и металлической меди. Плотность нанокерамики CuO достигает 99% от рентгеновской. Параметры решетки полученной керамики близки к параметрам исходного CuO, за исключением центральной части, где параметры меньше. В табл. 1 представлены результаты для образцов 1 и 2, взятых из различных частей обжатого цилиндра и образца 3 взятого из области вблизи центрального канала.

Таблица 1. Структурные характеристики образцов CuO, полученных методом УВН

Образец	Параметры элементарной ячейки				**V, nm^3 *10^{-3}**	**ОКР, nm**	**ε, %**
	a, nm	**b, nm**	**c, nm**	**β, grad**			
Исходный	0.4692	0.3429	0.5136	99.53	81.49	> 100	
№ 1	0.4681	0.3437	0.5140	99.44	81.57	23	
№ 2	0.4680	0.3435	0.5141	99.45	81.52	20	0.7
№ 3	0.4677	0.3418	0.5125	99.49	80.81	20	0.7

Для получения НМ в вибромельнице исходный порошок CuO, отжигался при температуре 900^{0}С в течение суток. Наноструктурные образцы получались путем размола в лабораторной вибромельнице МЛ-1 от 1 до 12,5 часов. Рабочая камера мельницы сделана из титана, стальные размольные шары также покрыты титаном. РФА показал, что все образцы однофазные. Результаты расчетов структурных характеристик представлены в таблице 2. Они хорошо согласуются с данными РФА по нанопорошкам CuO, полученными различными методами [2,3,4]. Размеры ОКР выходят на насыщение после 3-х часов размола и в дальнейшем не меняются. Минимальный размер ОКР в этом эксперименте достигает ~15nm. Эта величина немного ниже значений, приведенных в статье [5] для подобных образцов, что объясняется большим временем размола в нашем эксперименте.

Таблица 2. Структурные характеристики образцов CuO, полученных размолом на вибромельнице

Образцы, время размола, ч	Параметры элементарной ячейки				**V, nm^3 *10^{-3}**	**ОКР, nm**	**ε, %**
	a, nm	**b, nm**	**c, nm**	**β, grad**			
Исходный	0.4692	0.3429	0.5136	99.53	81.49	> 100	
1	0.4676	0.3434	0.5133	99.3	81.35	33	0.6
2	0.4662	0.3434	0.5157	98.9	81.56	19	0.8
3	0.4663	0.3434	0.5169	99.0	81.76	15	0.7
7.5	0.4671	0.3442	0.5139	99.2	81.56	16	0.7
12.5	0.4674	0.3435	0.5140	99.0	81.50	16	0.7

Для образцов были проведены измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости χ. Величина χ для нанокерамики и нанопорошков в области низких температур превышает χ крупнозернистого CuO. Дополнительный вклад в χ увеличивается при понижении T. Увеличение восприимчивости при понижении температуры объясняется раскомпенсацией магнитных подрешеток в АФ-оксиде за счет потери 3D-структурной периодичности и наличия большого числа дефектов в поверхностных слоях наночастиц. В образцах, полученных методом УВН, наблюдается полевая зависимость χ(H), что может быть связано с возникновением ферромагнитной компоненты в нанокерамике.

Из результатов исследований можно сделать следующий вывод: полученный двумя способами CuO является наноструктурным материалом с размерами кристаллитов ~15-25nm. Наноструктурный CuO можно использовать в качестве исходного реагента для производства катализаторов, различных керамических, магнитных и композиционных материалов, сверхпроводников.

Работа поддержана проектом ОФН РАН и Президиума УрО РАН «Физика новых материалов и структур» и совместным проектом Президиума УрО РАН и СО РАН «Спин-зависимые размерные эффекты в квазидвумерных планарных и объемных наноматериалах на основе переходных металлов и их оксидов».

Литература

1. Kraus W., Nolze G. (1999). .PowderCell for Windows., version 2.3, Federal Institute for Materials Research and Testing, Berlin, Germany.
2. R. Berger. Journal of Less-Common Metals, **169**, 33, (1991)
3. R.A.Borzi, S.J.Stewart, R.C.Mercader, et.al. JMMM **226-230**, 1513, (2001).
4. N.J.Calos, J.S. Forrester, G.B. Schaffer. J. Solid State Chem. **122**, 273-280, (1996).
5. Б.А. Гижевский, Е.А.Козлов, А.Е.Ермаков и др., ФММ, **92**, №2, 52, (2001).

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ СПЕКАНИЯ НА ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРОШКОВЫХ МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ

Г.А. Дорогина, В.Ф. Балакирев

Институт металлургии УрО РАН

Электрические машины малой мощности до 1 кВт отличаются массовостью производства, большим многообразием выполняемых функций и конструктивных исполнений. Электродвигатели в машинах малой мощности, работающие в постоянных или переменных полях, часто имеют магнитопровод достаточно сложной формы. В этом случае целесообразно использовать керамические методы получения магнитопроводов. Однако технология изготовления их предполагает спекание цельнопрессованных деталей в атмосфере осушенного водорода, а для увеличения плотности использовать второе прессование, после которого имеется дополнительный отжиг. Все это существенно увеличивает себестоимость изделий.

Для применения изделий электротехнического назначения в переменных электромагнитных полях требуются магнитомягкие материалы с особыми свойствами: для уменьшения влияния скин-эффекта, материалы должны иметь повышенное удельное электросопротивление, наряду с относительно высокой индукцией и магнитной проницаемостью. Технологически достичь повышения удельного электросопротивления ферромагнитных материалов можно несколькими способами: использованием керамической технологии, так как порошковый материал всегда будет иметь удельное электросопротивление выше, чем литой того же химического состава; 2. методом легирования железа 3-р элементами, например, кремнием или алюминием; 3. созданием композиции металл-диэлектрик, в которой частицы металла будут изолированы между собой диэлектрической связкой.

Замена традиционной атмосферы спекания на более дешевую, например азот, обеспечивает снижение экономических затрат в технологии магнитомягких порошковых материалов для электрических машин малой мощности.

Целью работы является исследование функциональных свойств магнитомягких материалов на основе железа, спеченных в водороде, вакууме и азотном газе (95%N_2 + 5%H_2) и проведение сравнительного анализа свойств на предмет замены дорогостоящих вакуума и взрывоопасного водорода на более дешевый и не взрывоопасный азотный газ.

В качестве легирующих добавок для увеличения удельного электросопротивления использовался кремний и алюминий, а в качестве диэлектрических составляющих – их окислы: SiO_2 и Al_2O_3. Механизмы повышения электросопротивления данных материалов различны. Алюминий и кремний при больших температурах спекания образуют эвтектику, состоя-

щую из α - твердого раствора и Fe_3Al или Fe_3Si. Окислы этих элементов являются диэлектрическими добавками и действуют как наполнитель между частицами железа, препятствуя прохождению электрического тока.

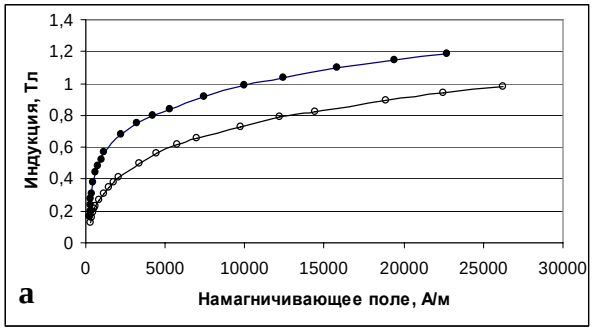
Образцы из смеси железного порошка марки ПЖР 3 и легирующих добавок (смешивание проводили в смесителе в течение 1,5 часа) прессовали в твердосплавной пресс-форме сечением (10х55) мм^2 при нагрузке 6 т/см^2. Легирующие элементы варьировали от 4 вес.% до 11%. Спекание проводили при температуре 1150^{0}С в течение 2,5 часа. В таблице приведены физические свойства некоторых из материалов, спеченных в различных атмосферах.

Таблица. Физические свойства порошковых материалов на основе железа

Легирующий элемент	Атмосфера спекания	Концентра-ция, масс.%	γ, г/см^3	$\rho*10^8$ Ом*м	Нс, А/м	$Ms*10^{-4}$ А/м	$\sigma_И$, МПа
Al	водород	7	5,1	149	240	90	72
	азот	7	5,4	87	246	103	51
Al_2O_3	вакуум	5	6,4	24	264	131	135
		7	6,2	29	256	122	90
	водород	5	6,4	25	236	136	211
		7	6,3	30	225	130	150
	азот	5	6,4	22	263	131	183
		7	6,3	30	248	128	145
Si	вакуум	4	5,8	55	217	110	129
	азот	4	6,7	81	525	128	-
SiO_2	вакуум	4	6,2	30	260	121	111
		8	5,6	34	269	112	159
	водород	4	6,1	33	188	131	190
		8	5,7	43	213	116	178
	азот	4	6,4	32	271	123	133
		8	5,6	32	343	113	153
ПЖР 3	водород	-	6,8	15	240	142	285
	азот	-	6,7	15	694	146	334
	вакуум	-	6,8	15	246	145	280

Как видно из таблицы, удельное электросопротивление всех легированных материалов больше, чем у железа марки ПЖР 3. Легирование 7% алюминия и спеченного в водороде более чем в 1,5 раза больше, чем спеченного в азотном газе. Однако коэрцитивная сила у них имеет близкие значения, а намагниченность насыщения при спекании в азотном газе даже несколько больше, чем после спекания в водороде.

Спекание материалов с добавкой кремния в азотном газе значительно увеличивает коэрцитивную силу. Например, при 4%Si материал имеет коэрцитивную силу 525 А/м, тогда как при спекании в вакууме при той же концентрации, Нс равна 217 А/м. Аналогично повышается коэрцитивная сила железа, спеченного в азотном газе. Удельное электросопротивление и намагниченность насыщения имеют более высокие значения при спекании в азотном газе, чем в вакууме.



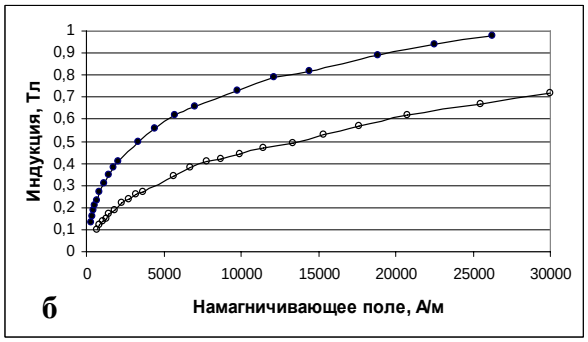
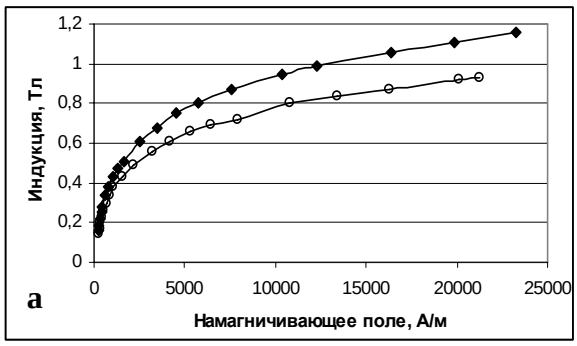


Рис.1 Кривые намагничивания материалов системы Fe-Al (○) и Fe – Al_2O_3 (●) при концентрации 5% (а) и 11% (б) соответственно



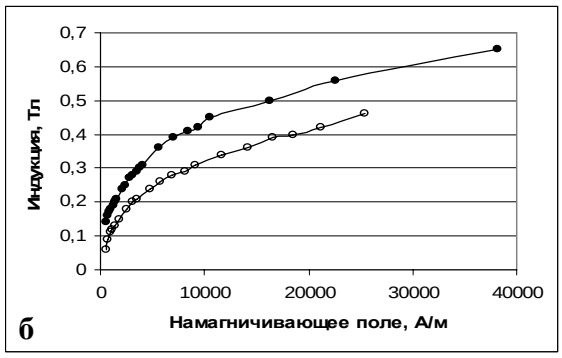


Рис.2 Кривые намагничивания материалов системы Fe-Si (○) и Fe – SiO_2 (●) при концентрации 4% (а) и 11% (б) соответственно

Зависимость индукции от напряженности магнитного поля (рис. 1 и 2) показала, что, как для материалов с добавкой алюминия и его окисла, так и с добавкой кремния и его окисла, индукция выше при легировании оксидами, чем металлами при той же концентрации легирующего элемента.

Таким образом, легирование железа металлическими компонентами Al и Si значительно увеличивает удельное электросопротивление образцов, по сравнению с легированием их оксидами. С другой стороны, металлические компоненты понижают намагниченность материала, по сравнению с их оксидами при той же концентрации легирующих. Спекание в азоте не повлияло на Нс материалов с добавкой Al, что может использоваться для удешевление технологического процесса получения изделий электротехнического назначения системы Fe-Al.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №07-03-96-093

НАНОКЛАСТЕРИЗАЦИЯ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРИМЕСИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $CuGaTe_2${Fe}

Н.Н. Ефимов, В.М. Новоторцев, Г.Г. Шабунина, Т.Г.Аминов.

Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Ленинский пр. 31, 119991 Москва, Россия

В работе изучены магнитные свойства нанокластеров, образующихся при введении железа в тройное алмазоподобное соединение $CuGaTe_2$, которое кристаллизуется в структуре халькопирита. Синтезировано и исследовано два ряда твердых растворов $CuGa_{1-x}Fe_xTe_2$ (x = 0,02; 0,04; 0,06; 0,10; 0,15) и $Cu_{1-x}Ga_{1-x}Fe_{2x}Te_2$ (2x = 0,04; 0,06; 0,10; 0,14). Их температурные зависимости намагниченности измеряли в сильном (3600 кА/м) и слабом (4 кА/м) магнитных полях в интервале температур 5 – 300 К, полевые зависимости намагниченности измеряли при температуре T = 5 K в магнитных полях до 3200 кА/м.

Вид температурных зависимостей намагниченности $\sigma = f(T)$ в сильном поле указывает на парамагнитное поведение исследуемых образцов. При этом в области температур ~ 250 – 300 K, между температурными зависимостями намагниченности измеренными в слабом поле при охлаждении без внешнего магнитного поля (ZFC) и при охлаждении во внешнем магнитном поле (FC), обнаруживается расхождение кривых ZFC – FC.

При исследовании полевых зависимостей намагниченности $\sigma = f(H)$ при температуре T = 5 K наблюдалась зависимость намагниченности образцов от магнитной предыстории. Также для всех образцов было свойственно смещение низкотемпературной петли гистерезиса вдоль оси H в область отрицательных полей.

Проведенные измерения полевой и температурных зависимостей намагниченности, по которым определяли температуру блокировки кластеров, коэрцитивную силу, сдвиг петель гистерезиса и остаточную намагниченность, позволили, в частности, оценить наноразмеры областей магнитного упорядочения железа в матрице $CuGaTe_2$, используя формулы характерного времени тепловых флуктуаций магнитного момента однодоменной частицы с одноосной анизотропией.

Работа выполнена при содействии Российского Фонда Фундаментальных исследований (проект № 09-03-00645).

ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫЕ SmCo ПЛЕНКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ ТВЕРДОФАЗНЫМ СИНТЕЗОМ

В.С. Жигалов [a, b], В.Г. Мягков [a], Л.Е. Быкова [a], Г.И. Фролов [a, b]

[a] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок*
[b] *Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф.Решетнева, Красноярск*

Магнитожесткие пленочные Co-Sm материалы имеют большое прикладное значение, благодаря большим значениям магнитокристаллографиченой анизотропии, намагниченности насыщения и температуры Кюри. Они могут использоваться в микроэлектронных и микромеханических приложениях, в качестве сред памяти, а также для изготовления постоянных магнитов. В таких приложениях важно иметь образцы с большой величиной магнитной анизотропии и с данным направлением намагниченности. Эти параметры легко устанавливаются эпитаксиальным ростом на специально подобранных монокристаллических подложках или на подслоях [1-3].

В нашей работе пленки CoSm получались с помощью твердофазных реакций [4] при термообработке трехслойной структуры α-Co(110)/Sm/Co, предварительно осажденной на подложки MgO(001) методом термического вакуумного испарения. Методами рентгеновской спектроскопии установлено, что в процессе реакций на базе первого эпитаксиального кобальтового слоя вырастали гексагональные фазы Co_7Sm_2 и $Co_{17}Sm_2$ с осью *c*, лежащей в плоскости пленки с соблюдением трех ориентационных соотношений:
$Sm_7Co_2(110)[001] \parallel MgO(001)[100]$, $Sm_7Co_2(101)[001] \parallel MgO(001)[100]$, или
$Sm_{17}Co_2(110)[001] \parallel MgO(001)[100]$.
Общим подходом к изучению любого эпитаксиального роста пленок является выяснение роли кристаллографической ориентации фаз, образующихся в продуктах реакции на магнитные свойства. С этой целью на синтезированной пленке с различными фазами проведены дополнительные рентгенографические исследования. Симметричное θ–2θ сканирование рентгенограммы с постоянным вращением образца по углу φ вокруг оси, перпендикулярной подложке MgO(001), показало наличие четкой ориентации направления [110] решеток как Co_7Sm_2 так и $Co_{17}Sm_2$ вдоль оси [001] MgO подложки.

Температура инициирования синтеза первой фазы была ~ 350°C, второй – 500 °C. Появление фазы Sm_7Co_2 с ориентацией (101) зависело от состава пленки, и это происходило при содержании Sm более 33 at.%. В процессе термической обработки межслойные реакционные процессы помимо структурных и фазовых превращений приводили соответственно к изменениям магнитных свойств. На рис. 1 представлены зависимости намагниченности насыщения (M_S) и константы двухосной кристаллографической

анизотропии (K_2) от температуры отжига (T_{an}) для пленки с содержанием Sm ~ 18 at.%. По этим зависимостям определялись критические температуры инициирования твердофазных реакций и происходящих при этом фазовых превращений.

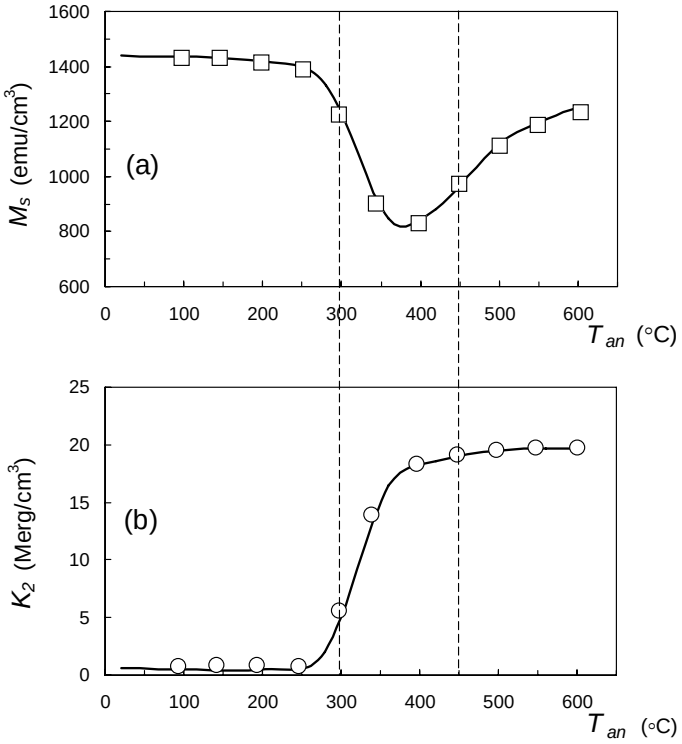


Рис. 1. *Модификация магнитных свойств: a – намагниченности насыщения и b – эффективной константы двухосной кристаллографической анизотропии в зависимости от температуры отжига.*

Из рис. 1 видно, что химическое взаимодействие между слоями с образованием высокоанизотропных фаз наступает уже на начальных стадиях отжига при $T_{an} \geq 250$ °C, при этом величина анизотропии вырастает более чем в 100 раз по сравнению с анизотропией эпитаксиального кобальта. Величина коэрцитивной силы сильно зависела от технологических параметров (состав, температура отжига, тип подложки и подслоев), но во всех случаях она составляла не менее 1,5 Т. На рис. 2 показана типичная петля гистерезиса пленки Co_7Sm_2 (Hc ~ 2,5 Т), ориентированной в магнитном поле по направлению (100), с содержанием самария ~ 18 at.% и синтезированной при T_{an} = 500 °C .

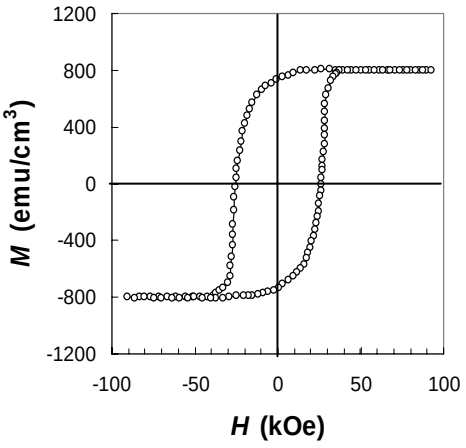


Рис. 2. *Петля гистерезиса с пленки* Co_7Sm_2(110)

Работа поддержана грантом РФФИ (№-07-03-00190) и программой «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» номер проекта 2.1.1/4399.

[1] Singh A., Neu V., Tamm R. et al. Appl. Phys. Lett. 87 (2005) 072505;
[2] Fullerton Eric E., Samuel Jiang J., Sowers C.H. et al. Appl. Phys. Lett. 72 (1998) 380;
[3] Andreescu R., O'Shea M.J. J. Appl Phys. 97 (2005) 10F302;
[4] Myagkov V.G., Zhigalov V.S., Bykova L.E. JMMM, 305 (2006) 534.

К ВОПРОСУ О ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ И УСИЛЕНИИ ЭФФЕКТОВ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ.

В.В. Губернаторов, Т.С. Сычева, И.И. Косицына

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Одним из путей улучшения магнитных свойств ферромагнетиков является термомагнитная обработка (ТМО – нагрев до температуры ниже точки Кюри T_c, выдержка и охлаждение в присутствии внешнего магнитного поля) [1]. Эффекты ТМО (в магнитомягких сплавах в направлении внешнего магнитного поля повышаются максимальная магнитная проницаемость и остаточная индукция, снижаются коэрцитивная сила H_c и удельные электромагнитные потери при перемагничивании Р) связывают с переориентацией осей пар ближайших атомов растворенных элементов (направленное упорядочение) в сплаве, имеющем упорядоченное расположение атомов компонент (сверх-структуру) и с дестабилизацией магнитной доменной структуры.

Однако к настоящему времени не решены многие вопросы по сути ТМО. В частности, не понятно, как образуются пары ближайших атомов растворенных элементов и каков атомный механизм переориентации осей этих пар; неясны причины дестабилизации доменной структуры (только одна переориентация осей пар не может привести к снижению H_c и Р).

Результаты исследований влияния термических и магнитных обработок на магнитные свойства сплавов Fe-3% Si и Fe-70% Ni позволили нам предложить новую концепцию, объясняющую эффекты ТМО. В ее основу положен учет: а) деформационного старения (взаимодействия атомов растворенных элементов со свежими дефектами) в образовании кластеров со сверхструктурой и б) магнитоупругого взаимодействия структурных неоднородностей (кластеров, свежих дефектов, примесных атомов) с колеблющимися границами магнитных доменов, в результате которого формируются чередующиеся широкие «чистые» и узкие «грязные» зоны.

Справедливость предложенной концепции подтверждена следующими экспериментами.

1). Включение в технологию получения магнитомягких материалов процесса деформационного старения на стадии упорядочения (например, при создании свежих дефектов путем контролируемого охлаждения с высокой температуры) перед ТМО снижает H_c в анизотропном сплаве Fe-3% Si в два раза (с 0,19 до 0, 10 А/см) [2].

2). Электронномикроскопические [3] исследования показали, что при ТМО в структуре сплава Fe-70% Ni появляются узкие «грязные» зоны – плоские скопления дислокаций (ПСД) шириной 100-200 нм. ПСД пересекают межкристаллитные границы, пронизывая кристаллиты (рис. 1а); плот-

ность дислокаций в ПСД может достигать 10^9-10^{12} см$^{-2}$ (рис. 1б). При этом, по-видимому, в основной массе материала плотность дислокаций снижается, что подтверждается уменьшением H_c с 17,8 до 8,4 А/см, то есть сплав становится более совершенным. Об этом свидетельствуют и рентгеновские исследования [4]. Не исключено, что ПСД обогащены атомами легирующих и примесных элементов.

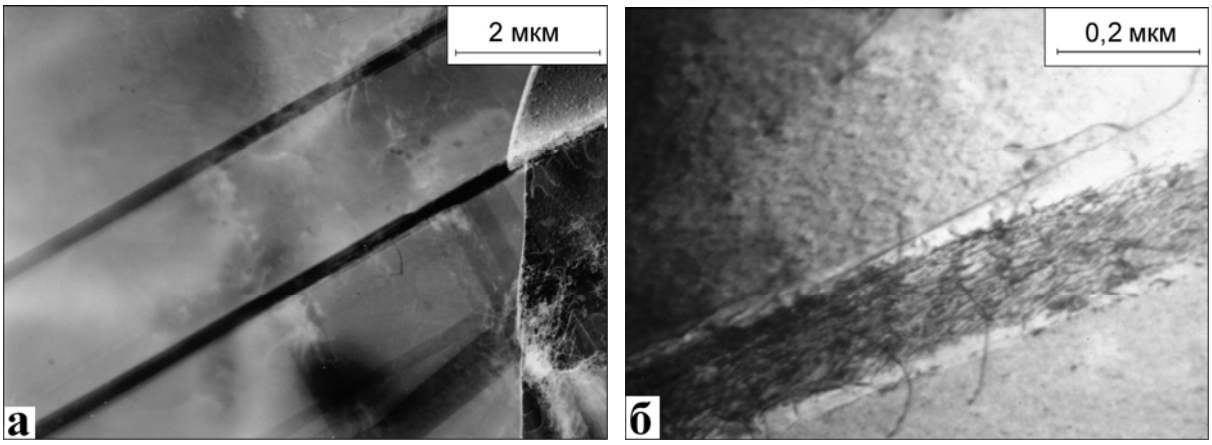


Рис. 1. Структура сплава Fe-70% Ni после ТМО.

Предложенная концепция указывает, по крайней мере, два направления усиления эффектов ТМО: увеличение подвижности атомов растворенных элементов и повторение процессов создания свежих дефектов и перераспределения структурных неоднородностей.

Примером практического использования новых представлений являются разработанные нами два способа усиления эффектов ТМО: в одном низкотемпературная подвижность атомов увеличивается путем ионно-лучевой обработки сплавов перед ТМО; другой включает циклическую ТМО в районе точки Кюри ($T_c \pm n°$). В каждом из этих способов H_c снижается на 10% и более.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13391), при частичной поддержке РФФИ (гранты № 07-02-96032, 08-02-00327) и интеграционного проекта ИФМ – ИЭФ УрО РАН № 38.

1. В.А. Зайкова, И.Е. Старцева, Б.Н. Филиппов. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. М.: Наука (1992).
2. V.V. Gubernatorov, T.S. Sycheva. JMMM, **254-255**, 404 (2003).
3. V.V. Gubernatorov, T.S. Sycheva, I.I. Kositsyna. Solid State Phenomena, **152-153**, 66 (2009).
4. В.В. Губернаторов, Т.С. Сычева, Л.Р. Владимиров, В.М. Гундырев. ФММ, **100**, 107 (2005).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННО-ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ОКСИДИРОВАНИЯ

В.С. Руднев[1], П.В.Харитонский[2], А.М.Фролов[2], А.Ю. Устинов[1], И.В. Лукиянчук[1], В.П. Морозова[1]

[1]*Институт химии Дальневосточного отделения РАН,*
[2]*Дальневосточный государственный университет*

Методы модифицирования оксидных поверхностных структур позволяют в широком диапазоне изменять свойства покрытий на вентильных металлах (Al, Ti, Mg и др.). Структуры такого типа могут использоваться для создания материалов отражающих и поглощающих электромагнитное излучение, микротрансформаторов и т.д.

В работе исследовались магнитные свойства железосодержащих покрытий, полученных плазменно-электрохимическим оксидированием-осаждением (ПЭО) [1] на алюминии. Ранее нами были обоснованы подходы получения методом ПЭО объектов, содержащих наряду с Al_2O_3 соединения никеля, железа и кобальта [2]. В настоящей работе приведены данные по магнитным свойствам Fe- и Ni-содержащих пленок Al_2O_3.

Изучались покрытия двух типов. В покрытиях типа “Fe” содержание железа составляло ~21 ат%, а в покрытиях типа “Fe-Ni” железа ~11 ат% и никеля ~7 ат%. Толщина покрытия “Fe-Ni” составила 125±8 мкм, а “Fe” - 33±2 мкм. Покрытия в обоих случаях имеют развитую, неоднородную, с порами и трещинами, поверхность. Следует отметить, что подвергнутые действию электрических разрядов, частично сформированные за счет остывания расплавов покрытия, по-видимому, в значительной степени дефектны и неравновесны в физическом смысле.

Магнитные измерения выполнялись на автоматизированном вибромагнитометре при температурах от 300К до 770К (диапазон 1) и на сквид-магнитометре - от 10К до 300К (диапазон 2). Образцы намагничивались параллельно поверхности оксидированного слоя.

В результате установлено, что в обоих случаях покрытия проявляют ферромагнитные свойства. Петли гистерезиса и температурные зависимости магнитного момента и остаточного магнитного момента образцов для диапазона 1 приведены на рис.1. При сравнении двух образцов видно, что в образце, содержащем Fe и Ni, коэрцитивная сила меньше в два раза, по сравнению с образцом, содержащим только Fe, то есть коррелирует с содержанием в покрытиях железа. Величина коэрцитивной силы в обоих случаях ближе к величинам, соответствующим магнитотвердым материалам (40 – 100 Э). Остаточный магнитный момент у образца, содержащего никель, также меньше (приблизительно на 25%).

Судя по температурной зависимости остаточные магнитные моменты довольно стабильны, что соответствует наличию какого-то типа ферромагнитного упорядочения в оксидированном поверхностном слое. Данные, полученные на сквид-магнитометре, никаких особенностей магнитных свойств не выявили. Поведение кривых при температурах диапазонов 1 и 2 подобно.

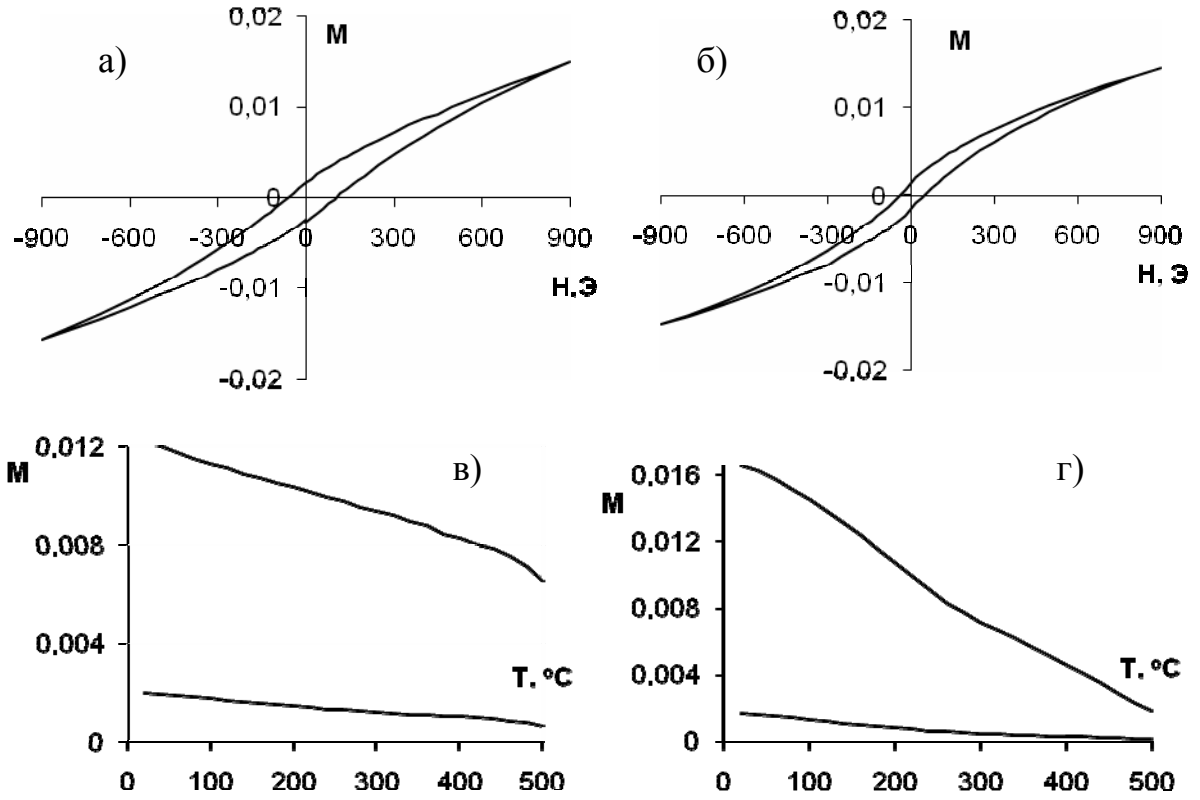


Рис.1. Петли гистерезиса (а и б) и температурные зависимости (в и г) магнитных моментов (СГСМ). а) и в) – покрытие “Fe”, б) и г) – покрытие “Fe-Ni”. На рисунках в) и г) нижняя кривая – величина остаточного магнитного момента.

Таким образом, сформированные методом ПЭО железосодержащие покрытия на алюминии проявляют ферромагнитные свойства. Покрытия могут быть сформированы не только на алюминии, но и титане, магнии, цирконии и других металлах и сплавах вентильной группы.

Работа поддержана грантом АВЦП 2.1.1/992.

1. Суминов. И.В., Эпельфельд А.В, Людин В.Б. Крит Б.Л., Борисов А.М. Микродуговое оксидирование (теория, технология, оборудование) М.:ЭКОМЕТ, 2005, 368 с.
2. Руднев В.С., Морозова В.П., Кайдалова Т.А., Недозоров П.М. Железо- и никельсодержащие оксидно-фосфатные слои на алюминии и титане // Журнал неорганической химии. 2007. Т.52. №9. С.1444-1448

СИНТЕЗ, КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $Me_XMn_{1-X}S$ (Me=Co, Gd)

Л.И. Рябинкина*, О.Б. Романова*, С.С. Аплеснин*,**, В.В. Соколов***, А.И. Галяс****, О.Ф. Демиденко****, Г.И. Маковецкий****, К.И. Янушкевич****

*Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

**Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия

***Институт неорганической химии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, 630090, Россия

**** ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072 Минск, Республика Беларусь

Соединения с сильной взаимосвязью магнитных и электрических свойств представляют интерес для исследователей в связи с возможностью использования их в устройствах спинтроники [1,2]. К таким веществам относятся неупорядоченные системы, в которых наблюдаются фазовые превращения типа металл-диэлектрик и эффект колоссального магнитосопротивления [3,4]. Перспективными материалами для исследования этих эффектов являются катион - замещенные сульфиды $Me_XMn_{1-X}S$ (Me = Cr, Fe, Co), синтезированные на основе моносульфида α-MnS [5,6]. Иное проявление таких эффектов возможно при замещении катионов марганца редкоземельным ионом гадолиния.

Цель работы - изучение кристаллической структуры, влияния дырочного и электронного допирования при катионном замещении на магнитные свойства кристаллов $Co_{0.05}Mn_{0.95}S$ и $Gd_{0.05}Mn_{0.95}S$.

Для синтеза кристаллов $Me_XMn_{1-X}S$ (Me=Co, Gd; X=0,05) использованы следующие исходные вещества: коммерческие оксиды MnO_2, CoO, Gd_2O_3 чистотой не ниже 99,9%; в качестве сульфидирующих реагентов - NH_4CNS; в качестве газа-носителя - высокочистый аргон. При кристаллизации из расплава сульфидов применен высокочастотный нагрев графитового тигля. Изучение кристаллической структуры полученных таким образом образцов проведено при комнатной температуре в монохроматическом CuK_α-излучении на рентгеновской установке ДРОН-3. Измерения удельной намагниченности и магнитной восприимчивости осуществлены в вакууме пондеромоторным методом в интервале температур 100÷1000К и магнитном поле 0,86 Т.

По результатам рентгеноструктурного анализа монокристаллические образцы $Me_XMn_{1-X}S$ (Me=Co, Gd; X=0,05) имеют гранецентрированную кубическую решетку типа NaCl, характерную для α-MnS. Параметр элементарной ячейки a = 0,5225 нм для α - MnS в соответствии с ионными радиусами замещающего элемента уменьшается у состава $Co_{0,05}Mn_{0,95}S$ до a =

0,5216 нм, а у образцов состава $Gd_{0,05}Mn_{0,95}S$ увеличивается до a = 0,5274 нм. Рентгеноструктурные исследования образцов сульфидов проведены на порошковых образцах.

На рис.1 представлена температурная зависимость намагниченности образца состава $Co_{0,05}Mn_{0,95}S$. На рис.2 – температурная зависимость намагниченности образца $Gd_{0,05}Mn_{0,95}S$. В области T_N~180К для $Co_{0,05}Mn_{0,95}S$ и T_N~146К для $Gd_{0,05}Mn_{0,95}S$ на температурных зависимостях удельной намагниченности σ(T) наблюдаются максимумы, указывающие на переход в антиферромагнитное состояние при понижении температуры. Выше T_N характер температурной зависимости намагниченности для $Co_{0,05}Mn_{0,95}S$ описывается законом Кюри-Вейсса, а для $Gd_{0,05}Mn_{0,95}S$ наблюдается отклонение от закона Кюри-Вейсса.

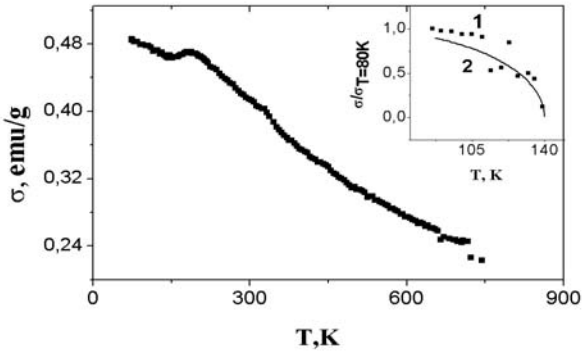


Рис.1 Температурная зависимость намагниченности в поле H=8,6 kOe для образца $Co_{0.05}Mn_{0.95}S$. На вставке: температурная зависимость нормированной величины намагниченности $\sigma/\sigma_{T=80K}$ для $Co_{0,05}Mn_{0,95}S$ (1- эксперимент; 2- теория)

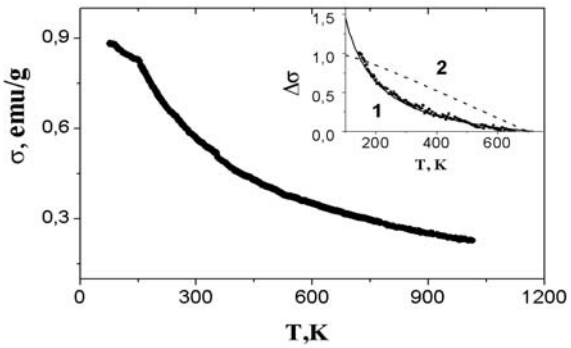


Рис.2 Температурная зависимость намагниченности в поле H=8,6 kOe для образца $Gd_{0.05}Mn_{0.95}S$. На вставке:1- температурная зависимость нормированной величины намагниченности $\Delta\sigma=(\sigma_{Gd} - \sigma_{Mn})(T)/(\sigma_{Gd} - \sigma_{Mn})(T=T_N)$ для $Gd_{0.05}Mn_{095}S$; 2 - вероятность обнаружения кластера с ферромагнитным порядком и локализованным в нем электроном

Чтобы определить вклад ионов кобальта и гадолиния в удельную намагниченность, вычтем из температурной зависимости намагниченности, измеренной во внешнем магнитном поле у образцов $Co_{0.05}Mn_{0.95}S$ и $Gd_{0.05}Mn_{0.95}S$ величину удельной намагниченности MnS. Становится очевидным, что в исследуемых образцах в области $T<T_N$ наблюдается образование спонтанного магнитного момента. На вставке к рис.1 изображена нормированная величина намагниченности от температуры (1) и аппроксимация экспериментальных данных функцией Бриллюэна (2). Из-за разной электроотрицательности ионов марганца и кобальта электронная плотность на двух ближайших катионах Mn^{2+}может измениться, также как и длина ковалентной связи Co-S-Mn, вызванная гибридизацией орбиталей d_{zx}-p_z-d_{zx}, d_{zy}-p_z- d_{zy} .

Несколько другая ситуация возникает при замещении марганца гадолинием. В результате гибридизации $5d^1$ - состояния иона гадолиния с 4s - уровнем ионов марганца возможна спиновая поляризация ближайшего ок-

ружения ионов марганца вследствие кинетического обмена. В результате электрон локализуется в кластере с ферромагнитным упорядочением спинов. На вставке к рис.2 приведена температурная зависимость нормированной намагниченности $\Delta\sigma=(\sigma_{Gd}-\sigma_{Mn})(T)/(\sigma_{Gd}-\sigma_{Mn})(T=T_N)$, которую можно представить так: из намагниченности $Gd_{0,05}Mn_{0,95}S$ вычли величину магнитного момента MnS, измеренного в том же поле при температуре T и разделили на разность этих намагниченностей при температуре Нееля. Вероятность обнаружить кластер с ферромагнитным порядком и локализованным в нем электроном уменьшается с увеличением температуры и исчезает при T~680 K, как видно из вставки к рис.2.

Таким образом, изучено влияние электронного и дырочного допирования на магнитные свойства твердых растворов $Me_XMn_{1-X}S$ (Me = Co, Gd). В исследуемых образцах обнаружен спонтанный магнитный момент в магнитоупорядоченной области. Для $Gd_{0,05}Mn_{0,95}S$ наблюдается отклонение от закона Кюри-Вейсса в интервале температур $146K<T<680K$. Получено достаточно хорошее согласие экспериментальных данных с теорией в модели локализованного электрона в кластере с ферромагнитным упорядочением локализованных спинов, вероятность которых уменьшается с ростом температуры в результате рассеяния электронов на оптических фононах.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ-БРФФИ № 08–02–90031, ФФИРБ № Ф08Р-037, ФФИРБ № Ф08-229 и Минобразования № 2.1.1/401.

1. С.С. Аплеснин. Основы спинтроники. СибГАУ, Красноряск (2007)
2. А.С. Борухович. Физика материалов и структур сверхпроводящей и полупроводниковой спиновой электроники. УрО РАН, Екатеринбург. (2004).
3. Н.Ф. Мотт. Переходы металл-изолятор. Наука, М. (1979).
4. Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 796 (1996).
5. Л.И. Рябинкина, О.Б. Романова, С.С. Аплеснин. Известия РАН сер. физ. **72**, 1115 (2008).
6. С.С. Аплеснин, Л.И. Рябинкина, О.Б. Романова и др. ЖЭТФ **133**, 875 (2008).

РЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ ТУННЕЛИРОВАНИЯ СДВИГОВЫХ ФОНОНОВ СЛОЕМ МАГНИТНОГО 2D КОМПОЗИТА

Т.В. Лаптева[1], О.С. Сухорукова[1], С.В. Тарасенко[1], В.Г. Шавров[2]

e-mail: lapteva@kinetic.ac.donetsk.ua

[1] *Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ*
Украина, 83114, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

[2] *Институт радиотехники и электроники РАН*
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

Поиск акустических аналогов уникальных поляритонных эффектов, характерных для метаматериалов, является одним из активно развивающихся направлений современной физики конденсированного состояния. Однако подавляющее число работ, выполняемых в этом направлении, связано исключительно с немагнитными композитными материалами. Вместе с тем, в настоящее время активно проводятся исследования, связанные с анализом электродинамических свойств композитных магнитных 1D- и 2D- материалов, которые, как правило, являются и акустически сплошными структурами. Что же касается анализа акустических свойств подобных материалов, то до сих пор такой анализ не проводился.

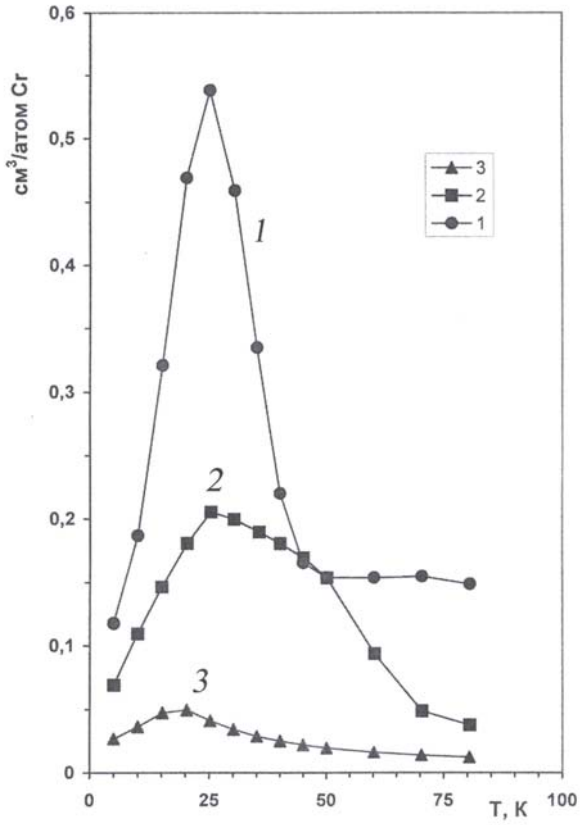
В данной работе изучены условия, при выполнении которых слой композитного магнитного 2D материала позволяет резонансным образом усиливать как объемную, так и сдвиговую эванесцентную волну, падающую извне на его поверхность. В качестве примера композитной среды рассматривалась система идентичных круговых ферро- или антиферромагнитных стержней с образующими вдоль *OZ*- оси (она же легкая магнитная ось) с учетом возможности металлизации их поверхности. Считалось, что оси стержней хаотически распределены в *XY*- плоскости, а сами стержни акустически связаны между собой через упруго изотропную немагнитную матрицу. Анализ данной динамической задачи проводился в рамках метода эффективной среды. С этой целью были получены акустические аналоги приближений Максвелла, Гарнетта и Шенга, которые активно используются в поляритонной динамике мелкодисперсных сред. Полученные результаты были сопоставлены с результатами рассеяния сдвиговой объемной волны изолированным ферро и антиферромагнитным цилиндром с немагнитным или металлическим покрытием.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФАЗ В СИСТЕМЕ Cu_2GeS_3-Cr_2S_3.

Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Бушева Е.В., Кирдянкин Д.И.

Институт общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова РАН, Москва

В работе изучены магнитные свойства фаз в системе Cu_2GeS_3-Cr_2S_3 в интервале концентраций 69-75 мол.%.Cr_2S_3, который совпадает с областью гомогенности нового четверного соединения $Cu_2GeCr_6S_{12}$, обнаруженного на этом разрезе. Полученные данные представлены в таблице и на рисунке, где показаны температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости образцов $Cu_2GeCr_6S_{12}$ (*1*), $Cu_{2,4}Ge_{1,2}Cr_{5,6}S_{12}$ (*2*) и $Cu_{2,16}Ge_{1,08}Cr_{5,84}S_{12}$ (*3*), охлажденных в отсутствии поля, при измерительном поле H = 50 Э. Из рисунка видно, что в образцах при температуре 20-25 К происходит магнитный фазовый переход типа «парамагнетик–спиновое стекло». Амплитуда перехода зависит от содержания Cr_2S_3.



Природа перехода обусловлена примесным характером носителей заряда, которые возникают в стехиометрической матрице при изменении ее состава и локализуются вблизи доноров или акцепторов, образуя наноразмерные ферромагнитные области. Эти области взаимодействуют между собой антиферромагнитно в соответствии с типом матрицы (см. таблицу) и по достижении баланса конкурирующих ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий формируют кластерное спиновое стекло. Рост амплитуды перехода коррелирует с усилением в системе ферромагнитных взаимодействий.

В таблице представлены данные, которые относятся как к области температур замораживания спинов T_f, так и к парамагнитной области температур. Как видно, в последнем случае матрица в своей основе является антиферромагнитной с магнитным мо-

ментом на ион хрома, близким к теоретическому значению для электронной конфигурации d^3 (3,87 μ_B). В ней влияние магнитно-примесного разделения фаз и возникновения ферромагнитных областей возрастает с понижением температуры, что приводит к образованию кластерного спинового стекла в районе температуры Т=20-25 К.

Таблица. Магнитные свойства фаз в системе Cu_2GeS_3-Cr_2S_3

№	Состав образца	Магнитный момент, μ_B	Константа Кюри-Вейсса, θ_P (К)	Температура замораживания T_f (К)	Коэрцитивная сила H_C (Э)
1	$Cu_2GeCr_6S_{12}$	3,95	–134	25	450
2	$Cu_{2,4}Ge_{1,2}Cr_{5,6}S_{12}$	3,90	– 59	25	200
3	$Cu_{2,16}Ge0_{1,08}Cr_{5,84}S_{12}$	3,85	–139	20	900

Величины коэрцитивных сил H_C в таблице представлены без учета смещения петли гистерезиса, наблюдавшегося почти у всех образцов. Видимое отсутствие корреляции между значениями H_C и температурами замораживания спинов скорее всего свидетельствует в пользу спин-стекольного, а не суперпарамагнитного характера магнитного перехода в системе Cu_2GeS_3-Cr_2S_3.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (проект № 09-03-00645).

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В Mn/Fe ПЛЕНКАХ: СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Жигалов В.С. [a], Мягков В.Г. [a1], Мацынин А.А. [b], Бондаренко Г.Н. [c]

[a] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок*
[b] *Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск*
[c] *Институт химии и химической технологии СО РАН 660036, Красноярск, Академгородок*

Интерес исследователей в прикладном плане к пленкам FeMn системы связан с присущим им эффектом памяти формы. В этой системе указанный эффект обусловлен мартенситным превращением между γ- (ГЦК – «аустенитной») и ε- (ГПУ – «мартенситной») фазами. Данный эффект заложен при проектировании многих современных технических устройств, для создания малогабаритных приводов и устройств, способных развивать сравнительно большие усилия и моменты. Успешное использование эффекта памяти зависит от понимания в деталях прямого γ→ε – превращения и обратного γ←ε при нагреве и в большей степени от условий их осуществления, а также способа изготовления этих сплавов. Усиление эффекта памяти достигается с помощью малых добавок в систему Si и C. Сплавы с высоким содержанием железа обладают уникальными свойствами, включающими мартенситные превращения при низкой (~ 200°C) температуре, инварный эффект и используются как антиферромагнитные слои в плёночных структурах с обменным взаимодействием [1].

В данной работе образцы для исследования были синтезированы с использованием твердофазных реакций в трехслойной структуре Fe/Mn/Fe, предварительно осажденной методом термического испарения из тиглей, разогреваемых электронной бомбардировкой в вакууме 10^{-6} Torr на монокристаллические MgO(001) подложки при температуре 480 – 500 K, обеспечивающей эпитаксиальный рост пленки Fe(001), и на подложки из квазиаморфного кварцевого стекла. С целью защиты от окисления поверх слоя Mn наносилась пленка Fe толщиной ~10 nm. Весовое соотношение слоев выбрано 5:1, при котором, согласно диаграмме фазового состояния, наблюдаются все зарегистрированные фазы, а именно: α′-FeMn, γ-Fe,Mn и ε-Fe,Mn, а также все наблюдаемые мартенситные превращения. Общая толщина двухслойных образцов, измеренная с помощью рентгенофлуоресцентного анализа, составляла 140 nm. Двухслойные пленки подвергались последовательному термическому отжигу длительностью в 40 min с интервалом ~75° в вакууме 10^{-6} Torr [2].

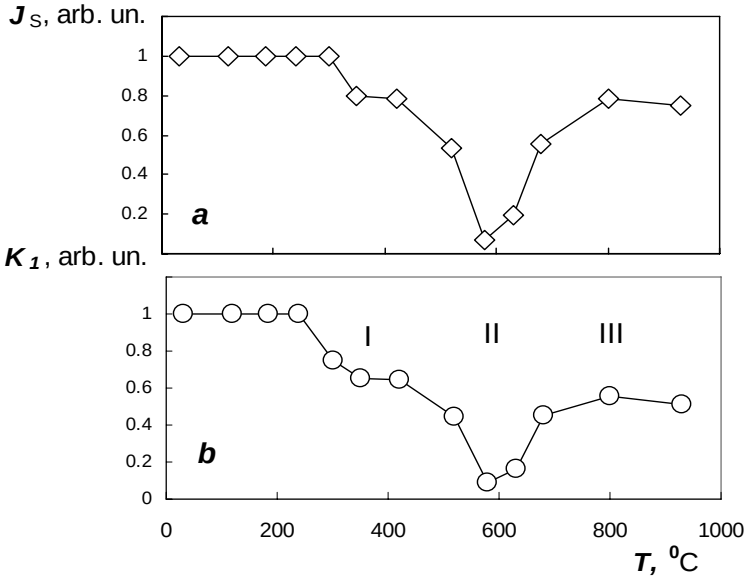


*Рис. 1. Зависимость намагниченности насыщения (**a**) и первой константы анизотропии (**b**) от температуры отжига*

Измерения магнитных и структурных свойств носили комплексный характер и проводились при комнатной температуре после каждой стадии отжига. В качестве магнитных параметров измерялись намагниченность насыщения (J_S) с использованием крутильного магнитометра и дополнительно на подложках MgO измерялась первая константа кристаллографической анизотропии (K_1). Фазовый состав и структурные параметры пленок Fe_XMn_{1-X}, синтезированных на кварцевых подложках, определялись методами рентгеновской и мессбауровской спектроскопии. Толщина каждого слоя Mn и Fe определялась с помощью рентгенофлуоресцентного анализа.

Используемый комплекс аналитических методик позволил нам отследить модификацию магнитных и структурных свойств в процессе отжигов. На рис. 1 представлены зависимости намагниченности насыщения и первой константы магнитокристаллической анизотропии в относительных единицах от температуры отжига (T). Несмотря на то, что оба измеряемых параметра зависят от разных фундаментальных свойств материала пленок (J_S определяется электронной и атомной структурами, а K_1 – кристаллической структурой) обе представленные зависимости имеют схожий вид. До T = 300 °C намагниченность насыщения практически не меняется, а с увеличением температуры отжига на полученных кривых можно выделить три участка в зависимости $J_S(T_{an})$ – I, II и Ш, связанными с температурами отжига примерно в 400, 600 и 800 °C. Можно предположить, что столь сложный характер кривой связан с происшедшими в двухслойной структуре Fe/Mn фазовыми превращениями.

На рис. 2 представлены рентгеновские спектры пленок, подвергнутых отжигу 400, 600 и 800 °C. Анализируя спектры, можно предположить, что начальный спад намагниченности (участок I) связан с началом твердотельной реакции, при которой еще сохраняется основная ферромагнитная фаза с α-Fe,Mn решеткой, но уже присутствуют ферромагнитная мартенситная α’-Fe,Mn и ε- парамагнитная фаза.

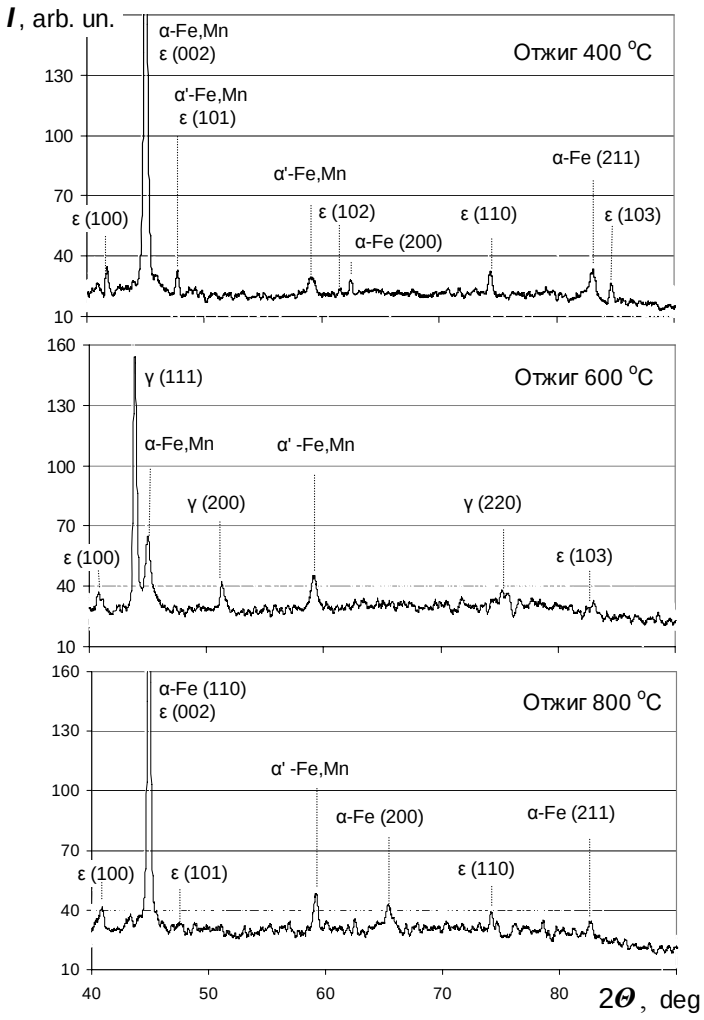


Рис. 2. Рентгеновские спектры для пленочной системы FeMn, *подвергнутой термоотжигу при* T_{an} = 400, 600 и 800 °C.

Отжиг при T_{an} = 600 °C способствует появлению парамагнитной γ-фазы, что и является причиной почти полного исчезновения J_S на участке II. И, наконец, при T_{an} = 800 °C (участок Ш) анализ спектра свидетельствует о распаде парамагнитной γ-фазы с появлением вновь ферромагнитной фазы с ОЦК- решеткой и парамагнитной ε-фазы с сохранением мартенсита α'-Fe,Mn, т.е. система практически возвращалась в состояние I.

Таким образом, нам удалось установить последовательность фазовых превращений в процессе твердотельных реакций в двухслойной структуре Fe/Mn. При этом следует отметить интересный факт в поведении зависимости K_1 от температуры отжига, это – вновь появление эпитаксильной ферромагнитной α-фазы после распада γ-фазы при T = 800 °C. Для объяснения этого факта требуются дополнительные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010)» рег. номер 2.1.1/4399. Авторы благодарят Быкову Л.Е. за участие в обсуждении результатов.

1. *Седов В.Л.* Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М.:«Наука», 1987, 290 с.

2. Мягков *В.Г., Баюков О.А., Быкова Л.Е., Жигалов В.С., Бондаренко* Г.Н. Письма в ЖЭТФ, 2004, Т. 80, в.7, С. 555-559.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА СТРУКТУРУ И ТЕКСТУРУ ХОЛОДНОКАТАНЫХ СПЛАВОВ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ НА ОСНОВЕ Fe-Cr-Co

Р.И.Малинина, О.А.Ушакова

Государственный технологический университет
Московский институт стали и сплавов

Наиболее высокий уровень магнитных свойств магнитнотвердых сплавов системы Fe – Cr – Co (H_c, B_r/B_s и $(BH)_{max}$) был достигнут на монокристаллах. Поэтому получение совершенной текстуры в поликристаллических материалах является актуальной задачей.

В данной работе изучали процесс формирования структуры и текстуры рекристаллизации в холоднокатаных сплавах, содержащих от 28 до 30%Cr, 12-15%Co, 2-5%Mo, 0.2%Ti, остальное - Fe.

На основании данных о других магнитных материалах с ОЦК решеткой, обладающих, как и сплавы Fe-Cr-Co, анизотропией упругих модулей, были проведены серии дорекристаллизационных отжигов при температурах 600-650ºС. Целью этого этапа обработки было создание преимуществ для роста зерен кубической ориентировки в поле остаточных напряжений при последующей рекристаллизации.

В работе впервые установлены закономерности изменения фазового и структурного состояния, а также текстуры сплавов Fe-Cr-Co-Mo в результате низкотемпературного предварительного отжига (НПО) при 600-650^{0}С и последующего рекристаллизационного отжига при 1100-1150^{0}С.

Определены условия НПО, при которых в исследуемых сплавах сохраняется однофазное состояние α-твердого раствора. Это важное условие для проведения рекристаллизации и обработки на высококоэрцитивное состояние. Предложены режимы низкотемпературного предварительного отжига холоднокатаного сплава Fe-30%Cr-15%Co-3%Mo-0,2%Ti, позволяющие при последующем высокотемпературном отжиге довести долю плоскостной кубической текстуры до 80%.

Для областей различных ориентировок холоднодеформированных сплавов определены закономерности изменения тонкой кристаллической структуры после ХПД и в процессе НПО. Показано, что в результате проведения НПО области с кубической ориентировкой обладают минимальной среди всех основных ориентировок плотностью дислокаций ($\rho_д$=$10^7 \div 10^8$ см/см^3). Установлена связь между исходной текстурой в холоднодеформированном сплаве и текстурой рекристаллизации.

АТОМНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ И ПЕРПЕНДИКУЛЯРНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СПЛАВОВ FePd, FePt, $Fe_{50}Pd_{50-x}Pt_x$

Е.М. Артемьев, М.Е. Артемьев, Л.В. Живаева, П.Е. Волкова.

Сибирский федеральный университет, г .Красноярск

Исследованы фазовый состав, кристаллическая структура и магнитные свойства пленок упорядочивающихся сплавов FePd, FePt, $Fe_{50}Pd_{50-x}Pt_x$, где x = 1-10 at.%. Сняты спектральные зависимости фарадеевского вращения и оптического поглощения

Изучено влияние термообработки на кристаллическую структуру, намагниченность и коэрцитивную силу пленок упорядоченных сплавов. Изучено влияние степени атомного порядка на величину перпендикулярной магнитной анизотропии.

Показано, что пленки упорядоченных сплавов FePd, FePt в области эквиатомного состава и пленки $Fe_{50}Pd_{50-x}Pt_x$, где x = 1-10 ат.% могут служить в качестве сред для магнитной и термомагнитной записи информации.

Пленки сплавов получали методами термического вакуумного и магнетронного напылений на кристаллы- подложки MgO, LiF а также стекло и кварц. Состав пленок контролировался методом рентгеновского флуоресцентного анализа с точностью не хуже чем 1 %. Кристаллическое строение и фазовый состав исследованы электронографическими и рентгеноструктурными методами. Пленки неупорядоченных сплавов имели кубическую гранецентрированную решетку.

Для получения в пленках необходимой степени дальнего порядка, пленки подвергались отжигу в вакууме 10^{-6} мм. рт. ст. при температуре ниже их точки Курнакова. Упорядочивающий отжиг пленок проводился по четырем режимам, которые отличаются температурой, временем выдержки и скоростью охлаждения.

После отжига в пленках сплавов FePd, FePt вблизи эквиатомного состава и $Fe_{50}Pd_{50-x}Pt_x$ наблюдается образование упорядоченной фазы $L1_0$ (гранецентрированная тетрагональная решетка с соотношением осей c/a <1), причем ориентация тетрагональных кристаллитов относительно плоскости пленки зависит от ее толщины.

Для пленок вышеперечисленных составов найдены критические толщины, до которых кристаллиты тетрагональной фазы ориентируются осью «с» нормально плоскости пленки. В пленках больших толщин появляются тетрагональные кристаллиты, ориентированные осью «с» и в плоскости пленки по направлениям [100] и [010], на электронограммах появляются рефлексы типа {110}, расщепляются рефлексы типа {200} и {220}. Получены пленки FePd, FePt вблизи эквиатомного состава и $Fe_{50}Pd_{50-x}Pt_x$, где вся тетрагональная фаза выстраивается осью с нормально плоскости пленки. В

пленках больших толщин (500-800 Å) после отжигов ось легкого намагничивания лежит в плоскости пленки или же выходит из нее на небольшой угол.

Исследована зависимость перпендикулярной магнитной анизотропии пленок сплавов от степени дальнего порядка. Поскольку ось «с» является осью легкого намагничивания, то тонкие пленки упорядоченных сплавов становятся магнитоодноосными, с легкой осью нормальной к их плоскости. Пленки исследованных сплавов прозрачны до толщин 1000Å. Считывание осуществлялось в проходящем свете.

Оказалось, что у всех пленок минимум фарадеевского вращения приходится на область длин волн 0,4 – 0,5 мкм., а максимум на ближнюю инфракрасную область 0,9 -1,2 мкм. Удельное фарадеевское вращение (F) зависит от толщины пленок. Наибольшее удельное вращение имеют пленки FePd до 300Å и пленки $Fe_{50}Pd_{50-x}Pt_x$, где x=1-10 ат.% толщиной до 180Å.

Для таких пленок F достигает значений 9×10^5 град/см на длине волны λ =1,2 мкм. В более толстых пленках удельное фарадеевское вращение уменьшается. Значения констант магнитной кристаллографической анизотропии при максимальной экспериментально достигнутой степени дальнего порядка равны $(2 - 6) \times 10^7$ эрг/см^3 для исследуемых пленок. Эти значения превосходят величину анизотропии формы и пленки остаются однородно намагниченными перпендикулярно их плоскости в отсутствие внешнего магнитного поля и могут быть использованы для магнитной и термомагнитной записи и хранения информации.

Проведена термомагнитная запись на исследованных пленках.

ВАЛЕНТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА В МУЛЬТИФЕРРОИКЕ $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$

Покатилов В.С., Сигов А.С., Коновалова А.О.

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)

В настоящее время значительный интерес исследователей вызывают материалы, обладающие одновременно электрической и магнитной поляризацией. Эти материалы относятся к классу веществ, которые называют мультиферроиками и являются перспективными для разработки новых устройств записи и считывания информации. Для получения новых материалов со специальными сегнетоэлектрическими и магнитными свойствами, а также для понимания природы физических свойств этого семейства перовскитов, на основе $BiFeO_3$ синтезируются соединения, в которых ион Bi^{3+} замещается на трех- и двухвалентные ионы.

В данной работе мы синтезировали перовскит $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$ методом твердотельной керамической технологии. При синтезе добавлялся стабильный изотоп ^{57}Fe (10%). Рентгенографический анализ показал, что образец имел структуру ромбическую с параметрами a = 0.5556 и c = 1.377 (± 0.0005) нм, а также небольшую (не более 4-5%) дополнительную фазу. Эти данные показывают, что замещение части ионов Bi на Y и La в $BiFeO_3$ приводит к разрушению ромбоэдрической структуры. Мессбауэровские измерения проводились на спектрометре Ms1104Em (разработка НИИ Физики РГУ) при температурах 87, 293 и 600 - 700К. Обработка спектров осуществлялась с помощью программ DISTRI и SPECTR [1].

В результате температурного сканирования N(T) интенсивности спектра Мёссбауэра в области нулевого канала в области температур 600 – 700К на ядрах ^{57}Fe в перовските $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$ была определена температура магнитного фазового перехода, температура Неля (T_N), равная 666±2 К. Таким образом, замещение части ионов Bi на La в количестве 2 ат% (x=0.1) в системе $Bi_{1-x}La_{0x}FeO_3$ слегка увеличивает T_N на 4-5 градуса [2], а замещение части ионов Bi на Y в перовските $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$ T_N приводит к росту T_N.почти на 30 градусов. В низкотемпературных спектрах, кроме основного уширенного секстета содержится дополнительный уширенный секстет в области меньших сверхтонких полей. Относительная доля этого секстета составляет 12±2% от всего муссбауэровского спектра. Вероятно, этот дополнительный секстет обусловлен некоторым дефицитом кислорода в исследуемом перовските.

На Рис. 1а и 1б приводятся характерные экспериментальные мессбауэровские спектры соединения $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$, измеренные ниже и выше T_N (при 87, 295 и 675К), а также распределения сверхтонких полей (СТП) P(B) и парциальные спектры для ионов Fe. Как видно из рисунка,

низкотемпературный спектр свидетельствует о наличии некоторого распределения магнитного сверхтонкого поля P(B) (при 87 и 295K) а также распределение квадрупольных сдвигов P(ε) при T=670K. Как видно из распределений P(B) и P(ε) имеются четыре наиболее вероятных состояний ионов железа в мультиферроике $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$. По программе SPECTR проведена модельная расшифровка мессбауэровских спектров в предположении, что существуют четыре состояния ионов железа в $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$. В таблице приводятся сверхтонкие параметры и интенсивности парциальных спектров для четырех состояний ионов железа.

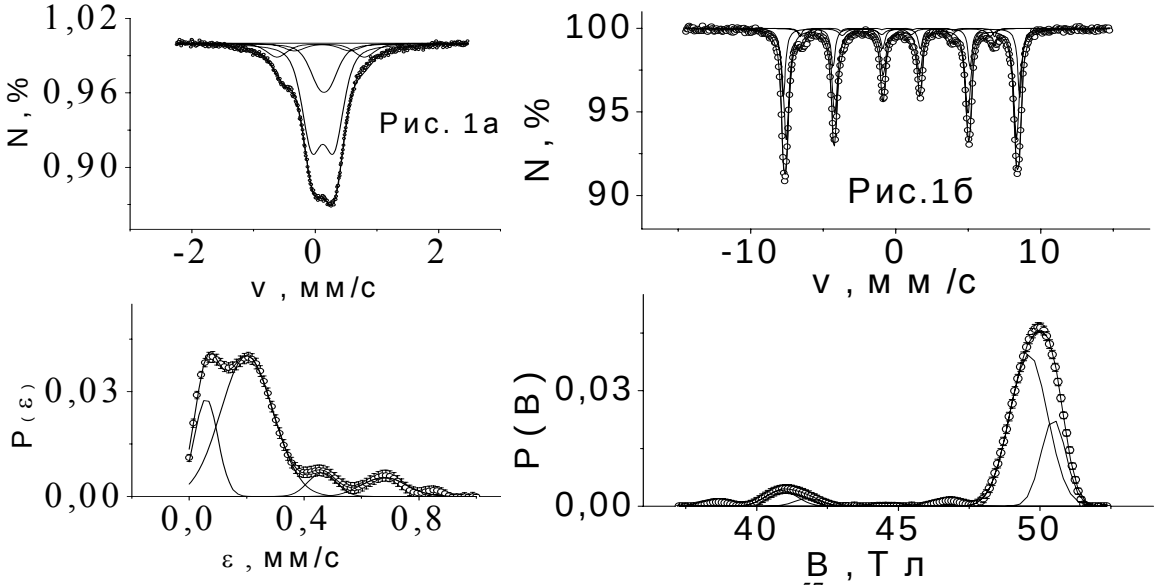


Рис. 1а. Мессбауэровский спектр на ядрах ^{57}Fe в $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$, измеренный при 675K, парциальные спектры и распределение квадрупольных сдвигов P(ε).

Рис. 1б. Мессбауэровский спектр на ядрах ^{57}Fe в $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$ $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$, измеренный при 295K, парциальные спектры и распределение сверхтонких полей P(B).

Исследования методом эффекта Мёссбауэра перовскита $Bi_{0.90}La_{0.10}FeO_3$ показывает, что СТП при 295K лежат в области 49.6-51.7 Тл, а разность между максимумами в распределении P(B) равна 0.6Тл [3]. В перовските $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$ эта часть СТП приходится на область первого парциального пика максимального участка распределения P(B). Сравнение P(B) в $Bi_{0.90}La_{0.10}FeO_3$ [3] и $Bi_{0.815}Y_{0.085}La_{0.10}FeO_3$ показывает, что замещение части ионов висмута на иттрий в $Bi_{0.90}La_{0.10}FeO_3$ приводит к появлению состояний ионов Fe с более высокими СТП, дополнительному вкладу в P(B) со стороны более высоких СТП. Из рис. 1б также следует, что замещение части Bi на Y создает состояния ионов Fe, имеющим значительно меньшими СТП, лежащими в области 40-43 Тл в распределении P(B).

Как видно из таблицы изомерные сдвиги для состояний 1 и 2 соответствуют трехвалентным ионам Fe. Ионы железа в состояниях (1) и (2) имеют

ближайшее окружение из шести ионов кислорода (N=6) (октаэдрические позиции).

Тем-ра, К	δ, mm/s	ε, mm/s	B, Тл	A, %
87	0.52(1)	-0.01	55,4	21(3)
	0.49(1)	-0.04	54,6	70(3)
	0.28(1)	0.03	48.6	2(3)
	0.23(1)	0,04	47.4	7(3)
300	0,41(1)	0.05	50,5	25(3)
	0,38(1)	0.04	49,6	67(3)
	0.12(1)	-0.01	41.7	2(3)
	0.08(1)	-0.02	40,9	6(3)
675	0.14(1)	0.06	0	20(3)
	0.14(1)	0.2	0	66(3)
	0.13(1)	0.46	0	6(3)
	0.11(1)	0.68	0	8

Таблица. Параметры сверхтонких взаимодействий и относительные доли A парциальных состояний ионов железа.

Ионы железа в состоянии (3) и (4) находятся имеют в тетраэдрических позициях и содержат в ближайшей сфере четыре иона кислорода (N=4). Ионный радиус R иона Y слегка меньше $R(Bi^{3+})$ и $R(La^{3+})$. Ионы Y вносят дополнительно d-электрон. В системе $Bi_{1-x}La_xFeO_3$ (по сравнению с BiFeO3) добавление d-электрона приводит к росту СТП и локальных магнитных моментов μ ионов Fe^{3+} [3] Можно предположить, что частичное замещение ионов Bi^{3+} на ионы Y^{3+} в $Bi_{0.90}La_{0.10}FeO_3$ и увеличение числа d-электронов за счет ионов Y также увеличивает СТП и локальные магнитные моменты ионов железа, в ближайших сферах которых появляется ион Y^{3+}.

Таким образом, замещение 18.5% ионов висмута на 10% ионов лантана и на 8.5% ионов иттрия приводит к изменению кристаллической ромбоэдрической решетки на ромбическую, росту температуры Неля T_N на 30-35 градусов, росту СТП и локальных магнитных ионов Bi, в ближайших сферах которых появляются ионы La и Y.

[1]. В.С. Русаков. Мёссбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. Алматы. 2000. С. 430.
[2]. Ю.Н. Веневцев, В.В. Гагулин, В.Н. Любимов, Сегнетомагнетики. Наука, М. (1982), с.161-168.
[3]. В.С. Покатилов. ФТТ 2009. т.51, в. 3, с. 518.

Секция ГЦ

Настоящие изменения не различимы на глаз.
Андрей Битов

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ II

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ИЗОЛЯТОР, ИНИЦИИРОВАННЫЙ СПИНОВЫМ HS – LS КРОССОВЕРОМ В МОТТОВСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ

И.С. Любутин[1], С.Г. Овчинников[2,3], А.Г. Гаврилюк[1,4], В.В. Стружкин[5]

[1] *Институт кристаллографии РАН, 119333, г. Москва, Ленинский пр-т, 59, Россия*
[2] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, г. Красноярск, Россия*
[3] *Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, Россия*
[4] *Институт физики высоких давлений РАН, 142190, г. Троицк, Моск. обл., Россия*
[5] *Geophysical Laboratory, Carnegie Institution of Washington, 5251, Washington, USA*

Обнаружен экспериментально и объяснен теоретически новый механизм перехода изолятор-металл (IMT) в мотт-хаббардовских диэлектриках [1,2]. Этот механизм может быть инициирован сжатием кристаллической решетки, и возбуждается при переходе $3d^5$ ионов из высокоспинового (HS) в низкоспиновое (LS) состояние. Установлено, что спиновый HS-LS кроссовер уменьшает эффективный параметр Хаббарда U_{eff} до величины, необходимой для выполнения условия перехода диэлектрик-металл в мотовском механизме $U_{\text{eff}}/W \approx 1$, где W - ширина d - зоны. В отличие от известных механизмов IMT "уширения зоны" (the bandwidth control mechanism) и "легирования носителями" (the “band-filling” control mechanism), новый механизм предложено называть "механизм управления энергией Хаббарда" ("Hubbard energy control" – HEC mechanism).

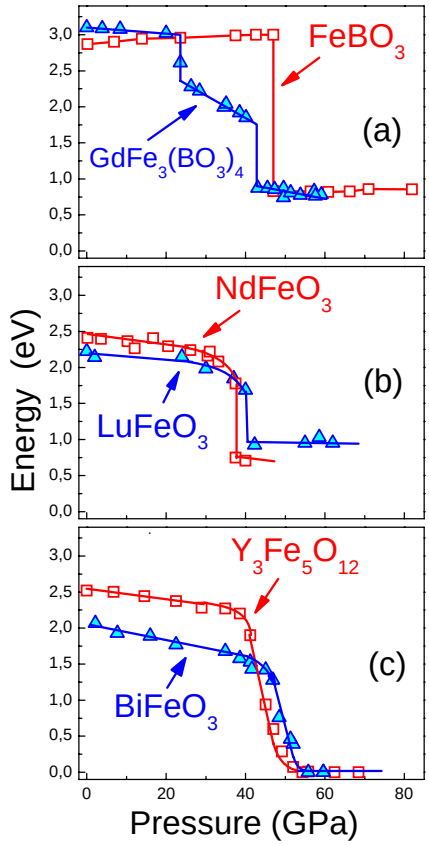
Наше открытие нового IMT механизма было стимулировано экспериментальным обнаружением перехода диэлектрик-металл в кристалле $BiFeO_3$ при воздействии высоких давлений [2,3]. Одновременно с эффектом металлизации при давлениях 45-55 ГПа в этом кристалле обнаружен переход ионов железа Fe^{3+} из высокоспинового (HS) $S = 5/2$ в низкоспиновое (LS) $S = 1/2$ состояние [4]. Этот эффект исследован в камерах высокого давления с алмазными наковальнями двумя экспериментальными методами, использующими синхротронное излучение: ядерное резонансное рассеяние вперед (NFS – синхротронная мессбауэровская спектроскопия) и рентгеновскую эмиссионную Fe-Kβ спектроскопию высокого разрешения (XES). Показано, что спиновый HS $\rightarrow$ LS переход коррелирует с аномалиями магнитных, оптических, транспортных и структурных свойств кристалла [5,6]. Из совокупности экспериментальных данных по воздействию высоких давлений на кристалл $BiFeO_3$ установлена последовательность и первопричина переходов. А именно, при конечных температурах HS-диэлектрик с ростом давления вначале переходит LS-диэлектрик (или полупроводник), и лишь затем происходит переход в LS-металл.

Спиновые HS-LS переходы при воздействии высоких давлений экспериментально наблюдались в целом ряде соединений $3d^5$ металлов с различной кристаллической структурой, включая ортоферриты $RFeO_3$ (R= La, Nd, Pr, Lu), бораты $FeBO_3$, $GdFe_3(BO_3)_4$, гранат $Y_3Fe_5O_{12}$, мультиферроик $BiFeO_3$ и гематит α-Fe_2O_3 [5,6] (см. также [1] ссылки в ней). Установлено, что в этих системах при спиновом кроссовере оптическая щель уменьшается от значения ~3 эВ, типичного для диэлектриков, до величин ниже 1 эВ, характерных для полупроводников (см. рис. 1a,b), или даже до нуля (в кристаллах $Y_3Fe_5O_{12}$ и $BiFeO_3$, рис. 1c), что указывает на возможную металлизацию. С ростом давления все соединения переходят в металлическое состояние, однако сценарии этих переходов различны. В ряде случаев (например, $FeBO_3$ и $LaFeO_3$) спиновый кроссовер индуцирует переход диэлектрик-полупроводник, а металлизация происходит лишь при дальнейшем повышении давления. В кристаллах $BiFeO_3$ и $Y_3Fe_5O_{12}$ металлизация происходит непосредственно при спиновом кроссовере в $3d^5$ ионах.

Из диаграмм Танабе–Сугано для ионов железа Fe^{3+} в октаэдрическом кислородном окружении следует, что с ростом Δ энергия LS-терма уменьшается быстрее, чем энергия HS-терма, и при критическом значении Δ_c эти термы пересекаются (спиновый кроссовер), и LS-состояние становится основным. Известно, что спиновый HS-LS переход возникает из-за соревнования между энергией кристаллического поля $\Delta = 10Dq$ и хундовской энергией внутриатомного обмена J. Обычно, приложенное давление увеличивает Δ, но не меняет существенно параметр J. Однако мы установили, что это соревнование может привести к уменьшению эффективного параметра Хаббарда U_{eff} в сжатом кристалле из-за понижения спина при HS-LS переходе [1,2]. Оценки показали, что в этом случае условие IMT перехода $U_{\text{eff}}(P) = W(P)$ выполняется при гораздо меньших давлениях, чем в механизме "уширения d зоны", где параметр U_{eff}, считается независимым от давления (см. рис. 2). В частности для кристалла $BiFeO_3$ значение критического давления P_{met}, при котором происходит металлизация в механизме "управления энергией Хаббарда", оценено равным $P_{\text{met}} \approx 55$ ГПа, что находится в хорошем согласии с экспериментом. В тоже время в механизме "уширения d зоны" оценка дает $P_{\text{met}} \approx 370$ ГПа.

В работе рассмотрены возможные сценарии переходов диэлектрик-металл для соединений с другими $3d^n$ конфигурациями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-02-00897a, 07-02-00490a) и программы ОФН РАН“Сильно коррелированные электроны”.



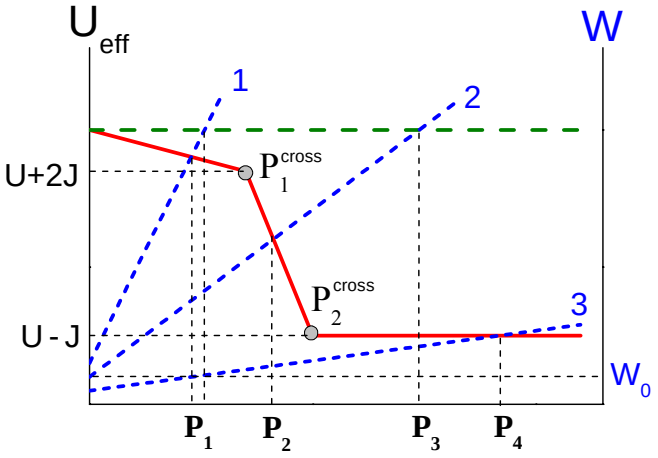


Рис.2. Диаграмма, объясняющая новый механизм перехода Мотта-Хаббарда. Показаны зависимости от давления параметров U_{eff} (сплошные красные линии) и W (пунктирные синие линии) для конфигурации d^5 с учетом эффекта спинового кроссовера в точках P_1^{cross} и P_2^{cross}. Изменение параметра U_{eff} при спиновом кроссовере приводит к тому, что по новому механизму переход диэлектрика в металл в точке P_1 происходит гораздо раньше, чем в механизме "уширения *d* зоны" в точке P_2

Рис. 1. Зависимость от давления оптической щели в соединениях $3d^5$ переходных элементов. В области давлений 50 ГПа при спиновом HS-LS переходе в ионах Fe^{3+} оптическая щель в кристаллах $FeBO_3$, $GdFe_3(BO_3)_4$, $LuFeO_3$ и $NdFeO_3$ резко падает ниже 1 В, указывая на переход диэлектрик-полупроводник. В той же области давлении в кристаллах $BiFeO_3$ и $Y_3Fe_5O_{12}$ щель падает до нуля, указывая на возможный переход в металлическое состояние

1. I.S.Lyubutin, S.G.Ovchinnikov, A.G.Gavriliuk, and V.V.Struzhkin, "*Spin-crossover induced Mott transition and the other scenarios of metallization in $3d^n$ metal compounds*", Phys. Rev., **B 79,** 085125 (2009).
2. A.G. Gavriliuk, V.V. Struzhkin, I.S. Lyubutin, S.G. Ovchinnikov, M.Y. Hu, and P. Chow, "*Another mechanism for the insulator-metal transition observed in Mott insulators*", Phys. Rev., **B 77,** 155112 (2008).
3. А.Г. Гаврилюк, И.С. Любутин, В.В. Стружкин. *"Электронный переход и эффект металлизации в кристалле $BiFeO_3$ при высоком давлении"*. Письма в ЖЭТФ, **86,** 604 (2007). {JETP Lett., **86,** 532 (2007)}.
4. И.С. Любутин, А.Г. Гаврилюк, В.В. Стружкин. "*Спиновый HS – LS переход и последовательность фазовых превращений в кристалле $BiFeO_3$ при высоких давлениях*". Письма в ЖЭТФ, **88,** 601 (2008). {JETP Lett., 88, 524 (2008)}.
5. I.S. Lyubutin, A.G. Gavriliuk, and V.V. Struzhkin, *"Magnetic collapse and insulator-metal transitions in some 3d metal oxides under high pressures"*, Materials research at High Pressure. Published by Mat. Res. Soc., **987,** 167-178 (2007). Warrendale, Pensylvania, eds..R. Manaa, A.F. Goncharov, R.J. Hemley, R.Bini, total 199 pages.
6. I.S. Lyubutin and A.G. Gavriliuk. *"Magnetic Collapse and Insulator-Metal Transitions in Ordinary and Compound Oxides of 3d-Metals at High Pressures"*, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **71,** 1594 (2007).

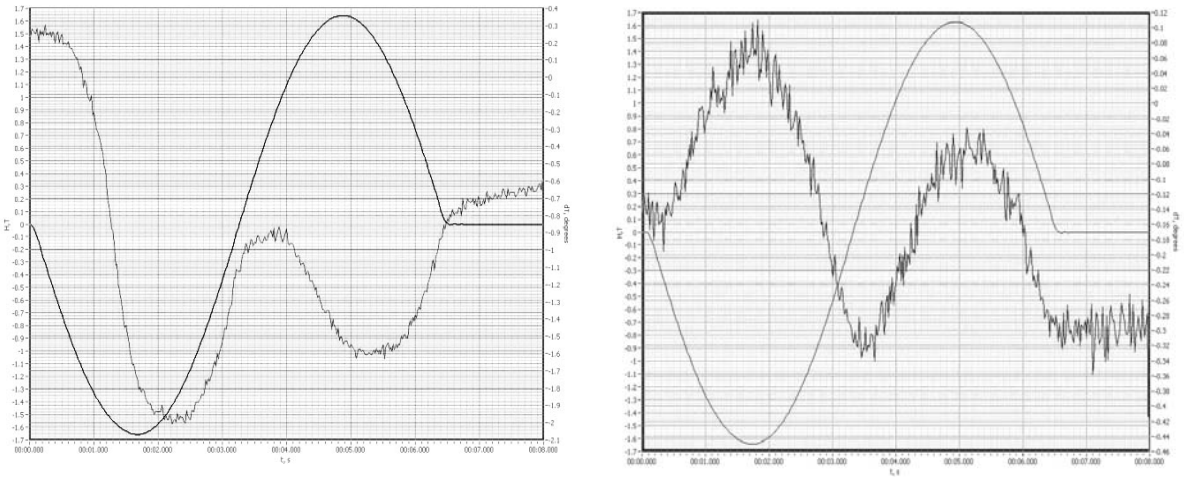
ОБРАТНЫЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МЕТАМАГНИТНОМ СПЛАВЕ С ПАМЯТЬЮ $Ni_{45}Mn_{36,5}In_{13,5}Co_5$

В.Д.Бучельников[1], И.В.Бычков[1], М.О.Дробосюк[1], В.Ю.Золоторев[2], И.В.Зотов[1], Р.Каинума[3], В.В.Коледов[2], С.В.Таскаев[1], А.А.Федий[1], В.В.Ховайло[2], В.Г.Шавров[2]

[1]Челябинский государственный университет, Челябинск
[2]Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва
[3]Университет Тохоку, Сендай, Япония

Сплавы Гейслера NiMnX (X = Ga, In, Sn, Sb) вызывают большой интерес благодаря эффекту магнитоуправляемой памяти формы и «гигантскому» магнитокалорическому эффекту (МКЭ), которые обусловлены проявлением в них структурных и магнитных фазовых переходов (ФП) [1,2]. Сплав Ni-Mn-In - один из наиболее интересных представителей семейства Гейслеровых сплавов, так как в нем кроме термоупругого мартенситного ФП наблюдается сочетание магнитного упорядочения по ферро- и антиферромагнитному типу, и, как предполагают, именно взаимодействие метамагнитного и термоупругого мартенситного ФП может привести к проявлению обратимых «гигантских» эффектов изменения размеров и энтропии сплава в средних полях – до 2 Тл [3,4]. В последние годы ряд работ был посвящен исследованию МКЭ в сплавах семейства Ni-Mn-In. При этом отмечается, что в них наблюдается сильный МКЭ двух типов: прямой – вблизи точки Кюри и обратный – вблизи точки слияния мартенситного и метамагнитного ФП [5-8]. Цель настоящей работы – изучение «гигантского» МКЭ в сплаве $Ni_{45}Mn_{36,5}In_{13,5}Co_5$ прямым методом, по результатам измерения адиабатического изменения температуры ($\Delta T(H)$) в магнитном поле.

Образцы были приготовлены методом индукционной плавки в аргоновой атмосфере. Измерения зависимости магнитного момента $\mu(T)$ образца в поле 10 мТл были проведены в температурном интервале 170 – 420 К. Измерение $\Delta T(H)$ производилось на автоматизированной калориметрической установке фирмы «AMT&C» в синусоидальном магнитном поле постоянного магнита с амплитудой 2 Тл. Измерения $\mu(T)$ показали, что образцы испытывают переход в ферромагнитное состояние при 400 К. Мартенситный ФП сопровождается гистерезисной аномалией намагниченности. Характерные температуры начала и конца прямого и обратного мартенситного ФП равны, соответственно, M_s = 250 К, M_f = 243 К, A_s = 257 К, A_f = 262 К. При температурах ниже M_f магнитный момент образца в поле 10 мТл равен нулю в пределах погрешности измерений.



а Б

Рис. Обратный МКЭ в сплаве $Ni_{45}Mn_{36,5}In_{13,5}Co_5$ при T = 256 K при синусоидальном изменении магнитного поля с амплитудой 2 Тл (а), прямой МКЭ при T = 270 K (б).

На рис. представлены зависимости ΔT(H) при T = 256 K < A_s и T = 270 K > A_f, сопоставленные с зависимостями H(t). Уменьшение температуры при включении поля отвечает обратному (inverse) МКЭ. В процессе измерения, перед включением поля, температура образца плавно поднималась к точке измерения от более низких температур. Значительная величина (ΔT(2 Тл) = - 2 K) и знак эффекта указывают на то, что при мартенситном ФП происходит очень резкое изменение магнитных свойств, которое может быть обусловлено метамагнитным ФП из ферромагнитного в антиферромагнитное состояние. При T > A_f, ΔT(H) > 0 наблюдается прямой (direct) МКЭ. В [9] для сплава $Ni_{50}Mn_{34}In_{16}$ получено значение ΔT(2 Тл) = - 1 K. Установление истинной природы магнитного состояния в различных фазах этих сплавов потребует дальнейших экспериментов с использованием нейтронной дифракции и других методов. Чтобы определить перспективу их применения в технологии магнитного охлаждения при комнатной температуре необходимы дальнейшие более точные измерения энтропии при *метамагнитоструктурном* ФП, а также исследования его кинетики.

Работа поддержана РФФИ, гранты 06-02-39030, 08-02-91317, 07-02-96029, 07-02-13629, 08-02-91317, 09-08-92663, и Программой РАН №27.

1. A. Cherechukin et al. Phys. Lett. A **291**, 175 (2001).
2. A. Aliev et al. JMMM **258-259**, 2040 (2004).
3. R. Kainuma et al. Nature, **439**, 957 (2006).
4. W.Ito et al. Appl. Phys. Lett. **93**, 232503 (2008).
5. R.Y.Umetsu et al. Scr. Mater. **60**, 25 (2009).
6. V. Buchelnikov et al. Phys. Rev. B **78**, 184427 (2008)
7. В. Бучельников и др. Изв. РАН. сер. физ. **72**, 564 (2008).
8. Z.D.Han et al. Sol. St.Comm. **146**, 124 (2008).
9. S. Aksoy et al. Appl. Phys. Lett. **91**, 241916 (2007).

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, И.К. Камилов
Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, 367003, ул. М.Ярагского, 94

Магнитокалорический эффект заключается в изменении температуры и энтропии образца при изменении внешнего магнитного поля. Уже несколько десятилетий ведутся поиски материалов с большими значениями МКЭ, которые могут служить в качестве рабочего тела в магнитных холодильниках. Такие холодильники будут экологически безопасными, долговечными, дешевле в обслуживании, а кпд холодильников будет существенно выше. Особенно интенсивными эти работы стали в последнее время. Уже созданы опытные образцы магнитных холодильников, работающих при комнатных температурах.

Существует прямые методы измерения магнитокалорического эффекта, при котором непосредственно измеряется изменение температуры образца при изменении приложенного магнитного поля, а также косвенные методы, в которых значения изменения температуры и (или) энтропии определяют на основе данных по теплоемкости и (или) намагниченности. Основным недостатком прямого метода измерения МКЭ является трудоемкость самих измерений. Для получения большого набора данных в широком интервале температур (несколько десятков кельвинов) требуются десятки часов эксперимента. Кроме того, для прямого измерения требуются массивные образцы (порядка 1-10 g) и сильные магнитные поля. Основным недостатком косвенных методов измерений является большая погрешность, которая может доходить до 25 % при комнатных температурах.

В материалах, в которых магнитный и структурные переходы могут совпадать (в частности, сплавы Геслера), возможно наблюдение больших значений МКЭ. Вблизи магнитоструктурного перехода изменение термодинамических параметров по температуре очень резкое. В этом случае для измерений МКЭ в зависимости от температуры невозможно применять данные адиабатических изменений температуры образцы, так как изменение температуры образца может существенно превышать температурный интервал исследуемых аномалий. Таким образом, провести точные измерения МКЭ в области магнитоструктурных переходов очень трудно.

В данной работе предложен прямой динамический метод измерения МКЭ в переменных магнитных полях, который обладает рядом существенных преимуществ по сравнению со стандартным прямым методом. Метод измерения МКЭ в переменных полях был предложен в 1991 г. Фишером и др. [2]. Предложенный нами метод измерения МКЭ

основан на распространенном методе измерения теплоемкости – а.с. калориметрии [3,4]. Суть метода ас-калориметрии заключается в следующем. Исследуемый образец периодически нагревается модулированным светом или с помощью миниатюрного нагревателя, который представляет собой приклеенный к образцу пленочный резистор, через который пропускается переменный ток. Возникающие в образце температурные осцилляции обратно пропорциональны теплоемкости образца. Эти осцилляции регистрируются приклеенным к образцу термодатчиком. Для измерения этих сигналов используется фазочувствительный нановольтметр. Преимуществом этого метода измерения теплоемкости является малая величина температурных осцилляций, что особенно важно при исследовании теплоемкости в области фазовых переходов.

В случае, если исследуемый материал обладает магнитными свойствами, то приложение внешнего переменного магнитного поля $H = H_0 Cos\omega t$ (H_0 - амплитудное значение поля, ω - циклическая частота) в области температур магнитного фазового перехода приведет к появлению в образце осцилляций температуры $T = T_0 Cos(\omega t + \varphi)$, где φ - сдвиг фазы колебаний температуры относительно колебаний магнитного поля. Эти колебания с большой точностью регистрируются фазочувствительным нановольтметром.

В качестве тестового образца мы использовали хорошо исследованный материал гадолиний Gd, который обладает одним из рекордных значений магнитокалорического эффекта в природе в области комнатных температур. Исследованный образец с размерами 2x2x0.4 mm^3был вырезан из монокристалла.

На рис. 1. приведены температурные зависимости МКЭ Gd в различных полях. Максимум эффекта наблюдается при температуре 291.7 K. В области температур 240 K наблюдаются дополнительные аномалии (см. вставку). МКЭ в этой области в литературе приписывают спин-переориентационному переходу [1]. Как мы видим, предложенная методика позволяет измерять даже небольшие значения МКЭ (тысячные доли градуса) с очень малой относительной погрешностью. Полученные данные находятся в хорошем согласии с литературными данными для Gd. Но нужно отметить также, что в литературе наблюдается

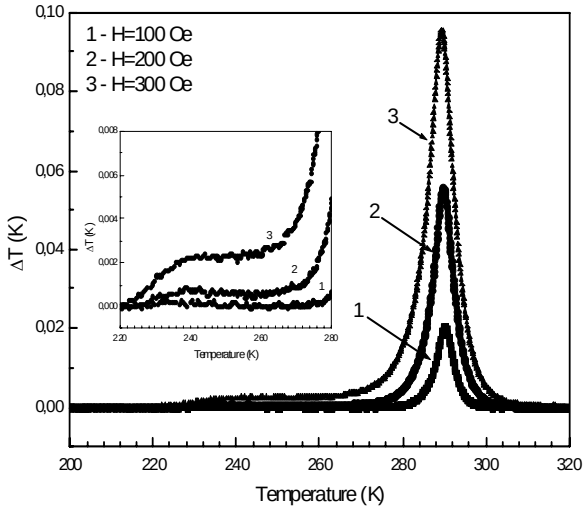


Рис. 1. Температурные зависимости МКЭ Gd в различных магнитных полях.

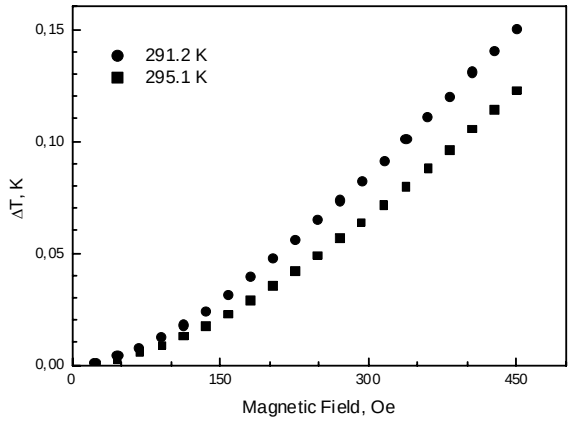


Рис. 2. Полевые зависимости МКЭ Gd в области фазового перехода

большой разброс данных по прямому измерению МКЭ в Gd (0.20-0.40 K/kOe).

Представляют интерес полевые зависимости МКЭ вблизи температуры перехода. Обычно в литературе приводят полевые зависимости МКЭ для больших полей, а полевые зависимости в малых полях практически не исследованы. Прежде всего, это обусловлено трудностью измерения МКЭ в малых полях. Полученные нами зависимости МКЭ от поля при температурах 91.2 и 95.1 K приведены на рис. 2. В полях до 200 Oe эти зависимости носят явно нелинейный характер, а в полях от 300 Oe до максимально достижимых для нас переменных полей 2 кOe зависимость МКЭ от поля имеет линейный характер.

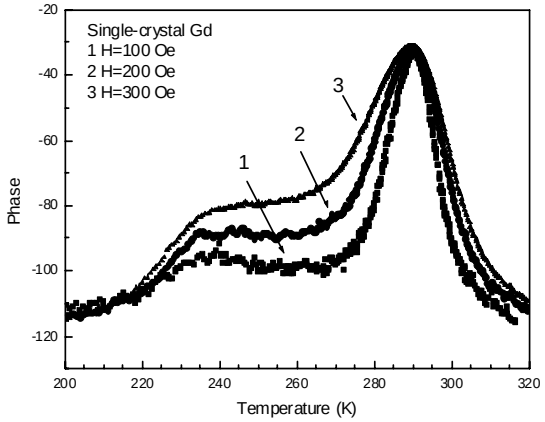


Рис. 3. Разность фаз между напряженностью внешнего магнитного поля и МКЭ в Gd.

Кроме измерения МКЭ, данная методика позволяет измерить также разность фаз между значениями переменного магнитного поля и осцилляциями температуры на образце. Эти данные могут нести важную информацию о динамических процессах, происходящих в магнетиках, в частности, о магнитной вязкости.

Таким образом, представлена новая методика прямого измерения МКЭ, имеющая существенные преимущества перед обычными методиками. Данная методика позволяет в автоматическом режиме провести измерения МКЭ в очень малых магнитных полях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (09-08-96533) и программы ОФН РАН.

1. A. M. Tishin and Y. I. Spichkin, *The Magnetocaloric Effect and its Applications*, 1st ed. (Institute of Physics, New York, 2003).
2. B. Fischer, J. Hoffmann, H.G. Kahle and W. Paul. JMMM **94**, 79 (1991).
3. P.F. Sullivan and G. Seidel, Phys. Rev. **173**, 679 (1968).
4. Ш.Б. Абдулвагидов, Г.М. Шахшаев, И.К. Камилов. ПТЭ №5, 134 (1996).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА

Ю.С. Кошкидько, К.П. Скоков, А.Ю. Карпенков, Д.Ю. Карпенков, Р.Ф. Смирнов, В.В. Ховайло*

Тверской государственный университет
**Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

На сегодняшний день большое внимание приделяется изучению магнитных материалов с высокими значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ) с целью использования их в магнитных рефрижераторах. Особый интерес представляют соединения с магнитными фазовыми переходами (МФП) первого рода, в которых наблюдается «гигантский» МКЭ. Во многих случаях МФП первого рода образуются когда, МФП совмещается со структурным переходом [1]. Подобный МФП реализуется в сплавах Гейслера $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ в области составов с $x = 0{,}18 - 0{,}27$. При данных значениях x наблюдается совмещения температуры мартенситного превращения и температуры Кюри, вследствие чего, в указанных соединениях $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ наблюдается единый магнитоструктурный переход I-го рода [2,4,5].

Как видно из уравнения, описывающего магнитокалорический эффект (МКЭ) парапроцесса

$$\Delta T_{ПАР} = -\frac{T}{C_H}\int_0^H \left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_H dH, \qquad (1)$$

МКЭ имеет максимум в области наиболее интенсивного изменения намагниченности с температурой, т.е. в области магнитных фазовых переходов. Очевидно, что более резкое изменение намагниченности с температурой приводит к более высоким значениям производной в уравнении (1), а следовательно, к большему значению МКЭ. Необходимо отметить, что, строго говоря, уравнение (1) неприменимо к фазовым переходам 1-го рода. Это указывает на необходимость исследования магнитокалорических свойств подобных материалов посредством прямых методов.

В данной работе МКЭ $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ определялся прямым методом, который заключается в том, что изменение температуры при адиабатическом намагничивании фиксируется с помощью термопары. Измерения проводились в интервале температур 290-700 K, в магнитных полях до 18,5 кЭ. К образцу припаивался горячий конец термопары медь – константан (холодный конец помещался в термостат, где находилась вода со льдом), сигнал с термопары поступал на АЦП. Образец фиксировался (приклеивался) к кварцевому держателю и помещался в установку, обеспечивающую равномерный нагрев образца. Нагревательная установка закреплялась между полюсами электромагнита. Температура (T), а также изменение температуры (ΔT) при адиабатическом включении магнитного поля фиксировались с по-

мощью программы, алгоритм которой был разработан и реализован специально для регистрации этих параметров.

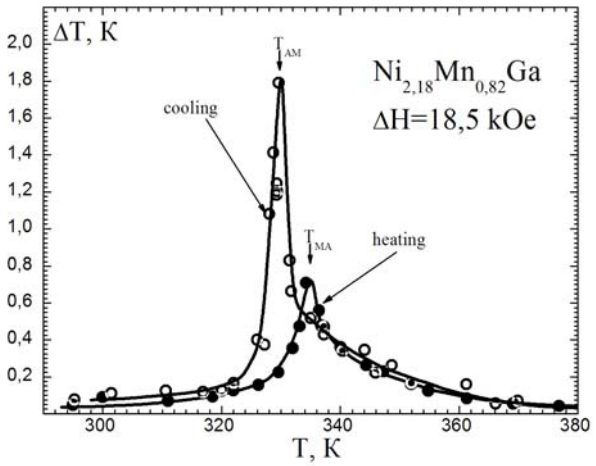


Рис.1 МКЭ $Ni_{2,18}Mn_{0.82}Ga$.

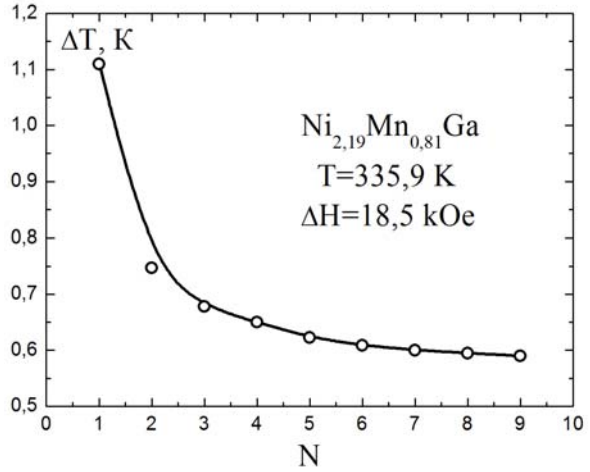


Рис.2 Зависимость величины МКЭ при последующих включениях поля $Ni_{2,19}Mn_{0.81}Ga$.

Как видно из графика рис.1, на температурной зависимости МКЭ при нагревании и охлаждении имеется гистерезис. Кроме того, в данных соединениях наблюдается эффект «первого измерения» [3]. Т.е. при последующем включении магнитного поля (при этом же значении температуры и напряженности магнитного поля), наблюдаемый МКЭ становится меньше (Рис.2). Возможной причиной этого является выделение скрытой теплоты при магнитоиндуцированном структурном переходе, которое имеет необратимый характер[5].

Таким образом, в сильных магнитных полях, достаточных для смещения магнитоструктурного фазового перехода на величину, превышающую температурный гистерезис этого перехода, общий МКЭ определяется суммой вкладов парапроцесса $\Delta T_{ПАР}$ и скрытой теплотой структурного перехода $\Delta T_{СТР}$.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-91317-ИНД_а.

1. Гражданкина Н.П., УФН, **96**, вып. 2, (1968)
2. V.V. Khovaylo, V.D. Buchelnikov & al., Phys. Rev. B, **72**, (2005)
3. В.П. Красовский, И.Г. Факидов, ЖЭТФ, **39**, вып.2(8), (1960).
4. Aliev A. M., Batdalov & al., First IIF-IIR International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature Montreux, Switzerland, 27-30 September (2005)
5. И.Е. Дикштейн, Д.И. Ермаков, и др., Письма в ЖЭТФ, **72**, вып. 7, 536, (2000)

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НИЗКОРАЗМЕРНОМ КВАНТОВОМ (S=1/2) АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $LiCu_2O_2$

Э.А. Тищенко[1], О.Е. Омельяновский[2], А.В. Садаков[2], Д.Г. Ещенко[3], О.Е. Парфенов[3], А.А. Буш[4], К.Е. Каменцев[4]

[1]Институт Физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия
[2]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия
[3]Российский научный центр "Курчатовский институт",Москва 123182, Россия
[4]Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва 117464, Россия

Низкоразмерные спиновые (S=1/2) системы ставят перед физикой твердого тела целый ряд интересных научных проблем. При пересечении фрустрации и спиновых флуктуаций возникают богатая фазовая диаграмма и необычные магнитные свойства. В модели с квантовыми S=1/2 цепочками и конкуренцией обменных взаимодействий J_1 и J_2 между ближайшими и следующими за ними соседями ожидается, в зависимости от отношения J_1/J_2, бесщелевая коллинеарная фаза, фаза разупорядоченной димерной жидкости или геликоидальная спиновая структура с квази-длинным порядком [1].

$LiCu_2O_2$ имеет ромбическую сингонию, пространственную группу симметрии D^{16}_{2h} (Pnma) и примитивную решетку Браве с центром симметрии. $LiCu_2O_2$ состоит из равного числа Cu^{1+} и Cu^{2+} в позициях 4c кристалло- химической структуры с группой симметрией P_{nma}. Магнитные Cu^{2+} со S=1/2 расположены в центрах CuO_4 квадратов с общими сторонами и формируют две фрустрированные квазиодномерные S=1/2 цепочки вдоль оси **b.** Эти цепочки, чередующиеся с аналогичными цепочками из LiO_4 квадратов , формируют параллельные плоскости **ab** двойные слои**,** которые разделены позициями Cu^{1+}. Согласно нейтронным исследованиям [2], внутри каждой цепочки взаимодействие J_1является ферромагнитным (ФМ), а J_2 – антиферромагнитным (АФМ), причем $|J_1| \sim J_2$. И при T < 23 K в рез-ультате фрустрации возникает спиральный магнетизм [1].

$LiCu_2O_2$ демонстрирует поразительные свойства такие, как присутствие состояния спин-синглетной квантовой жидкости [3], несоизмеримый АФМ порядок [2], мультиферроизм (МФ) [4] и , как мы представим в этом докладе, слабый ферромагнетизм (СФ). Богатая фазовая диаграмма подтверждает сложную обменную структуру соединения и ее магнитные состояния даже на основании того факта, что сосуществование МФ и СФ в одной магнитной структуре, имеющей операцию инверсии, запрещено законами симметрии. Поэтому все эти свойства не очень хорошо понятны. К тому же существуют проблемы, связанные, с одной стороны, с внутренним химическим беспорядком катионов и кислородной нестехиометрией, а с другой, - с микроскопическим двойникованием кристаллов вдоль [1,1,0]

плоскости из-за близости **a~2b.** Следует отметить, что наблюдаемые эффекты МФ и СФ по своей величине более, чем на порядок величины меньше, чем у ряда оксидных соединений, т.е. имеют примесный релятивистски малый характер. Эти факты наводят на мысль, что в магнитной системе $LiCu_2O_2$, образованной магнитными узлами в одной позиции 4c, кроме основной наиболее изученной обменной структуры, вблизи ее основного состояния могут индуцироваться другие разрешенные симметрией решетки низкоэнергетические примесные структуры, обладающие разной четностью при операциях трансформации моментов. В результате взаимодействия всех структур, благодаря магнитной анизотропии, эффектам химического беспорядка, нестехиометрии и двойникования, могут возникать комбинации структур с разной четностью по отношению к операции инверсии. Такая ситуация создает предпосылки для возникновения и сосуществования МФ и СФ.

В предыдущих исследованиях $LiCu_2O_2$, проводимых на двойникованных монокристаллах, основное внимание было уделено изучению основной спиральной АФМ структуры и в силу специфики применяемых методов оставалась неизученой низкоэнергетическая магнитная структура в слабых полях.

В нашем докладе мы представляем результаты температурных и полевых исследований магнитного момента и восприимчивости с помощью СКВИД магнетометров, проведенных на монодоменных кристаллах $LiCu_2O_2$, синтезированных методами спонтанной кристал-лизации из раствора в расплаве (RR) и оптической зонной плавки (OZP). Это позволило нам впервые измерить магнитную обменную анизотропию вдоль всех кристаллических осей (низ рис.1), подтвердить существование предполагаемого магнитного фазового перехода в спиральной структуре при H||**b** при T <23 K **(**верх Рис.1**)** , установить существование при T < 150 K другой, видимо, слабой коллинеарной АФМ фазы со СФ, спин-флоп переходы магнитного вектора которой при H || **c** хорошо видны вплоть до температуры перехода (Рис.2 и рис.6), при котором в слабых полях возникает слабый ферромагнитный отклик с ZFC и FC эффектом (Рис.3) и гистерезисом (Рис.4. и рис.5). Температурные и полевые зависимости сонтанного момента показаны на Рис.6. Обсуждение и основные выводы будут сделаны на конференции.

[1] R.A.Erickson, Phys.Rev. 85,745 (1952)
[2] T.Masuda,A.Zheludev, B.Roessli, A.Bush, M.Markina, and A.Vasiliev. Phys. Rev.B72, 014405 (2005).
[3] S. Zvyagin, G. Gao, Y. Xin, S. McCall, T. Caldwell, W. Moulton,, L.-C. Brunel, A. Angerhofer, J.E. Crow. Phys Rev.B66, 06424 (2002)
[4] S.Park, Y.J.Choi, C.L.Zhang, and S.-W.Cheong, Phys.Rev.Lett.98, 057601 (2007).

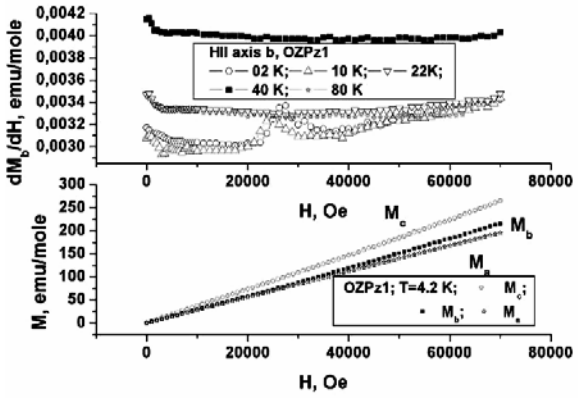


Рис.1. Верх: dM_b/dH, при T=2;10;22; 40; 80 K.
Низ: Моменты: M_a, M_b и M_c при H || **a, b** и **c.**
Образец OZP.

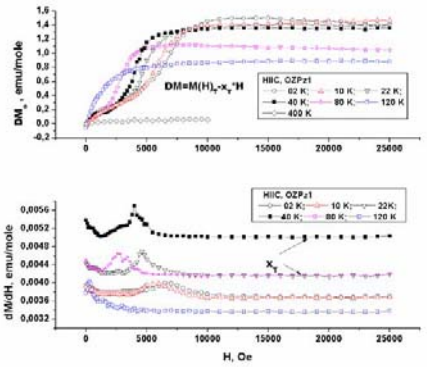


Рис.2. Верх: $\Delta M_c = M_c - \chi_T \cdot dM_c/dH$
Низ: dM_c/dH
Образец OZP, при T=2;10;22;40;80, 120 K

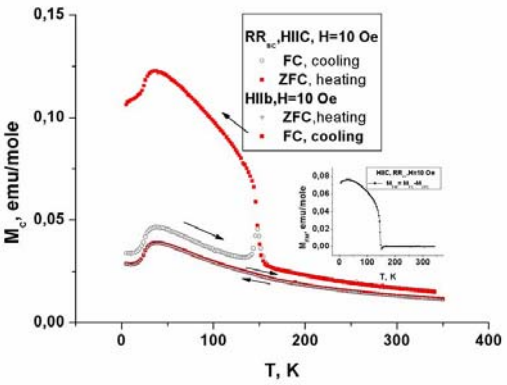


Рис.3.M_c: FC–cooling, ZFC–heating; H_c=10 Oe
вставка:$M_{FM} = M_{FC} – M_{ZFC}$; нижняя кривая:H||**b**
для M_b в режиме ZFC и FC при H=10 Oe
Образец RR

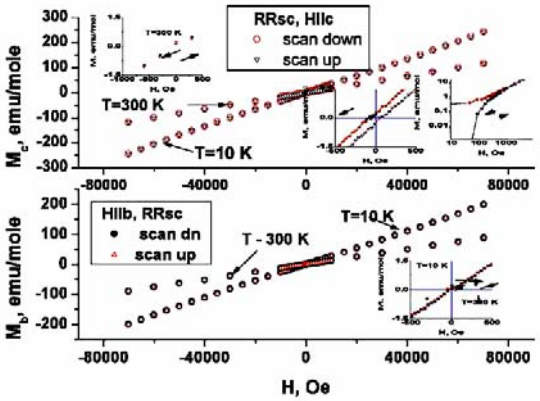


Рис.4.Гистерезис RR, верх:M_c при T=10K
и 300 K, низ: M_b при T=10 K, 300 K
вставки: увеличен масштаб
Образец RR

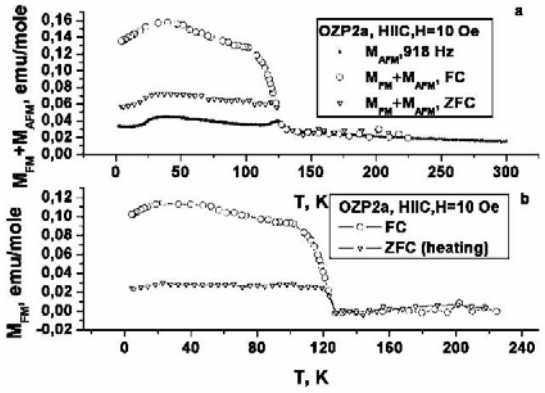


Рис.5. Верх: Mc: FC-cooling, ZFC – heating, H=10 Oe
Низ: $M_{FM} = M_{FC} - M_{ZFC}$, образец OZP2a

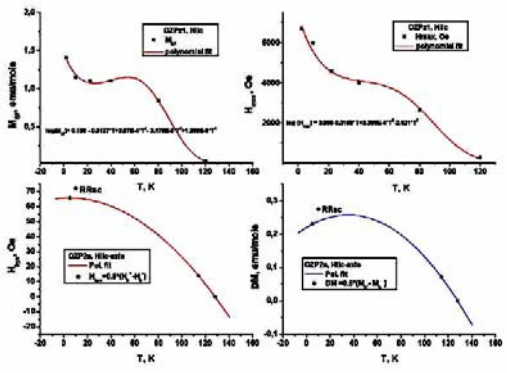


Рис.6. Верх: (слева) $M_{SF} = \Delta M_c$ (насыщение)
Верх: (справа) H_{max} (T)-пики на Рис.2(низ)
Низ: (слева) $H_{hys} = 0.5(H^+_h - H^-_h)$ ширина гист.
Низ: (справа) $\Delta M_c = 0.5\ (M_h^+ - M_h^-)$

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев

Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, ул. Ярагского 94, 367003 Махачкала, Россия

m_akai@iwt.ru, ibaev77@mail.ru

Во второй половине XX века был обнаружен новый тип магнитного упорядочения в кристаллах – длиннопериодические модулированные структуры. В настоящее время эти структуры интенсивно исследуются с помощью анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями (ANNNI–модель (рис. 1)) используя методы Монте–Карло (МК).

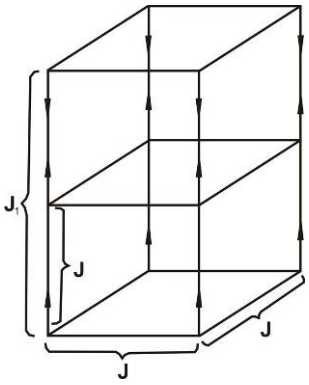


Рис. 1. ANNNI модель

Гамильтониан рассматриваемой модели имеет вид:

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} (S_i \cdot S_j) - \frac{1}{2} J_1 \sum_i (S_i \cdot S_{i+1}) \qquad (1)$$

где S=±1 – спиновая переменная, $J>0$ - параметр ферромагнитного взаимодействия ближайших соседей, $J_1<0$ - антиферромагнитного взаимодействия соседей следующих за ближайшими.

С помощью теории среднего поля, высоко- и низкотемпературных разложений рассчитана фазовая диаграмма этой модели (рис. 2) [1]. Как видно по рис. 2 основное состояние модели при $2J_1+J>0$ – ферромагнитное, при $2J_1+J<0$ – антиферромагнитная структура с чередующими парными слоями направленными «вверх» и «вниз» и при $2J_1+J=0$ – последовательность доменов «вверх» и «вниз». При некотором соотношении $2J_1+J$ на фазовой диаграмме существует точка Лифшица, где сосуществуют три фазы: парамагнитная, ферромагнитная и модулированная фаза.

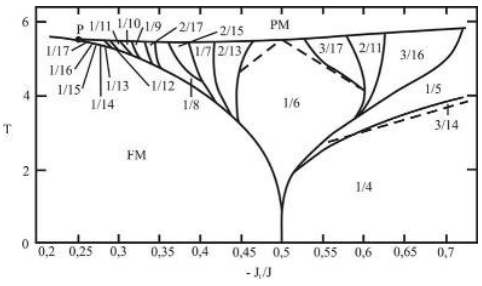


Рис. 2. Фазовая диаграмма [1]

ANNNI–модель впервые была использована для описания магнитной структуры *Er* и в последующем применялась при исследовании модулированных структур в *CeSu*, *MnP* и т.д. [2, 3].

В представленной работе методом Монте-Карло на основе стандартного алгоритма Метрополиса исследовались системы кубической формы с периодическими граничными условиями и размерами $L \times L \times L$ L=8÷64. На

ЭВМ генерировались Марковские цепи длиной $\tau=100\tau_0$ МК-шагов/спин ($\tau_0=10^4$ МК-шагов/спин – длина неравновесного участка).

Для наблюдения за температурным ходом теплоёмкости и восприимчивости использовались выражения:

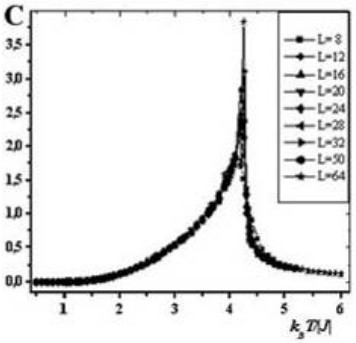


Рис. 3 Зависимость теплоемкости от температуры при $|J_1/J|=0,1$

$$C=\left(NK^2\right)\left(\left\langle U^2\right\rangle-\left\langle U\right\rangle^2\right) \quad (2)$$

$$\chi=\left(NK\right)\left(\left\langle m^2\right\rangle-\left\langle m\right\rangle^2\right) \quad (3)$$

где $K=|J|/k_BT$; U – внутренняя энергия; m – подрешеточная намагниченность.

Характерные зависимости теплоемкости от температуры для $|J_1/J|=0,1$ для систем с различными линейными размерами представлены на рис. 3. Аналогичные зависимости наблюдаются и для $|J_1/J|=0,2$. Наши данные подтверждают наличие фазовых переходов второго рода в исследуемой модели при $k_BT_C/|J|=4,246(2)$ для $|J_1/J|=0,1$ и $k_BT_C/|J|=3,985(2)$ для $|J_1/J|=0,2$.

При $|J_1/J|>0,25$ система испытывает фазовые переходы «упорядоченная фаза – модулированная фаза», переходы между различными модулированными фазами и «модулированная фаза – парамагнетик».

Для наблюдения за кинетикой модулированных фаз мы использовали величину:

$$M_z=\frac{1}{L^2}\sum_{x,y}^{L}S_{x,y,z}, \quad (4)$$

представляющую собой усредненную намагниченность слоя, перпендикулярного оси Z.

Параметры модулированных фаз рассчитывались, применяя преобразования Фурье к величинам, полученным по формуле (4). Характерные модулированные структуры и результаты их Фурье-анализа представлены на рис 4.

Отметим, что для $|J_1/J|>0,5$ длина волны модулированных структур увеличивается с ростом температуры от 4 до 6 единиц интервала периодичности решетки. Противоположное поведение наблюдается при $|J_1/J|<0,5$, и при $|J_1/J|=0,5$ имеется некоторый температурный интервал, в пределах которого длина волны практически постоянна.

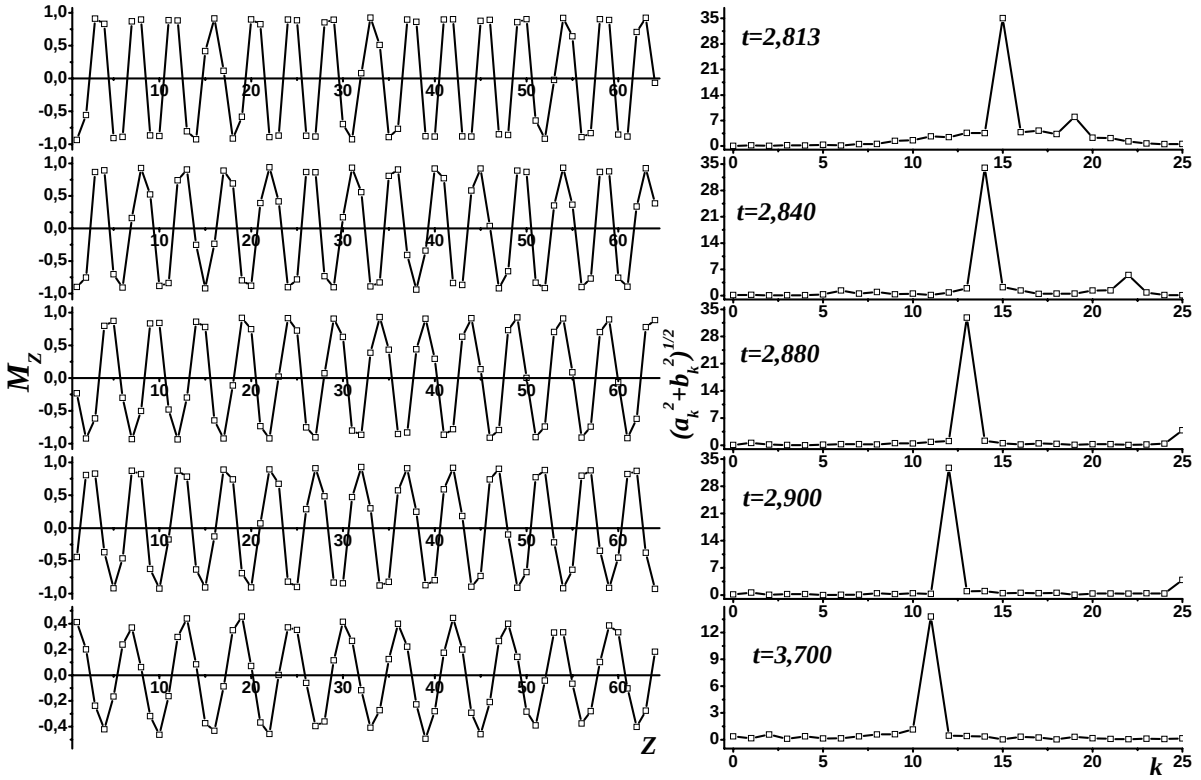


Рис. 4. Модулированные магнитные структуры и амплитуды их Фурье-преобразований $(a_k^2 + b_k^2)^{1/2}$ для $|J_1/J|=0,55$ при различных температурах t.

Подобное поведение модулированных структур можно объяснить стремлением системы при охлаждении к своему основному состоянию.

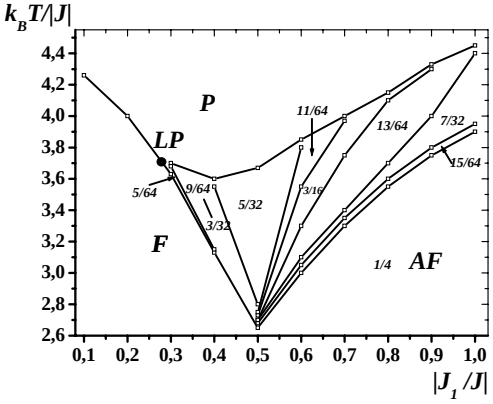


Рис. 5. Фазовая диаграмма ANNNI-модели. (расчет методом Монте-Карло)

Используя результаты исследования ANNNI-модели построена фазовая диаграмма в координатах ($|J_1/J|$, $k_BT/|J|$) (рис. 5). Линии фазовых переходов рассчитывались по результатам Фурье-анализа, соединяя значения температур, в которых происходит скачкообразное изменение волнового числа модулированных структур.

Рис. 5 также позволяет оценить расположение точки Лифшица (LP). Эта точка с координатами $|J_1/J|=0,275$ и $k_BT/|J|=3,7$ в которой пересекаются линии, переходов между основными фазами модели.

Литература:

1. P. Bak, J. Boehm Phys. Rev. B., **21**, 5297 (1980).
2. R.J. Elliot Phys. Rev., **124**, 346 **(**1961).
3. W. Selke, M.E. Fisher Phys. Rev. B., **20**, 257 (1979).

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, СОЛИТОННЫЕ РЕШЕТКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ RMn_2O_5

В.В. Меньшенин

Институт физики металлов УрО РАН

Интерес к средам, называемым мультиферроиками, вызван сосуществованием в них дальнего магнитного порядка и электрической поляризации. В таких материалах возникает возможность влияния магнитного поля на электрическую поляризацию, а электрического поля – на магнитные степени свободы. К мультиферроикам относятся, в частности, оксиды RMn_2O_5 **(**R-редкоземельный ион**).** В этих оксидах, как установлено экспериментально, электрическая поляризация появляется только после установления дальнего магнитного порядка, то есть имеет место сильное влияние магнитного упорядочения на поляризационные свойства решетки, причем возникновение электрической поляризации не сопровождается изменением кристаллической структуры, хотя группа пространственной симметрии манганатов $Pbam\left(D_{2h}^{9}\right)$ включает пространственную инверсию [1]. Физические причины такой сильной связи пока мало понятны. Манганаты, кроме того, обладают большим числом магнитных переходов, сложными и не до конца ясными магнитными состояниями.

Данная работа связана с описанием на основе симметрийного подхода трех последовательных магнитных переходов, реализующихся, например, в соединениях $TbMn_2O_5$, $HoMn_2O_5$, и поведением поляризации при возникновении дальнего магнитного порядка и двух последующих переходах.

Экспериментально установлено, что в манганатах переход из парамагнитного состояния в фазу с дальним несоизмеримым магнитным порядком происходит по звезде волнового вектора $\vec{k}=\{1/2,0,\mu\}$, где $0{,}16<\mu<0{,}39$ [1,2]. Для вышеуказанной пространственной группы эта звезда двулучевая. Ей соответствует двумерное проективное представление, включающее элементы симметрии $2_z, m_x, m_y$ (группа C_{2v}). При понижении температуры ниже точки первого перехода сначала удается выявить появление поляризации, а затем при более низкой температуре второй магнитный переход в соизмеримую антиферромагнитную структуру с волновым вектором $\vec{k}=\{1/2,0,1/4\}$. Эта звезда имеет то же самое проективное представление. Дальнейшее охлаждение образца сопровождается еще одним фазовым переходом из антиферромагнитной в несоизмеримую магнитную структуру с волновым вектором $\vec{k}=\{0{,}48,0,\nu\}$, где $\nu\approx 0{,}32$ в оксидах $TbMn_2O_5$, $HoMn_2O_5$. Эта звезда содержит 4 луча и имеет одномерное проек-

тивное представление, включающее элемент симметрии m_y. Вблизи этого перехода поляризация растет по величине.

Для построения термодинамических потенциалов, описывающих переходы, были найдены неприводимые представления пространственной группы по указанным выше проективным представлениям. Все представления оказываются четырехмерными, следовательно, переходы описываются четырехкомпонентными параметрами порядка. Явный вид этих потенциалов записывался исходя из правил преобразования его компонент по неприводимым представлениям пространственной группы. Установлено, что для звезды $\vec{k} = \{1/2,0,\mu\}$ плотность потенциала содержит инвариант Лифшица, включающий градиенты компонент параметра порядка вдоль оси z, на которой волновой вектор $\vec{k} = \{1/2,0,\mu\}$ занимает общее положение, а также слагаемое $i\alpha\left(\eta_1\eta_2 - \xi_1\xi_2\right)P_y$, учитывающее связь между поляризацией и магнитным порядком [3]. В работе предполагалось, что инвариант Лифшица имеет релятивистское происхождение. Однако даже в случае, если он обусловлен обменными взаимодействиями, его наличие не нарушает устойчивости упорядоченной магнитной фазы [4], а его величина является малой по сравнению с неоднородными обменными взаимодействиями. Микроскопические причины малости требуют дополнительного изучения. Поляризация может ориентироваться только вдоль оси у, чтобы возникла связь между основным и сопутствующим параметрами порядка. Таким образом, симметрия системы определяет направление вектора поляризации после упорядочения именно вдоль оси у, что и наблюдается экспериментально.

Установлено, что сразу ниже точки перехода в системе возникает, благодаря наличию инварианта Лифшица, длиннопериодическая структура, характеризуемая медленно меняющимися в пространстве амплитудами ρ_1, ρ_2 и быстро меняющимися фазами φ_1, φ_2, связанными соотношением $\varphi_1 = -\varphi_2 + \pi(2m+1)/2$, где m- целое число. Одновременно с дальним магнитным порядком появляется и поляризация $P_y = -\kappa\alpha\rho_1\rho_2$, которая слабо зависит от координат и является малой в силу малости амплитуд ρ_1, ρ_2. Она возникает без изменения симметрии решетки и обусловлена электронной частью поляризации, вызванной появлением дальнего магнитного порядка. Дальнейшее понижение температуры приводит к формированию в системе магнитной солитонной решетки. Поляризация в этом случае снова описывается тем же равенством, что и выше, и достигает максимального значения. Температура, при которой происходит распад солитонной решетки, ввиду ее энергетической невыгодности, является температурой второго фазового перехода в соизмеримую антиферромагнитную структуру. Отметим, что этот переход осуществляется скачком, являясь фазовым переходом первого рода [5], и не может быть проанализирован, исходя только из симметрийных соображений. Дело в том, что для звезды $\vec{k} = \{1/2,0,1/4\}$ термодинамический

потенциал имеет инвариант Лифшица, что сделало бы невозможным переход в соизмеримую фазу, и не содержит инвариантов третьего порядка, что затрудняет его описание как фазового перехода первого рода в рамках теории Ландау.

При выполнении некоторых условий, которые могут реализоваться вблизи температуры распада солитонной решетки, возникает ситуация, когда распределение поляризации характеризуется доменной структурой с антипараллельной её ориентацией в соседних доменах. Тогда в антиферромагнитной фазе пространственное распределение поляризации имеет форму статического солитона $P_y = -\alpha\kappa\rho^2/ch(2qz)$, где q - параметр, связанный с первым интегралом системы уравнений, описывающих магнитную солитонную решетку.

Термодинамический потенциал для звезды $\vec{k} = \{0,48,0,\nu\}$ включает инвариант Лифшица с градиентами параметров порядка вдоль оси x, но не содержит слагаемых, связанных с инвариантами Дзялошинского. В этом случае формирование солитонной решетки, описанной выше, становится невозможным. Однако для нелинейных уравнений, возникающих из условия минимума потенциала, найдены точные решения ниже температуры перехода из антиферромагнитной в длиннопериодическую фазу. Структура этих решений такова, что вдоль оси z они имеют форму кинков вида гиперболического тангенса, а вдоль оси x осциллируют с периодом несоизмеримым с периодом решетки. Распределение кинков по оси z может быть как хаотическим, так и носить некоторый упорядоченный характер, поскольку решение определено с точностью до некоторой константы. В последнем случае в системе возникает новый вид солитонной решетки.

[1] Phys.Rev.B**71**, 214402(2005).
[2] ЖЭТФ, **127**, 343 (2005).
[3] ЖЭТФ, **135**, 265 (2009).
[4] УФН, **130**, (1980)
[5] Ю.А. Изюмов, В.Н. Сыромятников. *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*, Наука, Москва (1984).

ФРУСТРАЦИИ В МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ НИЗКОЙ РАЗМЕРНОСТИ

Ф.А. Кассан-Оглы, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

Методом трансфер-матрицы Крамерса-Ваннье получены точные аналитические решения для спин-спиновых корреляционных функций в одномерных 3-вершинной [1], 4-вершинной стандартной модели Поттса [2] и модели Изинга [3] с учетом взаимодействия, как между ближайшими соседями J, так и между вторыми соседями J'. С помощью этих корреляционных функций исследованы явления возникновения и исчезновения фрустраций в зависимости от знаков и величины отношения взаимодействий $|J'/J|$.

В одномерной модели Изинга с учетом только взаимодействия между ближайшими соседями фрустраций не существует, а существует фазовый переход при $T\to 0$: в ферромагнитной модели — с сохранением периода трансляций; в антиферромагнитной — с удвоением периода трансляций. В антиферромагнитных моделях Поттса, наоборот, при учете только взаимодействия ближайших соседей фрустрации возникают, и фазовый переход при $T\to 0$ невозможен.

Учет взаимодействия между вторыми соседями порождает совершенно новые явления.

В 3-вершинной модели Поттса: любое, даже *сколь угодно малое,* положительное взаимодействие вторых соседей уничтожает фрустрации и порождает фазовый переход с *удвоением* периода трансляций; любое, даже *сколь угодно малое,* отрицательное взаимодействие вторых соседей уничто-

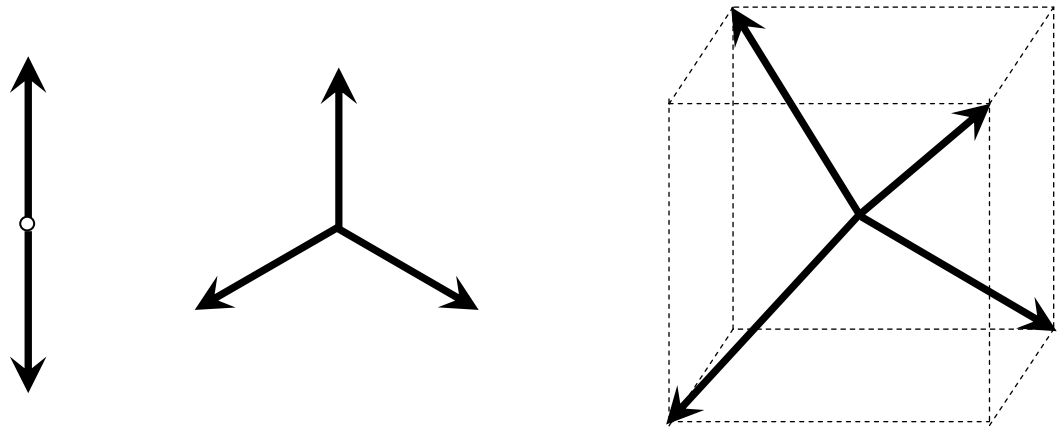


Рис.1
Модели Поттса: 2-вершинная (модель Изинга); 3-вершинная: 4-вершинная стандартная.

жает фрустрации и порождает фазовый переход с *утроением* периода трансляций.

В 4-вершинной стандартной модели Поттса: любое, даже *сколь угодно малое,* положительное взаимодействие вторых соседей уничтожает фрустрации и порождает фазовый переход с *удвоением* периода трансляций. В отличие от 3-вершинной модели, любое, даже *сколь угодно большое* отрицательное взаимодействие вторых соседей не может уничтожить фрустрации и породить фазовый переход в 4-вершинной модели. Для этого требуется учесть еще взаимодействие и третьих соседей.

При положительном взаимодействии ближайших соседей в 3- и 4-вершинных ферромагнитных моделях фрустраций не существует, а существует фазовый переход при $T\to 0$. В этом случае возникает другое новое явление. Относительно сильное взаимодействие вторых соседей $|J'/J|>0.5$ порождает фрустрации и подавляет фазовый переход при $T\to 0$.

Анализ корреляционной функции одномерной модели Изинга с учетом взаимодействия между вторыми соседями приводит к следующим явлениям. Для любых знаков и величин взаимодействий фрустраций не существует, а существует фазовый переход при $T\to 0$: при $J>0$ и $J'>0$ — с сохранением периода трансляций для любых значений $|J'/J|$; при $J<0$ и $J'>0$ — с удвоением периода трансляций для любых значений $|J'/J|$; при $J>0$ и $J'<0$ — с сохранением периода трансляций для $|J'/J|<0.5$ и с учетверением периода трансляций для $|J'/J|>0.5$; при $J<0$ и $J'<0$ — с удвоением периода трансляций для $|J'/J|<0.5$ и с учетверением периода трансляций для $|J'/J|>0.5$. Исключение составляют два особых значения взаимодействий, а именно, $J>0$ и $J'<0$ для значения $|J'/J|=0.5$, а также $J<0$ и $J'<0$ для значения $|J'/J|=0.5$, при которых возникают фрустрации, а фазового перехода не существует.

Точных решений для корреляционных функций с учетом взаимодействия третьих соседей пока не найдено ни в какой одномерной модели, а с учетом взаимодействия вторых соседей — ни в какой двумерной модели. Тем не менее, в данной работе методом конфигурационного анализа показано, что в фрустрированных двумерных антиферромагнитных моделях (с отсутствием фазового перехода) сколь угодно малое взаимодействие вторых соседей уничтожает фрустрации и порождает фазовые переходы.

Математический критерий существования фазового перехода и отсутствия фрустраций – стремление по температуре хотя бы одного из собственных значений трансфер-матрицы Крамерса-Ваннье к максимальному собственному значению. Если все собственные значения трансфер-матрицы при любой температуре меньше максимального собственного значения, то существуют фрустрации, корреляционная функция не вырождается в дельта-функцию, дальний порядок не возникает, и фазового перехода не происходит.

Критерий существования фазового перехода и отсутствия фрустраций на языке конфигураций – все энергетически выгодные конфигурации должны обладать трансляционной инвариантностью. Если среди энергетически выгодных конфигураций существуют также и конфигурации, не обладающие трансляционной инвариантностью, то возникают фрустрации, и фазовый переход отсутствует.

Существование фрустраций – это всегда ограниченность модели. В физической реальности всегда найдется дополнительное взаимодействие, которое уничтожит фрустрации, а по величине оно может быть *сколь угодно малым.*

Работа выполнена по при частичной поддержке РФФИ, грант № 08-02-00327, а также в рамках проекта ОФН РАН №27.

1. F.A. Kassan-Ogly, B.N. Filippov, Phase Transitions, **77**, 261 (2004).
2. Ф.А. Кассан-Оглы, Б.Н. Филиппов, ФММ, **95**, 12 (2003).
3. J. Stephenson, Canadian J. Phys., **48**, 1724 (1970).

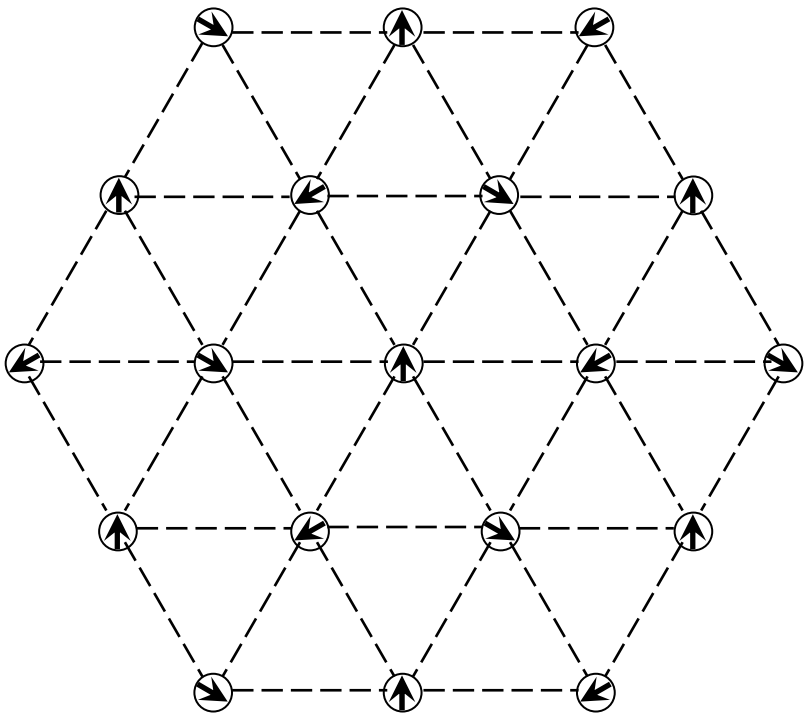


Рис.2.
Пример отсутствия фрустраций на треугольной решетке (антиферромагнитная модель Поттса).

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ МАНГАНИТОВ ДОПИРОВАННЫХ Ag

А.Г. Гамзатов, К.Ш. Хизриев, А.М. Алиев, Ш.Б. Абдулвагидов

Институт физики Дагестанского Научного Центра РАН, 367003, Махачкала, Россия
E-mail: gamzatov_adler@mail.ru

В последние годы интенсивно исследуются манганиты, замещенные одновалентными ионами, в частности серебром. Проведенные нами исследования электро- и теплофизических свойств манганитов допированных серебром, показали, что для них характерны большие значения эффекта КМС [1] и магнитокалорического эффекта [2] и максимумы этих эффектов приходятся на комнатные температуры. Исследование температурной зависимости теплоемкости манганитов $La_{1-x}Ag_xMnO_3$ в зависимости от концентрации серебра и магнитного поля выявило аналогию между влиянием магнитного поля и допирования [3].

Ранее нами [4, 5] было подробно исследовано критическое поведение теплоемкости манганита $La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$ вблизи температуры магнитного фазового перехода в интервале температур $0.003 \le t \le 0.018$ ($t=(T-T_C)/T_C$), и получен численное значение критического индекса теплоемкости $\alpha=-0.127\pm0.009$, которое близко к теоретически предсказанной оценке $\alpha=-0.12$ для 3*D* модели Гейзенберга.

Настоящая работа посвящена исследованию критического поведения теплоемкости манганитов $La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$, $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$, $La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$ и $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$.

Для количественной оценки параметров критического поведения теплоемкости вблизи T_C была выделена аномальная часть теплоемкости ΔC_P посредством вычитания из измеренной теплоемкости C_P [3] ее регулярной части C_B, представляющую собой аппроксимацию алгебраическим полиномом третьей степени измеренной теплоемкости C_P, без данных в области перехода.

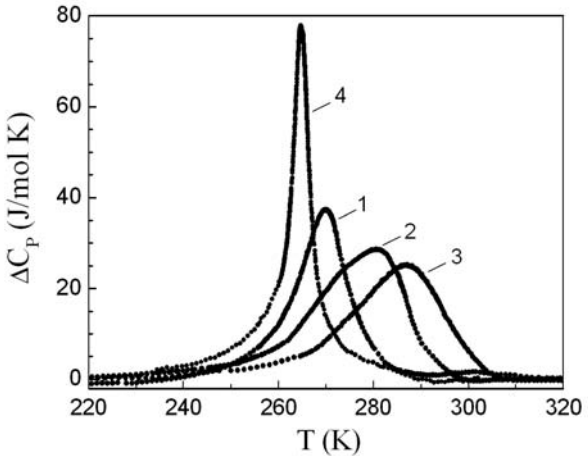


Рис.1. Аномальная часть теплоемкости в зависимости от температуры для образцов: 1-$La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$, 2-$La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$, 3-$La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$ и 4-$La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$.

На рис. 1 представлена аномальная часть теплоемкости в зависимости от температуры для образцов $La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$, $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$, $La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$ и $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$. Как видно из этого рисунка, в области магнитного фазового перехода имеется четко выраженная аномалия. С ростом концентрации Ag аномальная часть теплоем-

кости подавляется, а температура максимума смешается в сторону более высоких температур. Для лантан дефицитного образца $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$ температура максимума теплоемкости несколько ниже, чем для полностью допированного $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$ и величина аномальной части теплоемкости более чем в два раза больше. Эти результаты хорошо коррелируют с данными температурной зависимости электросопротивления и эффекта КМС, где дефицит лантана в данной системе приводит к увеличению эффекта КМС при одинаковых полях более чем в два раза, а температура перехода металл-диэлектрик смещается в сторону более низких температур [1].

Для описания критического поведения аномальной части теплоемкости ΔC_P мы воспользовались следующим выражением [6]:

$$\Delta C_P = \frac{A}{\alpha}|t|^{-\alpha}\left(1 + D|t|^{\theta}\right), \quad (1)$$

где α – критический индекс теплоемкости, A – критическая амплитуда теплоемкости, D –амплитуда коррекции к скейлингу, θ –поправочный индекс к скейлингу (в нашем случае θ=0.55, что соответствует модели Гейзенберга [6]), $t=(T-T_C)/T_C$ – приведенная температура. Значения критических температур приведены в таблице.

Аппроксимация критического поведения теплоемкости была проведена с помощью нелинейного метода наименьших квадратов. Для того, чтобы все исследования были проведены при прочих равных условиях, нами для аппроксимации критического поведения теплоемкости, выбирался, по возможности, одинаковый температурный интервал $t_{min}<t<t_{max}$ для всех образцов. Главным критерием выбора того или иного интервала температур было минимальное значение среднеквадратичной ошибки R при анализе с помощью нелинейного метода наименьших квадратов. В таблице приведены температурные интервалы аппроксимации аномальной части теплоемкости от t_{min} до t_{max} с помощью формулы (1). Полученные таким анализом значения критических индексов α и отношения критических амплитуд теплоемкости A^+/A^- для всех исследованных образцов сведены в таблицу (знак «+» и «-» соответствуют значениям критических амплитуд при $T>T_C$ и $T<T_C$ соответственно).

Образцы	T_C	α	A^+/A^-	t
$La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$	269.9	-0.115(5)	1.11	$1.7\cdot10^{-3} \div 2.8\cdot10^{-2}$
$La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$	281.3	-0.106(5)	1.27	$2.7\cdot10^{-3} \div 3.5\cdot10^{-2}$
$La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$	287.4	-0.106(5)	1.06	$1.7\cdot10^{-3} \div 2.9\cdot10^{-2}$
$La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$	264.7	-0.104(6)	1.17	$1.2\cdot10^{-3} \div 1.1\cdot10^{-2}$

Как видно из таблицы, полученные нами численные значения критического индекса теплоемкости α=-0.115, -0.106, -0.106 и -0.104 соответственно для $La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$, $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$, $La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$ и $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$, близки к теоретической оценке α=-0.12 для 3D изотропных гейзенберговских магнетиков.

На рис. 2 приведены зависимости аномальной части теплоемкости соответственно для образцов $La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$, $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$, $La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$ и $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$ от приведенной температуры в логарифмическом масштабе при $T>T_C$. На этом же рисунке сплошные линии соответствуют аппроксимации ΔC_P по формуле (1). Как видно из этого рисунка, аппроксимирующие линии хорошо ложатся на экспериментальные данные в области температурных интервалов приведенных в таблице. Это говорит о том, что определенные нами значения универсальных параметров с большой точностью описывают критическое поведение теплоемкости вблизи температуры фазового перехода.

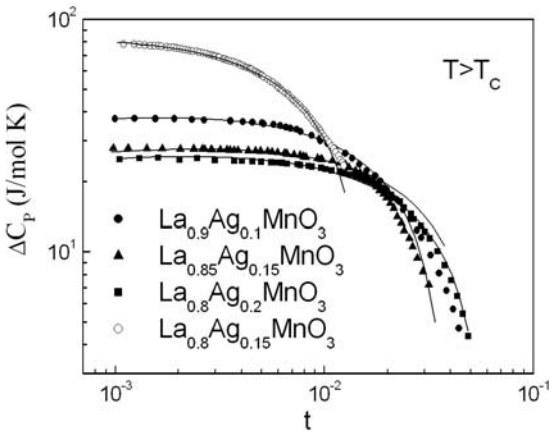


Рис.2. Зависимость аномальной части теплоемкости от приведенной температуры выше T_C. Линии соответствуют аппроксимации экспериментальных результатов по формуле (1).

Результаты наших исследований показывают, что для системы $La_{1-x}Ag_xMnO_3$ класс универсальности критического поведения теплоемкости, в рассматриваемых температурных интервалах, также не зависит и от концентрации серебра. Проведенные нами исследования критического поведения теплоемкости лантандефицитного образца показывает, что дефицит лантана в этой системе существенно влияет на неуниверсальные параметры (температура фазового перехода, величина аномальной части теплоемкости), однако на универсальных параметрах этот дефицит ни как не отражается.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (09-08-96533), программы ОФН РАН.

Литература.

1. И.К. Камилов, А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев и др. ЖЭТФ **132**, 835 (2007).
2. I.K. Kamilov, A.G. Gamzatov et al, J.Phys.D:Appl.Phys. **40**, 4413 (2007).
3. А.Г. Гамзатов, Ш.Б. Абдулвагидов и др. Письма в ЖЭТФ **86**, 393 (2007).
4. A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, et al, Physica B **390**, 155 (2007).
5. А.Г. Гамзатов, Ш.Б. Абдулвагидов и др. ФТТ. **49**, 1686 (2007).
6. И.К. Камилов, А.К. Муртазаев, Х.К. Алиев. УФН **169** 773 (1999).

МАГНИТНАЯ И СТРУКТУРНАЯ НЕОДНОРОДНОСТИ, ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ МАНГАНИТОПЕРОВСКИТОВ $La_{0.6}Sr_{0.2}Mn_{1.2-y}Cr_yO_{3\pm\delta}$

А.В. Пащенко[1], В.П. Пащенко[1,2], А.Г. Сильчева[2], В.К. Прокопенко[1], Ю.Ф. Ревенко[1], А.А. Шемяков[1], В.Я. Сычева[1]

[1] *Донецкий физико-технический институт им.А.А. Галкина НАН Украины*
[2] *Луганский национальный университет им. Тараса Шевченко*
e-mail: alpash@mail.ru

Среди редкоземельных манганитоперовскитов с дискуссионной природой колоссального магниторезистивного (CMR) эффекта [1,2] наиболее актуальны манганит-лантановые, содержащие сверхстехиометрический марганец [3] и допированные Sr, для которых характерны высокие температуры фазовых переходов «ферро-парамагнетик» (T_c) и «металл-полупроводник» (T_{ms}), вблизи которых наблюдается CMR эффект. Сверхстехиометрический марганец, растворяясь в ферромагнитной перовскитовой структуре, образует наноструктурные антиферромагнитные кластеры, которые повышают дефектность кристаллической структуры и магниторезистивный эффект без снижения его температуры (T_p) [3,4], что имеет важное практическое значение [5].

Отдельный интерес представляет замещение сверхстехиометрического марганца другими ионами, в частности переходных металлов, которые нарушая высокочастотное обменное взаимодействие между Mn^{3+} и Mn^{4+} должны влиять на фазовые переходы, магнитные и транспортные свойства манганит-лантановых перовскитов.

В этой работе были получены твердофазным синтезом при 900 и 950 ^oC и спеканием при 1150 и 1430^oC керамические образцы $La_{0.6}Sr_{0.2}Mn_{1.2-y}Cr_yO_{3\pm\delta}$ с y=0-0.3. Используя рентгеноструктурный, магнитные (χ_{ac} и ЯМР ^{55}Mn) [6,7], четырехконтактный резистивный и магниторезистивный методы, исследовали структуру и свойства образцов.

Согласно рентгеноструктурным данным, параметр ромбоэдрически ($R\bar{3}c$) искаженной перовскитовой структуры при повышении y уменьшается от a=7,760Å (y=0) до 7,746Å (y=0.3) вследствие замещения ионов Mn^{3+} (r=0.785Å) меньшими – Cr^{3+} (r=0,755Å). Реальная перовскитовая структура, определенная из механизма дефектообразования [3] содержит анионные, катионные (в А-позициях) вакансии и наноструктурные дефекты кластерного типа, обусловленные сверхстехиометрическим марганцем (табл. 1). Хорошее согласование концентрационных зависимостей относительных изменений усредненных ионных радиусов $\Delta r/r_0$ и параметров решетки $\Delta a/a_0$ свидетельствует о достоверности наших представлений о фазовом составе, со-

ставе твердых растворов и распределении ионов, в том числе и Cr в дефектной перовскитовой структуре.

Таблица 1

y	Молярные формулы перовскитоподобных твердых растворов	T_c, K	T_{ms}, K	T_p, K
0	$\left\{La^{3+}_{0.56}Sr^{2+}_{0.19}V^{(c)}_{0.12}(Mn^{2+}_{0.13})_{cl}\right\}_A\left[Mn^{3+}_{0.68}Mn^{4+}_{0.32}\right]_B O^{2-}_{2.82}V^{(a)}_{0.18}$	316-368	389	343
0.05	$\left\{La^{3+}_{0.56}Sr^{2+}_{0.19}V^{(c)}_{0.12}(Mn^{2+}_{0.13})_{cl}\right\}_A\left[Mn^{3+}_{0.64}Cr^{3+}_{0.05}Mn^{4+}_{0.32}\right]_B O^{2-}_{2.82}V^{(a)}_{0.18}$	309-351	360	323
0.10	$\left\{La^{3+}_{0.56}Sr^{2+}_{0.19}V^{(c)}_{0.12}(Mn^{2+}_{0.13})_{cl}\right\}_A\left[Mn^{3+}_{0.59}Cr^{3+}_{0.09}Mn^{4+}_{0.32}\right]_B O^{2-}_{2.82}V^{(a)}_{0.18}$	290-336	331	313
0.20	$\left\{La^{3+}_{0.56}Sr^{2+}_{0.19}V^{(c)}_{0.12}(Mn^{2+}_{0.13})_{cl}\right\}_A\left[Mn^{3+}_{0.49}Cr^{3+}_{0.19}Mn^{4+}_{0.32}\right]_B O^{2-}_{2.82}V^{(a)}_{0.18}$	258-326	289	272
0.30	$\left\{La^{3+}_{0.56}Sr^{2+}_{0.19}V^{(c)}_{0.12}(Mn^{2+}_{0.13})_{cl}\right\}_A\left[Mn^{3+}_{0.40}Cr^{3+}_{0.28}Mn^{4+}_{0.32}\right]_B O^{2-}_{2.82}V^{(a)}_{0.18}$	242-316	253	263

Результаты исследований температурных зависимостей магнитной восприимчивости (χ_{ac}) и удельного сопротивления (ρ_o) иллюстрирует рис.1. Заметно, что замещение хромом сверхстехиометрического марганца приводит к понижению T_c, вследствие ослабления обменных взаимодействий между $Mn^{3+}\leftrightarrow Mn^{4+}$ в B-позициях ионами Cr^{3+} и вакансиями. Замещение хромом способствует переходу от ферро- к антиферромагнитному состоянию в интервале температур ниже T_c.

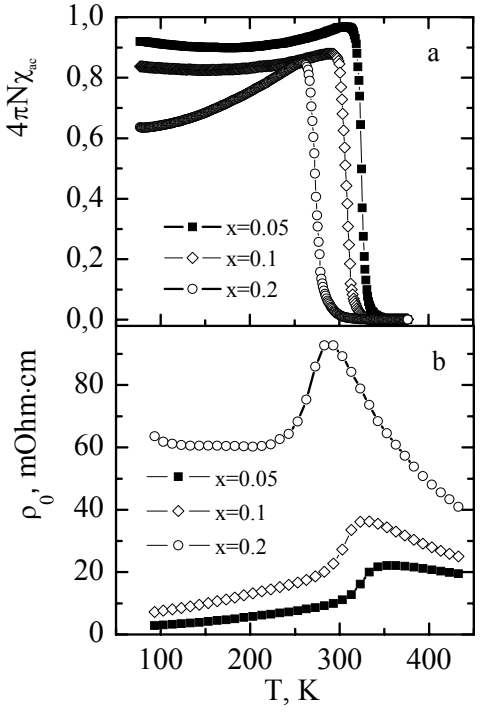


Рис.1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости (a) и удельного сопротивления (b) допированой хромом образцов $La_{0.6}Sr_{0.2}Mn_{1.2-y}Cr_yO_{3\pm\delta}$ (t_{sp}=1430 °C)

Температурные зависимости удельного сопротивления образцов различного состава свидетельствуют о наличии фазового перехода «металл-полупроводник» T_{ms} для всех составов. Аналогично поведению T_c понижается температура T_{ms} от 410 К (***y***=0) до 253 К (***y***=0.3) тоже вследствие нарушения электронно-дырочного обмена между $Mn^{3+}\leftrightarrow Mn^{4+}$ в B-позициях ионами Cr^{3+} и вакансиями.

Влияние хрома на локальные магнитные состояния ионов марганца и неоднородность их окружения характеризуют спектры ЯМР ^{55}Mn (рис. 2). Широкие асимметричные спектры подтверждают высокочастотный электронно-дырочный обмен между Mn^{3+} и Mn^{4+} и неоднородность их окружения другими ионами и вакансиями.

Поскольку редкоземельные манганиты вызывают особый интерес в связи с их магниторезистивным эффектом, на рис. 3 приведены температур-

ные и концентрационные зависимости влияние MR эффекта $La_{0.6}Sr_{0.2}Mn_{1.2-y}Cr_yO_{3\pm\delta}$.

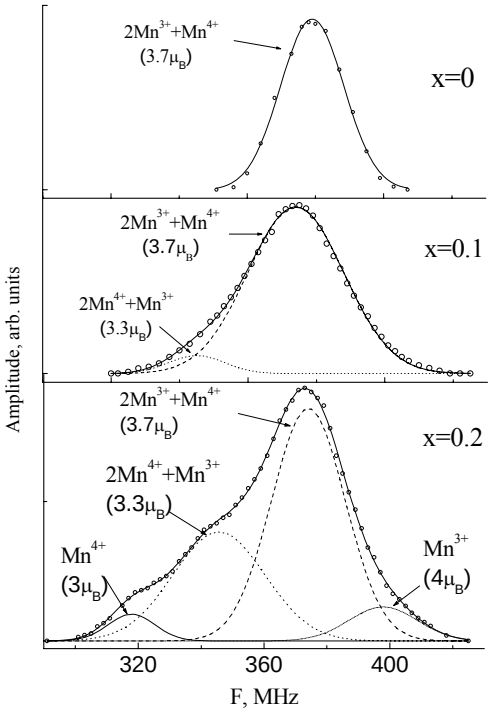


Рис.2. Спектры ЯМР ^{55}Mn $La_{0.6}Sr_{0.2}Mn_{1.2-y}Cr_yO_{3\pm\delta}$ (t_{sp}=1430 °C)

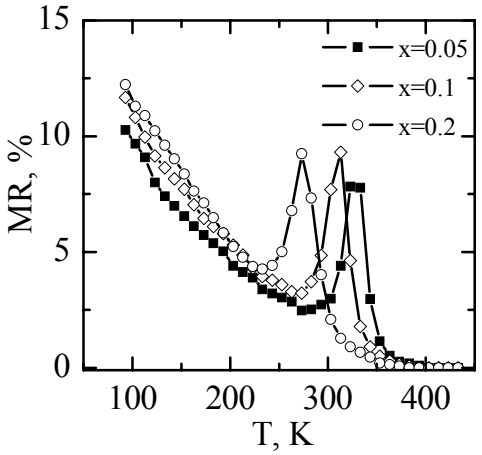


Рис.3. Температурная зависимость магниторезистивного эффекта (H=5кое) образцов $La_{0.6}Sr_{0.2}Mn_{1.2-y}Cr_yO_{3\pm\delta}$ (t_{sp}=1430 °C)

Для керамических образцов установлены два типа магниторезистивного эффекта. Один наблюдается вблизи температур фазовых переходов T_c, T_{ms} и связан с рассеянием на внутрикристаллитных наноструктурных неоднородностях, другой – в низкотемпературной области обусловлен туннелированием на мезоструктурных межкристаллитных границах. Понижение содержания Cr приводит к уменьшению температур фазовых переходов T_c, T_{ms}, T_p (табл. 1) и повышению MR эффекта (рис. 3).

1. E.L. Nagaev Phys. Rep. **846**, 387 (2001).
2. M.B. Salamon, M. Jaimc. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
3. В.П. Пащенко, С.И. Харцев, О.П. Черенков. Неорган. материалы **35**, 1509 (1999).
4. V.P. Pashchenko, A.A. Shemyakov, V.K. Prokopenko, V.N. Derkachenko, V.P. Dyakonov, H. Szymczak. J. Magn. Magn. Mater. **220**, 52 (2000).
5. В.П. Пащенко, М.І. Носанов, О.А. Шемяков. Патент UA № 45153. Бюл. 9 (2005).
6. M.M. Savosta, and P. Novak. Phys. Rev. Lett. **87**, 137204 (2001).
7. А.В. Пащенко, В.П. Пащенко, А.А. Шемяков, Н.Г. Кисель, В.К. Прокопенко, Ю.Ф. Ревенко, А.Г. Сильчева, В.П. Дьяконов, Г. Шимчак, ФТТ **50**, 1257 (2008).

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ ИТТРИЕМ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРУ МОНОКРИСТАЛЛОВ $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$

Л.В.Елохина[1], , Р.И.Зайнуллина,[1] Н.Г.Бебенин[1], Я.М.Муковский[2], Д.А.Шулятев[2]

[1]Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, С.Ковалевской, 18, [2]Московский институт стали и сплавов, 119049 Москва, Ленинский просп., 4.

Температура Кюри T_C манганитов $La_{1-x}D_xMnO_3$, где D –Ca, Sr или Ba, зависит в основном от концентрации ионов Mn^{4+}. К другим факторам, влияющим на свойства этих материалов, относятся средний радиус иона $\langle r_A \rangle$ в А-позиции кристаллической ячейки и беспорядок, формирующийся благодаря наличию ионов различного радиуса. Замещение части лантана иттрием представляет особый интерес, поскольку, во-первых, концентрация ионов Mn^{4+} при этом не меняется и, во-вторых, магнитный момент Y^{3+}, как и La^{3+} равен нулю.

В настоящей работе исследуется взаимосвязь магнитных свойств и структуры монокристаллов манганитов с номинальным составом $La_{0.75}Y_{0.05}Sr_{0.20}MnO_3$. Рост монокристаллов из поликристаллической заготовки $(La_{0.75}Y_{0.05}Sr_{0.20})_{0.95}MnO_3$ осуществлялся методом плавающей зоны с радиационным нагревом. Избыток марганца закладывался для компенсации потерь на испарение в процессе роста. Монокристаллы в форме цилиндрических стержней длиной 35-40 мм выращивались со скоростью 15-18 мм/час (образец 1), 3.5 мм/час (образец 2) и 9 мм/час (образец 2).

Исследование с помощью микроанализатора фирмы JEOL показало, что реальный состав полученных стержней во всех случаях отличался от номинального. Более того, в образцах 1 и 3 были обнаружены включения металлического иттрия, которые отсутствовали только в образце 2, который выращивался с минимальной скоростью.

На рис.1 показаны кривые температурной зависимости намагниченности M(T) указанных образцов, снятые в поле H = 5 кЭ с помощью вибромагнетометра, цифры у кривых соответствуют номерам образцов. Видно, что намагниченность насыщения M_s для всех монокристаллов примерно одинакова и заметно превышают величину M_s для поликристалла. Температуры Кюри, определенные по положению точки перегиба на кривых M(T), для образцов 1-3 равны, соответственно 261 К, 302 К и 253 К, а для поликристалла T_C = 278 К. Во всех случаях температура перехода из ферромагнитного в парамагнитное состояние ниже, чем в $La_{0.80}Sr_{0.20}MnO_3$, что соответствует имеющимся в литературе данным о влиянии легирования иттрием на температуру Кюри La-Ca манганитов.

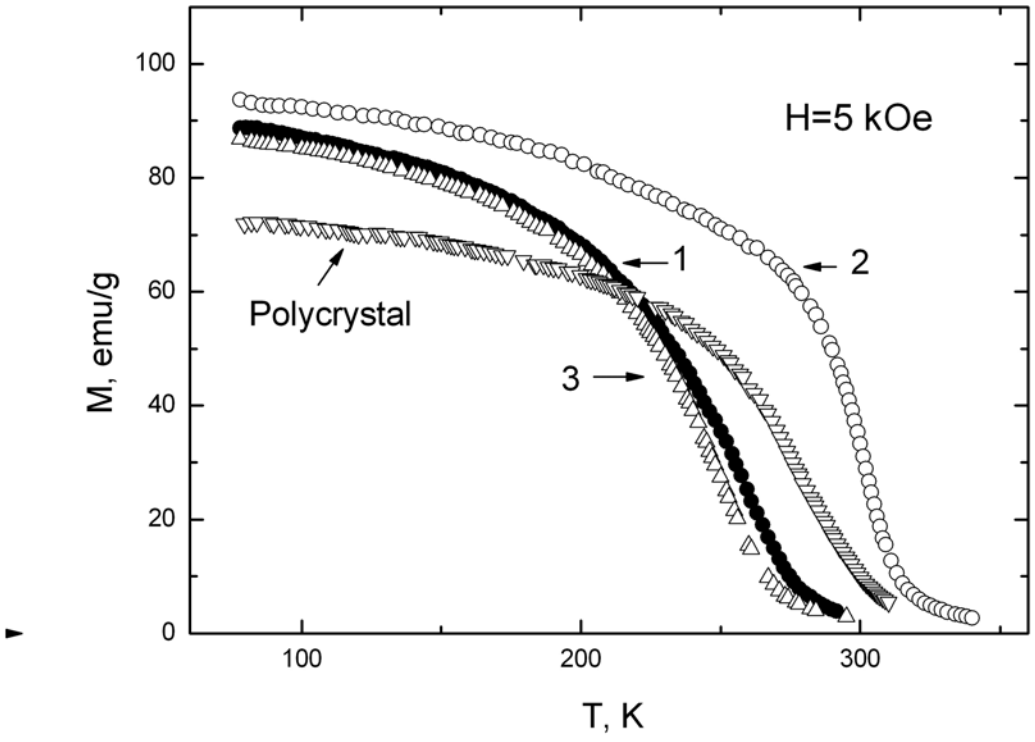


Рис.1.

Очевидно, что существенное различие температур магнитного перехода не может быть связано с различием содержанием иттрия в поликристаллической заготовке. Скорее всего, оно обусловлено формированием различных вакансий во время роста кристалла [1], а также с выделением металлического иттрия, что приводит к существенной неоднородности образцов. В пользу этого предположения говорит и то, что наиболее острым магнитный переход является в образце 2, в котором включения металлического иттрия отсутствуют.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00081 и Программой фундаментальных исследований ОФН РАН "Физика новых материалов и структур".

[1] R.I.Zainullina, N.G.Bebenin, V.V.Ustinov, Ya.M.Mukovskii, J. Alloys and Compounds, **467**, 22 (2009).

СКЕЙЛИНГ ТЕПЛОЕМКОСТИ МАНГАНИТА $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ до 5 Тл

Л.К. Магомедова[1)], Ш.Б. Абдулвагидов[1,2)], О.Ю. Горбенко[3)]

[1)]Дагестанский Государственный Университет,
367025, Махачкала
[2)]Институт физики Дагестанского научного центра РАН,
367003, Махачкала
[4)]Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
119899, Москва

Прецизионные измерения температурной зависимости теплоемкости манганитов в окрестности точки Кюри позволяют количественно оценить влияние флуктуаций на теплоемкость и рассчитать критические индексы и амплитуды, число компонент магнитного параметра порядка, пространственную размерность, а также класс универсальности критического поведения исследуемой системы.

В случае скейлинга температурной зависимости теплоемкости в магнитном поле должно удовлетворяться следующее скейлинговое выражение [1]

$$H^{\alpha/2\nu}[\, C_p(T, H) - C_p(T, H=0)\,] = f(\, t / H^{1/2\nu}). \qquad (1)$$

Здесь α – критический индекс теплоемкости, ν - критический индекс корреляционной длины или радиуса; $C_p(T, H)$ - температурная зависимость теплоемкости в магнитном поле величиною H; C_p(T, H=0) – температурная зависимость теплоемкости в нулевом магнитном поле.

Разность $C_p(T, H) - C_p(T, H=0)$ в (1) идентична аномальной части теплоемкости $\Delta C_p(T, H)$, выделенной посредством классической процедуры наложения магнитного поля.

В том случае, если $\Delta C_p(T, H)$ описывается выр. (1), то все зависимости в магнитном поле должны описываться единой функцией, т.е.:

$$H^{\alpha/2\nu}[\, C_p(T, H) - C_p(T, H=0)\,] = f(\, x\,), \qquad (2)$$

где $x = t / H^{1/2\nu}$. С другой стороны, это означает, что на графике в координатах $H^{\alpha/2\nu}[\, C_p(T, H) - C_p(T, H=0)\,]$ от $t / H^{1/2\nu}$ должен наблюдаться так называемый в теории подобия коллапс экспериментальных данных.

Чтобы проверить это, мы брали различные значения критического индекса теплоемкости α, включая и те, которые подпадали в совершенно различные классы универсальности классического критического поведения. Однако примечательно, что экспериментальные данные наилучшим образом описывались выр. (1) и обнаруживали «коллапс» при значении критического индекса теплоемкости $\alpha = 0.5$. При этом значении критического индекса теплоемкости α, значение критического индекса корреляционной длины (радиуса) ν, определенное из суперскейлингового выражения $D\nu = 2 - \alpha$ [1]

оказалось равным $\nu = 0.5$, при условии, что размерность флуктуирующего пространства $D = 3$.

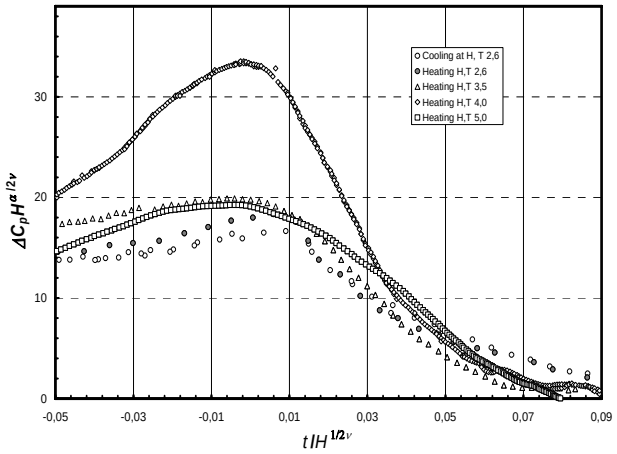


Рис. 1. Теплоемкость в различных магнитных полях, масштабированная координатах согласно выр. (3) при значениях критического индекса теплоемкости $\alpha = 0.5$ и критического индекса корреляционной длины магнитного параметра порядка $\nu = 0.5$.

На рис. 1 представлены данные температурной зависимости аномальной части теплоёмкости в различных магнитных полях: 2.6; 3.5; 4 и 5 Тл в координатах по осям X,Y, отвечающих выр. (2). Как видно из рис. 3, данные теплоемкости в полях 2.6; 3.5 и 5 Тл успешно наложились в единственную зависимость, тем самым явно демонстрируя коллапс экспериментальных данных и выполнение выражения (2) при значениях критического индекса теплоёмкости $\alpha = 0.5$ и критического индекса корреляционного радиуса магнитного параметра порядка $\nu = 0.5$. Это означает, что поведение температурной зависимости теплоёмкости $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ во внешних магнитных полях 2.6; 3.5 и 5 Тл относится к трёхмерному ($3D$) гауссовскому классу универсальности магнитного критического поведения с критическим индексом теплоемкости $\alpha = 0.5$ и критическим индексом корреляционной длины магнитного параметра порядка $\nu = 0.5$ [1]. Кроме того, из рис. 1 бросается в глаза резкое отличие поведения теплоёмкости в поле 4 Тл от температурных зависимостей теплоемкости в других полях. Причины такого поведения теплоёмкости в поле 4 Тл требуют глубокого исследования. Однако при учете того, что, во-первых, в поле 4 Тл происходит изменение поведения манганита $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ от классического ферромагнитного поведения к аномальному [2]; во-вторых, при этом значении поля наиболее ярко выражены флуктуационные эффекты, напрашивается вывод о том, что в поле 4 Тл мы имеем дело не с гауссовскими, а с истинными критическими флуктуациями.

1. Т. Шнайдер, Дж.М. Зингер Фазовые переходы и высокотемпературная сверхпроводимость: универсальные свойства купратных сверхпроводников, Пер. с англ. к. ф.-м. наук Ш.Б. Абдулвагидова под ред. чл.-корр. РАН И.К. Камилова, Махачкала, Изд-во Ин-та физики ДагНЦ РАН, 2007, 500 с.
2. Ш.Б. Абдулвагидов, А.М. Алиев, А.Г. Гамзатов, В.И. Нижанковский, Х. Мёдге, О.Ю. Горбенко Письма в ЖЭТФ, т. 84, вып. 1, с. 33 - 36 (2006).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПИН-ФЛОП ПЕРЕХОДА В НИЗКОРАЗМЕРНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $MnPS_3$

И.С. Качур, В.Г. Пирятинская, С.Л. Гнатченко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

Ю.М. Высочанский, М.И. Гурзан

Ужгородский национальный университет, Ужгород, Украина

В работе исследуется экситонное и экситон-магнонное поглощение света квазидвумерного антиферромагнетика $MnPS_3$ в магнитном поле, направленном вдоль легкой оси кристалла и индуцирующем фазовый спин-флоп переход.

Семейство слоистых кристаллов MPX_3 (M – переходной металл, X = S,Se) привлекает интерес благодаря своим низкоразмерным магнитным свойствам, а также возможности интеркалирования различными ионами и органическими молекулами. Структура этих кристаллов образована сотоподобными слоями, которые связаны между собой ван-дер-ваальсовским взаимодействием.

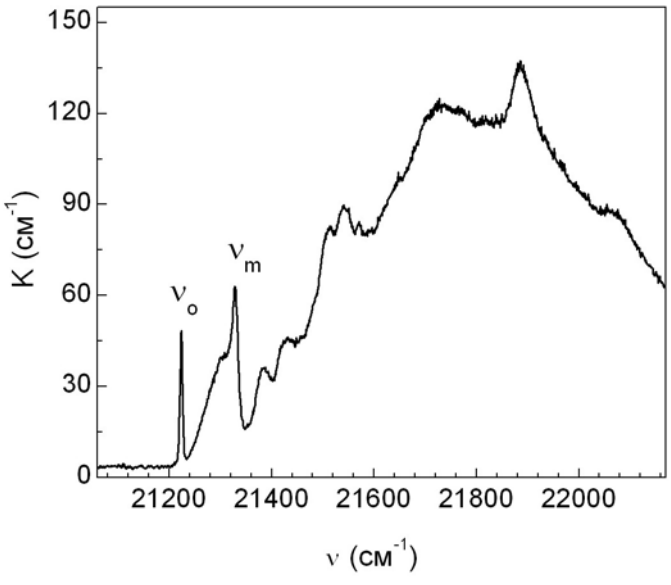


Рис.1. Спектр поглощения света $MnPS_3$ в области оптического перехода $^6A_1 \rightarrow {}^4A_1,{}^4E$ в Mn^{2+} при температуре 2 К.

$MnPS_3$ – моноклинный кристалл с пространственной группой симметрии C2/m. При температуре T_N = 78К он переходит в антиферромагнитно упорядоченное состояние, при этом магнитные моменты ионов Mn^{2+} ориентируются перпендикулярно к плоскости слоев [1]. Спектр оптического поглощения $MnPS_3$ в широком спектральном диапазоне, охватывающем переходы $^6A_1(^6S) \rightarrow {}^4T_1$, $^4T_2$ и $^4A_1$, ^4E (^4G) иона Mn^{2+}, был исследован [2] при температурах 10 - 300 К.

В настоящей работе впервые обнаружена тонкая структура спектра поглощения в области перехода $^6A_1 \rightarrow {}^4A_1,{}^4E$ (рис. 1). В этой области спектра можно выделить головную, самую низкочастотную линию с частотой максимума ν_o = 21223 см$^{-1}$. С коротковолновой стороны от нее расположена

широкая полоса, имеющая максимум ν_m = 21328 см$^{-1}$. Частотный интервал между ν_o и ν_m (105 см$^{-1}$) довольно близок к значению энергии спиновых волн на границе зоны Бриллюэна, известному из исследований неупругого рассеяния нейтронов в $MnPS_3$ – 92 см$^{-1}$ [3]. Это дает основание предположить, что линия ν_o соотвествует чисто экситонному переходу, а полоса с максимумом ν_m – экситон-магнонному.

Измерения намагниченности и антиферромагнитного резонанса в $MnPS_3$ [4] показали, что во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания, происходит фазовый спин-флоп переход (H_c = 38 кэ при температуре 4.2 К).

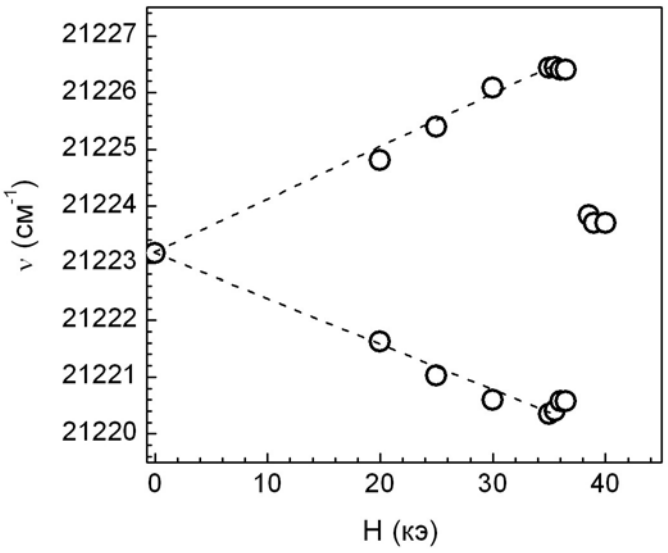


Рис.2. Зависимости частот компонент расщепления экситонной линии от напряженности внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания при температуре 2 К.

Спектры поглощения $MnPS_3$ измерялись во внешнем магнитном поле, направленном вдоль легкой оси кристалла. На рис. 2 представлены зависимости частот компонент расщепления экситонной линии от напряженности магнитного поля. В полях $H < H_c$ наблюдается зеемановское подрешеточное расщепление экситонной линии, величина которого линейно зависит от напряженности магнитного поля вплоть до H ≈ 35 кэ.При более высоких полях происходит сближение компонент расщепления и при H ≈ 38 кэ расщепление полностью исчезает. Поведение компонент расщепления, наблюдаемое в интервале полей 35 – 38 кэ, является характерным для фазовых переходов второго рода.

Что касается полосы с максимумом ν_m, то она не испытывает заметного расщепления в магнитном поле, что подтверждает предположение об экситон-магнонной природе этой полосы.

1. K. Kurosawa, S. Saito, Y.Yamaguchi, J. Phys. Soc. Japan, **52**, 3919 (1983).
2. V. Grasso, F. Neri, P. Perillo, L. Silipigni, M. Piacentini, Phys. Rev. B, **44**, 11060 (1991).
3. A.R. Wildes, B. Roessli, B. Lebech, K.W. Godfrey, J. Phys.: Condens. Matter, **10**, 6417 (1998).
4. K. Okuda, K. Kurosawa, S. Saito, M. Honda, Z. Yu, M. Date, J. Phys. Soc. Japan, **55**, 4456 (1986).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОНОАНТИМОНИДЕ ПЛУТОНИЯ

Ф.А. Кассан-Оглы, В.Е. Архипов и Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

В ряде работ [1—3] магнитными измерениями и с помощью упругого магнитного рассеяния нейтронов установлено, что моноантимонид плутония (PuSb) в отсутствие магнитного поля испытывает два магнитных фазовых перехода. Сначала из парамагнитной фазы в несоразмерную фазу при 85 K, а затем из несоразмерной в ферромагнитную при 67 K (lock-in переход), причем в несоразмерной фазе вектор структуры $\boldsymbol{q}$ плавно уменьшается с понижением температуры от величины 0,135 (в единицах $2\pi/a$) до нуля.

С увеличением приложенного постоянного магнитного поля температура перехода из парамагнитной фазы в несоразмерную фазу почти не меняется, а точка lock-in перехода постепенно уменьшается и при некотором значении поля (~8,5 кЭ) оба перехода сливаются.

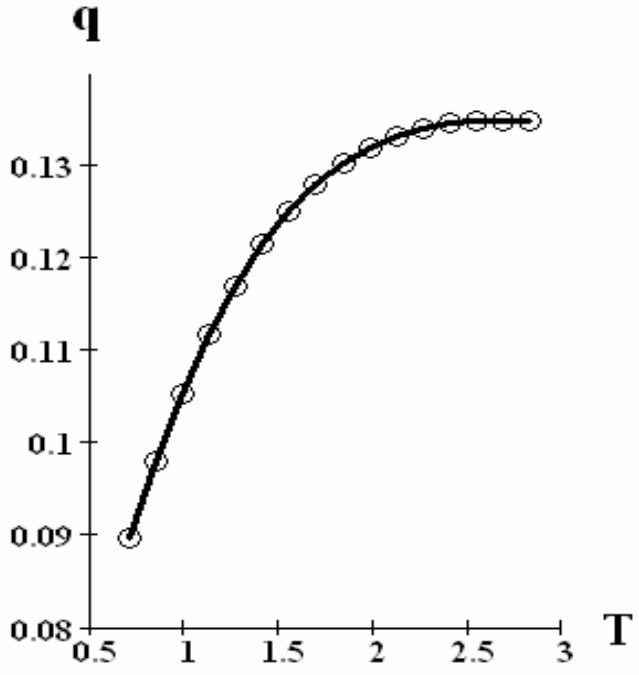


Рис.1
Зависимость вектора несоразмерной структуры от температуры.

В данной работе предложена теоретическая модель для описания магнитных фазовых переходов в моноантимониде плутония, основанная на 6-вершинной модели Поттса [4]. С помощью полученной системы трансцендентных уравнений для многокомпонентного параметра порядка выведена корреляционная функция для расчета температурной эволюции диффузного магнитного рассеяния нейтронов в широком интервале температур, положений и интенсивности магнитных рефлексов (включая и несоизмеримые), позволяющая описать магнитные фазовые переходы. Показано, что высокотемпературное диффузное магнитное рассеяние нейтронов превращается в магнитные Брэгговские рефлексы ниже точки перехода,

Предсказано, что одновременно с магнитным переходом происходит и структурный переход с тетрагональным сжатием решетки.

На Рис.1 точками представлены экспериментальные данные, а сплошная кривая – расчет по формуле:

$$q=\frac{1}{2\pi}\arccos\left[\frac{\left(e^{\frac{J}{kT}}-e^{\frac{-J}{kT}}\right)\cdot e^{\frac{J'}{kT}}}{\left(e^{\frac{J}{kT}}+e^{\frac{-J}{kT}}\right)\cdot e^{\frac{J'}{kT}}+\sqrt{\left(e^{\frac{J}{kT}}-e^{\frac{-J}{kT}}\right)^2\cdot e^{\frac{2J'}{kT}}+4e^{\frac{-2J'}{kT}}}}-\frac{e^{\frac{2J}{kT}}-e^{\frac{-2J}{kT}}}{4\left(1-e^{\frac{-4J'}{kT}}\right)}\right]$$

полученной в [5]. Следует отметить, что в [1] предложен эмпирический кубический закон зависимости вектора несоразмерной структуры от температуры, а в [2] авторы заменили кубический закон степенным с показателем степени 2,0±0,2, но и то и другое не имеет ничего общего и приведенной выше точной формулой.

Изменение точки lock-in перехода под влиянием внешнего поля также рассчитано с помощью гораздо более сложной формуле из [6], в которой получено точное аналитическое решение для корреляционной функции одномерной модели Изинга с взаимодействием между ближайшими и вторыми соседями во внешнем магнитном поле.

Из соответствия экспериментальных точек и расчетных кривых получено, что обменный параметр взаимодействия между ближайшими соседями положительный, а между вторыми соседями – отрицательный, а отношение $|J'/J|$=0,395.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 08-02-00327, а также в рамках Проекта № 20 Тематического отделения РАН.

1. P. Burlet, S. Quezel, J. Rossat-Mignot, J. Spirlet, J.C. Rebizant, W. Müller, and O. Vogt, Phys. Rev. B, **30**, 6660 (1984).
2. P. Burlet, J. Rossat-Mignot, G.H. Lander, J. Spirlet, J.C. Rebizant, and O. Vogt, Phys. Rev. B, **36**, 5306 (1987).
3. D. Kolberg, F. Wastin, J.C. Rebizant, G.H. Lander, and J. Schoenes, Phys. Rev., **66**, 134433 (2002).
4. F.A. Kassan-Ogly, Phase Transitions, **72**, 223 (2000).
5. Ф.А. Кассан-Оглы, Е.В. Кормильцев, В.Е. Найш, И.В. Сагарадзе, ФТТ. **31**, 43 (1989).
6. Ф.А. Кассан-Оглы, В.Е. Найш, И.В. Сагарадзе, ФММ., **96**, 39, (2003).

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ИНВАРОПОДОБНОГО СОЕДИНЕНИЯ $YFe_{10}Mo_2$ ПРИ МАГНИТНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

С.М. Подгорных, В.А. Казанцев

Институт физики металлов УрО РАН, г.Екатеринбург, Россия

Соединение $YFe_{10}Mo_2$, имеющее тетрагональную структуру $ThMn_{12}$, является ферромагнетиком со спонтанной намагниченностью M_S = 13.4 μ_B на формулу и с температурой Кюри T_C =390 К [1]. Коэффициент теплового расширения (КТР) имеет температурную зависимость, подобную зависимости КТР инварного сплава $Fe_{65}Ni_{35}$ [2]. Большая величина объемной спонтанной магнитострикции ω_S=0.88 %, близость соединения к границе устойчивости структуры (соединения YFe_{12} не существует), наличие двух положений в решетке для атомов Fe с различными по величине магнитными моментами делают соединение $YFe_{10}Mo_2$ некоторым аналогом сплава $Fe_{65}Ni_{35}$. Одним из многих вопросов, связанных с проблемой инваров, является вопрос о проявлении в температурной зависимости теплоемкости тех процессов, которые влияют на формирование аномально низкого КТР. Ранее из измерений КТР и намагниченности $YFe_{10}Mo_2$ было показано, что в грубом приближении спонтанная магнитострикция ω_S пропорциональна квадрату спонтанной намагниченности M_S^2 во всем интервале температур $0<T<T_C$ [3]. Такая же связь наблюдалась для $Fe_{65}Ni_{35}$ раздельно для области низких и высоких температур [4]. Для обычных ферромагнетиков существует корреляция между температурными зависимостями КТР и теплоемкости. Однако в температурной зависимости теплоемкости $Fe_{65}Ni_{35}$ отсутствует заметная аномалия, подобная аномалии КТР, а существует только небольшой пик в T_C [5,6]. Поиски каких-либо «скрытых» возбуждений, приводящих к аномалии свойств, показали наличие в температурной зависимости намагниченности низкотемпературного коэффициента Стонера S и небольшого увеличения коэффициента Зоммерфельда γ в низкотемпературной теплоемкости. В данной работе исследована температурная зависимость теплоемкости для того, чтобы определить во внутренней энергии твердого тела черты аномального поведения КТР и намагниченности. Относительно низкая T_C в $YFe_{10}Mo_2$ дает возможность провести измерения и анализ температурной зависимости теплоемкости во всем диапазоне температур, где существует ферромагнитное упорядочение. Полученные данные по теплоемкости сопоставляются с температурной зависимостью спонтанной намагниченности, исследованной нами ранее на том же самом образце соединения $YFe_{10}Mo_2$. На Рис. 1 приведена измеренная полная теплоемкость соединения. Магнитная часть получена вычитанием решеточной части теплоемкости, вычисленной по функции Дебая с температурой Дебая Θ_D=365 К. Электронную часть теплоемкости $C_{el}=\gamma T$ мы не учитывали, считая, что полученная вычитанием магнитная теплоемкость будет содержать общую дополнительную к

решеточной теплоемкость. Спонтанная намагниченность $M_S(T)$, полученная из кривых намагничивания при различных температурах методом Белова-Аррота, показана на Рис.2 вместе с функцией Бриллюэна $B_J(T)$ для J=1/2.

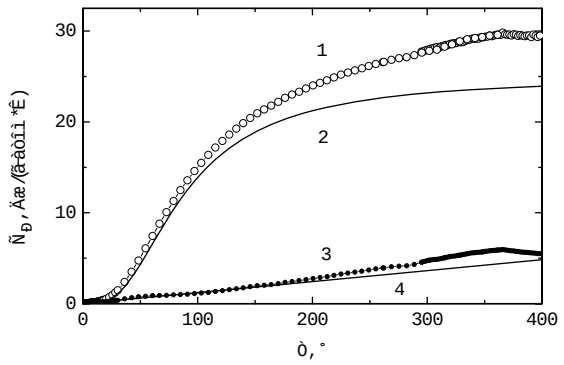


Рис.1. Теплоемкость $C_P(T)$ соединения $YFe_{10}Mo_2$. - (1). Сплошной линией (2) показана функция Дебая с Θ_D = 370 К. Магнитная часть теплоемкости $C_M(T)$ - (3); $C_{el} = \gamma T$ с γ = 12.1 мДж/(гр-атом К^2) - (4).

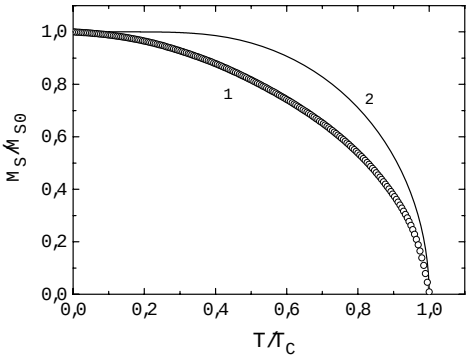


Рис.2. Приведенная спонтанная намагниченность M_S/M_{S0} соединения $YFe_{10}Mo_2$ в зависимости от приведенной температуры T/T_C - (1). Сплошной линией (2) показана функция Бриллюэна $B_J(T)$ с J=1/2.

Обычно магнитная часть теплоемкости $C_M(T)$ связывается с изменением обменной энергии через производную по температуре от квадрата спонтанной намагниченности [7,8]. На Рис.3 представлены зависимости магнитной теплоемкости и производной от $M_S(T)^2$ и от $B_J(T)^2$ по температуре. Кривые приведены в относительных единицах для удобства сравнения их температурных зависимостей. Видно, что $C_M(T)$ значительно отличается от экспериментально определенной величины $dM_S(T)^2/dT$. Мы предполагаем, что зависимость $C_M(T)$ может быть связана не только с $dM_S(T)^2/dT$, но также и с $dM_S(T)^4/dT$ во всем диапазоне температур. Кроме того, эти две зависимости, определяющие поведение $C_M(T)$, имеют противоположные знаки. Выбором величины коэффициентов a>0 и b>0 в соотношении $C_M(T)=a*dM_S^2/dT-b*dM_S^4/dT$, было получено хорошее описание экспериментальных данных (см. Рис.3). Эта зависимость формально совпадает с производной по температуре от термодинамического потенциала, рассматриваемого в теории фазовых переходов Ландау в виде разложения по степеням параметра порядка (намагниченности) вблизи температуры перехода T_C: $\Phi(P, T, M) = \Phi_0(P, T) + A(P, T)M^2 + B(P, T)M^4$ с коэффициентами A<0 и B>0 [9]. Мы рассматриваем полученную зависимость как зависящее от намагниченности выражение для дополнительной упругой и магнитоупругой энергии ферромагнетика, в котором возникает спонтанная магнитострикционная деформация. Поэтому такая зависимость дополнительной энергии от T должна существовать во всем диапазоне температур, а не только вблизи магнитного перехода. Кроме того, эта зависимость не является разложением по малому параметру, а представляет собой сумму изменения упругой, магнитоупругой, магнитообъемной и магнитостатической энергии из-за деформации, возникающей при спонтанном намагничивании.

Общие выражения для этих составляющих энергии получены в теории магнитострикции Неелем (см., например, [8]), они имеет довольно сложный вид и определяются зависимостью деформации от намагниченности. Рассмотрение дополнительной магнитной теплоемкости как изменение упругой и магнитоупругой энергии ферромагнетика впервые было проведено для сплава $La(Fe_{0.88}Si_{0.12})_{13}$ из экспериментов по теплоемкости в магнитной поле [10]. Вопросы, связанные с дополнительной магнитной энтропией при переходе, обсуждались ранее [11]. Различие упругих и магнитоупругих констант в разных материалах приводит, на наш взгляд, к многообразию температурного поведения дополнительной магнитной теплоемкости. Результаты сравниваются с данными по теплоемкости инварного сплава $Fe_{65}Ni_{35}$.

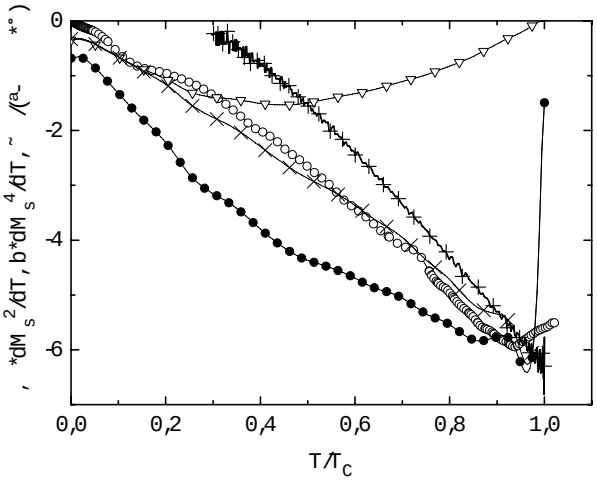


Рис. 3. Температурные зависимости: C_M–(○), dM_S^2/dT –(●), dM_S^4/dT – (▽), $[a*dM_S^2/dT\text{-}b*dM_S^2/dT]$ – (×), dB_J^2/dT – (+).

Работа поддерживается РФФИ, грант № 09-02-01319-а.

1. А.С. Ермоленко, Е.В. Щербакова, Г.В. Иванова, Е.В. Белозеров, ФММ, **№ 8**, 59 (1990).
2. С.М. Подгорных, В.Ю. Гришкин, В.А. Казанцев, Е.В. Щербакова, ФММ, **83**, 81 (1997).
3. S.M. Podgornykh, V.A. Kazantsev, E.V. Shcherbakova, EastMag2001, Ekaterinburg, Abstracts, 302 (2001).
4. F. Ono, J. Phys. Soc. Japan, **47**, 84 (1979); **47**,1480 (1979).
5. Y. Tanji, H. Asano and H. Moriya, Sci. Rep. Res. Inst., Tohoku Univ.**A24**, 205 (1973);
6. W. Bendick, H.H. Ettwig and W. Pepperhoff, J. Phys., **F8**, 2525 (1978).
7. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин, Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в *d*- и *f*- металлах и их соединениях, Екатеринбург, УрО РАН (2004).
8. С. Тикадзуми, Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения, М. Мир (1987).
9. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Статистическая физика. Ч.1, М. (1976).
10. S.M. Podgornykh, Ye.V. Shcherbakova, Phys. Rev. **B73**, 184421 (2006).
11. С.М. Подгорных, НМММ-XX, Москва, Сб. трудов, 226 (2006).

СПИРАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКИХ И НЕГЕЙЗЕНБЕРГОВСКИХ МАГНЕТИКАХ

Ю.А.Фридман, Д.А.Матюнин, Ф.Н.Клевец, О.А.Космачев, Г.С.Гореликов
Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

Первая модулированная магнитная структура – простая магнитная спираль – была экспериментально обнаружена в $MnAu_2$ более 40 лет назад (см. обзор [1]). Причиной возникновения таких структур является конкуренция положительных и отрицательных обменных взаимодействий между соседними, и следующими за ними атомами в магнитном кристалле.

Спиральные магнитные структуры хорошо изучены в магнетиках с одноионной анизотропией существенно меньшей обменных взаимодействий [1-4]. Однако существует широкий класс магнитных систем, в которых константа одноионной анизотропии сравнима или даже превосходит обменное взаимодействие [4,5]. В случае, когда константа одноионной анизотропии превосходит константу обменного взаимодействия, в магнетике формируется одинаковое для всех ионов синглетное спиновое состояние. Физически это означает, что, например, для магнетика со спином $S = 1$ из трех возможных одноионных спиновых состояний с проекциями $S^z = \pm 1, 0$ на ось C_3 нижайшим оказывается последнее. Это приводит к возникновению спиновых структур квадрупольного типа. Соответствующий квадрупольный порядок можно представить как хаотичное упорядочение спинов в плоскости, перпендикулярной оси ферромагнетизма, выделенной, например, внешним полем, и характеризовать квадрупольным параметром порядка $q_2^0 = 3\left\langle \left(S^z\right)^2 \right\rangle - S(S+1)$. К аналогичному упорядочению приводит и наличие большого биквадратичного обменного взаимодействия.

Рассмотрим вначале гейзенберговский магнетик, обладающий большой одноионной анизотропией типа «легкая плоскость» (базисная плоскость XOY). Система находится во внешнем магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости. Спин магнитного иона предполагается равным единице. Гамильтониан такого магнетика можно записать в виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{f,f'} \tilde{J}(f-f')\vec{S}_f\vec{S}_{f'} + \frac{\beta}{2}\sum_f (S_f^z)^2 - H\sum_f S_f^z, \qquad (1)$$

где $f = (l, n)$ – номер узла в кристалле, а обменное взаимодействие выглядит так: $\tilde{J}(f-f') = J(n-n')\delta_{l,l'} - J^{(1)}(l-l')\delta_{n,n'}\delta_{l',l+1} + J^{(2)}(l-l')\delta_{n,n'}\delta_{l',l+2}$, n – номер узла в базисной плоскости, индекс l нумерует узлы вдоль направления OZ, которое совпадает с направлением волнового вектора спирали; S_f^i – i-я компонента спинового оператора в узле f; $\beta > 0$ – константа одноионной анизо-

тропии. При этом, $J, J^{(1)}, J^{(2)} > 0$, а $J^{(1)} > J^{(2)}$, кроме того, предполагается, что $\beta > \tilde{J}$. Дальнейшие вычисления будем проводить для $T = 0$.

Провести точный учет одноионной анизотропии удается, используя технику операторов Хаббарда.

Анализ свободной энергии системы показывает, что при $T = 0$ параметры порядка системы можно представить в виде:

$$\left\langle S^z \right\rangle = cos2\theta,\ q_2^0 = 3\left\langle \left(S^z\right)^2 \right\rangle - 2,\ q_2^2 = \sin 2\theta, \tag{2}$$

где $\cos 2\theta = \frac{\bar{H}}{\chi}, \bar{H} = H + \tilde{J}_0 \left\langle S^z \right\rangle,\ \chi = \sqrt{\bar{H}^2 + \left(q_2^2\right)^2},\ q_2^2 = \left\langle \left(S^x\right)^2 \right\rangle - \left\langle \left(S^y\right)^2 \right\rangle.$

Рассмотрим спектры элементарных возбуждений в случае больших магнитных полей ($H > \frac{\beta}{2}$). Как следует из (2), параметры порядка имеют вид $\left\langle S^z \right\rangle = 1,\ q_2^0 = 1,\ q_2^2 = 0$. В этом случае в системе реализуется ферромагнитная фаза. Спектры низкочастотных магнонов в этом случае имеют вид:

$$\varepsilon(k) = H - \frac{\beta}{2} + k^2\left(-\frac{J_0^{(1)}}{2} + 2J_0^{(2)}\right) + k^4\left(\frac{J_0^{(1)}}{24} - \frac{2J_0^{(2)}}{3}\right) = H - \frac{\beta}{2} + \delta k^2 + \gamma k^4, \tag{3}$$

где $\delta = -\frac{J_0^{(1)}}{2} + 2J_0^{(2)} < 0,\ \gamma = \frac{J_0^{(1)}}{24} - \frac{2}{3}J_0^{(2)} > 0$.

Как видно из (3), спектр магнонов соответствует переходу системы из ферромагнитной фазы в спиральную магнитную структуру с осью спирали, параллельной оси OZ. Из условия обращения в ноль щели в спектре (3) найдем поле фазового перехода из ферромагнитной фазы. Спектр магнонов в ферромагнитной фазе имеется минимум при $\left(k^*\right)^2 = -\delta/2\gamma$. Таким образом, величина поля перехода из ферромагнитной фазы в состояние со спиральным распределением вектора намагниченности зависит от величины критического значения волнового вектора $H_{c1} = \frac{\beta}{2} + \frac{\delta^2}{4\gamma}$, а шаг магнитной спирали равен $\frac{1}{k^*} = \sqrt{-\frac{2\gamma}{\delta}}$.

Рассмотрим теперь случай малых полей ($H < \frac{\beta}{2}$). При больших значениях одноионной анизотропии и в малых магнитных полях, происходит инверсия энергетических уровней магнитного иона. Как следует из (2), параметры порядка системы равны $\left\langle S^z \right\rangle = 0,\ q_2^0 = -2,\ q_2^2 = 0$, т.е. магнетик находится в квадрупольной фазе. Спектр магнонов в квадрупольной фазе имеет вид:

$$\varepsilon(k) = \frac{1}{2}\sqrt{\beta\left(\beta - 4\tilde{J}_0 + 4\delta k^2 + 4\gamma k^4\right)} - H\ . \tag{4}$$

Из (4) видно, что спектр магнонов становится неустойчивым не при $k = 0$, а при $\left(k^*\right)^2 = -\delta/2\gamma$, и при

$$H_{c2} = \sqrt{\frac{\beta}{4}\left(\beta - 4\tilde{J}_0 - \frac{\delta^2}{\gamma}\right)} \approx \frac{\beta}{2} - J_0 + J_0^{(1)} - J_0^{(2)} - \frac{\delta^2}{4\gamma} \qquad (5)$$

исследуемая система переходит из квадрупольной фазы в спиральную фазу с шагом $\frac{1}{k^*} = \sqrt{-\frac{2\gamma}{\delta}}$.

Таким образом, в трехмерном фрустрированном магнетике с большой одноионной анизотропией возможна реализация спиральной магнитной структуры. Область существования этого состояния равна $\Delta H = H_{c1} - H_{c2} \approx J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)} + \frac{\delta^2}{2\gamma}$, а шаг магнитной спирали определяется константами обменных взаимодействий.

Рассмотрим теперь негейзенберговский магнетик, описываемый гамильтонианом

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{f,f'} \tilde{J}(f - f')\vec{S}_f \vec{S}_{f'} - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} K(n-n')\delta_{ll'}\left(\vec{S}_n \vec{S}_{n'}\right)^2 + \frac{\beta}{2}\sum_f (S_f^z)^2 - H\sum_f S_f^z, \quad (6)$$

где $K\left(n-n'\right)\delta_{ll'} > 0 -$ константа биквадратичного обменного взаимодействия в базисной плоскости.

При больших полях в системе реализуется ферромагнитная фаза, в которой спектр магнонов имеет вид (3). При $H = H_{c1}$ магнетик переходит из ферромагнитной фазы в спиральное состояние. При малых полях и больших значениях одноионной анизотропии в системе реализуется квадрупольная фаза, спектр магнонов в которой имеет вид:

$$\varepsilon(k) = \frac{1}{2}\sqrt{\beta\left(\beta + 4K_0 - 4\tilde{J}_0 + 4\delta k^2 + 4\gamma k^4\right)} - H\,, \qquad (7)$$

из которого следует, что поле перехода из этой фазы в спиральное состояние равно $\tilde{H}_{c2} = \sqrt{\frac{\beta}{4}\left(\beta + 4K_0 - 4\tilde{J}_0 - \frac{\delta^2}{\gamma}\right)}$. Отсюда видно, что учет биквадратичного обменного взаимодействия приводит к существенному уменьшению области существования спирального состояния ($\tilde{H}_{c2} > H_{c2}$).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины (проект 269/09).

1. Изюмов Ю.А. УФН **144**, 439 (1984)
2. Бучельников В.Д., В.Г.Шавров ФТТ **30**, 1167 (1988)
3. Гиппиус А.А., Москвин А.С., Морозова Е.Н., Охотников К.С. ЖЭТФ **132**, 99 (2007)
4. Нагаев Э.Л.Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. М.: Наука, 1988.-231 с.
5. Калита В.М., Локтев В.М. ЖЭТФ **125**, 1149 (2004)

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА С ВМОРОЖЕННЫМ БЕСПОРЯДКОМ

А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Азнаурова

Институт физики Дагестанского научного центра РАН 367003, Махачкала, Россия

Изучение фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в магнитных материалах содержащих примеси, и другие дефекты структуры представляет большой теоретический и экспериментальный интерес [1]. Это обусловлено тем, что большинство реальных твердых тел всегда содержит примеси и другие дефекты структуры, присутствие которых влияет на их физические свойства и, в частности, может существенно влиять на поведение систем при ФП. Поэтому в последнее время усилия многих исследователей были направлены на то, чтобы понять, как те или иные дефекты структуры влияют на поведение различных систем при ФП.

На основе эвристических аргументов было показано, что вмороженные немагнитные примеси изменяют критические показатели системы, если соответствующий показатель теплоемкости чистой системы положителен (критерий Харриса) [2]. В тоже время имеются основания предполагать, что немагнитные примеси оказывают совершенно другое влияние, вплоть до изменения рода ФП на системы описываемых моделями Поттса. При изучении этих вопросов лабораторные и теоретические исследования сталкиваются с большими и труднопреодолимыми проблемами.

В настоящей работе исследованы ФП в трехмерной модели Поттса с числом состояний спина q=3 в зависимости от степени вмороженного беспорядка на основе одно-кластерного алгоритма Вольфа метода Монте-Карло (МК). При изучении такой модели необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах кубической решётки расположены спины S_i, которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний и немагнитные примеси ; немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы на различных узлах решетки; энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях или же, если хотя бы в одном узле находится немагнитный атом, и равна $|J|$, если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях. С учетом этих особенностей гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = 1, 2, 3 \qquad (1)$$

где $\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j, \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases}$ и $\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин} \\ 0, & \text{если в узле расположена немагнитная примесь} \end{cases}$.

Исследовались системы с линейными размерами $L \times L \times L = N$, L=20-44. Для вывода системы в равновесное состояние вычислялось время релаксации τ_0 для всех систем с линейными размерами L. Затем усреднение прово-

дилось по участку марковской цепи длиной $\tau = 150\tau_0$, а конфигурационное усреднение осуществлялось по 100 – 1000 различным начальным конфигурациям.

Для анализа характера ФП наиболее эффективным методом зарекомендовал себя метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [3]:

$$V_L(T, p) = 1 - \frac{\langle E^4 \rangle_L}{3\langle E^2 \rangle_L^2}, \quad (2)$$

$$U_L(T, p) = 1 - \frac{\langle m^4(T, p; L) \rangle_L}{3\langle m^2(T, p; L) \rangle_L^2}, \quad (3)$$

где E- энергия и m- намагниченность системы с линейным размером L. Выражения (2) и (3) позволяют определить $T_c(p)$ с большой точностью при фазовых переходах первого и второго рода соответственно. Следует отметить, что применение кумулянтов Биндера позволяет также хорошо тестировать тип ФП в системе. Известно, что ФП первого рода характеризуются следующими отличительными особенностями [4]: усредненная величина $V_L(T, p)$ стремится к некоторому нетривиальному значению V^* согласно выражению

$$V(T, p) = V^* + bL^{-d} \quad (4)$$

при $L \to \infty$ и $T = T_c(L)$, где V^* отлична от 2/3, а минимальная величина $U_{L,\min}(T = T_{\min}, p)$ расходится $U_{L,\min}(T = T_{\min}, p) \to -\infty$ при $L \to \infty$; максимумы теплоемкости C и восприимчивости χ пропорциональны объему L^d. Кроме того, в случае ФП второго рода кривые температурной зависимости кумулянтов Биндера $U_L(T,p)$ имеют четко выраженную точку пересечения. Характерные зависимости кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ и $U_L(T,p)$ от температуры для систем с разными линейными размерами при p=0.95 приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Заметим, что из вставки к рисунку 1 наглядно видно, что нетривиальная величина, полученная при аппроксимации в соответствии с выражением (4) $V^* \to 2/3$ при $L \to \infty$. Такое поведение как отмечалось характерно для ФП второго рода. Кроме того, из рис. 2 видно, что в критической области для $U_L(T,p)$ наблюдается четко выраженная точка пересечения и $U_L(T,p)$ не проявляет тенденцию стремления к -∞ при $L \to \infty$, что также свидетельствует о ФП второго рода.

Аналогичное поведение температурных зависимостей кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$ и $U_L(T,p)$ наблюдалось и для систем с концентрацией спинов p=0.90; 0.8; 0.70; 0.65. Определенные таким способом критические температуры приведены в табл.1.

Таким образом, очевидно, что немагнитные примеси порядка c=0.05, c=1-p приводит к смене ФП с первого рода на второй. Для всех рассмотренных систем, в которых наблюдается ФП второго рода нами на

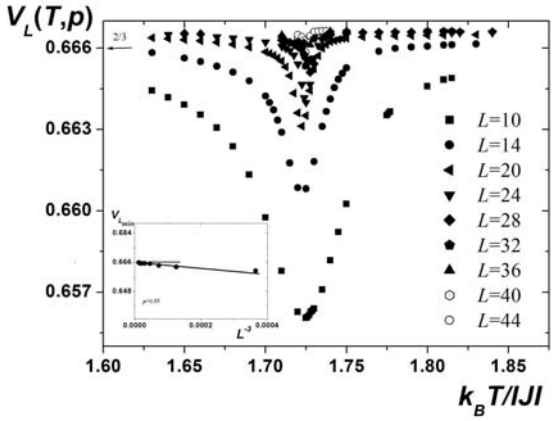


Рис. 1. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $V_L(T, p)$.

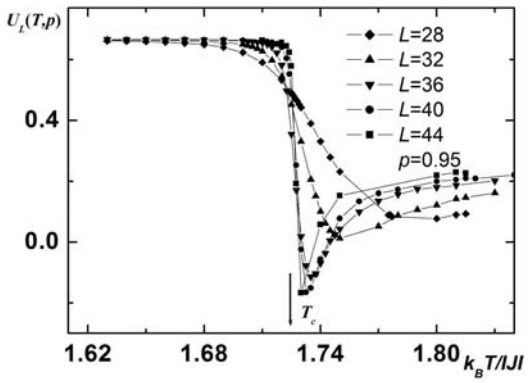


Рис. 2. Температурная зависимость кумулянтов Биндера $U_L(T, p)$

основе теории конечно-размерного скейлинга [5] рассчитаны статические критические индексы (КИ) теплоемкости α, восприимчивости γ, намагниченности β, и критический индекс радиуса корреляции ν. Более подробно методика определения КИ описана в работе [6]. Значения КИ представлены в табл. 1.

p	T_c	ν	p	γ	β	$\alpha+2\beta+\gamma=2$
0.95	1.724	0.697	-0.001(2)	1.273(4)	0.364(4)	2.000
0.90	1.634(2)	0.671(5)	-0.008(5)	1.275(5)	0.365(5)	1.997
0.80	1.449(2)	0.679(5)	-0.018(6)	1.279(5)	0.372(5)	2.005
0.70	1.245(3)	0.684(8)	-0.025(9)	1.281(6)	0.374(6)	2.004
0.65	1.127(3)	0.688(8)	-0.027(9)	1.284(6)	0.376(6)	2.009

Полученные данные в результате тщательных исследований свидетельствуют, что внесение в систему вмороженного беспорядка в виде немагнитных примесей c, c=1-p, где $p < 1.00$ изменяет фазовый переход первого рода на фазовый переход второго рода. Данные представленные в табл. 1 показывают, что численные значения КИ рассчитанные в области ФП второго рода на фазовой диаграмме для этой модели в пределах погрешности численного эксперимента достаточно хорошо согласуются друг с другом и подтверждают универсальность критического поведения трехмерных разбавленных систем.

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 07-02-00194, № 06-02-96602) и грантом научной школы (НШ-2253.2003.2).

1. Ш. Ма. Современная теория критических явлений. 1980. Мир, М. 198 с.
2. A.B. Harris. J. Phys. C **7**, 1671 (1974).
3. K. Eichhorn, K. Binder. J. Phys.: Condens. Matter **8**, 5209 (1996).
4. D. Loison, K.D. Schotte. Eur. Phys. J. B **5**, 735, (1998).
5. M.E. Fisher, M.N. Barber. Phys. Rev. Lett. **28**, 1516 (1972)
6. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Азнаурова. ФТТ 50, 703 (2008).

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ФРУСТРИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ ВТОРЫХ БЛИЖАЙЩИХ СОСЕДЕЙ.

А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К. Бадиев

Институт физики ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, ул. М.Ярагского,94
e-mail: sheikh77@mail.ru

Исследование фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в фрустрированных спиновых системах является одной из фундаментальных проблем статистической физики [1-3].

Успехи, достигнутые в последние годы, в понимании ФП и КЯ в фрустрированных системах (ФС) в значительной степени связаны с применением методов Монте-Карло (МК) [4-11].

В данной работе, нами на основе специального репличного алгоритма метода Монте-Карло проведены исследования трехмерной (3*D*) фрустрированной антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей.

Гамильтониан такой системы может быть представлен в следующем виде [11]:

$$H = -J\sum_{\langle ij\rangle}(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - J'\sum_{\langle ij\rangle}(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j), \qquad (1)$$

где $\vec{S}_i$ – трехкомпонентный единичный вектор $\vec{S}_i = \left(S_i^x, S_i^y, S_i^z\right)$, $J<0$ и $J'<0$ – константы антиферромагнитного обменного взаимодействия. Первый член в формуле (1) характеризует взаимодействие ближайших соседей, а второй - взаимодействие вторых ближайших соседей.

Исследование магнитных и общетермодинамических свойств этой модели, без учета взаимодействий вторых соседей, методом МК выполнены в работах [8,9]. В данной работе рассчитаны некоторые статические магнитные и киральные критические индексы с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и с линейными размерами $LxLxL=N$, $L=12\div42$ и $k = J'/J = 0.0\div0.1$. Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекался участок длиной $\tau_0=4.0x10^5$ МКшагов/спин, что в несколько раз больше длины неравновесного участка. Усреднение термодинамических величин проводилось вдоль марковской цепи длиной $\tau=25\tau_0$. Для повышения точности проводилось усреднение и по данным, полученным из двадцати различных начальных конфигураций.

Для наблюдения за температурным ходом поведения теплоемкости и восприимчивости нами использовались выражения [12]:

$$C = (NK^2)\left(\left\langle U^2 \right\rangle - \left\langle U \right\rangle^2\right), \tag{2}$$

$$\chi = \begin{cases} (NK)\left(\left\langle m^2 \right\rangle - \left\langle m \right\rangle^2\right), T < T_N \\ (NK)\left\langle m^2 \right\rangle, \qquad T \geq T_N \end{cases} \tag{3}$$

$$\chi_k = \begin{cases} (NK)\left(\left\langle m_k{}^2 \right\rangle - \left\langle m_k \right\rangle^2\right), T < T_k \\ (NK)\left\langle m_k{}^2 \right\rangle, \qquad T \geq T_k \end{cases} \tag{4}$$

где $K = |J| / k_B T$, N – число частиц, m – магнитный параметр порядка, m_k – киральный параметр порядка, χ_k – киральная восприимчивость.

Параметр порядка системы m вычислялся по формуле [5]:

$$m = \frac{3}{N}\sqrt{\left\langle M_A^2 + M_B^2 + M_C^2 \right\rangle / 3}\ , \tag{5}$$

где M_A, M_B и M_C - намагниченности трех подрешеток, соответственно.

Намагниченность подрешетки определялась следующим образом [5]:

$$\left\langle \left| \vec{M}_r \right| \right\rangle = \left\langle \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2} \right\rangle,\ r = A, B, C. \tag{6}$$

На рис.1 представлены характерные зависимости магнитного параметра порядка m от температуры для различных значений величины k. Из рисунка

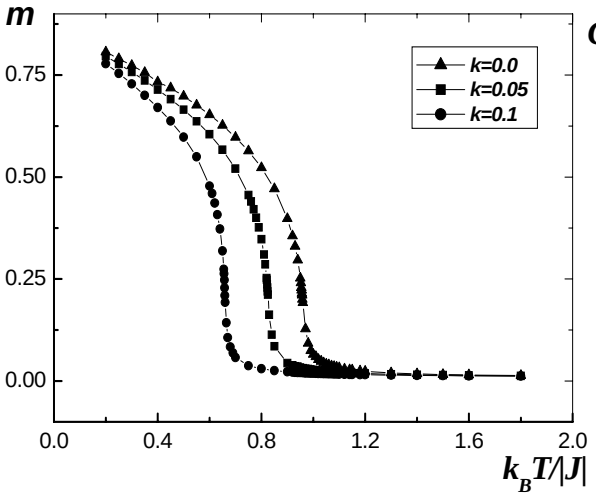


Рис. 1. Зависимость намагниченности m от температуры $k_BT / |J|$ для системы с L=30.

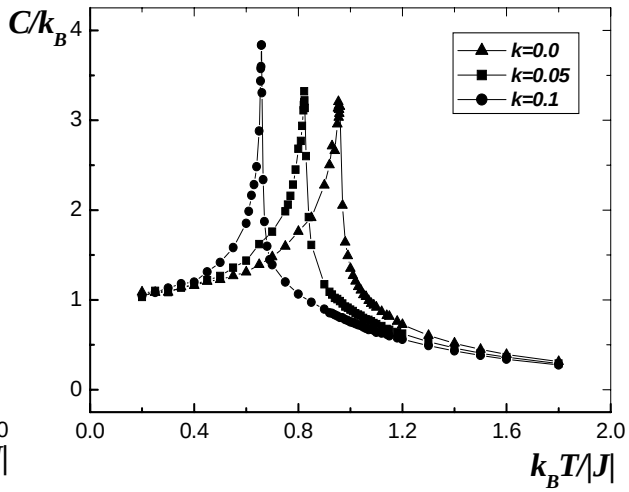


Рис 2. Зависимость теплоемкости C / k_B от температуры $k_BT / |J|$ для системы с L=30.

видно, что с увеличением взаимодействий вторых ближайших соседей спад на кривой намагниченности смещается в сторону низких температур. Это свидетельствует о том, что критическая температура уменьшается с увеличением k.

Температурные зависимости теплоемкости (рис.2) и восприимчивости (рис.3) имеют хорошо выраженные максимумы в критической области. При этом увеличение соотношения обменных параметров ведет к уменьшению температуры фазового перехода и, соответственно смещению максимумов теплоемкости и восприимчивости в сторону низких температур.

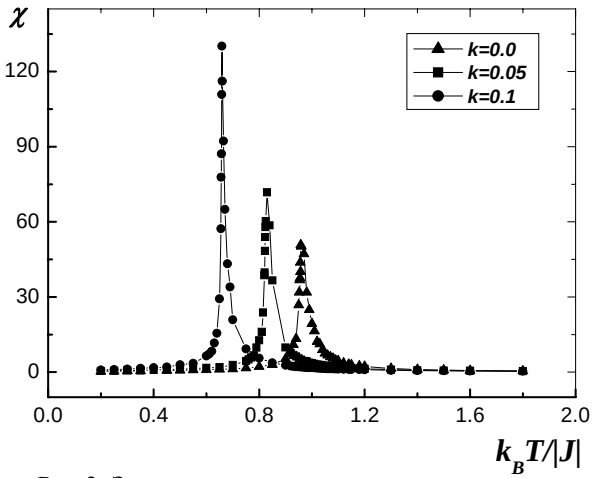


Рис 3. Зависимость восприимчивости χ от температуры $k_BT/|J|$ для системы с L=30

Для расчета статических киральных и магнитных критических индексов теплоемкости α, восприимчивости γ, γ_k намагниченности β, β_k и радиуса корреляции ν, ν_k использовались соотношения теории конечно-размерного скейлинга [13]. Все критические параметры, полученные нами, представлены в таблице 1.

Таблица 1. Значение критических параметров для антиферромагнитной 3D модели Гейзенберга на треугольной решетке.

k	T_N	ν	α	β	γ	β_k	γ_k
0.0	0.957(1)	0.65(1)	0.18(2)	0.30(2)	1.27(2)	0.53(2)	0.84(4)
0.05	0.824	0.65	0.22	0.28	1.26(3)	0.46	0.97
0.1	0.657	0.64	0.27	0.23	1.30(1)	0.36	1.31

1. А.З. Паташинский, В.Л. Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов, Наука, Москва (1982).
2. Ш. Ма, Современная теория критических явлений, Мир, Москва (1980).
3. Вик.С. Доценко, УФН **165**, 481 (1995).
4. А.К. Муртазаев, И.К. Камилов, Х.К. Алиев, УФН **169**, 773 (1999).
5. H.J. Kawamura, J. Phys. Soc. Jap. **56**, 474 (1987).
6. H.J. Kawamura, J. Phys. Soc. Jap. **61**, 1299 (1992).
7. A. Mailhot, M.L. Plumer, A. Caille, Phys. Rev. B **50**, 6854 (1994).
8. А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К.Бадиев, ЖЭТФ **132**, 1152 (2007).
9. A.K. Murtazaev, M.K. Ramazanov, Phys. Rev. B **76**, 174421 (2007).
10. А.К. Муртазаев, И.К. Камилов, Х.К. Алиев, В.А. Мутайламов, ЖЭТФ **117**, 559 (2000).
11. D. Loison, and H.T. Diep, Phys. Rev. B **50**, 16453 (1994).
12. K. Binder, J.-Sh. Wang, J. Stat. Phys. **55**, 87 (1989).
13. A.M. Ferrenberg, D.P. Landau, Phys. Rev. B **44**, 5081 (1991).

СТАТИЧЕСКОЕ КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ МОДЕЛИ МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ Fe_2/V_{13}

В.А. Мутайламов, А.К. Муртазаев

Институт физики ДНЦ РАН, г.Махачкала

В современной физике конденсированного состояния заметный интерес вызывает изучение металлических магнитных сверхрешеток [1-3]. Экспериментальные исследования таких систем сталкиваются со значительными трудностями, поэтому в последнее время для их изучения стали использоваться и методы вычислительной физики. Так в работах [4-6] исследовано статическое критическое поведение магнитных сверхрешеток Fe_2/V_{13}, определены статические критические индексы, изучена их зависимость от соотношения внутрислойного и межслойного обменных взаимодействий.

В предложенной в [4-6] микроскопической модели железо-ванадиевой сверхрешетки Fe_2/V_{13} каждый атом железа имеет четырех ближайших соседей из прилегающего слоя железа. Слои железа сдвинуты друг относительно друга на половину постоянной решетки по направлениям *x* и *y*. Взаимодействие между ближайшими соседями внутри слоя носит ферромагнитный характер и определяется параметром обменного взаимодействия $J_{\parallel}$. Взаимодействие, существующее между слоями железа через ванадиевую прослойку, учитывается с помощью параметра $J_{\perp}$. В реальных сверхрешетках его величина и знак могут меняться в зависимости от расстояния между слоями железа, что в свою очередь зависит от количества адсорбированного в ванадиевую подсистему водорода. Магнитные моменты атомов железа упорядочены в плоскости *xy*. Гамильтониан такой системы можно представить в виде модифицированной трехмерной XY-модели [4-6]

$$H = -J_{\parallel}\frac{1}{2}\sum_{i,j}\left(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y\right) - J_{\perp}\frac{1}{2}\sum_{i,k}\left(S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y\right), \qquad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая с атомами соседних слоев через немагнитную прослойку; $S_i^{x,y}$ – проекции спина локализованного на узле *i*.

Гамильтониан (1) хорошо описывает статическое критическое поведение моделей железо-ванадиевых сверхрешеток, но его невозможно применить для изучения их динамического критического поведения. Как правило, в качестве численного метода исследования спиновой динамики магнитных систем используется метод молекулярной (спиновой) динамики, который основан на решении уравнений движения спинов в локальном магнитном поле [7]

$$\frac{d\vec{S}_i}{dt} = \left[\vec{S}_i \times \vec{h}_{loc}^{\,i}\right], \qquad (2)$$

где $\vec{h}_{loc}^{\,i}$ - локальное магнитное поле, действующее на спин $\vec{S}_i$, определяемое гамильтонианом системы. Однако в данном случае напрямую использовать этот метод не удается из-за несоответствия пространственной размерности спинов в (1) и (2). В связи с этим, для исследования подобных систем в работе [8] была предложена специальная методика, основанная на использовании трехмерной модели Гейзенберга с сильно выраженной анизотропией обменной константы в *z* направлении.

В соответствии с этой методикой, нами предложена модель для исследования как статического, так и динамического критического поведения моделей железо-ванадиевых сверхрешеток. Гамильтониан этой модели может быть представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j}\left(J_{\parallel}^{x}S_i^{x}S_j^{x} + J_{\parallel}^{y}S_i^{y}S_j^{y} + J_{\parallel}^{z}S_i^{z}S_j^{z}\right) - \frac{1}{2}\sum_{i,k}\left(J_{\perp}^{x}S_i^{x}S_k^{x} + J_{\perp}^{y}S_i^{y}S_k^{y} + J_{\perp}^{z}S_i^{z}S_k^{z}\right), \quad (3)$$

$$J_{\parallel}^{x} = J_{\parallel}^{y},\ J_{\parallel}^{z} = 0, \quad J_{\perp}^{x} = J_{\perp}^{y},\ J_{\perp}^{z} = 0.$$

Как видно из формулы, данный гамильтониан аналогичен гамильтониану трехмерной модели Гейзенберга за одним исключением: взаимодействие *z* проекций спинов равно нулю. Отсутствие взаимодействия *z* проекций спинов приводит к появлению сильной анизотропии в плоскости *xy*, что позволяет говорить о схожести характера поведения данной модели с классической трехмерной XY-моделью.

Это предположение подтвердилось в работе [8], авторы которой показали, что полученные методом численного эксперимента значения статических критических индексов модели Гейзенберга с анизотропией типа легкая плоскость совпадают со значениями аналогичных индексов трехмерной XY-модели, хотя критические температуры этих моделей отличаются друг от друга. Также данная методика была апробирована нами при изучении критической динамики модели Гейзенберга с сильной анизотропией типа легкая плоскость на простой кубической решетке. Полученные результаты показали, что такой подход достаточно хорошо описывает как статическое, так и динамическое критическое поведение моделей планарных магнетиков, что, в частности, позволяет использовать его для изучения критической динамики моделей магнитных сверхрешеток.

Нами с использованием стандартного алгоритма метода Монте-Карло исследовано статическое критическое поведение модели сверхрешетки Fe_2/V_{13} с использованием гамильтониана (3) в случае равенства внутрислойного и межслойного обменных взаимодействий. Как следует из (1), в этом случае характер статического критического поведения модели Fe_2/V_{13} должен совпадать с характером критического поведения классической 3D XY модели, что подтвердилось результатами работ [4-6].

Полученные нами с использованием гамильтониана (3) значения критической температуры и статических критических индексов представлены в таблице 1, в которой также приведены результаты, полученные с использо-

ванием гамильтониана (1) и теоретически предсказанные значения для трехмерной XY-модели.

Таблица 1. Критические индексы и критические температуры моделей сверхрешеток Fe_2/V_{13} в случае $J_{\parallel} = J_{\perp}$.

	Fe_2/V_{13} (2)	**Fe_2/V_{13} (1) [4-6]**	**3D XY [9]**
$k_bT_c/J_{\parallel}$	1.242(1)	1.7463(3)	2.20167(2) [7]
α	-0.007(8)*	-0.0184(3)	-0.012(14)
β	0.346(8)	0.3417(3)	0.3485(35)
γ	1.305(8)	1.3398(3)	1.315(7)
ν	0.677(8)	0.6706(3)	0.671

* - *Значение рассчитано из соотношения $\alpha+2\beta+\gamma=2$*

Как видно из таблицы, полученные нами значения статических критических индексов хорошо согласуются как с полученными в работах [4-6], так и с теоретически предсказанными для трехмерной XY-модели. Отметим, что определенные методом куммулянтов Биндера критические температуры полученные с использованием гамильтонианов (1) и (3) не совпадают друг с другом. Полученные результаты показывают, что использование гамильтониана (3), по-видимому, позволяет исследовать и статическое, и динамическое критическое поведение моделей железо-ванадиевых сверхрешеток при любых соотношениях внутрислойного и межслойного обменных взаимодействий.

Работа поддержана грантами РФФИ (№07-02-00194, №06-02-96602) и грантом Президента РФ по поддержке ВНШ (№ НШ-5547.2006.2).

[1] B.Hjörvarsson, J.A.Dura, P.Isberg, et all, Phys. Rev. Lett. 79, 901 (1997).
[2] V.Leiner, K.Westerholt, A.M.Blixt, H.Zabel, B.Hjörvarsson, Phys. Rev. Lett. 91, 37202 (2003).
[3] V.Leiner, K.Westerholt, B.Hjörvarsson, H.Zabel, J. Phys. D: Appl. Phys. 35, 2377 (2002).
[4] K.Sh.Khizriev, A.K.Murtazaev, V.M.Uzdin, Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 300, e546 (2006).
[5] А.К.Муртазаев, К.Ш.Хизриев, В.М.Уздин, Известия Академии Наук. Серия физическая 70, 602 (2006).
[6] А.К.Муртазаев, УФН 176, 119 (2006).
[7] D.P. Landau, M. Krech, J. Phys.: Condens. Matter. 11, R179 (1999).
[8] M. Krech, D.P. Landau, Phys. Rev. B 60, 3375 (1999).
[9] J.C. Le Guillou and J. Zinn-Justin, J. Phys. Lett. (Paris) 46, L137 (1985).

СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ В 1D-МОДЕЛИ ИЗИНГА

В.И. Белоконь, К.В. Нефедев

Дальневосточный государственный университет, Владивосток, Россия

Одномерная модель спинов Изинга, передложенная Изингом в 1925 году и допускающая точное решение, является простейшей моделью магнитной системы. Она остается привлекательной и сегодня, поскольку существует большое число различных прикладных областей, где 1D модель Изинга может быть полезной. Это нанопроволоки и квазиодномерные структуры, где в качестве элементов используются гранулы, наноточки или фуллерены [1,2]. Предполагается также, что одномерные атомные структуры могут использоваться для выполнения квантовых вычислений [3-4], создания искусственных аналогов природных полипептидных макромолекул, синтеза высокотемпературных сверхпроводников [5] и т.д.

Точное аналитическое решение для данной модели было получено достаточно давно [6,7], однако вопросы, связанные с возникновением локального порядка до сегодняшнего дня остаются актуальными [8,9]. Отметим также, что имеющиеся современные экспериментальные технологии позволяют создавать и исследовать объекты ограниченных размеров (например, наночастицы), где число атомов хотя и очень большое, но остается существенно меньше, чем в макроскопических образцах. В связи с этим нами были выполнены дополнительные исследования, которые позволили получить точный результат для среднеквадратичной намагниченности одномерной цепочки спинов с произвольным числом частиц.

В одномерной решеточной модели Изинга имеется N штук магнитных моментов (спинов), расположенных в узлах замкнутой цепочки, $S_N=S_1$. Стандартный гамильтониан учитывает обменное спин-спиновое взаимодействие J спина S_i со своими соседями и его энергию во внешнем магнитном поле H

$$H = -\sum_{i}^{N} J\, S_i\, S_{i+1} - H\sum_{i}^{N} S_i\,, \qquad (1)$$

В этом случае статистическая сумма N спинов есть

$$Z_N(B,T) = \sum_{S_1}\sum_{S_2}\dots\sum_{S_N} Exp\left[\sum_{i}\left(K\, S_i\, S_{i+1} + BS_i\right)\right] \qquad (2)$$

где переменные $S_1 \dots S_N$ принимают значения ±1, $K = \beta J$, $B = \beta H$ и $\beta = 1/T$. Для D=1

$$Z_N = Trace\left[\begin{pmatrix}\lambda_+ & 0\\ 0 & \lambda_-\end{pmatrix}^N\right] = \lambda_+^{\,N} + \lambda_-^{\,N}, \qquad (3)$$

$$\lambda_{\pm} = e^{K}\cosh B \pm (e^{2K}\sinh^2 B + e^{-2K})^{\frac{1}{2}}. \qquad (4)$$

Естественно, что средняя намагниченность на один спин при B=0

$$M(T) = \frac{1}{N}\frac{T}{Z_N}\left(\frac{\partial Z_N}{\partial B}\right)_{B\to 0} = \frac{1}{\lambda_+^{\,N} + \lambda_-^{\,N}}\left(\lambda_+^{\,N-1}\frac{\partial \lambda_+}{\partial B} + \lambda_-^{\,N-1}\frac{\partial \lambda_-}{\partial B}\right) = 0. \qquad (5)$$

Этот результат находится в согласии с симметричной структурой статистической суммы, где каждая энергия дважды вырождена по спиновому избытку (одному и тому же значению энергии соответствуют разные проекции вектора ***M*** на выделенное направление H).

Среднеквадратичное значение намагниченности в отсутствие внешнего поля для любого конечного числа частиц отлично от нуля (!)

$$M^2(T) = \frac{1}{N^2}\frac{T^2}{Z_N}\left(\frac{\partial^2 Z_N}{\partial B^2}\right)_{B\to 0} \neq 0, \qquad (6)$$

так как

$$\frac{T^2}{N^2 Z_N}\left(\frac{\partial^2 Z_N}{\partial B^2}\right) = \frac{1}{NZ_N}\left((N-1)\lambda_+^{\,N-2}\left(\frac{\partial \lambda_+}{\partial B}\right)^2 + (N-1)\lambda_-^{\,N-2}\left(\frac{\partial \lambda_-}{\partial B}\right)^2 + \right.$$
$$\left. + \lambda_+^{\,N-1}\frac{\partial^2 \lambda_+}{\partial B^2} + \lambda_-^{\,N-1}\frac{\partial^2 \lambda_-}{\partial B^2}\right)_{B\to 0} = \frac{\lambda_+^{\,N} - \lambda_-^{\,N}}{\lambda_+^{\,N} + \lambda_-^{\,N}}\frac{e^{2K}}{N}. \qquad (7)$$

После элементарных математических преобразований имеем

$$M^2(T) = \frac{1}{N}\frac{1 - \tanh^N K}{1 + \tanh^N K}\, e^{2K}, \qquad (8)$$

причем $M^2(T)\to 1$ при $T\to 0$ и $\forall N$. Это обстоятельство, связано с тем, что при $T\to 0$ в статистической сумме начинают превалировать члены с большой отрицательной энергией взаимодействия. Так, например, вероятность реализации состояния с магнитным моментом N и вероятность магнитного момента равного нулю, соответственно,

$$P(M = N) = \frac{2e^{N/T}}{Z_N}, \qquad P(M = 0) = \frac{1}{Z_N}\frac{N!}{(N/2!)^2} \approx \frac{2^N}{Z_N}\left(\frac{2}{\pi N}\right)^{1/2} \qquad (9)$$

становятся одинаковыми по значению при температуре, определяемой из соотношения (при N>>1)

$$\frac{1}{T} = \ln 2 + \frac{1}{2N}\ln\frac{2}{2\pi N} \approx \ln 2. \qquad (10)$$

Окончательное упорядочение наступает при температуре T_s, для которой

$$\frac{2e^{\frac{N}{T_s}}}{Z_N} \gg \frac{N}{1!}\frac{2e^{\frac{N-2}{T_s}}}{Z_N}, \text{ или } T_s < \frac{1}{\ln\sqrt{N}}. \qquad (11)$$

Из (11) следует, что температура перехода к упорядоченному состоянию $T_s(N)$ обратно пропорциональна $\log N$. Отсюда видно, что в отсутствие внешнего магнитного поля цепочке конечного числа спинов Изинга при

температуре ниже критической выгоднее находиться в состояниях, где каждый спин упорядочен относительно своих соседей, см. рис.1. $T_s(N)$, приведенная на рис. 2, определялась, как температура, при которой $M^2(T)=0.99$, т.е. температура, при которой 99% процентов магнитных моментов в узлах цепочки коллинеарны своим соседям. Эту зависимость можно представить как $T_s^{-1}(N) \sim 0.87 + 1.15(\log N)$. Обращение в нуль среднего магнитного момента $M(T)$ системы при $B=0$ связано с тем, что в состоянии термодинамического равновесия вектор $\boldsymbol{M}$ в интервале температур $0<T<T_s$ флуктуирует как целое, а система проявляет свойства суперпарамагнетика.

Очевидно, что для системы конечного числа спинов этот вывод не зависит от размерности системы: симметрия модели Изинга не выделяет преимущественного направления $\boldsymbol{M}$. Однако, время релаксации системы с большим числом частиц при наличии анизотропии может быть очень большим, и случайным образом оказавшись в одном из двух равновероятных состояний система будет заблокирована в нем на длительное время.

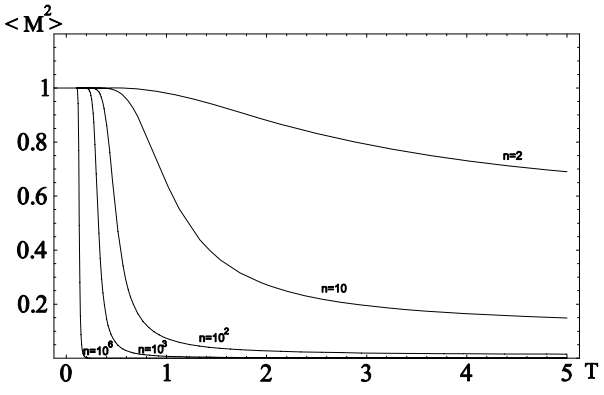


Рис. 1. $<M^2>(T)$ для конечного N в отсутствие внешнего магнитного поля.

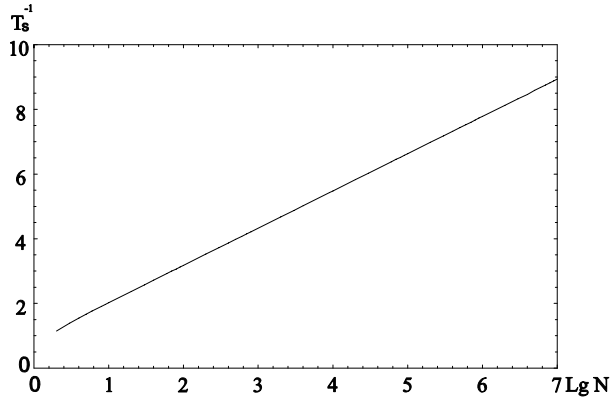


Рис. 2. Критические температуры для заданного числа частиц.

1. Y. Maniwa, H. Kataura, at al., New J. of Phys., **5**, 127 (2003).
2. N. Vandewalle, S. Galam, J. Phys. A: Math. Gen., **33**, 4955 (2000).
3. S. Sachdev, Quantum phase transitions, Cambridge University Press (1999).
4. B. E. Kane, Nature 393, 133 (1998).
5. M. Milic, Cent. Eur. J. Phys., **6**, 311 (2008).
6. Р. Бекстер. Точно решаемые модели в статистической механике, М.: Мир, (1985).
7. К. Хуанг, Статистическая механика, М.: Мир, (1989).
8. M. Balaszyk, Acta Phys. Pol. A, **114**, 657 (2008).
9. S. Franz, G. Parisi, Europhys. Lett., **75**, 385 (2006).

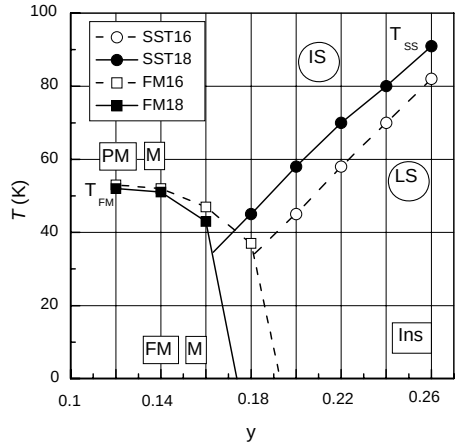
ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И ИЗОТОП-ЭФФЕКТ В КОБАЛЬТИТАХ С ПЕРЕХОДАМИ МЕЖДУ СПИНОВЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Н.А. Бабушкина[1], , А.В. Калинов[2], Л.М. Фишер[2],
О.Ю. Горбенко[3], A.A. Rohrkamp[4], T. Lorenz[4], D.I. Khomskii[4]

[1] *РНЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова 1, 123182 Москва, Россия*
[2] *Всероссийский электротехнический институт, Красноказарменная ул. 12, 111250 Москва, Россия*
[3] *МГУ им. М.В. Ломоносова, химический ф-т, Ленинские горы, 119899 Москва, Россия*
[4] *II. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zülpicher Strasse 77, 50937 Köln, Germany*

Изотопическое замещение является эффективным средством для изучения динамики решетки, а также электрических и магнитных свойств твердых тел. В некоторых случаях, если энергия основного состояния близка к переходу между различными состояниями, изотопическое замещение может резко изменить свойства системы. Так, например, в манганитах, возможно индуцировать переход металл-диэлектрик путем замены ^{16}O на ^{18}O [1]. Подобную ситуацию можно было ожидать и в сложных оксидах кобальта со структурой перовскита (кобальтитах), где с изменением температуры или давления возникают переходы между различными спиновыми состояниями ионов кобальта (spin-state transitions – SST). Ион Co^{3+} может находиться в трех спиновых состояниях: низкоспиновом (LS, $t^6_{2g}e^0_g$, S=0), с промежуточным спином (IS, $t^5_{2g}e^1_g$, S=1), высокоспиновом (HS, $t^4_{2g}e^2_g$, S=2). Важная особенность SST в кобальтитах состоит в том, что он часто сопровождается переходом металл-диэлектрик (MIT). При этом ионные радиусы различных спиновых состояний заметно отличаются: так ионный радиус HS Co^{3+} примерно на 15% больше, чем у LS Co^{3+}. Таким образом, спиновые и решеточные степени свободы оказываются взаимосвязанными, и можно ожидать значительный изотопический-эффект, что и было продемонстрировано в первых работах по кислородному изотопическому замещению в кобальтитах [2].

В данной работе мы исследовали изотопический эффект в системе кобальтитов $(Pr_{1-y}Eu_y)_{0.7}Ca_{0.3}CoO_3$, с ($0.12 < y < 0.26$). Были проведены измерения намагниченности, электросопротивления, динамической магнитной восприимчивости, теплового расширения и теплоемкости. Составы ($0.12 < y < 0.26$) этого кобальтита были выбраны так, чтобы охватить состояния с разными свойствами. На основе всех полученных результатов была построена фазовая диаграмма магнитных и спиновых переходов. Замена ионов Pr ионами Eu ведет к уменьшению среднего радиуса A-катиона. Это приводит к увеличению расщепления между t_{2g}- и e_g-уровнями в кристаллическом поле и, как следствие, к стабилизации LS состояния, которое с увеличением температуры переходит в IS состояние.



Фазовая диаграмма $(Pr_{1-y}Eu_y)_{0.7}Ca^{16-18}O_{0.3}$: зависимость температуры переходов T_{SS} и T_{FM} от концентрации Eu

Было обнаружено, что система при $y \approx 0.18$ переходит из (кластерно-) ферромагнитного металлического (FM) состояния в состояние слабо ферромагнитного диэлектрика. Показано, что для составов, соответствующих диэлектрическому состоянию, существует SST, в то время как этот переход подавлен в металлической области. Мы наблюдали сильный изотоп-эффект для SST в диэлектрической области, в то время, как он практически отсутствовал в FM фазе.

На фазовой диаграмме имеется три магнитных/спиновых области. При высоких концентрациях Eu образцы при низких температурах находятся в LS состоянии и переходят в IS состояние при $T \geq T_{SS}$, причем значение T_{SS} для образцов с ^{18}O оказывается выше примерно на 10 K. Вблизи левой границы этой фазы магнитное упорядочение не очень точно определено. Выше линии перехода в IS состояние следы FM упорядочения все-таки наблюдаются.

Для $y < 0.18$ основное состояние становится ферромагнитным FM с большой коэрцитивной силой и остаточной намагниченностью. Граничная линия $T_{FM}(y)$ разделяет высокотемпературное парамагнитное IS состояние и FM состояние.

Таким образом, кислородное изотопическое замещение ($^{16}O \rightarrow ^{18}O$) сдвигает линии фазовых переходов к низкой концентрации Eu. Увеличение массы кислорода и увеличение содержания Eu приводит к увеличению температуры T_{SS}. Можно предположить, что увеличение кислородной массы ведет к увеличению расщепления уровней в кристаллическом поле и к стабилизации низкоспинового состояния.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ (07-02-00681 и 07-02-91567-NNIOa), DFG (436 RUS113/942/0)) и инициативного проекта РНЦ «Курчатовский институт».

1. N.A. Babushkina, L.M. Belova, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul, A.A. Bosak, V.I. Ozhogin, and K.I. Kugel, Nature **391**, 159 (1998).
2. G.Y. Wang, X.H. Chen T. Wu, G. Wu, X.G. Luo, and C.H.Wang, Phys. Rev. B **74**, 165113 (2006).

ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ В САМОДОПИРОВАННОМ МАНГАНИТЕ $La_{0.9}MnO_3$

С.В. Труханов[1]*, А.В. Труханов[1], В.Д. Дорошев[2], В.А. Бородин[2], В.И. Каменев[2], А.С. Мазур[2], Т.Н. Тарасенко[2], А.И. Товстолыткин[3]

[1]*Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Республика Белоруссия (*e-mail : truhanov@ifttp.bas-net.by)*
[2]*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина*
[3]*Институт магнетизма НАН Украины, Киев, Украина*

Значительный интерес представляет изучение перовскитоподобных манганитов $La_{1-y}A_yMnO_{3+\delta}$, относящихся к сильно коррелированным электронным системам. Они обнаруживают колоссальное магнитосопротивление и характеризуются разнообразием структурных, магнитных, транспортных, резонансных и других свойств [1]. Температурные зависимости электросопротивления оптимально-допированных ($y \approx 0.3$) манганитов, имеющих ферромагнитную структуру и дырочный тип проводимости, характеризуются одним максимумом электросопротивления при $T \approx T_C$, который согласно модели двойного обмена [2] отвечает переходу от металлического типа проводимости ($\partial\rho/\partial T > 0$) в ферромагнитной области ($T < T_C$) к полупроводниковому типу ($\partial\rho/\partial T < 0$) в парамагнитной области ($T > T_C$). Однако, во многих случаях на температурных зависимостях электросопротивления как пленочных, монокристаллических, так и поликристаллических образцов манганитов имеется дополнительный низкотемпературный максимум [3] либо тенденция к его появлению в виде плато, не обусловленный ни магнитными, ни структурными переходами. Развиты две основные модели, объясняющие эту аномалию : 1) межгранульное спин-поляризованное туннелирование [4]; 2) перколяционная модель, основанная на сосуществовании магнитных фаз с различным характером электрической проводимости [5]. Появление низкотемпературного пика в рамках первой модели обычно объясняется различием температуры Кюри в объеме гранулы и в межгранульной области и спин-зависимой вероятностью переноса заряда, причем дополнительно предполагается, что разброс значений T_C в межгранульной области не слишком большой. Вторая модель основана на явлении фазового расслоения, т.е. на сосуществовании внутренне присущих манганитам магнитных и связаных с ними электрических неоднородностей, и пренебрегает межгранульными эффектами. В теоретическом исследовании [6] расчетным путем было показано, что в гетерогенной системе, состоящей из сферических капель с металлическим типом проводимости, находящихся в матрице с активационным типом проводимости, возможно появление низкотемпературного максимума на зависимости $\rho(T)$ только в том случае, если магнитный фазовый переход сильно уширен. Для расчетов были использованы ус-

редненные значения констант, входящих в законы для температурных зависимостей сопротивления учитываемых фаз, а параметр уширения фазового перехода варьировался. В данной работе удалось проанализировать применимость модели [6] для объяснения транспортных свойств самодопированного манганита $La_{0.9}MnO_3$ при нормальном и высоком давлениях (до 12 кбар) с привлечением минимальных допущений. Методика синтеза и аттестации образца дана в [7]. Температурные зависимости удельного электросопротивления представлены на Рис.1.

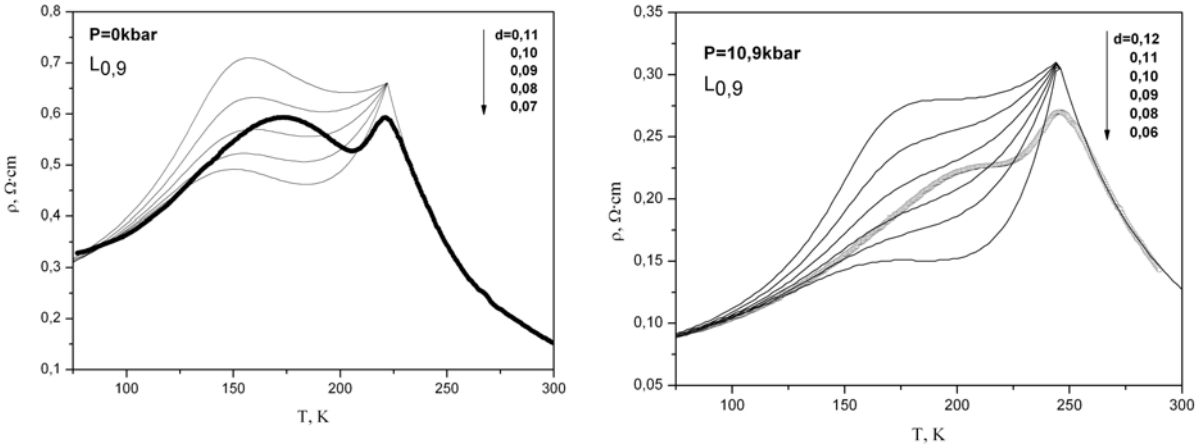


Рис.1. Температурные зависимости удельного электрического сопротивления ρ(T) при нормальном (левый) и высоком давлении (правый).

При нормальном давлении максимум ρ(T) вблизи $T_C \approx 222$ К хорошо выражен, как и следует из модели двойного обмена для ферромагнитных образцов, однако четко наблюдается второй максимум на «металлической» ветви электросопротивления при ~ 173 К. Высокое гидрастатическое давление увеличивает T_C до ~ 250 К [8], и в то же время не изменяет характера зависимости ρ(T) и абсолютного значения сопротивления. В настоящем исследовании, использована зависимость сопротивления двухфазной среды, полученная в рамках перколяционной модели, которая связывает результирующее удельное сопротивление среды ρ с удельными сопротивлениями двух фаз ρ_f и ρ_p, их относительными объемами, φ_f и φ_p, и двумя параметрами – критическим объемом металлической ферромагнитной фазы, φ_f^c, отвечающим перколяции, и коэффициентом формы диспергированных металлических включений L. Это уравнение имеет вид:

$$\frac{(1-f)(\rho^{1/g}-\rho_p^{1/g})}{\rho^{1/g}+k\rho_p^{1/g}}+\frac{f(\rho^{1/g}-\rho_f^{1/g})}{\rho^{1/g}+k\rho_f^{1/g}}=0\,,\quad k=\frac{1-\varphi_f^C}{\varphi_f^C};\ g=\frac{1-\varphi_f^C}{1-L}\ ;$$

Для нахождения расчетной зависимости ρ(T) исследованных образцов использованы экспериментальные зависимости $\rho_f(T)$ и $\rho_p(T)$ двух фаз, а также найденное ранее экспериментальное критическое значение φ_f^C, отвечающее перколяции в исследованной системе манганитов. Для $\varphi_f(T)$ использовано некоторое реальное модельное выражение, учитывающее размытие фазового перехода при T_C и предельный объем ферромагнитной металлической фазы при низких температурах, φ_f^0:

$\varphi_f(T) = \varphi_f^0 \{1-\exp[(T-T_C)/T_C d]\}$ при $T<T_C$; $\varphi_f(T) = 0$ при $T>T_C$.

Здесь d – параметр, характеризующий ширину магнитного фазового перехода, $d < 1$. Этот параметр при расчете варьировался. Анализ высокотемпературного поведения ($T>T_C$) электросопротивления показывает, что зависимость $\rho_p(T)$ у большинства образцов является универсальной и с высокой точностью подчиняется закону: $\rho_p(T) = AT\exp(E/T)$. Низкотемпературное поведение $\rho(T)$ большинства манганитов подчиняется квадратичному закону: $\rho_f(T) = B + CT^2$, что соответствует важной роли электронных корреляций в них. Для оценки коэффициентов B и C использовалось асимптотическое выражение. Исследованный образец является наиболее оптимальным для сравнения экспериментальной температурной зависимости удельного сопротивления с расчетной зависимостью в рамках перколяционной модели, поскольку для него был получен полный набор экспериментальных оценок значений параметров, входящих в уравнения, а при расчетах варьировался лишь параметр d, характеризующий ширину фазового перехода при T_C. На Рис.1 сопоставлены результаты расчета с экспериментальной зависимостью $\rho(T)$ этого образца при нормальном и высоком давлениях. Видно, что расчетные зависимости при $d=0.09\div0.1$ наиболее близки к экспериментальной зависимости как в отношении положения низкотемпературного максимума $\rho(T)$, так и в отношении его величины. Несколько завышенное расчетное значение $\rho(T_C)$ наиболее естественно объясняется размытием фазового перехода и присутствием небольшой доли ферромагнитной фазы, как уже обсуждалось, при $T\geq T_C$. В случае образца $L_{0.90}MnO_3$ перколяционная модель вполне удовлетворительно объясняет также влияние высокого давления на транспортные свойства при одновременном изменении как концентрации ферромагнитной фазы, так и ее удельного сопротивления. Работа частично поддержана БРФФИ (проект № Ф09К-015).

1. K. Dörr, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R125 (2006).
2. P.-G. De Gennes, Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
3. A. Gupta, G.Q. Gong et al., Phys.Rev.B **54**, R15629(1996).
4. H.L. Ju, C. Kwon et al., Appl. Phys. Lett. **65**, 2108(1994).
5. J.M. Gonzalez-Calbet et al., J. Solid State Chem. **148** (1999) 158.
6. А.И. Товстолыткин и др., Физика низких температур **25**, 1282(1999).
7. В.А. Бородин и др., Физика и Техника Высоких давлений **17**, 52 (2007).
8. С.В. Труханов и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 36 (2006).

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА Pt_3Fe

Н.И. Коуров, Ю.В. Князев, А.В. Королев, В.Г. Пушин
Институт физики металлов Уральского отделения РАН, Екатеринбург

Сплавы вблизи стехиометрического состава Pt_3Fe (в интервале 24.5÷38.4 ат.% Fe), полученные путем сплавления исходных компонент, имеют хорошо упорядоченную гранецентрированную кубическую решетку типа Cu_3Au ($L1_2$). Согласно нейтронографическим данным [1], атомы Fe, расположенные в вершинах ГЦК ячеек, обладают локализованным моментом μ_{Fe}=3.2 μ_B. При температуре ниже точки Нееля T_N~170 К они упорядочены в простую двухподрешеточную антиферромагнитную полностью компенсированную структуру (АФ). При учете ошибки эксперимента можно считать, что магнитный момент на атомах Pt отсутствует. Согласно [2], полное разупорядочение сплавов можно получить только путем измельчения образцов в порошок с размерами ≤ 50 нм или в результате их пластической деформации. При этом ГЦК структура сплавов сохраняется, а упорядочение магнитных моментов становится ферромагнитным (ФМ). Подробные исследования влияния атомного разупорядочения на поведение других свойств рассматриваемых сплавов в настоящее время отсутствуют. В данной работе исследуются изменения магнитных, электрических и оптических свойств атомно упорядоченного сплава, содержащего 25.9 ат.% Fe и 74.1 ат.% Pt, в результате интенсивной пластической деформации кручением образцов под давлением P=5 ГПа в наковальнях Бриджмена. Последующий микроструктурный анализ на сканирующем электронном микроскопе Quante-200 с системой Pegasus показал, что размеры зерен в пластически деформированных образцах составляют ~(10 -100) нм.

Измерения магнитных свойств сплава $Pt_{74.1}Fe_{25.9}$ свидетельствуют (см. рис.1), что в упорядоченных АФ образцах (●) при $T>T_N$ (в данном случае T_N=164 К) намагниченность подчиняется закону Кюри-Вейсса (сплошная линия на рис.1). Откуда следуют значения эффективного момента μ_{eff}=5.4 μ_B/ф.ед. и парамагнитной температуры Кюри θ_P=61 К. Большая величина μ_{eff}, по сравнению со значением спонтанного момента μ_S, определенного нейтронографическим способом при $T<<T_N$ указывает, что магнетизм исследованного сплава имеет спин-флуктационную природу. Сильное отличие величины θ_P от значения T_N можно объяснить присутствием в образцах зародышей второй ФМ фазы, о чем свидетельствует вид полевой зависимости $M(H)$ при T=2 К << T_N. Появление спонтанного момента в антиферромагнетике $Pt_{74.1}Fe_{25.9}$ можно также связать с избыточным, по сравнению со стехиометрическим, содержанием атомов Fe или с наличием в

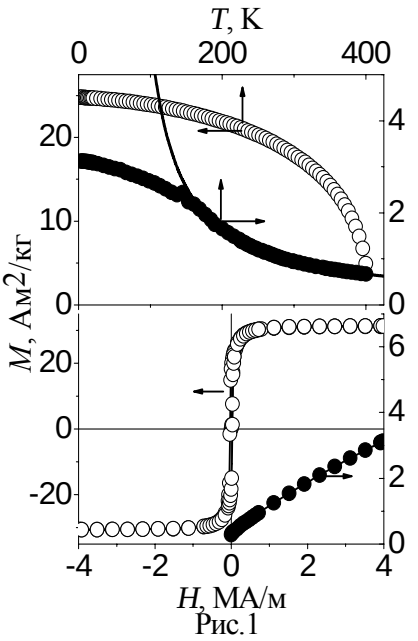


Рис.1

образцах структурных антифазных доменов. Как видно из рис.1 (o), в пластически деформированном сплаве зависимость $M(H)$ имеет характерный для ферромагнетиков вид. Спонтанный момент при увеличении температуры от 2 до 300 К уменьшается от 3.5 до 2.5 μ_B. Температура Кюри расположена вблизи 400 К. Наблюдаемое изменение типа магнитного порядка при пластической деформации сплава можно объяснить значительным измельчением зеренной структуры образцов и, как следствие, усилением суммарного положительного обменного взаимодействия между близко расположенными атомами Fe на межзеренных и антифазных границах.

Изменение электрических свойств в результате пластической деформации сплава $Pt_{74.1}Fe_{25.9}$ показано на рис.2. Видно (o), что в исходно упорядоченном сплаве на температурной зависимости сопротивления в точке Нееля имеется излом, характерный для фазовых переходов второго рода. Выше точки Нееля вплоть до температуры начала атомного упорядочения (T_0~600 К) зависимость $\rho(T)$ обусловлена в основном электрон-фононным рассеянием носителей тока и близка к линейной функции. При $T \geq T_0$ наклон зависимости $\rho(T)$ несколько уменьшается, что, по-видимому, связано с процессами дополнительного упорядочения сплава. На это указывает, в частности, поведение $\rho(T)$ пластически деформированного сплава (●). Пластическая деформация образцов приводит к возрастанию сопротивления примерно на 12 %, что естественно связать с появлением дополнительного рассеяния электронов на статических неоднородностях – межзеренных границах, возникающих при пластической деформации. Эта дополнительная составляющая $\rho(T)$ исчезает в интервале температур 600 – 700 К из-за перестройки зеренной структуры и атомного упорядочения сплава. В последующем температурная зависимость сопротивления отожженных образцов аналогична поведению $\rho(T)$ исходного упорядоченного сплава.

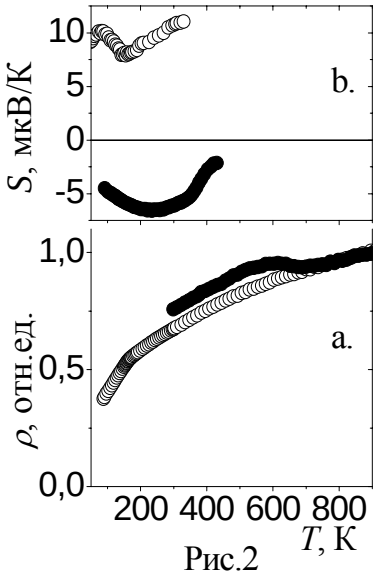


Рис.2

Термоэдс в упорядоченном сплаве имеет обычный для антиферромагнетика вид. В магнитно упорядоченном состоянии поведение $S(T)$ в основном определяется процессом формирования щели в электронном спектре из-за АФ упорядочения сплава [3]. Выше T_N термоэдс носит диффузионный характер и является линейной функцией температуры. Наложение «щелевой» и диффузионной составляющих термоэдс приводит к появлению минимума на кривой $S(T)$ вблизи точки Нееля. После пластической деформации образцов этот минимум, как и T_N, исчезает, при этом термоэдс изменяет знак с положительного на отрицательный. Поведение $S(T)$ при $T \leq T_C$ определяется в основном раздвижкой подполос со спинами электронов, направленных вдоль и против вектора намагниченности ФМ упорядоченного сплава. В парамагнитном состоянии (при $T > T_N$ и T_C), где термоэдс носит чисто диффузионный характер, зависимости $S(T)$ исследованного сплава в атомно упорядоченном и разупорядоченном состояниях являются линейными функциями и имеют разные знаки. Это свидетельствует о существенной пере-

стройке электронной зонной структуры вблизи поверхности Ферми, происходящей в результате пластической деформации образцов.

Изменения электронной структуры АФ сплава $Pt_{74.1}Fe_{25.9}$, возникающие после пластической деформации образцов, проявляются также при исследовании оптических свойств. Из рис.3 видно, что в обоих состояниях при низких частотах оптическая проводимость $\sigma \sim \omega^{-2}$ соответствует друдевскому типу, что позволяет вычислить плазменную Ω и релаксационную γ частоты электронов проводимости. Величина $\gamma = \tau^{-1}$ (τ - время свободного пробега электронов проводимости), определяющая эффективный вклад всех видов рассеяния электронов при их возбуждении полем световой волны, после пластической деформации сплава возрастает от $2.1 \cdot 10^{14} c^{-1}$ до $2.4 \cdot 10^{14} c^{-1}$, что качественно коррелирует с увеличением сопротивления при комнатной температуре. Соответственно, изменение величины Ω^2, которая пропорциональна плотности электронных состояний на уровне Ферми, свидетельствует о возрастании $n(E_F)$ сплава в результате его пластической деформации примерно на 20 % (с $36.2 \cdot 10^{30}$ c^{-2} до $43.3 \cdot 10^{30}$ c^{-2}).

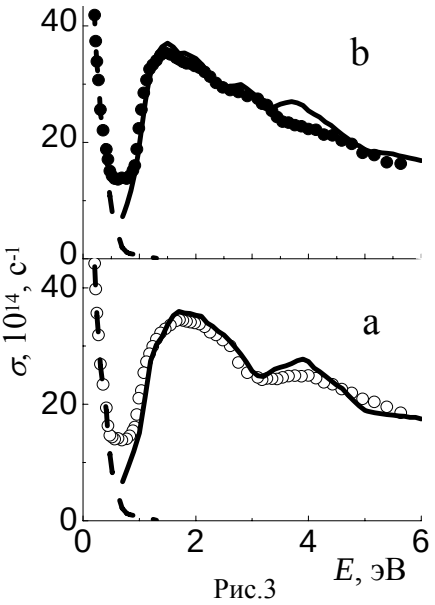


Рис.3

Спектр межзонной оптической проводимости упорядоченного АФ сплава (рис. 3a) состоит из двух максимумов при энергиях фотонов 1.7 и 3.9 эВ, соответственно. Разупорядочение сплава и переход его в ФМ состояние (рис.3b) приводит к трансформации спектрального профиля $\sigma(E)$ таким образом, что он характеризуется одним интенсивным максимумом при 1.5 эВ и тремя “плечами” на высокоэнергетическом спаде полосы поглощения в интервалах: 1.8-2.2, 2.8-3.4 и 4-5 эВ. Объяснить природу этих изменений можно на основе вычислений зонного спектра $E(k)$ [4]. Как видно, соответствующие расчетные зависимости $\sigma(E)$, приведенные на рис.3 сплошными линиями, в целом согласуются с экспериментально полученными. Это свидетельствует о том, что зонные расчеты [4] адекватно отражают изменения в оптических свойствах рассматриваемых сплавов, сопутствующие их атомному разупорядочению.

1. А.З.Меньшиков, Ю.А.Дорофеев и др., ФММ **38,** 505 (1974).
2. S.Tagahashi, Y.Umakoshi. J.Phys.F: Met.Phys., **18,** L257 (1988).
3. Ш.Ш.Абельский, Ю.П.Ирхин. ФТТ **13**. 2431 (1971).
4. M.Podgórny. Phys. Rev. B, **43**, 11300 (1991).

ВЗАИМОСВЯЗЬ МАКСИМУМОВ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА, НАМАГНИЧЕННОСТИ И МАГНИТНОЙ ЧАСТИ ТЕПЛОЕМКОСТИ ВБЛИЗИ ТОЧЕК МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.И. Зверев, А.М. Тишин

Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

В недавнем теоретическом исследовании М.Д. Кузьмина [1] показано, что природа поведения магнитных свойств при фазовых переходах второго рода в слабых магнитных полях может носить неожиданный характер. В работе было предложено приблизительное уравнение состояния для ферромагнетиков. При этом особое внимание было уделено гадолинию. Полученные соотношения применимы для температурного интервала , где – температура Кюри, и произвольного магнитного поля. В основе вывода соотношения – теория Ландау фазовых переходов второго рода. Было показано, что смещение максимума магнитной составляющей теплоемкости в случае наложения внешнего магнитного поля носит немонотонный характер, а именно, максимум смещается в область низких температур в слабых полях до 20 кЭ, и, наоборот, в сторону высоких температур в более сильных магнитных полях.

В настоящей работе теоретически исследуется характер возможного поведения намагниченности и магнитокалорического эффекта (МКЭ) вблизи точек магнитных фазовых переходов в слабых магнитных полях. На основе модели, построенной на базовых принципах термодинамики, производится расчет максимальных (минимальных) значений МКЭ. Кроме того, исследуется связь между поведением температурной зависимости теплоемкости при постоянном давлении в различных магнитных полях и магнетокалорическим эффектом в слабых магнитных полях в области точек фазового перехода второго рода. В работе показано, что эти два явления связаны между собой, и если известно поведение одного из свойств (теплоемкости или МКЭ), то характер поведения и точки расположения аномалий второго свойства могут быть, в целом, предсказаны.

1. Kuz’min MD, Physical Review B 77, 184431 (2008)

Секция ГЮ

Академизм - это процесс превращения мелкого вопроса в фундаментальную проблему.

Станислав Ежи Лец

МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ II

МАГНИТНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

В.Л. Миронов, Б.А. Грибков, А.А. Фраерман, С.А. Гусев

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В докладе обсуждаются основные принципы и методологические аспекты применения магнитно-силовой микроскопии (МСМ) для исследования магнитных состояний в субмикронных ферромагнитных частицах. Представлены результаты оригинальных экспериментальных МСМ исследований и микромагнитного моделирования распределений намагниченности в наночастицах сложного состава и формы, обсуждаются процессы селективного перемагничивания наночастиц, индуцированные неоднородным полем зонда магнитно-силового микроскопа.

Проведены МСМ исследования однородных и многовихревых состояний намагниченности в субмикронных цилиндрических частицах эллиптической формы. Показана возможность селективного управления распределением намагниченности в таких частицах при использовании специальных алгоритмов сканирования магнитным зондом над поверхностью частиц [1-5]. Приведены результаты МСМ исследований необычных состояний намагниченности в ферромагнитных наночастицах крестообразной формы. Обсуждаются условия формирования антивихревого распределения намагниченности в таких частицах.

Рассматриваются проблемы влияния МСМ зонда на намагниченность исследуемых объектов, в том числе обсуждаются особенности формирования МСМ контраста от малых слабокоэрцитивных наночастиц [6-8].

Проведены МСМ исследования эллиптических нанодисков, состоящих из двух тонких слоев Co, разделенных тонкой немагнитной прослойкой. В такой системе реализуются состояния с различной ориентацией магнитных моментов в соседних слоях Co. Изучены эффекты переходов между состояниями с ферромагнитным и антиферромагнитным упорядочением в таких системах во внешнем магнитном поле и под действием поля зонда МСМ. Приводятся результаты наблюдений туннельного магнитосопротивления в таких частицах.

Приводятся результаты исследований магнитных состояний круглых нанодисков, состоящих из трех слоев ферромагнетика, разделенных немагнитными прослойками. Показано, что за счет магнитостатического взаимодействия в такой системе реализуются неколлинеарные (геликоидальные) состояния [9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 07-02-01321, 08-02-01202).

Литература

1. J.Chang, V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev, - Journal of Applied Physics, **100**, 104304-1-7 (2006).
2. J.Chang, H.Yi, H.C.Koo, V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev, - Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **309**, 272-277 (2007).
3. V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev, I.R.Karetnikova, I.M.Nefedov, I.A.Shereshevsky, - Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **312**, 153-157 (2007).
4. В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, - Поверхность, № 8, с. 37-41, (2007).
5. V.L.Mironov, A.A.Fraerman – “Interaction of a magnetic vortex with non-homogeneous magnetic field of MFM probe” // Review book “Electromagnetic, Magnetostatic, and Exchange-Interaction Vortices in Confined Magnetic Structures”, Editor: E.O. Kamenetskii, ISBN: 978-81-7895-373-1, Publisher Research Signpost, p. 159-175, (2008).
6. В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман, - Известия РАН, серия физическая, **72**(11), 1558-1561 (2008)).
7. V.L.Mironov, D.S.Nikitushkin, C.Binns, A.B.Shubin, P.A.Zhdan, IEEE Transactions on magnetics, **43**(11), 3961-3963 (2007).
8. V.L.Mironov, B.A.Gribkov, D.S.Nikitushkin S.A.Gusev, S.V.Gaponov, A.B.Shubin, P.A.Zhdan, C.Binns, - IEEE Transactions on magnetics, **44**(10), 2296-2298 (2008).
9. A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, D.S.Nikitushkin, V.V.Rogov, S.N.Vdovichev, B.Hjorvarsson, H.Zabel, - Journal of Applied Physics, **103**, 073916 1-4, (2008).

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА НАНОДИСКОВ С КОРОНОЙ

А.С. Самардак[1,2], А.В. Огнев[1], М.Е. Стеблей[1], A.R. Nogaret[2], Л.А. Чеботкевич[1]

[1]*Дальневосточный государственный университет, Россия*
[2]*University of Bath, UK*

За последнее десятилетие развитие науки и техники позволило создать миниатюрные (наноразмерные) структуры и устройства на их основе. В частности, электронно-лучевая и ионно-лучевая литографии применяются для создания широкого спектра наноструктур, таких как точки, антиточки, проволоки, кольца и др. [1]. В массивах магнитных наноструктур управление свойствами возможно путем вариации размеров отдельных элементов, их формы и расстояний между ними. Если размеры магнитных нанообъектов становятся сравнимы с радиусом ферромагнитной корреляции, то начинают проявляться новые физические эффекты, на основе которых могут быть созданы нанотехнологические устройства, такие как сверхплотные магнитные среды хранения информации, высокочувствительные сенсоры и наноэлектромеханические системы (NEMS) [2]. Поэтому понимание физики явлений и управление процессами намагничивания, как в отдельных наноэлементах, так и в их массивах, является актуальным и перспективным направлением современной физики.

В настоящей работе приводятся результаты исследования ферромагнитных наноструктур в виде ансамблей нанодисков диаметрами d = 100, 200, 400, 600, 800 и 8000 нм. Шаблоны формировались на естественно окисидированных подложках кремния методами оптической и электронно-лучевой литографии. Наноточки со структурой Pd(3нм)/Co(20 нм)/Pd(3нм) были получены методом резистивного напыления. Магнитные свойства исследовались магнитооптическим эффектом Керра на установке NanoMOKE2. Рельеф поверхности и магнитная структура изучалась магнитно-силовым микроскопом Ntegra Aura.

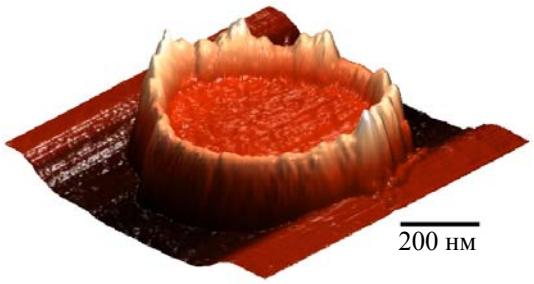


Рис. 1. Изображение наноточки Co (d = 600 нм) с короной, полученное методом АСМ.

Изучение массивов точек методами сканирующей электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии показали наличие короны с высотой равной толщине точки, на которой она образовалась, рис. 1. Корона была сформирована вследствие образования наклонных стенок при проявлении литографического шаблона и последующем «скатывании» с них атомов металлов в процессе напыления. Ширина стенки короны в среднем одинаковая для точек разного диаметра и составляет примерно 80÷100 нм. Поэтому для дисков с большим диаметром (например, 8 мкм) влиянием короны можно пренебречь, а в наноточках меньших размеров его необходимо учитывать. В

данной работе мы экспериментально исследовали влияние короны на магнитные свойства дисков и, используя микромагнитное моделирование, определили характер распределения спинов в процессе перемагничивания.

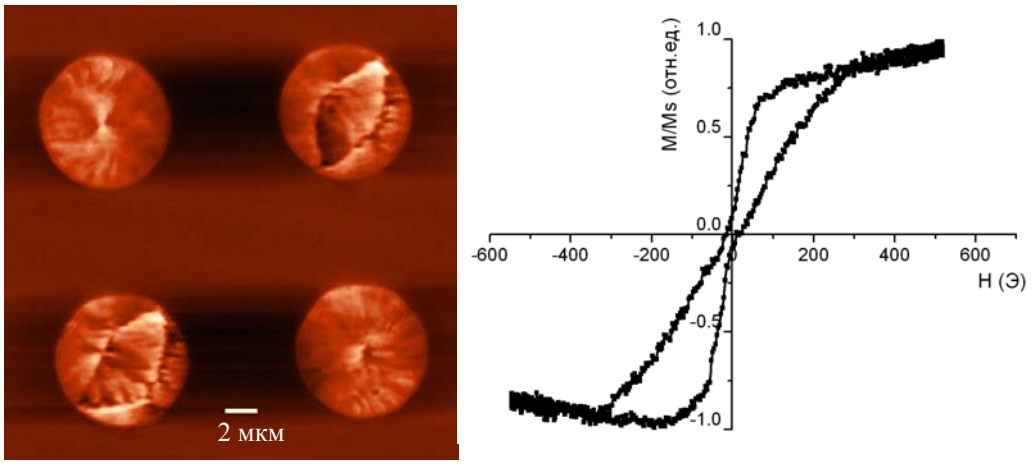


Рис. 2. Изображение МСМ магнитной структуры в размагниченном состоянии (слева) и продольная петля магнитного гистерезиса (справа), полученная в поле приложенном вдоль оси легкого намагничивания наноточек Co диаметром 8000 нм.

В качестве примера приведены результаты исследований магнитной структуры дисков d = 8000 нм. Показано, что в размагниченном состоянии в дисках возможны как многодоменные, так и вихревые («вортексные») конфигурации (рис. 2). О наличии двух типов магнитной структуры в точках также свидетельствует вид петли гистерезиса. Образование вихря в отдельных точках приводит к сужению петли гистерезиса, а многодоменная структура приводит к тому, что при H=0 намагниченность отлична от нуля. Особый интерес представляет поведение вихря в магнитном поле. Пошаговое увеличение внешнего магнитного поля приводит к смещению центра вихря в направлении перпендикулярном полю и его аннигиляции при достижении края диска. Обратимость вихревого состояния возможна, если избежать столкновения вихря с границей точки и, уменьшая поле, вернуть магнитную структуру в начальное состояние.

В наноточках меньшего диаметра проявляется влияние короны: магнитная конфигурация становиться более сложной. В частности, анализ спиновой конфигурации с помощью микромагнитного моделирования в программном пакете OOMMF [3], позволил выявить многовихревые состояния. При этом наблюдается хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных результатов.

1. P. Vavassori, D. Bisero, et al. Phys. Rev B, 78, 174403 (2008).
2. R. Skomski, J.Phys.:Condens. Matter, 15, R841–R896, (2003).
3. http://math.nist.gov/oommf.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК И НАНОТОЧЕК Pd/Fe/Pd

Л.А. Чеботкевич, А.В. Огнев, Ю.П. Иванов, Е.В. Пустовалов, В.С. Плотников, А.И. Ильин, К.С. Ермаков, М.Е. Стеблей

Дальневосточный государственный университет, г. Владивосток

Магнитные свойства ферромагнитного объемного материала отличаются от его характеристик в тонких пленках. При переходе к нанопроволокам, наноточкам, а также нанобъектам более сложной формы происходят еще большие трансформации магнитных и магниторезистивных свойств. Например, в наноструктурах может быть реализовано однодоменное состояние, при этом направление намагниченности будет определяться формой и размером нанообъекта, а также его внутренней структурой [1]. Форма нанобъектов и геометрия массива оказывают значительное влияние на тип и величину магнитной анизотропии, а также обменное и магнитостатическое взаимодействия [2]. Их конкуренция определяет тип магнитной структуры в нанообъекте и позволяет контролировать однородность намагниченности.

В данной работе мы представляем результаты исследования магнитных свойств массива наноточек Fe сформированных методом сфокусированного пучка Ga^+.

Пленки Fe получали термическим испарением в высоком вакууме. Перед осаждением Fe на естественно окисленные монокристаллические Si(111) подложки напыляли буферный слой Pd толщиной 3 нм. Сверху пленки покрывали защитным слоем Pd толщиной 3 нм. Толщина пленки железа d_{Fe} = 10 нм. Затем из пленки Fe методом сфокусированного пучка Ga^+ (Focused ion beam - FIB) с энергией ионов 30 кэВ, величина тока, в зависимости от конфигурации и размера точек от 1 пА (диаметр пучка 8 нм) до 500 пА (диметр пучка 50 нм). FIB позволяет сформировать нанобъекты с высоким разрешением (до 10 нм) без дополнительных технологических этапов.

Структуру пленок определяли методом рентгеноструктурного анализа. Поле магнитной анизотропии пленок измеряли методом ферромагнитного резонанса (FMP) на частотах 4, 9 и 34 GHz, $H_a = (H_{ha}-H_{ea})/2$, где H_{ha} и H_{ea} – резонансные поля в направлении осей трудного и легкого намагничивания. Для получения изображения тонкой магнитной структуры пленок использовали метод магнитной силовой микроскопии (МСМ). Коэрцитивную силу H_c определяли по петлям магнитного гистерезиса, полученным магнитооптическим эффектом Керра и из изображений МСМ. Распределение спиновой структуры получали микромагнитным моделированием в программном пакете OOMMF [3].

Перед формированием массивов наноточек нами было проведено комплексное исследование структурных и магнитных свойств исходных пленок.

Рентгеноструктурный анализ показал, что все пленки Fe имеют поликристаллическую структуру. На дифрактограмме пленки видны дифракционные максимумы, принадлежащие Pd ($2\theta = 40{,}1^o$) и Fe ($2\theta = 44{,}6^o$ и $64{,}7^o$). Пленки Fe имели ярко выраженную одноосную анизотропию $K_u = 3 \cdot 10^4$ эрг/см^3.

Несоответствие параметров решеток Fe и Pd составляет примерно 26,3% и компенсируется упругими деформациями и дислокациями несоответствия. Деформации приводят к тому, что в пленках появилась незначительная нормальная составляющая вектора намагниченности, что улучшило контраст изображения тонкой магнитной структуры, полученной МСМ. Изображения МСМ показали, что период коротковолновой компоненты ряби намагниченности (область ферромагнитной корреляции) составляет 600 нм. Размер наноточек в массиве равен 600 нм, что соответствовало области ферромагнитной корреляции. Период наноточек изменялся от 700 нм до 3,8 мкм.

С массивов наноточек были получены петли магнитного гистерезиса и изображения МСМ доменной структуры. Установлено, что в размагниченном состоянии доменная структура в массиве не является идентичной для всех точек. В массиве с периодом точек равным шести диаметрам в размагниченном состоянии точка является двухдоменной, а в массиве с периодом два диаметра – однодоменной. Таким образом, и петли гистерезиса, и доменная структура зависят от расстояния между точками в массиве.

Петли магнитного гистерезиса для квадратных массивов состоящих из 4 – 16 точек были также рассчитаны микромагнитным моделированием и получена спиновая структура наноточек. Петли магнитного гистерезиса, полученные экспериментально МОКЕ и из изображений МСМ, и рассчитанные дают хорошее согласие. Микромагнитное моделирование массива наноточек с периодом порядка двух диаметров показало, что в размагниченном состоянии спины в соседних точках разворачиваются в противоположных направлениях (по часовой стрелке и против часовой стрелки). Однако полной аналогии между результатами, полученными микромагнитным моделированием и изображениями МСМ не наблюдается. Хорошее согласие между экспериментальными данными и рассчитанной спиновой структурой было получено при построении изображений производной вектора намагниченности от поля (div **M)**.

1. J.I. Martin et al., JMMM, 256, pp. 449–501, (2003).
2. F. Carace et al., Thin Solid Films 515, pp. 727– 730, (2006).
3. http://math.nist.gov/oommf.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МАТРИЦ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОТОЧЕК Co

Ю.П. Иванов, Е.В. Пустовалов, А.И. Ильин, Л.А. Чеботкевич

Дальневосточный государственный университет, Владивосток, Россия

Магнетизм наноразмерных ферромагнитных материалов в настоящее время привлекает внимание исследователей из-за фундаментального интереса к влиянию размерных эффектов частиц на магнитные свойства, а так же технологических требований более высокой плотности носителей записи [1].

В настоящей работе проведены исследования влияния периода наноточек Co в матрицах на процессы перемагничивания.

Пленки Co толщиной 10 нм осаждали в сверхвысоком вакууме 10^{-10} Торр на естественно окисленные монокристаллы (100)Si из эффузионных ячеек при комнатной температуре. Сверху пленку Co покрывали слоем Cu толщиной 3 нм для предотвращения окисления.

Петли магнитного гистерезиса с массива наноточек получали продольным магнитооптическим эффектом Керра (NanoMOKE-2). Для получения изображения магнитной структуры и петель гистерезиса с отдельных наноточек использовали метод магнитной силовой микроскопии (МСМ) и микромагнитное моделирование.

Картины дифракции быстрых электронов показали, что полученные пленки являются поликристаллическими.

Затем из пленок Co сфокусированным пучком ионов Ga^+ формировали массивы круглых точек диаметром d=600 nm. Во всех массивах наноточек размер точек был одинаков, а период наноточек (расстояние между центрами точек) l= 1,5d; 1,75d; 2d и 3d. В каждом массиве было 10 × 10 наноточек.

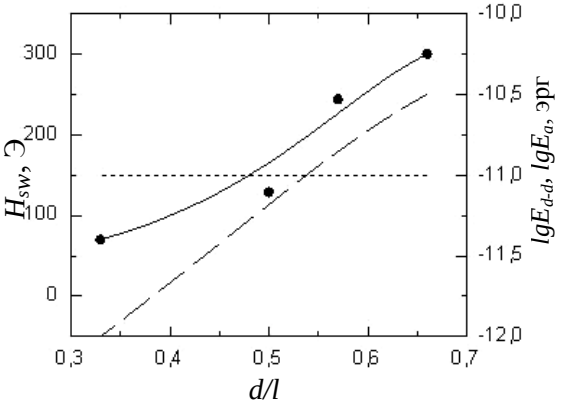


Рис.1 Зависимость H_{sw} (точки и сплошная линия), E_{d-d} (пунктирная линия) и E_a (точечная линия) от отношения диаметра наноточки к периоду массива.

Для данных массивов точек были проведены оценки энергии анизотропии E_a, магнитостатической энергии наноточки E_N и энергии диполь-дипольного взаимодействия между наноточками $E_{d\text{-}d}$. На рис.1 приведены зависимости поля переключения H_{SW}, энергии диполь-дипольного взаимодействия между наноточками $E_{d\text{-}d}$ и энергии магнитной анизотропии E_a от отношения d/l. Поле переключения увеличивается с уменьшением периода между частицами. В массиве нано-

точек с отношением $d/l \geq 0{,}5$ энергия $E_{d\text{-}d} > E_a$ (диполь-дипольное взаимодействие между наноточками существенно влияет на процессы перемагничивания) и для $d/l < 0{,}5$ $E_{d\text{-}d} < E_a$ (взаимодействием между точками можно пренебречь).

На рис. 2(а, в) приведены петли гистерезиса массивов Со наноточек с периодом $l=3d$ и $l=2d$. Внешнее магнитное поле было приложено в плоскости массивов параллельно грани. Петли гистерезиса отдельной точки этих массивов, полученные МСМ, приведены на рис. 2(б, г). В массиве невзаимодействующих точек петля гистерезиса со всего массива наноточек и петля с отдельной наноточки имеют идентичную форму, рис. 2(а, б), в то время как петли гистерезиса, снятые с массива взаимодействующих точек Со и с отдельной точки имеют совершенно разный вид, рис.2(в, г). Это обусловлено тем, что взаимодействующие наноточки перемагничиваются в разных полях.

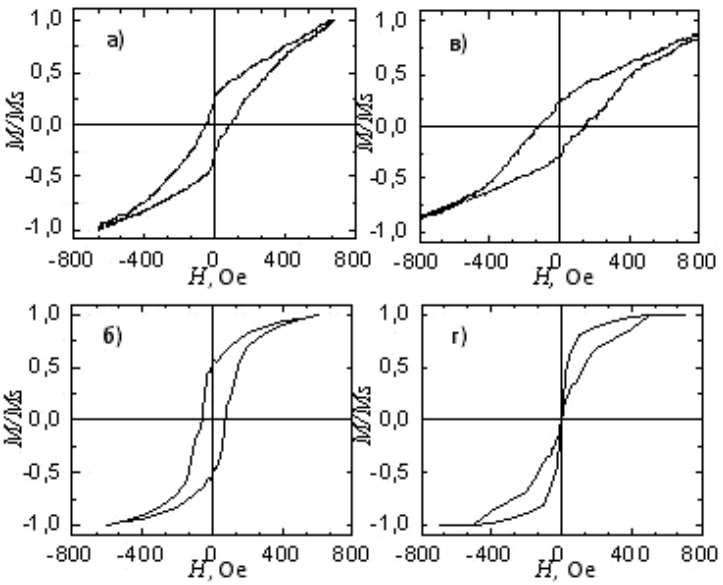


Рис.2 Петли магнитного гистерезиса массивов наноточек а), в) и отдельной наноточки б), г). а) ,б) $l=3d$; в), г) $l=2d$

На рис. 3 приведены изображения МСМ магнитной структуры отдельной наноточки во внешнем магнитном поле, и соответствующие им схемы распределения спинов, полученные микромагнитным моделированием. В магнитных полях $H \geq H_s$ наноточки принимают однодоменную конфигурацию с характерным черно – белым контрастом МСМ. При увеличении внешнего поля от отрицательного насыщения (-700 Ое) до положительного насыщения (+700 Ое) в массиве наноточек с периодом $l \geq 3d$ происходит постепенный разворот спинов, что приводит к образованию двухдоменного состояния в поле H=-60 Э. Дальнейшее увеличение поля разворачивает спины по полю, но не изменяет положение доменной стенки. В поле $H > 70$ Э точки переходят в однодоменное состояние. Такое состояние намагниченности точек массива характерно для изолированных частиц, то есть для массива частиц, между которыми отсутствует диполь-дипольное взаимодействие.

В массиве взаимодействующих наноточек ($l \leq 2d, d/l \geq 0{,}6$) в поле H = -60 Э образуется ядро вихря, которое постепенно смещается к центру (рис. 3б). В поле $H \approx 0$ ядро вихря находится в центре наноточки. При дальнейшем увеличении поля $H>0$ ядро вихря смещается в противоположном направлении к границе точки.

Таким образом, исследуя матрицы ферромагнитных наноточек, мы показали, что процессы перемагничивания существенно зависят от периода наноточек в ансамбле, то есть от величины диполь-дипольного взаимодействия между частицами. При перемагничивании невзаимодействующих наноточек

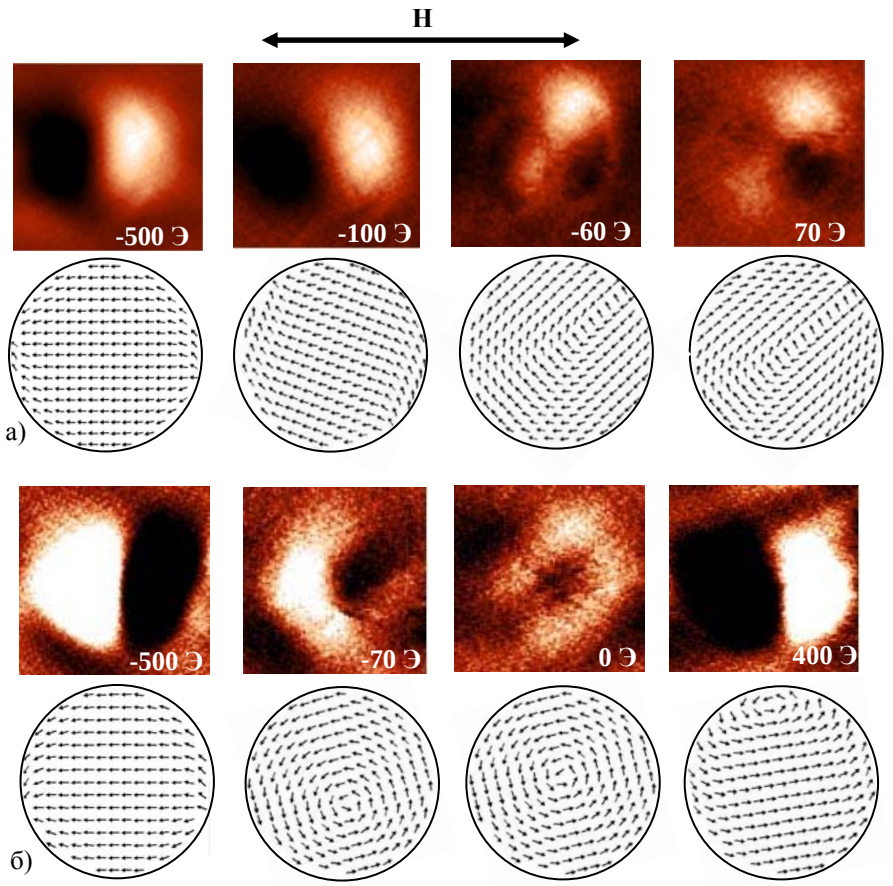


Рис.3 МСМ изображение магнитной структуры наноточек Co и результаты микромагнитного моделирования для а) $l=3d$; б) $l=2d$

образуется двухдоменное состояние, а в массивах наноточек, связанных диполь-дипольным взаимодействием, зарождается ядро вихря. Экспериментально установлено и расчетами подтверждено, что при $l>2d$ диполь-дипольное взаимодействие между наноточками в матрице становится пренебрежимо малым.

1. Y. J. Chen, T. L. Huang, S. H. Leong, S. B. Hu, K. W. Ng, Z. M. Yuan, B. Y. Zong, B. Liu, and V. Ng, Appl. Phys. Lett. **93**, 102501 (2008)

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК FePt и TbFeCo – НОСИТЕЛЕЙ ИНФОРМАЦИИ СО СВЕРХВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЗАПИСИ

А.С. Камзин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.

Для повышения плотности магнитной записи информации в десятки раз необходим переход от традиционного продольного типа записи (намагничивание в плоскости пленки) к перпендикулярному (намагничивание по нормали к плоскости пленки). Для „перпендикулярной“ записи информации (ПЗИ) требуются магнитные пленки с большой энергией магнитокристаллической анизотропии (ЭМКА), ориентированной перпендикулярно плоскости пленки, а также высокой химической и антикоррозийной стойкостью.

Перспективными для магнитооптической ПЗИ являются аморфные пленки TbFeCo, а для магнитной ПЗИ – наноструктурные пленки FePt гранецентрированной тетрагональной (ГЦТ) структуры фазы $L1_0$. Эти пленки могут обладать большими величинами ЭМКА, коэрцитивной силой и намагниченностью насыщения, достигаемыми только при определенных условиях создания этих пленок.

В работе исследованы зависимости свойств пленок TbFeCo и FePt от состава, от условий осаждения, от типа и давления газа в камере распыления с целью создания магнитных носителей информации нового поколения – перпендикулярного типа записи. Пленки TbFeCo и FePt были получены методом магнетронного распыления составных мишеней в различных газах в камере распыления при различных давлениях. Составные мишени компонуются из фольг чистых металлов (Fe, Co, Tb, Pt), что позволяет строго дозировать состав напыляемых систем изменением соотношения площадей фольг [1]. Скорость осаждения пленок контролировалась с помощью кварцевого датчика. Состав пленок определялся с помощью электронного микроанализатора. Магнитные характеристики измерены с использованием магнетометра с вибрирующим образцом. Для исследований структуры пленок и фазового анализа использовались рентгеновский дифрактометр и мессбауэровская спектроскопия.

Исследуемые пленки $Tb_xFe_{(100-x-y)}Co_y$ были осаждены в атмосфере Ar, Kr или Xe при давлениях P= 5 или 30 mTorr на не подогреваемые подложки из Al-фольги, потому что Al повышает энергию анизотропию, перпендикулярную плоскости пленки.

Примеры мессбауэровских спектров (МС) пленок $Tb_{26}Fe_{65}Co_9$ в атмосфере Ar и Xe P= 5 mTorr, показаны на рис.1.

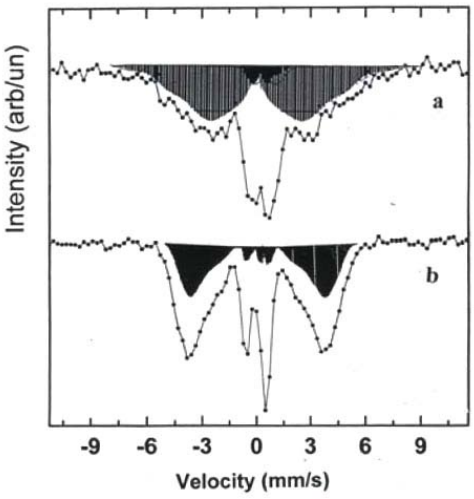


Рис.1 Мессбауэровские спектры пленок $Tb_{29}Fe_{61}Co_{10}$, 5 mTorr в a) Ar и b) Xe.

МС пленок TbFeCo (рис.1) типичны спектрам аморфных сплавов и состоят из набора зеемановских секстиплетов. Математический анализ экспериментальных МС проведен с использованием программы, описанной в [2].

Из данных математической обработки МС установлено, что ось легкого намагничивания (ОЛН) в пленках $Tb_{26}Fe_{65}Co_9$, осажденных в атмосфере Xe или Kr при давлениях 4 mTorr $\leq P \leq$ 35 mTorr, ориентирована под углами от 15 до 24 градусов относительно нормали к поверхности пленки.

При осаждении пленок $Tb_{26}Fe_{65}Co_9$ в атмосфере Ar при P_{Ar} = 5 mTorr ОЛН ориентируется по нормали к поверхности. Именно последние пленки обладают высокими магнитными характеристиками, отвечающими требованиям ПЗИ.

На этих пленках исследовано влияние условий осаждения, типа и давления газов (Ne, Ar или Kr), температуры подложки при осаждении, толщины слоев Fe и Pt, а также полной толщины пленки на микроструктуру, свойства и ориентацию ОЛ

Обычно осажденные пленки FePt имеют гранецентрированную кубическую (ГЦК) структуру, обладают низкой энергией анизотропии, малой коэрцитивностью и ОЛН ориентирована под углом 37^0 к плоскости пленки. Поэтому, актуальной является разработка методов получения ГЦТ пленок FePt фазы $L1_0$, с ориентацией ОЛН по нормали к поверхности и величиной коэрцитивности, необходимой для ПЗИ.

В данной работе пленки [Pt/Fe]x*n* фазы $L1_0$ были получены осаждением на нагреваемые в пределах от 200 ^{o}C до 600 ^{o}C подложки и не подвергались постростовому высокотемпературному отжигу. Полная толщина (Pt/Fe)xn пленок менялась от 25 до 200 nm.

На рис. 2 показаны конверсионные электронные мессбауэровские (КЭМ) спектры пленок [Pt/Fe]x*n* разной полной толщины и разной толщины слоев Fe и Pt. Математический анализ спектров показал, что ориентация магнитных моментов ионов Fe в пленках зависит как от общей толщины пленки, так и толщины слоев Pt и Fe. Значения углов Θ, рассчитанные из МС пленок [Pt/Fe]xn, (рис.2), приведены в таблице 1.

Исследования зависимости отношения интенсивностей линий МС и рентгеновских дифрактограмм пленок FePt от температуры подложки (T_S) показали, что при осаждении пленок на нагретые подложки, в области температур от 400 ^{o}C до 500 ^{o}C наблюдается резкое увеличение соотношения

интенсивностей линий, указывающее на переориентацию ОЛН к нормали плоскости пленки.

Пленки, полученные осаждением в атмосфере Ar или Ne, обладают произвольно ориентированной кристаллической структурой, тогда как в пленках, осажденных в атмосфере Kr кристаллографическая ось C направлена, преимущественно, перпендикулярно плоскости пленки.

Таким образом, исследовано влияние условий осаждения, температуры подложки при осаждении и полной толщины пленки на микроструктуру, магнитные свойства и магнитную анизотропию пленок TbFeCo и (Pt/Fe)n. В результате, с использованием магнетронного распыления последовательно нескольких мишеней разработаны методы получения тонких пленок TbFeCo и FePt, обладающих большой энергией магнитокристаллической анизотропии, ориентацией оси легкого намагничения по нормали к поверхности пленки. Созданные пленки удовлетворяют требованиям, предъявляемым к носителям ПМЗ.

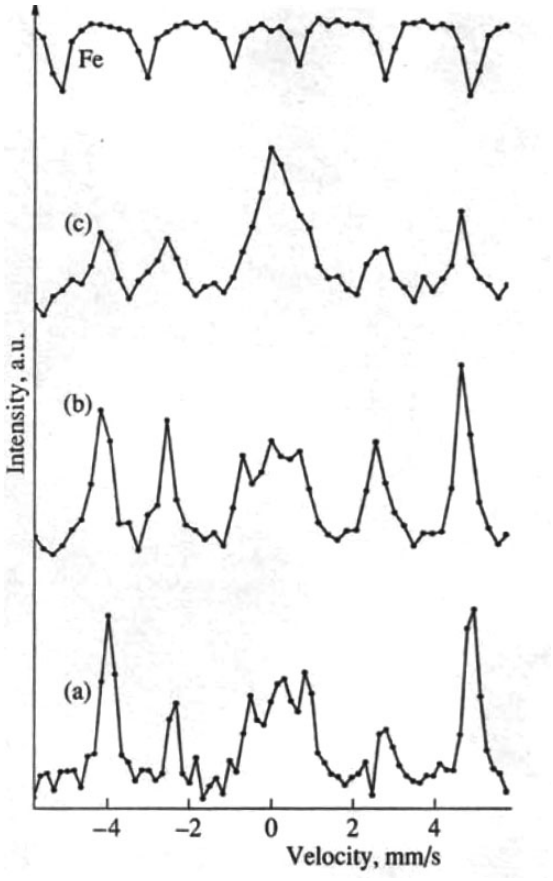


Рис. 2. Конверсионные электронные мессбауэровские спектры систем [Pt/Fe] в зависимости от полной толщины пленки и толщины слоев Pt и Fe: a) - [Pt5.2 nm /Fe4.8 nm]x10; b) – [Pt5.5 nm/Fe4.5 nm]x10; c) - [Pt2.6 nm/Fe2.4 nm]x5. Температура подложки при осаждении составляла 500 °C. Вверху для сравнения приведен мессбауэровский спектр фольги α-Fe.

Таблица 1. Величины эффективных магнитных полей ($H_{эфф}$), полуширины линий (Г) и углы отклонения (Θ) магнитных моментов от нормали к поверхности пленки, рассчитанные из мессбауэровских спектров систем [Pt/Fe]*n*, приведенных на рис. 2.

Состав пленки	Θ (°)	$H_{эф}$ kЭ	Г, мм/с
[Pt(5.2 nm)/Fe(4.8	30	282	0.34
[Pt(5.5 nm)/Fe(4.5	57	286	0.48
[Pt(2.6nm)/Fe(2.4	62	290	0.71

1. А.С. Камзин, Л.А. Григорьев, А.Б. Шерман, И.С. Бараш, Сверхпроводимость: Физика, Химия, Технология, **6,** 64 (1993).
2. V.S. Rusakov, Bulletin of the Rissian Academy of Sciences. Physics, **63,** N 7, 1093 (1999).

СТРУКТУРА НАНОПРОВОЛОК С УЧЕТОМ РАЗМАГНИЧИВАЮЩИХ ПОЛЕЙ

А.А. Иванов [a], В.А. Орлов [b,1] и Н.Н. Подольский [b]

[a] *Сибирский федеральный университет,*
660025, пр. им. газеты Красноярский рабочий, 95, г. Красноярск, Россия
[b] *Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева,*
660049, ул. Лебедевой 89, Красноярск, Россия
[1]

Интерес к изучению нанопроволок (nanowire) обусловлен активными разработками материалов для магнитных носителей информации. Логика исследований вела к поиску материалов, в которых физический носитель бита информации становился все меньше и меньше. К настоящему времени достигнут физический предел размера элементарного носителя. Он столь мал (несколько десятков *нм*^{3}), что тепловое движение разрушает устойчивое состояние магнитного момента. Нанопроволоки оказались удачным выходом из создавшейся ситуации. Диаметр, расстояние между нанопроволоками, внедренными в пленочную матрицу, может составлять несколько нанометров, что соответствует физическому пределу плотности записи. Но сами нанопроволоки имеют размеры, значительно превышающие размеры частиц суперпарамагнетика.

Настоящая работа направлена на исследование влияния магнитостатического взаимодействия кристаллитов на магнитную структуру образца в основном состоянии.

Используемая модель представляет собой ферромагнитную проволоку цилиндрической формы, длина которой много больше ее диаметра. Поле одноосной кристаллографической анизотропии при движении вдоль оси проволоки z меняется хаотично. Направления осей легкого намагничивания (ОЛН) задаются вектором $\mathbf{e}(z)$, равномерно распределены по сфере и характеризуются сферическими координатами – полярным углом α и азимутальным ψ. Функции $\alpha(z)$ и $\psi(z)$ представляют собой случайный по амплитуде телеграфный сигнал с периодом a. Намагниченность (единичный вектор $\mathbf{m}$) описывается двумя углами – полярным и азимутальным ϑ и φ.

Для упрощения расчетов рассмотрены два предельных случая: а) межкристаллитный обмен тот же самый, что и внутри кристаллита, б) обменное взаимодействие на границе между кристаллитами отсутствует.

Для энергии нанопроволоки можно записать:

$$W = \int_V \Big(A\big(\nabla m_x(\vartheta(z),\varphi(z))\big)^2 + A\big(\nabla m_y(\vartheta(z),\varphi(z))\big)^2 + A\big(\nabla m_z(\vartheta(z),\varphi(z))\big)^2 - K\big(\mathbf{m}(\vartheta(z),\varphi(z))\mathbf{e}(z)\big)^2 - \mathbf{H}^{(eff)}(z) M_S \mathbf{m}(\vartheta(z),\varphi(z))\Big) d^3\mathbf{r} \quad (1)$$

K, A- константы анизотропии и обмена, $\mathbf{H}^{(eff)}(z)$ – напряженность эффективного магнитного поля в точке z (измеряется в единицах магнитной индукции), M_S- намагниченность насыщения. Эффективное поле $\mathbf{H}^{(eff)}$ в (1) включает в себя внешнее поле, собственное размагничивающее поле и поле, индуцированное диполь-дипольным взаимодействием между кристаллитами.

Вариация функционала энергии (1) по углам $\vartheta(z)$ и $\varphi(z)$ дает уравнения равновесия для распределения намагниченности. Уравнения равновесия исследовались аналитически и численно.

Критерий возникновения доменной структуры – однородная анизотропия, наведенная магнитостатическим взаимодействием, должна превалировать над стохастической наведенной анизотропией блоков. В критической ситуации равенства имеем:

$$\frac{\mu_0 M_S^2}{K}\left(\frac{2S}{15\pi a^2}-\left(\mathcal{N}_\perp-\mathcal{N}_\parallel\right)\right)=\left(\frac{a^2K}{A}\right)^{\frac{1}{3}}, \qquad (2)$$

Здесь $\mathcal{N}_\parallel$ и $\mathcal{N}_\perp$- размагничивающие факторы кристаллита.

Вычислена и проверена в моделировании формула для ширины доменной стенки:

$$\delta_W \approx \left|\frac{A}{\mu_0 M_S^2\left(\frac{2S}{15\pi a^2}-\left(\mathcal{N}_\perp-\mathcal{N}_\parallel\right)\right)}\right|^{\frac{1}{2}}. \qquad (3)$$

В основе численного моделирования лежит система уравнений для углов намагниченности на границах кристаллитов, полученная из (1). Доменные стенки возникают, если в начальном состоянии большое внешнее поле направленно перпендикулярно оси проволоки. При выключении поперечного магнитного поля доменная структура сохраняется.

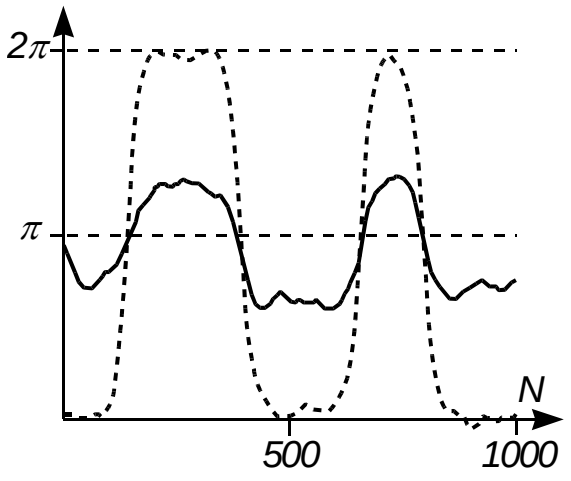


Рисунок 1
Изменение доменной структуры при включении обратного магнитного поля

Моделирование подтверждает существование критических значений магнитных параметров, разделяющие ситуации, когда доменов нет, и когда домены есть.

Если в начальном состоянии проволока намагничена вдоль своей оси, то под действием противоположного внешнего магнитного поля может возникнуть доменная структура особого вида: доменная структура с одинаково ориентированными намагниченностями в доменах, которые разделены 360-градусными доменными стенками (рисунок 1). Профиль таких стенок подобен профилю в 180-градусных стенках. Под действием внешнего поля такие стенки не смещаются.

Существуют нанопроволоки из кристаллитов, прослойки между которыми блокируют обменное взаимодействие. При этом характеристики магнитной структуры определяются только магнитостатическим взаимодействием и стохастической кристаллографической анизотропией. Удивительно, но в такой проволоке возникают домены и, соответственно, доменные стенки (рисунок 2). Природа возникновения доменной структуры в обменно несвязанной нанопроволоке заключается в двуедином проявлении магнитостатического взаимодействия. Магнитостатическое взаимодействие обеспечивает возникновение эффективной однородной анизотропии, и конкурирующего с ней эффективного “обменного взаимодействия”. Анализ показал согласие значений наблюдаемой в машинном эксперименте толщины доменной стенки δ_W с аналитическими расчетами.

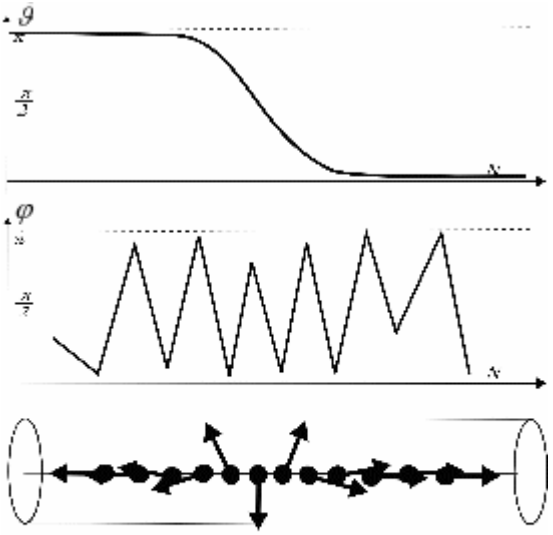


Рисунок 2
Доменная стенка в обменнонесвязанной цепочке кристаллитов

Полученные результаты.

1. Показано двуединство проявления магнитостатического взаимодействия, которое заключается с одной стороны в возникновении наведенной анизотропии, с другой – в создании квазиобменного взаимодействия.

2. В цепочке обменно- и дипольно-взаимодействующих нанокристалитов при определенных условиях образуется доменная структура с 180-градусными стенками. При перемагничивании из однородного состояния обнаружено возникновение доменной структуры с 360-градусными стенками.

4. Аналитически определены критерии зарождения доменов, эффективная константа наведенной однородной анизотропии, ширина доменной стенки и ее профиль в двухугловом описании, размеры магнитного блока.

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ МАГНИТНЫХ НАНООСТРОВОВ

А.П.Болтаев, Ф.А.Пудонин, И.А. Шерстнев

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, г.Москва, Россия

В настоящее время в ведущих научных лабораториях ведутся исследования физических свойств магнитных наносистем различного типа. Это связано как с фундаментальными проблемами магнетизма в наноструктурах, так и с большим прикладным потенциалом таких систем [1]. В данной работе предложена новая магнитная структура на основе многослойных систем магнитных нанооостровов и проведены исследования их магнитных и транспортных свойств, а также изучены магнитооптические свойства предлагаемых систем с использованием магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОКЕ).

Предлагаемые многослойные системы магнитных нанооостровов состояли из периодически чередующихся островковых слоев различных магнетиков, которые различались по своим магнитным характеристикам (например, FeNi и CoNi или FeNiCo и CoCr и др.). Магнитные наноструктуры выращивались методом RF-распыления. Как было показано в [2], слои с такими толщинами представляют собой разупорядоченные системы нанооостровов с характерными размерами 5 - 30 нм, расстояния между которыми составляет 1 - 5 нм. В одиночных слоях магнитных нанооостровов были обнаружены фотопроводимость в широком спектральном диапазоне [2], аномальная проводимость [3] и гигантская низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость (до 10^8) [4]. В этих многослойных системах нанооострова соседних слоев соприкасались между собой. В качестве диэлектрической подложки использовался, как правило, ситал.

Все исследования электронного транспорта и магнитосопротивления проводились в латеральном направлении (электрическое и магнитное поля прикладывались параллельно слоям нанооостровов). Для этих измерений из выращенных структур изготавливались образцы шириной 0,5-1,5 мм и длиной 2-3,5 мм. Омические контакты создавались путем нанесения индия на поверхность многослойной структуры. Во всех случаях структуры приготовлялась так, чтобы ориентация оси легкого намагничивания ОЛН (которая, как вначале предполагалось, совпадает с ориентацией ОЛН толстых пленок тех же магнетиков) и направление протекания электрического тока совпадали.

Были исследованы системы $(FeNi\text{-}CoNi)_n$ с различным числом слоев n: структуры типа #1, в которых эффективные толщины FeNi и CoNi совпадали и составляли ~ 0.4 нм и структуры типа #2, в которых толщины слоев FeNi ~ 0.4 нм, а CoNi ~ 0.6 нм. Следует отметить, что значительных

отличий в характере поведения основных зависимостей для систем из других магнетиков (например, FeNiCo-CoCr, FeNi-Co или др.) и с немного отличающимися эффективными толщинами (например, 0.3 нм, 0.5 нм, 0.8 нм) магнитных слоев обнаружено не было.

Температурные исследования выявили металлическую проводимость исследуемых систем. В области слабых магнитных полей в исследуемых структурах наблюдалось малое по величине положительное магнитосопротивление R_H. При больших магнитных полях R_H было отрицательно и слабо изменялось при полях H > 30 Э. В исследуемых многослойных системах магнитных наноостровов наблюдалось $R_H \sim 3$ % , и в зависимости от параметров структур изменялось значение магнитного поля, при котором R_H меняло знак. Во всех исследуемых структурах было обнаружено как положительное, так и отрицательное магнитосопротивление.

Процессы намагничивания систем магнитных наноостровов исследовались с помощью магнитооптического эффекта Керра. Эти исследования, а также данные, полученные при изучении магнитосопротивления, позволили предположить, что R_H в данных структурах обусловлено одновременным действием эффекта гигантского магнитосопротивления и анизотропного эффекта.

В процессе изучения процессов намагничивания предлагаемых многослойных систем была обнаружена однонаправленная магнитная анизотропия, ориентация оси которой определялась параметрами структуры. Была оценена величина поле обнаруженной однонаправленной магнитной анизотропии - 2 кЭ < H_A < 20 кЭ.

Все исследуемые системы магнитных наноостровов проявляли высокую чувствительность к сверхслабым магнитным полям и были способны чувствовать при комнатной температуре поля величиной до 10^{-6} Э, что является очень хорошей величиной.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (08-02-00252-а).

Литература:

1. I. Zutic, J. Fabian, S.Das Sarma, Reviews of Modern Physics, **76**, 323, (2004).
2. А.П.Болтаев, Н.А.Пенин, А.О.Погосов, Ф.А.Пудонин, ЖЭТФ, **123** (5), 1067, (2003)
3. А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, ЖЭТФ, **130**(3), 500, (2006).
4. А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, ЖЭТФ, **134** (3), 587, (2008).

ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ НОРМАЛЬНОГО ПАДЕНИЯ СВЕТА НА СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ЗАПОЛНЕННЫХ ФЕРРИТАМИ

В.С. Горелик[1], Н.И. Юрасов[2],
Ю.П. Войнов[1], М.И. Самойлович[3], В.В. Грязнов[2]

1 – Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, 2 – Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, 3 – ОАО Центральный научно-исследовательский технологический институт «Техномаш», Москва

Магнитные фотонные кристаллы (МФК) известны в виде одномерных, двумерных и трёхмерных структур. В них обнаружены следующие интересные свойства: магнитооптические эффекты, как в случае отражения, так и в случае прохождения могут управляться магнитным полем [1,2]. Особый интерес представляют трёхмерные МФК. В последнее время они синтезируются на основе искусственных опалов, которые представляют собой матрицу из наношаров. Такие наноструктуры представляют большой интерес из-за возможности управления частотным диапазоном фотонной стоп-зоны [3,4]. Оптические свойства таких систем обычно исследуются в перпендикулярных к поверхности пучках света. В то же время представляет также интерес угловая зависимость оптических спектров. В данной работе мы представляем результаты экспериментальных исследований такой зависимости для МФК на основе искусственных опалов, заполненных ферритами.

Измерения были проведены на трех образцах МФК на основе ферритов (ферритовые включения синтезировались в порах между наношарами аморфного SiO_2). Два образца были приготовлены на основе $Ni_{0.35}Zn_{0.65}Fe_2O_4$ и имели разные цвета (зеленый и красный), что свидетельствует о различной концентрации магнитной фазы. Третий образец в качестве магнитного наполнителя имел $Co_{0.35}Zn_{0.65}Fe_2O_4$. Все образцы имели форму пластин, толщиной 2 мм. Заполнение искусственных опалов магнитным носителем выполнялось по следующей технологии.

Для образования ферритовых включений использовалась сквозная пропитка водными растворами нитратов Fe, Ni, Co и Zn. В процессе пропитки водные растворы солей заполняли поры опаловой матрицы за счет капиллярного эффекта. При тепловой обработке происходило частичное разложение нитрогрупп, и несвязанная вода полностью удалялась. Термообработка продолжалась один час при 770-1070 K. Эта процедура повторялась многократно (до 20 пропиток) с частичным заполнением межкластерных пустот опаловой матрицы оксидами и соединениями вводимых элементов.

Цвет образцов зависел от состава и был связан со спектральным положением фотонной стоп-зоны. Исследованные образцы не были прозрачны для видимого света.

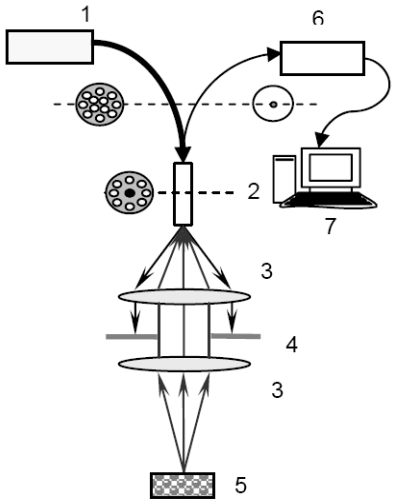


Рис. 1. Экспериментальная установка для регистрации спектров отражения: 1 – лампа галогеновая; 2 – многожильный световод; 3 – линза; 4 –диафрагма; 5 –образец МФК;
6 – миниспектрометр;
7 – компьютер.

Были исследованы спектры отражения от поверхности образцов в видимом диапазоне в области 500-800 нм. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве источника света использовалась галогеновая лампа. Время экспозиции составляло 1-10 мс. При обработке спектр отражения от образца делился на спектр галогеновой лампы для получения нормированного спектра отражения (рис.2а.).

Ранее в этих образцах была обнаружена зависимость спектров от магнитного поля [4]. В процессе регистрации магнитного спектра отражения $R(B,\lambda)$ образец находился в центре торца цилиндрического магнита, таким образом, чтобы магнитное поле было перпендикулярно его поверхности. Магнитная индукция B составляла около 0.2 Т в месте размещения образца. Предварительно были сняты петли гистерезиса, показывающие наличие ферромагнитного порядка в образцах.

Спектры, полученные без магнитного поля и в магнитном поле, были усреднены порознь, а относительное изменение коэффициента отражения $\delta R(B,\lambda)$ было вычислено, используя формулу

$$\delta R(B,\lambda)=\frac{R(B,\lambda)-R(\lambda)}{R(\lambda)}, \qquad (1)$$

где $R(B,\lambda)$ и $R(\lambda)$ - ненормированные спектры отражения в магнитном поле и без него. Типичный результат влияния магнитного поля показан на рис. 2б. В результате экспериментов с магнитными ФК было установлено, что у относительного изменения коэффициента отражения в магнитном поле есть максимум около длины волны, соответствующей брэгговскому отражению. Величина этого максимума может достигать 60-80%. На этих же образцах были выполнены измерения по выявлению влияния отклонения от нормального падения света на спектр отражения. Для анализа влияния использовалась формула (2), аналогичная формуле (1):

$$\delta R(\theta,\lambda)=\frac{R(\theta,\lambda)-R(\lambda)}{R(\lambda)}. \qquad (2)$$

Результаты измерений, обработанные по формуле (2) представлены на рис.3.

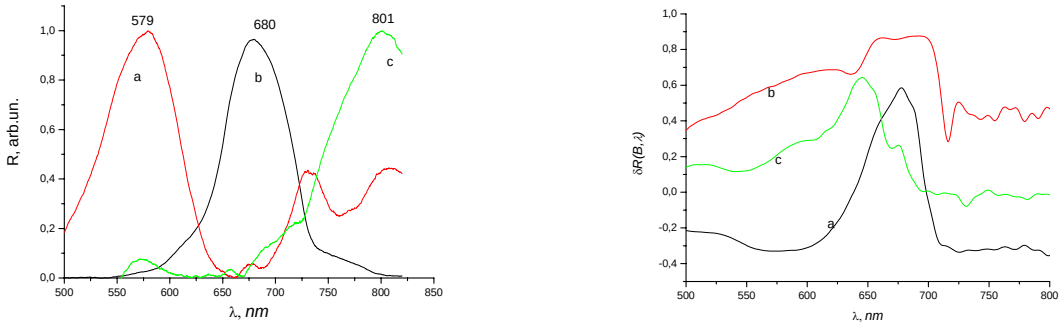


Рис. 2.а) Нормированные спектральные зависимости коэффициентов отражения R (λ) для различных образцов МФК; б) Спектральная зависимость относительного изменения коэффициента отражения; a – опал, пропитанный $Ni_{0.35}Zn_{0.65}Fe_2O_4$ (зеленый); b - опал, пропитанный $Ni_{0.35}Zn_{0.65}Fe_2O_4$ (красный); c - опал, пропитанный $Co_{0.35}Zn_{0.65}Fe_2O_4$ (тёмно-зеленый).

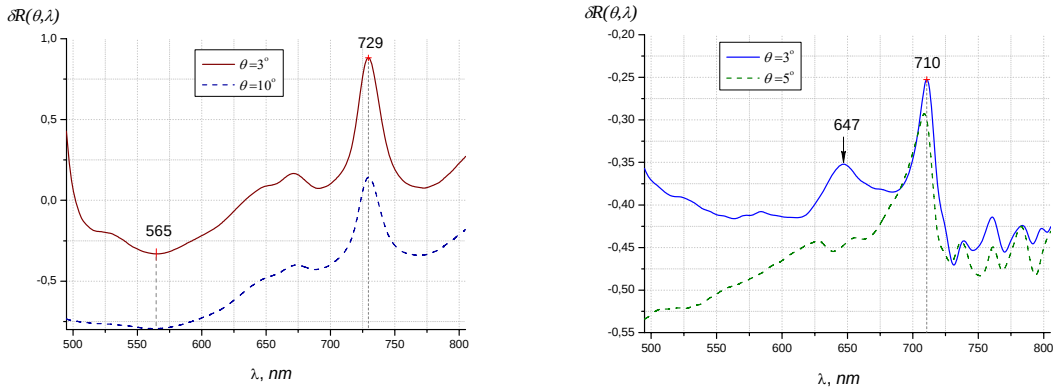


Рис.3. Спектральная зависимость относительного изменения коэффициента отражения при отклонении от нормального падения для а) зеленого образца ($Ni_{0.35}Zn_{0.65}Fe_2O_4$); б) красного образца ($Ni_{0.35}Zn_{0.65}Fe_2O_4$)

Таким образом, изменение угла падения света также влияет на спектр отражения, что необходимо учитывать при анализе влияния намагничивания образца.

1. I.L. Lyubchansky, N.N. Dadoenkova, M.I. Lyubchansky, E.A. Shapovalov, Th. Rasing, J. Phys. D: Appl. Phys., **36**, R277 (2003).
2. A.B. Granovsky, I.V. Bykov, E.A. Ganshina, V.S. Gushin, M. Inoue, Yu.E. Kalinin, A.A. Kozlov, A.N. Yurasov, JETP., **123**, 1256 (2003)
3. V.N. Bogomolov, L.S. Parfenyeva, A.V. Prokofyev, I.A. Smirnov, S.M. Samoilovich, A. Ezhovsky, Ya. Muha, H. Miserek, FTT., **37**, 3411 (1995)
4. V.S. Gorelik, N.I. Yurasov, Yu.P. Voinov, S.M. Samoilovich, V.V. Gryaznov, Solid State Phenomena, **152-153**, 345 (2009)

ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТОЯНИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦАХ СУБМИКРОННОГО РАЗМЕРА

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, А.Ю. Климов, В.Л. Миронов, В.В. Рогов и А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

Интерес к многослойным ферромагнитным наночастицам обусловлен их различными практическими применениями. На базе двухслойных ферромагнитных наночастиц, разрабатываются спинвентильные приборы и структуры для записи информации [1]. Исследования трехслойные ферромагнитные частицы актуально с точки зрения возможности создания искусственных неколлинеарных состояний намагниченности. Структуры такого типа представляют несомненный интерес для изучения спинзависимых эффектов при исследовании электронного транспорта во внешних магнитных полях [2, 3]. Рассматриваемые в данной работе структуры изготовлены методом электронной литографии с последующей процедурой ионного травления [4]. Исследования состояний намагниченности проводилось методом магнитно-силовой микроскопии в условиях высокого вакуума (использовался СЗМ “Solver HV”, Зеленоград, Россия).

В первой части работы представлены результаты МСМ исследований субмикронных эллиптических частиц (400×250 нм) состоящих из двух слоев Co толщиной 15 нм, разделенных прослойкой Si толщиной 3 нм. МСМ исследования показали, что в исследуемых двухслойных частицах наблюдаются два типа МСМ контраста (характерных для состояния с однородной намагниченностью), отличающиеся по интенсивности приблизительно в два раза. Проведенное моделирование МСМ изображений в таких двухслойных частицах и расчет зависимости амплитуды МСМ отклика от высоты прохода МСМ зонда над частицей показали, что МСМ изображение с меньшей амплитудой соответствует антиферромагнитной упорядоченности магнитных моментов в Co слоях (вектора магнитных моментов в соседних Co слоях направлены в противоположные стороны - $\uparrow\downarrow$), отклик же с большей амплитудой свидетельствует о ферромагнитной упорядоченности векторов (вектора магнитных моментов в соседних Co слоях сонаправлены - $\uparrow\uparrow$) магнитных моментов в Co слоях. Проведены эксперименты по управлению состоянием намагниченности таких двухслойных частиц зондом МСМ. Показано, что при помощи специальных процедур сканирования возможно осуществление перехода из ($\uparrow\uparrow$) в ($\uparrow\downarrow$) конфигурацию магнитных моментов. Также возможна переориентация направлений магнитных моментов в ($\uparrow\downarrow$) конфигурации (одновременное перемагничивание верхнего и нижнего Co слоев) с помощью зонда МСМ.

Во второй части приводятся результаты МСМ исследований трехслойных (Co / Si / Co / Si / Co) круглых дисков диаметром 300 нм. В результате численного моделирования были определены параметры трехслойной системы (толщины слоев Co и толщины прослоек Si), при которых в ней реализуются коллинеарные (все вектора намагниченности Co слоев параллельны) и неколлинеарные конфигурации намагниченности.

На основе данных расчетов были выбраны оптимальные значения толщин Co слоев и немагнитных Si прослоек, при которых с одной стороны, в трехслойных дисках реализуется неколлинеарные распределения с углами между векторами намагниченности в слоях Co близкими к 120^0, а с другой стороны, МСМ изображения таких частиц должны были содержать особенности, которые позволяли бы однозначно судить о наличии неколлинеарного распределения магнитных моментов в соседних слоях Co.

Было обнаружено хорошее совпадение экспериментально полученных

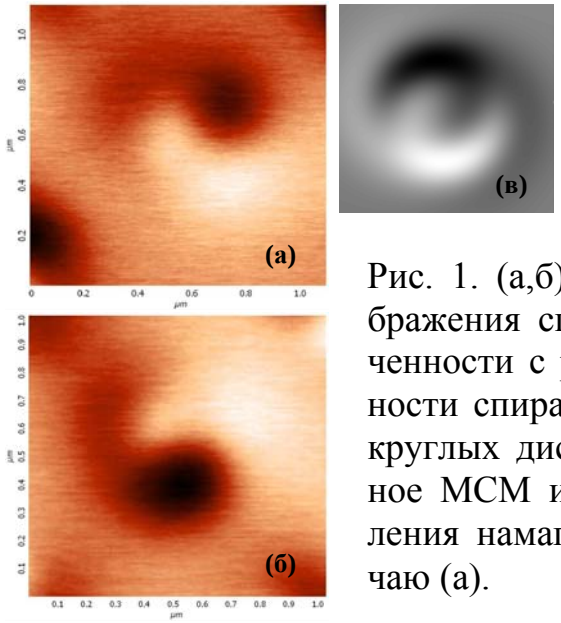


Рис. 1. (а,б) – экспериментальные МСМ изображения спиральных распределений намагниченности с различным направлением закрученности спирали в трехслойных ферромагнитных круглых дисках; (в) – теоретически рассчитанное МСМ изображение спирального распределения намагниченности, соответствующее случаю (а).

(рис. 1(а, б)) и теоретически рассчитанного (рис. 1(в)) МСМ изображений спирального распределения намагниченности в трехслойном диске диаметром 300 нм (толщины Co слоев 16 – 11 - 8 нм, прослойки Si 5 нм).

[1] I. Zutic, J. Fabian, et. al – Rev. of Mod. Phys. 76, 323-410 (2004).
[2] S.S. Parkin, K.P. Roche, et. al. – J. Appl. Phys. 85, 5828 (1999).
[3] Tatara et. al. Physical Review B. – 2003. - V.67 – P.113316-1 – 113316-3.
[4] A.A. Fraerman, S.A. Gusev, et. al. – Phys. Rev. B, 65, 064424 (2002).

ВЛИЯНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЯ НА ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ И КЛАСТЕРНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В Ge:Mn

А.И. Дмитриев[1], Р.Б. Моргунов[1], О.Л. Казакова[2]

[1]*Институт проблем химической физики РАН, Россия*
[2]*National Physical Laboratory, United Kingdom*

Ранее было обнаружено, что наноструктурирование и ограничение размерности в нанопроволоках Ge:Mn изменяет спектры ферромагнитного резонанса и микроволновое магнетосопротивление по сравнению с тонкими пленками Ge:Mn [1, 2]. Целью настоящей работы является установление влияния наноструктурирования на температуру перколяционного перехода в ферромагнитное состояние в Ge:Mn.

Тонкие ионно-имплантированные пленки $Ge_{0.98}Mn_{0.02}$ толщиной 120 нм содержат кластеры Ge_3Mn_5 диаметром 4.3 нм, а также изолированные ионы Mn^{2+} в узлах решетки монокристаллического Ge, доля которых составляет 70 %. Монокристаллические нанопроволоки $Ge_{0.99}Mn_{0.01}$, синтезированные в порах мембран Al_2O_3 путем использования техники сверхкритической жидкости, имели средний диаметр 100 нм и длину до 10 мкм. Примесь ионов Mn^{2+} распределена в нанопроволоке неравномерно. Подробно методика изготовления и аттестации тонких пленок и нанопроволок описана в работах [3] и [4], соответственно. Измерения магнитного момента образцов проводили на СКВИД магнетометре MPMX 5XL, Quantum Design при температурах 2 - 320 K в постоянном магнитном поле 1 кЭ.

На температурных зависимостях магнитного момента M(T) образцов видно две температуры Кюри T_{C1} и T_{C2}: в тонких пленках T_{C1} = 6 K и T_{C2} = 270 K (рис.1а), в нанопроволоках T_{C1} = 45 K и T_{C2} = 125 K (рис.1а). Температура T_{C2} отвечает кластерам Ge_xMn_y, и уменьшается при переходе от тонких пленок к нанопроволокам. Это может быть обусловлено уменьшением размеров кластеров. Известно, что дефицит обменных связей между приповерхностными атомами наночастиц приводит к уменьшению температуры Кюри в них, по сравнению со случаем «массивных» образцов:

$$T_C = T_C(\infty)[1 - \frac{3\Delta L}{d}] \qquad (1),$$

где T_C - температура Кюри наночастицы, $T_C(\infty)$ - температура Кюри «массивной» частицы, ΔL – толщина «дефектного» слоя, d - диаметр наночастицы [5]. Таким образом, создание наноструктур Ge:Mn, в которых поверхностная энергия вносит существенный вклад в баланс межатомных взаимодействий и кинетику диффузии, открывает новые возможности для подавления кластеризации примеси.

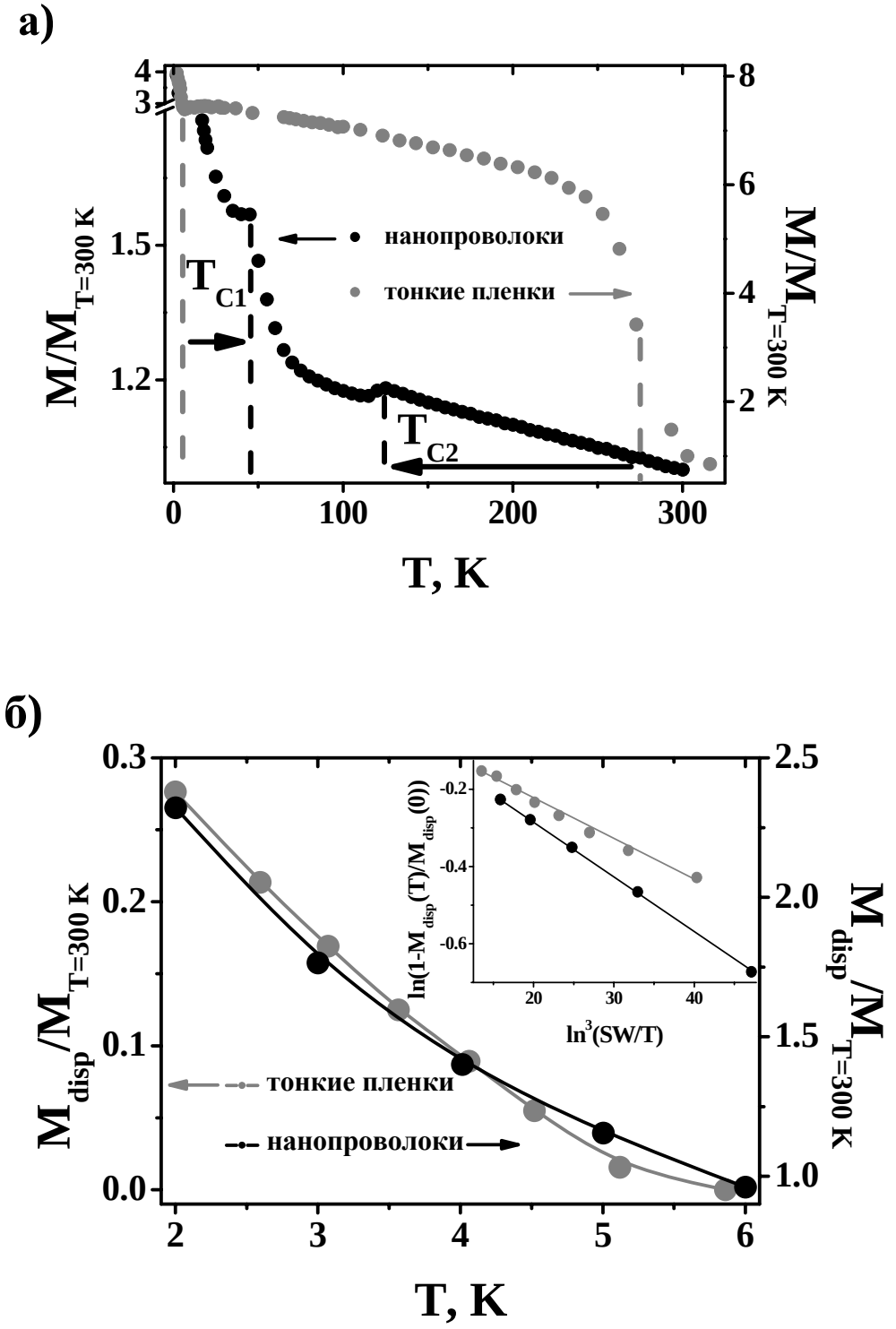


Рис.1. а) Температурные зависимости магнитного момента M, нормированные на его значение при T = 300 K, для тонких пленок и нанопроволок Ge:Mn. Стрелками показаны смещения температур Кюри T_{C1} и T_{C2} при переходе от тонких пленок к нанопроволокам, б) Зависимости магнитного момента M_{disp}, подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} в тонких пленках и нанопроволоках Ge:Mn от температуры T при ориентации магнитного поля напряженностью H = 1 кОе перпендикулярно плоскости пленки (параллельно оси нанопроволоки). Магнитный момент нормирован на его значение при T = 300 K. Сплошными линиями показана аппроксимация выражением (2). На врезке показана та же зависимость в спрямляющих координатах. Процедура выделения вклада подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} в полный магнитный момент описана в тексте

В тонких пленках и нанопроволоках Ge:Mn зависимость M(T) при температурах $T < T_{C1}$ имеет плавный (не «блоховский») ход (рис.1б), характерный для перколяционного ферромагнитного упорядочения, которое происходит в подсистеме диспергированных ионов Mn^{2+}. Магнитный момента M_{disp} подсистемы диспергированных ионов Mn^{2+} вносит вклад в общий момент M только при температурах $T < T_{C1}$. Вклад M_{disp} выделили следующим образом. Экстраполировали высокотемпературную часть M ($T \geq T_{C1}$, где $M_{disp} = 0$), в область низких температур и вычитали ее. Температурная зависимость $M_{disp}(T)$ в тонких пленках и нанопроволоках хорошо описывается (рис.1б) выражением, полученным в перколяционной модели:

$$M(T) \propto M(0)[1 - \exp(-L^3 n_n \ln^3 \frac{SW}{T})] \qquad (2),$$

где M(0) - магнитный момент при температуре $T \rightarrow 0$ К, n_h - концентрация локализованных дырок, L - радиус локализации дырок, T - температура, S = 5/2 - спин примесного иона Mn^{2+}, W - потенциал косвенного обменного взаимодействия между ионами Mn^{2+} [6, 7]. В спрямляющих координатах зависимость $M_{disp}(T)$ показана на врезке рис.1б. Из аппроксимации температурной зависимости магнитного момента M_{disp} выражением (2) были определены параметры $L^3 n_h$ и W. Для тонких пленок $L^3 n_h = 0{,}0099$ и W = 61 К, для нанопроволок $L^3 n_h = 0{,}0142$ и W = 74 К.

Увеличение значений $L^3 n_h$ при переходе от тонких пленок к нанопроволокам обусловливает увеличение температуры перколяционного ферромагнитного упорядочения при переходе от тонких пленок к нанопроволокам, согласно:

$$T_C \propto J\left(L^3 n_h\right)^{1/3} \sqrt{n_i / n_h} \exp\left(-\frac{0.86}{\left(L^3 n_h\right)^{1/3}}\right) \qquad (3),$$

где J - обменный интеграл ($J \sim W$), n_i - концентрация ионов Mn^{2+}, n_h - концентрация локализованных дырок, L - радиус локализации дырок [6, 7].

Установлено, что самая низкая критическая температура, наблюдающаяся в тонких пленках и нанопроволок Ge:Mn соответствует точке перколяционного перехода в ферромагнитное состояние диспергированных в кристаллической решетке Ge ионов Mn^{2+}. Обнаружено, что наноструктурирование ведет к росту температуры перколяционного перехода в ферромагнитное состояние Ge:Mn и уменьшению температуры Кюри кластеров Ge_xMn_y.

1. R. Morgunov, M. Farle et al., Phys. Rev. B. **78**, 045206 (2008).
2. O. Kazakova, R. Morgunov, J. Kulkarni, Phys. Rev. B. **77**, 235317 (2008).
3. M. Passacantando, L. Ottaviano et al., Phys. Rev. B. **73**, 195207 (2007).
4. N. Petkov, P. Birjukovs, R. Phelan et al., Chem. Mater. **20**, 1902 (2008).
5. В.И. Николаев, А.М. Шпилин, ФТТ **45**, 1029 (2003).
6. И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер, УФН **126**, 233 (1978).
7. S. Das Sarma, E.H. Hwang, A. Kaminski, Phys. Rev. B. **67**, 155201 (2003).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МИКРОЧАСТИЦ, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Н.А. Смоланов, О.Ф. Четвертакова

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г.Саранск

Применение плазменной дуги в качестве источника наночастиц стало одним из распространенных методов синтеза соединений тугоплавких материалов [1, 2, 3]. Механизм формирования наночастиц, их структура и свойства являются предметом многих исследований (мало изученными), так как механизм взаимодействия газов-реагентов с компонентами металлической плазмы (ионами, каплями, твердыми частицами) весьма сложный.

Известно, что газовая фаза плазменного потока дугового разряда титана состоит в основном из ионов Ti^{n+} с $n=1\div4$. Нами исследованы атомно-кристаллическая структура и магнитные свойства сажи (конденсата мелкодисперсного), осажденного из плазмы дугового металлического разряда на стенках охлаждаемой вакуумной камеры при получении тонких пленок нитрида титана методом конденсации с ионной бомбардировкой. Одинаковой дисперсности исходных соединений достигали отбором средней фракции при просеивании через вибросита с размерами ячейки 0,102 мм и 0,075 мм.

Методом ЭПР проведен анализ продуктов дугового разряда (сажи) и проведено сопоставление магнитных свойств с фазовым составом. Магнитные свойства сажи исследовались на радиоспектрометре PS 100.X при комнатной температуре на частоте 9,3 ГГц. Установлено, что изменение потенциала стенок (анода) приводит к появлению сигнала ЭПР с g-фактором связанного, вероятно, с присутствием наночастиц. После растворения в толуоле и последующей фильтрации этот сигнал в спектре исчезает. В качестве примера на рис. 1 а, б представлены спектры ЭПР частиц, размерами фракций менее 0,075мм, полученные из плазмы дугового разряда с подачей потенциала (а) и без подачи потенциала (б) на подложку. Рассчитаны g-факторы (g=2.23 для частиц, полученных с подачей отрицательного потенциала на подложку и g_1= 2.23, g_2=2.72, g_3=3.83 для частиц, полученных без подачи потенциала). Таким образом, обнаружено наличие, по крайней мере, 2-х типов парамагнитных и структурных комплексов, подтвержденных результатами рентгенографии. Обсуждаются возможные процессы в плазме и ее рекомбинация на подложке и стенках вакуумной камеры с образованием наноструктурных элементов. Оптическим методом зафиксированы конгломераты притягивающихся частиц.

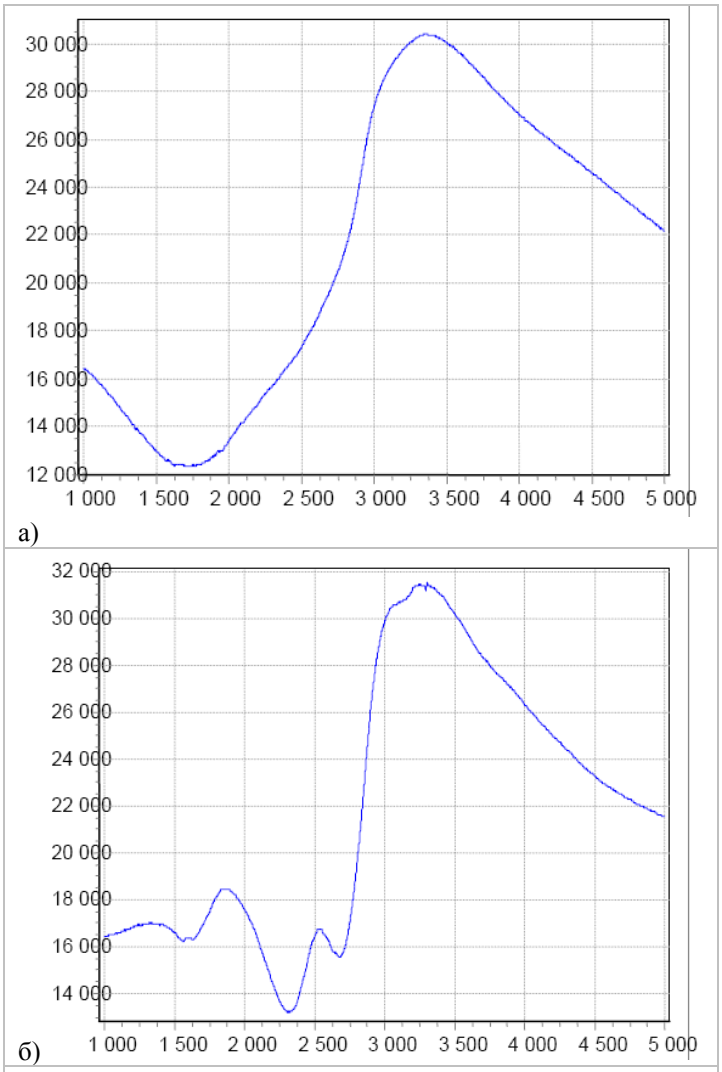


Рис.1. Спектры ЭПР частиц размер фракций менее 0,075мм а) с подачей потенциала на подложку б) без подачи потенциала на подложку

Методами термического анализа и термогравиметрии обнаружено наличие фазового превращения в области 500-600^{0}C. Термический анализ был выполнен на приборе для динамических измерений методом дифференциальной сканирующей колориметрии (DSC) с помощью системы термического анализаMETTLER TOLEDO STAR^e Модуль DSC 823^e. Принцип работы основан на измерении теплового потока от образца. Термогравиметрия – измерение изменения массы вещества, происходящего при его контролируемой температурной обработке в определенной газовой атмосфере была выполнена с помощью прибора METTLER TOLEDO STAR^e TGA/SDTA 851^e. Полученные результаты анализируются с привлечением данных о химическом составе и рентгенофазовом анализе нитридов, окисленных при температурах соответствующих термоэффектов. В составе продуктов содержатся элементы следующих фазовых составов TiO_2, TiN, $Ti_xO_yN_z$ с различным периодом решетки [2, 4].

1. Ю.В.Цветков, С.А.Панфилов, Низкотемпературная плазма в процессах восстановления, М., Наука (1980).
2. Р.А. Андриевский, Успехи химии, 66(1), 57, (1997).
3. А.И.Гусев, УФН, 168 (1), 55, (1998).
4. М.Д.Лютая, О.П.Кулик, Э.Т.Качковская, Порошковая металлургия, 87(3), 72, (1970).

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК Ni-Mg-O

Гребенников А.А. [а], Стогней О.В. [а], Ситников А.В. [а],
Терехов В.А. [б], Румянцева Н.А. [б], Трегубов И.М. [а]

[а] *Воронежский государственный технический университет*
[б] *Воронежский государственный университет*

В работе проведено исследование влияния термического отжига на структуру и магнитные свойства тонкопленочных образцов Ni-Mg-O, полученных совместным осаждением компонент на ситалловые подложки. Процессы намагничивания исследовались с помощью вибрационного магнитометра, магниторезистивные свойства исследовались потенциометрическим методом по двухзондовой схеме. Структура изучалась с помощью рентгеновской дифрактометрии.

В соответствии с рентгеноструктурным анализом образцы в исходном состоянии являются однофазными и кристаллическими: на рентгенограммах присутствуют только пики от кристаллического MgO, а наличие никеля не обнаруживается. Отсутствие фазы никеля в исходных образцах также согласуется с магнитными измерениями: даже при высоком процентном содержании атомов никеля в пленках их намагниченность в поле 5 кЭ чрезвычайно низка (рис.1, вставка).

В результате отжигов, проводимых в вакууме при температуре 500 - 650 °С, структура и магнитные свойства сплавов меняются радикально: 1 – дифракционный анализ фиксирует наличие никеля, выделившегося в самостоятельную фазу; 2 - намагниченность образцов после отжига возрастает на два порядка и возникает магнитный гистерезис (рис. 1); 3 – в отожженных образцах появляется магниторезистивный эффект (рис. 2).

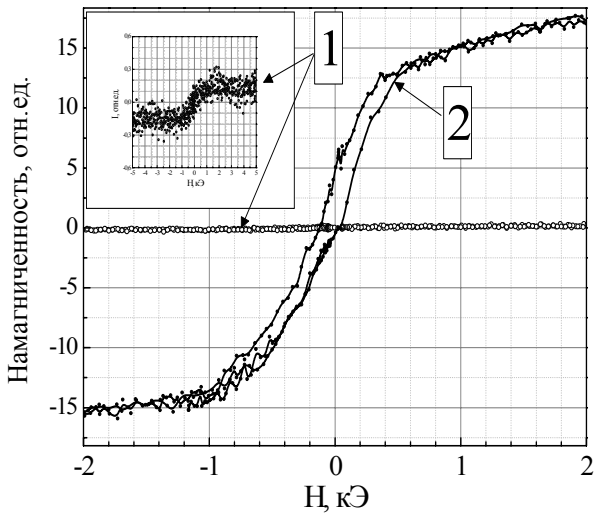


Рис. 1. Кривые намагничивания сплава NiMgO.
1 - в исходном состоянии;
2 - после отжига при 650 °С.

Коэрцитивная сила отожженных образцов немонотонно зависит от концентрации металлической фазы, проходя через максимум равный ~ 100 Э при возрастании содержания никеля. Такой вид зависимости характерен для систем, в которых происходит смена механизма перемагничивания. При низкой концентрации металла ферромагнитная фаза представляет собой изолированные частицы, перемагничивающиеся враще-

нием вектора намагниченности. При увеличении концентрации металла - происходит образование металлических макродоменов и перемагничивание осуществляется движением доменных стенок. По всей видимости, немонотонный характер зависимости коэрцитивной силы от концентрации никеля есть следствие морфологических особенностей отожженных образцов Ni-Mg-O.

Различие морфологии отожженных образцов подтверждается различным характером магниторезистивного эффекта, наблюдаемо в пленках Ni-Mg-O. В исходном состоянии образцы не проявляют магнитосопротивления (рис. 2, кривая 1), однако после отжигов при 500 ^{o}C этот эффект обнаруживается. Образы с большим содержанием никеля проявляют анизотропное магнитосопротивление (АМС): как величина эффекта, так и его знак зависят от взаимной ориентации тока, протекающего через образец, и магнитного поля, приложенного к образцу (рис. 2, кривые 2 и 3). При параллельной ориентации тока и поля магнитосопротивление положительно, при перпендикулярной - отрицательно. Такая зависимость характерна для двухфазных структур, в которых одна из фаз является металлическим ферромагнетиком, а причиной АМС является спин-зависимое рассеяние электронов проводимости на межфазной границе. Наличие АМС, магнитного гистерезиса, а также резкого уменьшения сопротивления Ni-Mg-O образцов после отжигов позволяет предполагать, что это связано с формированием гетерогенной структуры, содержащей перколяционные кластеры никеля в объеме матрицы MgO. Рентгеноструктурный анализ подтверждает это предположение. В образцах с низким содержанием никеля анизотропное магнитосопротивление после отжигов не проявляется, однако наблюдается отрицательное магнитосопротивление и имеет место магнитный гистерезис. По всей видимости в этих образцах происходит формирование наноразмерных никелевых кластеров.

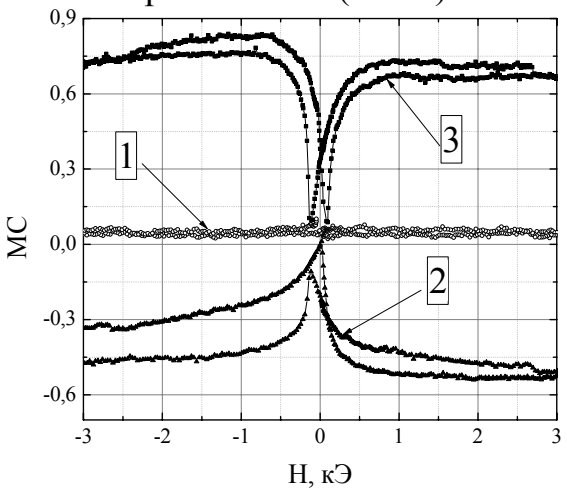


Рис. 2. Рис. 2. Магнитосопротивление сплава NiMgO.
1 - в исходном состоянии, 2 и 3 - после отжига при 500 ^{o}C;
2 - магнитное поле перпендикулярно току;
3 - магнитное поле параллельно току.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант N *09-02-97536-р-центр-а*

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРНЫХ ОБРАЗЦОВ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ФЕРРИТА-ГРАНАТА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ.

Серегин С.В.[a], Гижевский Б.А.[b], Дорошенко Р.А.[a], Гавико В.С.[b] Лобачевская Н.И.[c]

[a]*Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН.*
[b]*Институт физики металлов Уральского отделения Российской Академии Наук.*
[c]*Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской Академии Наук.*

Приводятся результаты исследования радиочастотной магнитной восприимчивости χ тонкодисперсного порошка и плотных наноструктурных образцов ЖИГ с размером зерна 34, 32 и 20 nm. Для определения магнитной восприимчивости использовался метод автогенератора. Частота колебаний генератора ~ 10 МГц. Исследовано изменение продольной и поперечной восприимчивости при квазистатическом перемагничивании образцов в диапазоне ±700 Э.

Объемные плотные образцы железоиттриевого граната получены в результате интенсивной пластической деформации тонкодисперсного порошка ЖИГ со средним размером зерна ~ 1 μm. Порошок помещался между наковальнями Бриджмена и сжимался давлением 10 ГПа. Вращением одной из наковален дополнительно создавалась сдвиговая деформация, величина которой определялась углом поворота наковальни. Увеличение степени деформации приводит к уменьшению размера кристаллитов и величины микродеформаций.

Кривые $\chi(H)$ симметричны относительно H=0 и содержат обратимую часть, характеризующуюся однозначной зависимостью χ от H, а также необратимую часть – петлю гистерезиса. Пластическая деформация приводит к значительному изменению формы кривых гистерезиса. Величина коэрцитивной силы, определенная из положения максимумов на кривых продольной восприимчивости, и величина поля анизотропии, определенная из полевой зависимости поперечной восприимчивости, увеличиваются с увеличением степени деформации.

Интересной особенностью исследованных образцов является характер кривых приближения к насыщению. В интервале от 500 до 700 Э зависимость $\chi(H)$ пропорциональна H^{-2}, что соответствует изменению намагниченности $\Delta M \sim H^{-1}$. Подобная зависимость характерна для двумерной системы ферромагнитно-связанных зерен. В данном случае толщина образцов значительно превосходит размеры составляющих их нанокристаллитов. Можно предполагать, что магнитные свойства наноструктурных образцов железоиттриевого феррита-граната связаны со структурой межзеренных границ.

Работа поддержана программой «Критические технологии Республики Башкортостан: физико-математические основы и технические решения», РФФИ, проект 08-03-99071

АНИЗОТРОПИЯ ОСТАТОЧНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ РЕШЕТКИ НАНОКРИСТАЛЛОВ В СПЛАВАХ $Fe_{87-X}Si_XB_9Nb_3Cu_1$ (X = 0 – 13.5), ИНДУЦИРОВАННЫХ В ПРОЦЕССЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

В.А.Лукшина[1], В.И.Федоров[2], Ю.П.Черненков[2], Н.В.Ершов[1], А.П.Потапов[1]

[1]*Институт физики металлов УрО РАН, Российская федерация*
[2]*Петербургский институт ядерной физики РАН, Российская федерация*

После отжига ленты сплава $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ (файнмет), первоначально полученные быстрой закалкой из расплава, приобретают метастабильное нанокристаллическое состояние и высокие магнитомягкие свойства [1,2]. Термообработка с приложением растягивающей нагрузки вдоль ленты (ТМехО), приводит к наведению в этом сплаве поперечной магнитной анизотропии [3]. Эта же обработка в образцах сплава без кремния наводит осевую магнитную анизотропию вдоль направления растяжения [4]. Смена типа наведенной анизотропии в сплаве $Fe_{87-X}Cu_1Nb_3Si_XB_9$ происходит при X > 9.5 [5], что соответствует содержанию кремния в нанокристаллах Fe-Si выше 14 ат.%, при котором происходит смена знака константы магнитострикции в массивных образцах сплава железо-кремний.

В настоящей работе методом рентгеновской дифракции исследовано структурное состояние образцов сплава $Fe_{87-X}Cu_1Nb_3Si_XB_9$ с разным содержанием кремния (X = 0, 4, 6, 8, 9.5, 11, 13.5) до и после ТМехО для того, чтобы выяснить характер остаточных деформаций решетки нанокристаллов, ответственных за наведение и стабилизацию анизотропии магнитных свойств. Сплавы были приготовлены в виде лент методом закалки расплава на вращающийся медный барабан, после нанокристаллизующего отжига при температуре 520ºС и термомеханической обработки (ТМехО), которая состояла в отжиге лент сплава при 520ºС для их нанокристаллизации в присутствии растягивающих напряжений 440 МПа и охлаждении до комнатной температуры в присутствии нагрузки. Рентгеновские дифрактограммы снимались с помощью лабораторного дифрактометра в ПИЯФ РАН (г. Гатчина) в геометрии «на просвет», что позволило проследить изменения межплоскостных расстояний в решетке в зависимости от направления в ленте (вдоль и поперек ленты).

Остаточные деформации решетки нанокристаллов в сплавах $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{15.5}B_7$ впервые наблюдались с помощью рентгеновской дифракции [6, 7]. Наблюдения смещений одного пика в дифрактограмме показали, что после ТМехО решетка остается растянутой в направлении приложения нагрузки и сжатой в поперечном направлении. В то же время для понимания механизмов формирования магнитной анизотропии требуется более детальная информация о деформациях нанокристаллов.

Структурное состояние лент сплава, полученных быстрой закалкой из расплава обычно характеризуется как аморфное или квазиаморфное. Но так как положения широких пиков в пределах ± 1–2 градусов близки к структурным рефлексам (110), (211), (220) и (222) ОЦК фазы, то можно предположить, что структура нанокристаллических зерен в исходном состоянии похожа на структуру α-железа (или α-FeSi) при среднем размере зерна, оцениваемым из полуширины рефлексов, – около 2 нм. Профили дифрактограмм, измеренные в двух взаимно перпендикулярных направлениях: вдоль ленты и поперек нее, в пределах погрешности совпадают, что свидетельствует об изотропии наблюдаемой структуры. В исходном состоянии сплавов при всех концентрациях кремния X отсутствуют сверхструктурные пики упорядоченной фазы Fe_3Si ($D0_3$).

После отжига рентгеновские дифрактограммы всех образцов остаются изотропными и характеризуются регулярным расположением пиков α-FeSi фазы, ширины которых соответствуют нанокристаллическим зернам со средним размером 10–12 нм. При этом в малоугловой части дифрактограмм образцов с X = 11 и 13.5 проявляются сверхструктурные пики фазы $D0_3$ с удвоенным параметром решетки.

В дифрактограммах образцов после ТМехО отмечаются сдвиги брэгговских рефлексов. Рефлексы, зарегистрированные при сканировании вдоль ленты или вдоль направления приложения нагрузки при термообработке смещены в направлении меньших углов рассеяния, а при сканировании поперек ленты – в направлении больших углов рассеяния. Это означает, что в нанокристаллах после ТМехО межплоскостные расстояния вдоль ленты увеличены, а в поперечном направлении уменьшены. При этом максимумы рефлексов в продольном и поперечном сканах смещаются неодинаково: пики (200) и (310) разведены больше, а пики (222) вообще не сдвигаются. Сверхструктурные пики (½½½) и (100) фазы $D0_3$, которые наблюдаются только в образцах с X = 11 и 13.5, тоже смещаются неодинаково, что позволяет определить направление <111> в нанокристаллах как «жесткое» в противоположность «мягкому» направлению <100>.

Полученные результаты дают возможность проанализировать остаточные искажения структуры нанокристаллитов в образцах, подвергнутых термомеханической обработке. В общем случае вклад в рефлекс (***hkl***), измеряемый сканированием в направлении вдоль или поперек ленты, дают нанокристаллические зерна, в которых плоскости (***hkl***) в пределах аппаратурного разрешения перпендикулярны этому направлению. При этом концы кристаллографических осей [100], [010] и [001] во множестве таких нанокристаллов лежат на окружностях, образованных тремя параллельными сечениями сферы. Так в конкретном случае ориентации кристаллографических осей для рефлекса (200) одна из осей типа <100> ориентирована параллельно вектору рассеяния, а две другие равновероятно расположены в поперечной ему плоскости. Угол между вектором рассеяния и направлением

[111] в этом случае составляет 55 градусов. В случае рефлекса (222) ориентации кристаллографических осей в отдельных нанокристаллах, которые дают вклад в этот рефлекс, все оси типа <100> вращаются вокруг оси [111] в одном и том же конусе. Угол между вектором рассеяния и направлением [111] в этом случае составляет 0 градусов.

Величина остаточной деформации расстояний между плоскостями (***hkl***) в решетке нанокристаллов, зафиксированной в образцах подвергнутых ТМехО, монотонно зависит от угла между направлением [***hkl***] и ближайшей осью типа <111>: чем больше этот угол, тем больше искажение. В пределах точности эксперимента искажений в направлении [111] не зафиксировано, а в направлении [100] они максимальные, т.е. искажения решетки нанокристаллов имеют анизотропный характер.

Сплавы железо-кремний с малым содержанием Si характеризуются положительным магнитоупругим эффектом, т.е. при наличии деформации растяжения намагниченность в них ориентируется вдоль направления растяжения. Поэтому и в нанокристаллах с $X < 9.5$ остаточное удлинение вдоль одной из осей <100> приводит к продольной ориентации спонтанной намагниченности, и, следовательно, к наведению магнитной анизотропии типа легкая ось в направлении вдоль ленты [5].

Кристаллы, близкие по составу к Fe_3Si, имеют отрицательный знак константы магнитострикции, т.е. намагниченность в них под действием нагрузки, приложенной вдоль оси [100], наводится в плоскости, перпендикулярной к этой оси, т.е. вдоль одного из направлений легкого намагничивания, [010] или [001], вдоль которых происходит сжатие решетки нанокристаллов. Ориентация осей нанокристаллов в сплаве изотропна. Следовательно, значительное число нанокристаллов, по составу близких к Fe_3Si и имеющих остаточную деформацией решетки, дают вклад в намагниченность, направление которой ближе к поперечному, чем к оси ленты, т.е. направлению приложения растягивающей нагрузки при термообработке. Именно это и является причиной возникновения поперечной магнитной анизотропии типа легкая плоскость, а анизотропия искажений решетки нанокристалла, способствует концентрации их магнитных моментов вблизи этой плоскости.

1. Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, J. Appl. Phys., **64,** 6044 (1988).
2. G. J. Herzer, Magn. Magn. Mater., **112**, 258 (1992).
3. А.А. Глазер, Н.М. Клейнерман, В.А. Лукшина и др. ФММ, **12**, 56 (1991).
4. Н.М. Клейнерман, В.В. Сериков, В.А. Лукшина и др. ФММ, **98,** 44 (2004).
5. В.В. Сериков, Н.М. Клейнерман, Е.Г. Волкова, и др. ФММ, **102**, 290 (2006).
6. M. Ohnuma, K. Hono, T. Yanai, et al. Appl. Phys. Lett., **83**, 2859 (2003).
7. M. Ohnuma, K. Hono, T. Yanai, et al. Appl. Phys. Lett., **86**, 152513-1 (2005).

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В МОДЕЛИ МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ Fe/V

К.Ш. Хизриев[1,2], А.К. Муртазаев[1,2], В.М. Уздин[3], И.С. Джамалутдинова[2]

[1]*Институт физики Дагестанского НЦ РАН, Махачкала, Россия*
[2]*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*
[3]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

Уже более десятка лет магнитные сверхрешетки Fe/V с тонкими чередующимися слоями магнитного и немагнитного вещества используются как модельные объекты для изучения эффектов, связанных с изменением эффективной размерности системы в многослойных структурах [1-7]. Минимальная толщина слоев Fe, при которой они остаются магнитными, составляет два атомных монослоя, причем температура Кюри зависит не только от количества магнитных монослоев, но и от толщины слоев немагнитного ванадия.

То, что в сверхрешетках Fe/V с достаточно тонкими слоями ванадия наблюдается поведение, присущее трехмерным системам, свидетельствует о важности межслойного взаимодействия для описания их свойств. Известно, что межслойное обменное взаимодействие в металлических магнитных сверхрешетках определяется толщиной немагнитной прослойки.

Особый интерес представляют сверхрешетки с антиферромагнитным межслойным взаимодействием. Именно в таких системах наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления. Антиферромагнитное межслойное взаимодействие в сверхрешетках Fe/V имеет место при толщинах прослойки ванадия 13-14 монослоев и железа 2-3 монослоя. Если такие сверхрешетки поместить в атмосферу водорода, то удается подобрать диапазон давлений водорода, при котором межслойное обменное взаимодействие меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному, проходя через ноль.

Мы исследовали магнитные свойства модели сверхрешеток $Fe_2/V_{13}/Fe_3$ с чередующими магнитными (два и три монослоя Fe) и немагнитными (тринадцать монослоев V) слоями. Обменные взаимодействия между ближайшими соседями в магнитных слоях и Fe_2, и Fe_3 носят ферромагнитный характер, и определяются параметром $J_{\parallel}$ (внутрислойное обменное взаимодействие). Имеется также взаимодействие $J_{\perp}$ между магнитными моментами из слоев Fe_2 и Fe_3 через слои ванадия (межслойное взаимодействие). Его величина и знак может изменяться в зависимости от толщины немагнитной прослойки. Межслойное взаимодействие для нашей модели имеет отрицательный знак. Ранее нами были исследованы [8-10] различные модели структур Fe/V с положительным межслойным обменным взаимодействием. Гамильтониан модели представим в виде

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J_{\parallel}(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2}\sum_{i,k} J_{\perp}(S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y), \qquad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая – с атомами соседних слоев через немагнитную прослойку; $S_j^{x,y}$ – проекции спина локализованного на узле j.

Расчеты проводились на основе однокластерного алгоритма метода Монте-Карло для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами LxLxL, где $L = 10 \div 40$ – число магнитных монослоев Fe. Усреднением вдоль марковской цепи проводилось наблюдение за средней намагниченностью всей системы:

$$M = \frac{1}{N}\left\langle \sum_{i=1}^{N} S_i \right\rangle . \qquad (2)$$

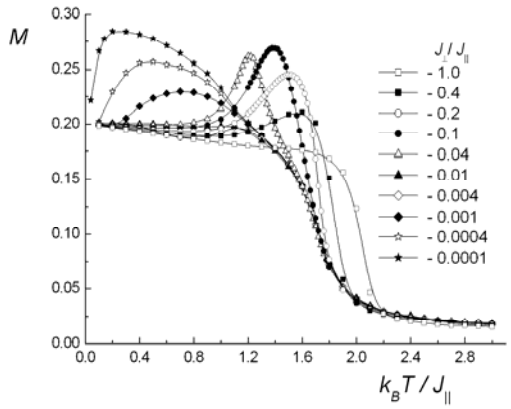


Рис.1. Температурные зависимости намагниченности модели магнитной сверхрешетки $Fe_2/V_{13}/Fe_3$ при различных значениях соотношения межслойного и внутрислойного обменов

На рис. 1 показаны температурные зависимости намагниченности M при различном соотношении межслойного и внутрислойного обменов $J_\perp / J_{||}$. Как видно из этих зависимостей, наша модель сверхрешетки ведет себе как классический ферримагнетик с двумя подрешетками. В качестве подрешеток выступают двойные и тройные слои Fe.

Известно, что у таких систем температурные зависимости самопроизвольной намагниченности могут быть весьма разнообразны в зависимости от значений концентрации магнитных атомов в подрешетках и обменных взаимодействий [11]. Случай ферримагнитного поведения реализуется при отрицательном межподрешеточном обмене. В нашей модели внутрислойные взаимодействия в обеих подрешетках одинаковые, а концентрация магнитных атомов в них различаются. Разница в концентрации в двойном и тройном слоях Fe приводит к различной температурной зависимости намагниченности при разной величине межслойного обмена между подрешетками. При $J_\perp / J_{||} = -1$ поведение температурной зависимости намагниченности имеет Q-тип по классификации Нееля. Уменьшение по модулю межслойного обмена приводит к плавному появлению поведения P-типа со смещением температуры фазового перехода в сторону низких температур. При этом возникает небольшой пик в температурной зависимости намагниченности, который достигает максимальной величины вблизи $J_\perp / J_{||} = -0.1$. Ранее, именно начиная со значений межслойного обмена $J_\perp / J_{||} = 0.1$, нами были обнаружены и изучены особенности магнитного поведения этой модели с положительным межслойным обменным взаимодействием [10]. Дальнейшее уменьшение (по модулю) отношения межслойного и внутрислойно-

го обменов приводит к тому, что пик на зависимости намагниченности уменьшается и в пределах $0.001 < |J_\perp / J_\parallel| < 0.01$ снова проявляется Q-тип зависимости. При этом в области фазового перехода температурное поведение намагниченности практически не зависит от отношения $J_\perp / J_\parallel$.

Нами также проведены исследования модели для близких к нулю ($|J_\perp| \le 0.001$) значений межслойного обмена. Для этих значений межслойного обмена наблюдается M-тип температурной зависимости, который также появляется плавно в зависимости от величины межслойного обмена.

Обобщая результаты, можно отметить, что в нашей модели изменение одного параметра (межслойного обмена) приводит к плавному появлению нескольких типов зависимости намагниченности от температуры. Эта последовательность с уменьшением по модулю межслойного обмена выглядит следующим образом: Q-тип $\rightarrow$ P-тип $\rightarrow$ Q-тип $\rightarrow$ M-тип. По-видимому, это связано с наличием в тройных слоях магнитных атомов, у которых имеется полный набор соседей. А это приводит к тому, что двойные и тройные слои испытывают фазовый переход при разных температурах, особенно при малых значениях межслойного обмена [10].

Вероятно, что найденные формы температурного поведения намагниченности могут проявляться в лабораторных экспериментах на искусственно выращенных многослойных структурах. Экспериментальное исследование таких систем представляет большой интерес.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 07-02-00194 и 07-02-01065), гранта Президента РФ по поддержке ведущей научной школы (№ НШ-4526.2008.2) и АВЦП 2.1.1/4215.

1. C. Rudt, P. Poulopoulos, J. Lindner, et.al., Phys. Rev B, **65**, 220404 (2002).
2. V. Leiner, K. Westerholt, B. Hjorvarsson, et.al., J. Phys. D: Appl. Phys., **35**, 2377 (2002).
3. M. Parnaste, M. van Kampen, R. Brucas, et.al., Phys. Rev. B, **71**, 104426 (2005).
4. M. Parnaste, M. Marcellini, B. Hjorvarsson, J. Phys.: Cond. Matter., **17**, L477 (2005).
5. T.Burkert, P.Svedlindh, G.Andersson, et.al., Phys. Rev. B, **66**, 220402 (2002).
6. A.Scherz, P.Poulopoulos, R.Nunthel, et.al., Phys. Rev B, **68**, 140401 (2003).
7. V. Leiner, K.Westerholt, A.M.Blixt, et.al., Phys. Rev. Lett., **91**, 37202 (2003).
8. K.Sh. Khizriev, A.K. Murtazaev, V.M. Uzdin, JMMM, **300**, e546 (2006).
9. А.К. Муртазаев, УФН, **176**, 1119 (2006).
10. А.К. Муртазаев, К.Ш. Хизриев, В.М. Уздин, Известия РАН. Серия физическая, **72**, 169 (2008).
11. С.В. Вонсовский. Магнетизм. Москва: Наука (1971).

СПИНВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИЯХ И РАЗРАБОТКЕ МАГНИТНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

С.В. Яковлев[1], Л.В. Луцев[2], В.П. Иванов[1]

[1] ОАО НИИ "Феррит-Домен", Черниговская ул., 8, Санкт-Петербург, 196084, Россия,
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

Настоящая работа посвящена применению методов спинволновой спектроскопии при исследовании тонкопленочных и порошкообразных материалов. Метод использует эффект взаимодействия возбуждаемых в пленках ферримагнетиков спиновых волн (СВ) с веществом, находящимся в контакте с пленкой. СВ очень чувствительны к изменениям магнитной структуры и проводимости того объекта, вблизи или внутри которого они распространяются. Эти изменения отражаются в изменениях дисперсионных кривых. Спиновые волны в пленке ферромагнетика являются медленными и, в общем случае, дисперсионными. Для того, чтобы получить информацию о характеристиках изучаемого объекта из дисперсии СВ, необходимо определить степень влияния различных факторов на спиновые волны. Основными факторами, влияющими на дисперсионную кривую СВ, являются: (1) проводимость слоя, находящегося вблизи ферромагнитной пленки, и (2) его магнитные параметры.

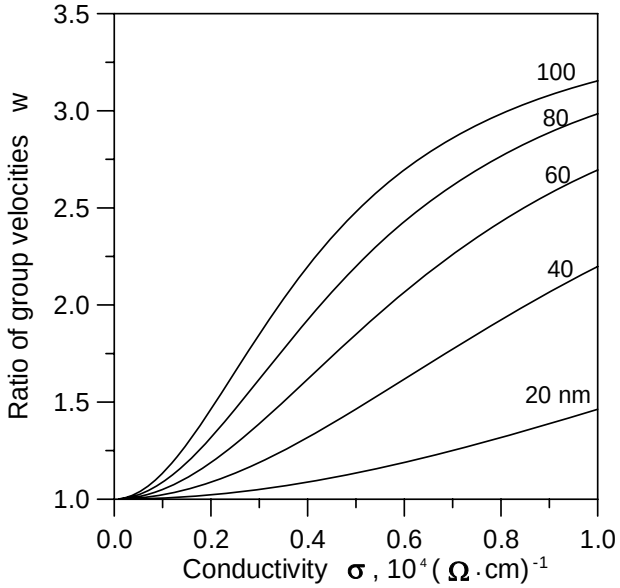


Рис. 1. Влияние проводимости σ слоя с разными толщинами на групповую скорость при $q \to 0$ поверхностной спиновой волны, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M$ = 1750 Oe толщиной d = 14 μm в магнитном поле H = 410 Oe.

На Рис. 1 показано влияние проводимости σ исследуемого слоя с разными толщинами на групповую скорость поверхностной СВ, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M$ =1750 Oe толщиной d = 14 μm в магнитномполе H = 410 Oe. Вычислялось отношение w групповой скорости v_{gr} СВ, распространяющейся вдоль поверхности ферромагнитной пленки, примыкающей к слою, к групповой скорости $v_{gr}^{(0)}$ СВ в пленке

без слоя при волновом векторе $q \to 0$, $w = v_{gr}/v_{gr}^{(0)}|_{q \to 0}$. Из зависимостей видно, что групповая скорость СВ чрезвычайно чувствительна к проводимости даже очень тонких слоев. Наряду с увеличением групповой скорости проводимость слоя приводит к дополнительному затуханию СВ ΔF (Рис. 2). Дополнительное затухание связано с возбуждением вихревых токов в проводящем слое. Затухание достигает максимального значения при определенной величине проводимости σ и стремиться к нулю при $\sigma \to 0$ и $\sigma \to \infty$. Максимум смещается в сторону больших значений σ при уменьшении толщины слоя.

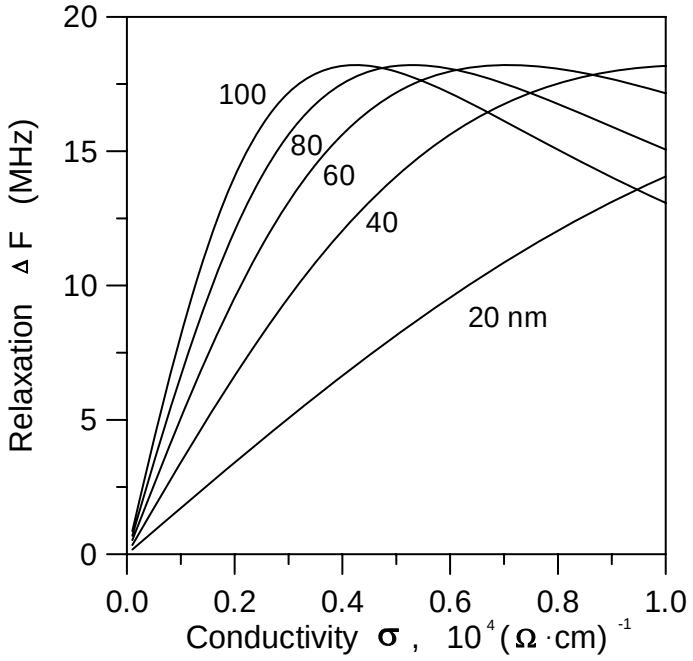


Рис. 2. Влияние проводимости σ слоя с разными толщинами на затухание ΔF при $q \to 0$ поверхностной спиновой волны, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M$ = 1750 Oe толщиной d = 14 μm в магнитном поле H = 410 Oe.

Если коэффициент затухания СВ в исследуемом слое отличен от нуля, то спиновая волна, распространяющаяся в ферромагнитной пленке также испытывает затухание и ее групповая скорость падает. На Рис. 3 показано влияние относительного параметра релаксации $\delta\omega/\omega$ магнитного слоя с $4\pi M$ = 1700 Oe на групповую скорость поверхностной СВ при $q \to 0$, распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M$ = 1750 Oe. Толщина пленки равна d = 14 μm. Магнитное поле H касательно к пленке и равно 410 Oe. С ростом толщины слоя увеличивается влияние параметра релаксации $\delta\omega/\omega$ на групповую скорость v_{gr} СВ.

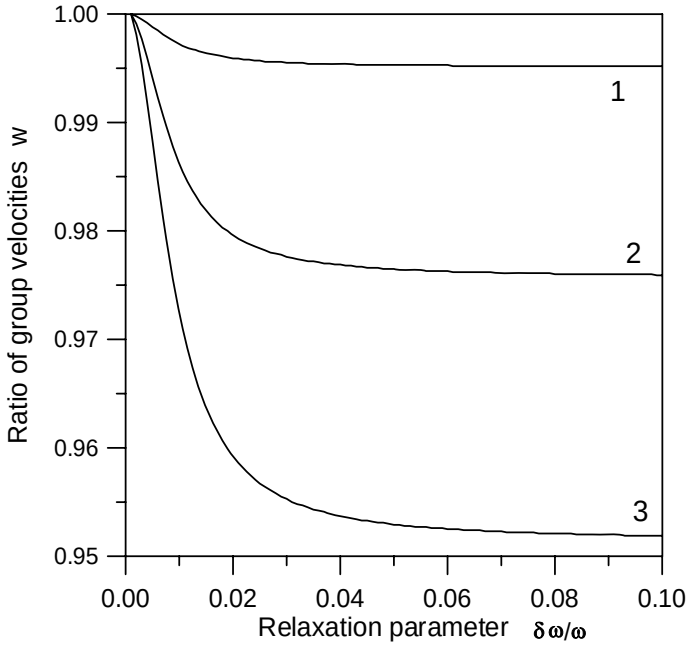


Рис. 3. Влияние параметра релаксации $\delta\omega/\omega$ магнитного слоя с $4\pi M$ = 1700 Oe на групповую скорость поверхностной СВ при $q \to 0$ (отношение $w = v_{gr}/v_{gr}^{(0)}$), распространяющейся в ферромагнитной пленке с намагниченностью $4\pi M$ = 1750 Oe толщиной d = 14 μm в магнитном поле H = 410 Oe. Толщины слоя: 1 -- 0.1 μm, 2 -- 0.5 μm, 3 -- 1 μm.

Частотную избирательность метода спинволновой спектроскопии обеспечивает добротность Q линии передачи, определяемой соотношением $Q = \omega \cdot \tau$, где ω - угловая частота и τ - время задержки сигнала в линии. Величины добротностей могут быть от единиц до десятков тысяч. В [1] приведены результаты измерений по данному методу микроволновых потерь в системе гранулированных двухфазных магнитных наночастиц. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования микроволновых свойств гранулированных структур гидрогенезированного углерода с наночастицами Co и углеродных нанотрубок. Сильная зависимость дисперсии определенных типов СВ от электрических параметров слоев позволяет использовать их для идентификации исследуемых материалов. Приведены результаты измерения проводимости пленок металлов Al, Cu, Co, которые соответствуют диапазону проводимостей на рис. 1 и 2. В сообщении дан сравнительный анализ возможностей применяемого метода и показывается его эффективность при исследованиях материалов, содержащих магнитные наноструктуры.

1. L. Lutsev, S. Yakovlev, and Ch. Brosseau, Journal of Applied Physics, **101**, 034320 (2007).

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ДИНАМИКИ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТОВ СПИНТРОНИКИ

Д. В. Вагин[1], С.И. Касаткин[2], О.П. Поляков[1]

[1]Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова
[2]Институт Проблем Управления РАН имени В. А. Трапезникова

В настоящее время в мире магниторезистивные (МР) датчики магнитного поля и тока на основе однослойных металлических ферромагнитных наноструктур продолжают оставаться одним из основных типов разрабатываемых и производимых в мире устройств. Это объясняется их высокими техническими характеристиками, относительно простой интегральной планарной технологией изготовления и, как следствие, дешевизной изделий. АМР наноэлементы имеют широкий температурный диапазон, радиационностойки, работоспособны при переходе к субмикронным размерам. Особенно интересны их частотные свойства: МР наноэлементы используются в качестве головок считывания в магнитных дисках и лентах, магниточувствительных наноэлементов в гальванических развязках и запоминающих элементов в запоминающих устройствах с произвольной выборкой [1-3].

В настоящее время в АМР датчиках применяются FeNiCo МР полоски. До сих пор основное внимание уделялось исследованию частотных свойств ферромагнитных полосок, намагниченных вдоль ОЛН, направленной вдоль длины полоски, но это случай не максимальной чувствительности и минимального гистерезиса. Линейность, минимальный гистерезис и максимальная чувствительность в АМР датчиках достигается при подаче измеряемого магнитного поля поперёк длины полоски и когда вектор намагниченности направлен под углом 45^0 относительно ОЛН [3]. В рамках теории Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) поведение вектора намагниченности в сферической системе координат в такой системе определяется системой нелинейных дифференциальных уравнений [1-3]. Рассмотрим частотные характеристики однослойных АМР $FeNiCo_{20}$ и $FeNiCo_6$ полосок с различными параметрами при малом внешнем переменном поле h ($h << H_K$ - поле анизотропии) для случая h перпендикулярно H_K. Из рис.1 видно, что характеристики представляют собой пики, при этом существует сильная зависимость частотной характеристики и постоянного магнитного поля от толщины ферромагнитной плёнки. Пики частотных характеристик f_0 равны 2,0, 2,7 и 3,1 ГГц для толщины ферромагнитной плёнки 25, 50 и 100 нм соответственно.

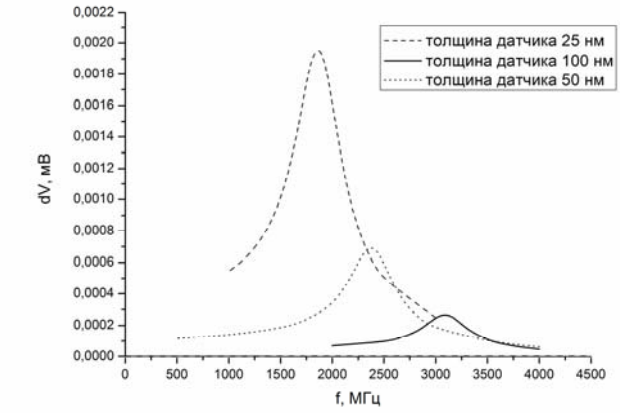


Рис. 1. $FeNiCo_{20}$ полоска. h=0.01 Э, M_s=1050 Гс, $H_к$=20Э. Планарные размеры 100x14 мкм.

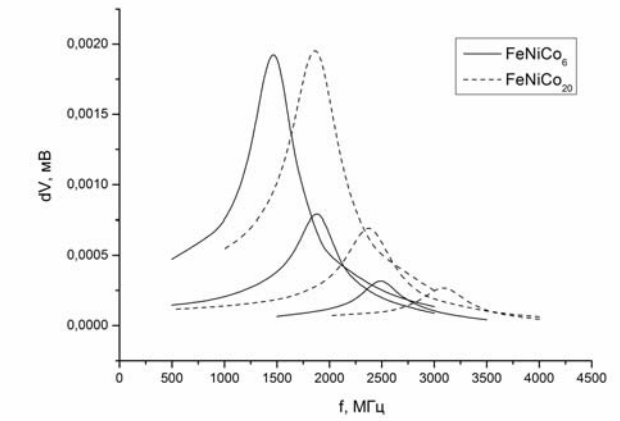


Рис. 2. $FeNiCo_{20}$ и $FeNiCo_6$ полоски. h=0.01 Э, Ms=1050 Гс и 875 Гс, Нк=20Э и 10Э. Планарные размеры 100x14 мкм.

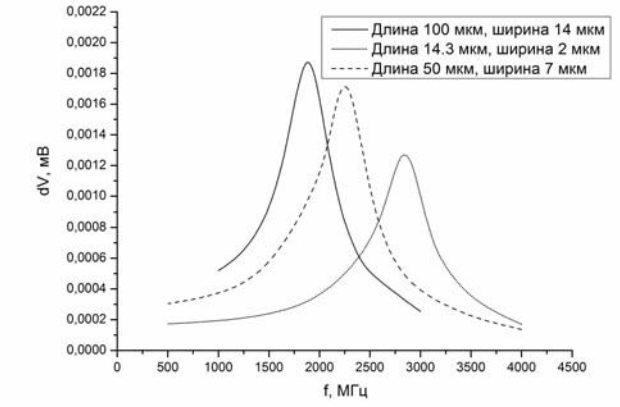


Рис. 3. $FeNiCo_{20}$ полоска. h=0.01 Э, M_s=1050 Гс, $H_к$=20Э. Толщина 25 нм.

Отношение амплитуды сигнала в пике и постоянного h достигает 5 – 7. Увеличение значения f_0 и уменьшение амплитуды пиков с ростом толщины ферромагнитной плёнки объясняется увеличением магнитных размагничивающих полей на краях полоски в соответствии с (2) и уменьшением чувствительности полоски. На рис.2 приведены частотные характеристики полосок с 6 и 20% Co с различными толщинами ферромагнитных плёнок. Видно, что и для полосок с 6% Co так же существует сильная зависимость частотной характеристики от толщины ферромагнитной плёнки. Пики частотных характеристик равны 1,5, 2,0 и 2,6 ГГц для толщины 25, 50 и 100 нм. Амплитуды частотных пиков полосок с различными сплавами приблизительно одинаковы. Таким образом, полоски с ферромагнитными плёнками с 20% Co более высокочастотны.

Большой практический интерес представляет зависимость частотной характеристики АМР полоски от её ширины. Это объясняется технологической простотой изготовления полосок с переменной шириной и длиной и, при наличии такой зависимости, позволит разрабатывать АМР наноэлементы с заданной, в определённых пределах, частотной характеристикой. На рис.3 приведены зависимости АМР сигнала полоски (Co 20%) от частоты внешнего поля. Толщина полоски 25 нм.

Видно, что существует сильная зависимость частотной характеристики АМР полоски от её ширины. С уменьшением ширины полоски пик частотной характеристики сдвигается в область более высоких частот (2,0, 2,5 и 3,0 ГГц для ширины полоски 14, 7 и 2 мкм соответственно). Объясняется это также ростом размагничивающих магнитных полей АМР полоски. Технологически можно изготовить наноэлемент из АМР полосок различной длины и ширины, но с одним углом наклона ОЛН ферромагнитной плёнки относительно длины полоски (или как предельный случай - элемент трапециевидной формы). Результаты соответствующих расчётов приведены на рис. 4. Видно, что элемент трапециевидной формы позволяет получить пологую частотную характеристику в широком диапазоне частот, в отличие от элемента в форме прямоугольной полоски. Расширения частотной характеристики в обе стороны можно достичь, изменяя суммарное магнитное поле, действующее на вектор намагниченности плёнки. Этого можно достичь за счёт варьирования топологии полоски, магнитного сплава, режима напыления ферромагнитной плёнки, используя дополнительные плёнки и т.п.

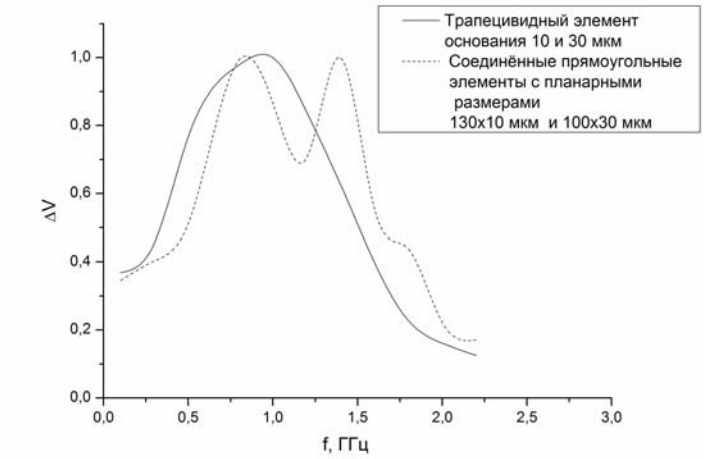


Рис. 4.

Таким образом, АМР чувствительные наноэлементы в виде однослойных полосок обладают высокочастотными свойствами, зависящими от их топологии, толщины и магнитных свойств. При этом, форма амплитудно-частотной характеристики полоски может подбираться под заранее заданную характеристику, в определённых пределах, создавая на подложке АМР объекты различной топологии.

1. Vagin D.V., Polyakov O.P. Control of chaotic and deterministic magnetization dynamics regimes by means of sample shape varying // J. Appl. Phys., **105 (3)**, 033914 (2009).
2. Vagin D.V., Polyakov O.P. Effect of sample shape on nonlinear magnetization dynamics under an external magnetic field // J. Magn. Magn. Mater., **320**, 3394 (2008).
3. Вагин Д.В., Касаткин С.И., Поляков О.П. Частотные характеристики однослойных анизотропных чувствительных наноэлементов // Автоматика и телемеханика, **10**, 168 (2008).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИНОДАЛЬНОГО РАСПАДА В СПЛАВЕ Fe-50%Cr[1]

А.С. Перминов, С.О. Масленников, А.С. Лилеев, В.Л. Столяров, В.Ю. Введенский, Е.А. Шуваева

ФГОУ ВПО ГТУ «Московский государственный институт стали и сплавов»

Необходимость моделирования спинодального распада в сплавах Fe-Cr-Co обусловлена тем, что в последнее время появилось достаточно много противоречивых литературных данных о фазовом состоянии этих сплавов. При этом моделирование структурообразования в двойном сплаве Fe-50%Cr рассматривается как первоначальный, более упрощенный, этап моделирования распада в сплавах Fe-Cr-Co. Кроме того, имеется схожая по идее моделирования распада в сплаве Fe-50%Cr работа [1].

Расчет потенциалов межатомного взаимодействия производился с помощью программных пакетов Material Studio (v2.1 и v.3.2) и ABINIT v3.9. Алгоритм расчета обоих пакетов основан на численном решении уравнений Хартри – Фока [2–4] путем итераций для оптимизированных электронных функций в приближении самосогласованного поля. Исходные приближенные собственные функции (псевдопотенциалы) входят в программные пакеты.

Для оценки адекватности получаемых результатов сравнивали энергию смешения системы, рассчитанную на основе полученных парных потенциалов U(Fe-Fe), U(Cr-Cr) и U(Fe-Cr), с энергией смешения, полученную полуэмпирическим методом Мидема [5].

Первоначально расчет потенциалов производился в пакете ABINIT v3.9, однако из-за отсутствия возможности распараллеливания процесса расчета, время счета очень велико. Кроме того, энергии смешения, рассчитанная на основе полученных потенциалов в этом пакете и рассчитанная на основе метода Мидема, различаются в 40 раз. Поэтому было принято решение об отказе использования данных результатов.

Далее аналогичный расчет производился с использованием метода CASTEP (пакет Material Studio v2.1). К достоинствам данного пакета необходимо отнести трехмерный редактор кристаллической структуры с возможностью выбора трансляционной симметрии кристаллической решетки, а также возможность кластерного (распределенного) вычисления, что существенно ускоряет проведение расчетов. Погрешность между вычисленными энергиями смешения на основе рассчитанных потенциалов и по методу Ми-

[1] Работа выполнена в рамках проекта 2.1.2/4326 «Исследование и моделирование процессов перемагничивания высококоэрцитивных сплавов для постоянных магнитов» АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)»

дема не превысила 5%. Поэтому для дальнейшего моделирования были выбраны потенциалы, рассчитанные в этом программном продукте.

В основу разработанной модели спинодального распада сплава Fe-50%Cr заложен эволюционный метод Монте-Карло с критерием Метрополиса, учитывающем энергии взаимодействия пар атомов и пар атом-вакансия. Изначально, для получения псевдохаотической микроструктуры неупорядоченного твердого раствора, производилась случайная генерация координат узлов кристаллической решетки. Затем проводился обмен атомов с вакансией путем поиска наиболее выгодных конфигураций системы.

Вместе с тем показано, что применение данного метода не позволяет адекватно моделировать процесс формирования структуры при спинодальном распаде в сплаве Fe-50%Cr. Это проявляется в отсутствии зависимости параметров микроструктуры от температуры распада и отсутствии стабилизации концентрации компонентов в продуктах распада.

На следующем этапе расчет потенциалов провели методом DMol3 (пакет Material Studio v3.2). Разность рассчитанных энергий смешения составила 2,5%. При реализации метода Монте-Карло модернизировали критерий Метрополиса, введя в него учёт температурной зависимости энергии активации диффузии компонентов. Кроме того, концентрацию вакансий при моделировании распада в изотермических условиях считали постоянной и неизменной, рассчитывая её до моделирования структуры, что ускоряет моделирование. Всё это позволило ликвидировать недостатки предыдущих моделей – с течением времени достигается стабилизация концентрации компонентов в продуктах распада, наблюдается температурная зависимость размеров выделений от температуры распада.

В связи с этим для дальнейшего расчёта потенциалов межатомного взаимодействия в системе Fe-Cr-Co рекомендован пакет Material Studio v3.2. Отработан ряд приемов для дальнейшего моделирования спинодального распада в нанокристаллических магнитотвердых сплавах Fe-Cr-Co.

Литература:

1. Spinodal decomposition in Fe – Cr alloys: experimental study at the atomic level and comparison with computer model. /Miller M.K., Hyde J.M., Hetherington M.G. e.a. // Acta met. et. mat. – 1995. – Vol. 43. – № 9.

2. Харрисон У. Теория твердого тела. – «Наука». – 1972.

3. Kittel C. Quantum theory of solid, Willey. – 1963.

4. Вонсовский С.В. Квантовая физика твердого тела. – Наука. – 1983.

5. Скаков Ю.А. Физика конденсированных сред. Учебное пособие для практических занятий. – МИСИС. – 2001. – №953.

ИНФРАКРАСНЫЕ И РАМАНОВСКИЕ СПЕКТРЫ НАНОКЕРАМИКИ $FeBO_3$

Б.А. Гижевский[1], Ю. С. Поносов[1], Ю.П. Сухоруков[1], А.В. Телегин[1], В.С. Гавико[1], И.С. Эдельман[2]

[1]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*
[2]*Институт физики СО РАН, Красноярск*

$FeBO_3$ интересен магнитными, магнитооптическими, а также фотомагнитными явлениями. Оптические и магнитооптические свойства $FeBO_3$ хорошо изучены в видимой и УФ области спектра [1], однако практически отсутствуют работы в ИК области. Не отмечены в литературе публикации, посвященные нанокристаллическому $FeBO_3$. Сравнение оптических спектров наноструктурных образцов и монокристаллов позволяет выявить особенности наносостояния, установить зависимости свойств нанооксидов от размеров кристаллитов дефектности. С этой целью были измерены спектры поглощения и отражения в области 0.8-27 мкм, а также рамановские спектры серии наноструктурных образцов $FeBO_3$ с разными размерами кристаллитов и монокристаллов $FeBO_3$.

Нанокерамика $FeBO_3$ получена методом деформации сдвига под давлением крупнозернистого порошка, приготовленного из растертых монокристаллов. Деформация сдвига осуществлялась путем вращения одной из двух наковален Бриджмена, между которыми был зажат исходный порошок. Давление составляло 10 ГПа. Степень деформации контролировалась углом поворота наковален, который менялся от 0 до 360°. В результате были получены наноструктурные образцы $FeBO_3$ в виде пластинок толщиной ~100 нм с зеркальной поверхностью. По данным рентгеновской дифракции размеры кристаллитов составляли ~20нм.

ИК спектры поглощения показали, что монокристаллы $FeBO_3$ прозрачны в области 0.8-6 мкм. В районе 5 мкм наблюдается полоса поглощения невыясненной природы. Интенсивная полоса поглощения при 8.37 мкм (1195 $см^{-1}$) соответствует частоте поперечных колебаний высокоэнергетичного фонона. Коэффициент поглощения *K* нанокерамики в ИК области превышает значение *K* монокристаллов в несколько раз. В спектрах поглощения нанокерамики полоса при 5 мкм проявляется в виде излома и четко виден минимум при 6 мкм перед фононной полосой также как в монокристалле. В целом, поглощение в нанокерамиках $FeBO_3$ в измеренном диапазоне возрастает при уменьшении длины волны, что соответствует перераспределению спектральной плотности между областью фундаментального поглощения и ИК областью для наноструктурных оксидов с высокой дефектностью. Подобное явление мы наблюдали ранее для наноструктурных оксидов меди [2].

В спектрах отражения монокристаллов $FeBO_3$ наблюдается интенсивная полоса при 7.83 мкм (1277 $см^{-1}$) и две полосы при 23.5 мкм (425 $см^{-1}$) и 26.4 (388 $см^{-1}$). Близкая по энергии интенсивная полоса при 1210 $см^{-1}$ наблюдается в рамановских спектрах. Она связана с E_g фононной модой молекулы BO_3^{3-} [3]. Глубокий минимум перед началом фононного спектра монокристалла $FeBO_3$ является характерным для высокоомных полупроводников. Величина отражения нанокерамик значительно меньше, чем в монокристаллах, что связано с качеством поверхности и дефектностью нанокерамик. При увеличении степени деформации (угла поворота наковален) интенсивность полосы при 7.83 мкм падает, минимум при 6 мкм заполняется и спектральная зависимость перед фононным спектром сглаживается. Подобное поведение отражения может быть связано с повышением дефектности и возникновением неоднородностей при увеличении степени деформации.

В рамановских спектрах нанокерамик $FeBO_3$ видны все разрешенные линии, наблюдаемые в монокристаллах. Следует отметить явную зависимость спектров нанокерамик от степени деформации образца. Разрешенные правилами отбора E_g линии на 274, 393, 641 и 125 $см^{-1}$ и A_{1g} мода на 924 $см^{-1}$ наблюдаются для всех образцов, полученных при различных углах поворота наковален, однако их ширина возрастает в 3-5 раз по сравнению с монокристаллом, а интенсивность падает при увеличении степени деформации. При этом ширины линий заметно различаются в различных точках одного образца, что указывает на неоднородность образцов. Кроме того, с увеличением степени деформации возрастает фон и появляются слабые особенности вблизи 235 и 730 $см^{-1}$, отсутствующие в спектрах монокристаллов. Наблюдаемые эффекты, вероятно, обусловлены уменьшением размеров кристаллитов и появлением беспорядка (напряжения, изменение длин связи), способного индуцировать нарушение правил отбора и появление фононных мод с $q \neq 0$. Для антиферромагнетика $FeBO_3$ представляется интересным наблюдение 2-х магнонных процессов рассеяния в наносостоянии. Это является задачей следующего этапа исследований нанокерамик $FeBO_3$.

Работа поддержана РФФИ, проект 08-03-99071р-офи, Программой ОФН РАН «Физика новых материалов и структур», совместной Программой Президиумов УрО РАН и СО РАН.

1. И.С. Эдельман. Автореферат диссертации … доктора физ.-мат. наук. Красноярск (1993).
2. B.A. Gizhevskii, Yu.P. Sukhorukov, N.N. Loshkareva, et al. J.Phys.: Cond. Matt. **17,** 499 (2006).
3. I.W. Shepherd, J. Appl. Phys. **42**, 1482 (1971).

ПАРАМЕТРЫ СЛУЧАЙНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СПЛАВЕ VITROPERM

С.В.Комогорцев[a,b,1], Р.С.Исхаков[a,b], А.Д. Балаев[a], A. Michels[c]

[a]*Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия*
[b]*Сибирский государственный технологический университет Красноярск, Россия*
[c]*Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Germany*
[1]*e-mail: komogor@iph.krasn.ru*

Неослабевающий интерес исследователей и инженеров к нанокристаллическим магнитомягким сплавам системы Fe–Cu–Nb–Si–B (Finemet, Vitroperm) связан с рекордно малыми величинами коэрцитивной силы и начальной проницаемости в сочетании с высоким электросопротивлением [1]. Наноструктура этих сплавов формируется путем отжига аморфного материала полученного закалкой из расплава. Установлено, что материал данных сплавов состоит из случайно ориентированных нанокристаллов Fe(Si) с размером ~ 10 nm, размещенных в аморфной ферромагнитной матрице. Согласно модели случайной магнитной анизотропии, развитой для аморфных ферромагнетиков и ставшей популярной среди материаловедов благодаря работе [2], экстремальные магнитомягкие свойства этих сплавов связаны с усреднением локальной магнитной анизотропии в пределах области обменных корреляций между нанокристаллитами через аморфную матрицу. Важным следствием этой модели является связь величины коэрцитивной силы с фундаментальными магнитными константами и параметрами наноструктуры: $H_c \sim \langle H_a \rangle_L \sim K^4 D^6/(MA^3)$, где $K = H_a M/2$ -энергия локальной магнитной анизотропии, A - константа обменного взаимодействия, $D = 2R_c$ – размер зерна (R_c – корреляционный радиус случайной магнитной анизотропии), M – намагниченность насыщения, H_a – поле локальной магнитной анизотропии. Эта формула демонстрирует невозможность контроля H_c только за счет управления размером зерна, так как H_c сильно зависит и от величин A и K, которые могут значительно меняться в процессе нанокристаллизации материала. В данной работе для исследования параметров случайной магнитной анизотропии нанокристаллического сплава Vitroperm использована методика изучения случайной магнитной анизотропии с помощью исследования кривых приближения намагниченности к насыщению, а также низкотемпературные измерения.

В работе исследован нанокристаллический сплав Vitroperm с номинальной проницаемостью $\mu = 20000$ и составом $Fe_{73}Si_{16}B_7Nb_3Cu_1$ произведенный Vacuumschmelze GmbH (Hanau). Образец в виде ленты полученной из расплава подвергнут частичной кристаллизации отжигом при 560–580^{o}C в течение 1часа во внешнем поле [3] в результате чего сформирована нанокомпозитная структура, состоящая из ферромагнитных зерен Fe(Si) (объемная доля 70–80%) в ферромагнитной аморфной матрице. Лента характери-

зуется одноосной анизотропией с легкой осью в плоскости ленты. Средний размер частиц, полученный методом анализа данных рентгеновской дифракции, составляет $D = (17 \pm 1)$ nm. Магнитные измерения выполнялись на вибрационном магнитометре в диапазоне температур от 4.2 до 250 K и во внешнем поле до 60 kOe.

Во внешних полях выше 15 kOe кривые приближения намагниченности к насыщению хорошо описываются выражением:

$$M(H) = M_s\left(1 - (aH_a / H)^2\right) + \chi H \cdot \qquad (1)$$

Первое слагаемое в этом выражении – закон Акулова, где aH_a – флуктуация поля локальной магнитной анизотропии ($a = 1/15$). Второе слагаемое соответствует линейному парамагнитному отклику. Энергия локальной магнитной анизотропии рассчитывается как $K = H_a M_s/2$. Величины, оцененные аппроксимацией экспериментальных кривых намагничивания выражением (1), даны в таблице. Величины K в таблице значительно превышают величину магнитокристаллической анизотропии α–$Fe_{80}S_{20}$ ($K = 8 \cdot 10^4$ erg/cm^3) использованную в [2] при оценках энергии случайной анизотропии. Это расхождение может быть как результатом анизотропии индуцированной внутренними напряжениями, так и следствием присутствия гексагональной Fe_2Si и тетрагональной Fe_3B фаз недавно обнаруженных в сплаве Vitroperm [4]. Уменьшение намагниченности с ростом температуры при 20 kOe хорошо следует зависимости M(T), соответствующей спинволновой теории: $M(T) = M_0\left(1 - BT^{3/2} - CT^{5/2}\right)$, что позволило нам оценить подгоночные параметры: $M_0 = (148.4 \pm 0.1)$ emu/g; $B = (1.40 \pm 0.01) \cdot 10^{-5}$ K$^{-3/2}$; $C = (1.18 \pm 0.05) \cdot 10^{-8}$ K$^{-5/2}$. Используя эти параметры, с помощью формулы: $A = k/8\pi\left(M_{s0}/g\mu_B\right)^{1/3}\left(2.612/B\right)^{2/3}$ мы оценили величину обменной константы $A = (0.71 \pm 0.01)10^{-6}$ erg/cm.

T, K	4.2	50	100	150	250
aH_a, kOe	0.78	0.40	0.42	0.54	0.67
M_s, emu/g	148	148	146	144	138
K, 10^6 erg/cm^3	1.7	0.88	0.91	1.1	1.4
χ, 10^{-6} cm^3/g	8.3	8.3	11.3	13.6	23.7

Работа частично поддержана грантом целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584.

1. Y. Yoshizawa, S. Oguma, and K. Yamauchi, J. Appl. Phys. **64**, 6044 (1988).
2. G. Herzer, J. Magn. Magn. Mater. **112**, 258 (1992).
3. A. Michels, R.N. Viswanath, J. Weissmuller, Europhys. Lett. **64**, 43 (2003).4.
G.A. Basheed, S.N. Kaul, A. Michels, J. Appl. Phys. Lett. **91**, 033105 (2007).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО $La_{0.50}Ba_{0.50}MnO_3$

А.В. Труханов[1]*, С.В. Труханов[1], H. Szymczak[2]

[1]*Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Республика Белоруссия*
[2]*Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland*

Магнитные и электрические свойства дырочно-замещенных манганитов $Ln_{1-x}A_xMnO_3$ (Ln = редкоземельные ионы, A = щелочно-земельные ионы) стали предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Ba-замещенные манганиты исследованы значительно слабее, нежели составы замещенные другими катионами. Это обусловлено трудностью получения в атмосфере воздуха качественных образцов в широком концентрационном интервале катионов заместителя [2]. Среди прочих манганитов Ba-замещенные привлекают также интерес тем, что они имеют температуру Кюри близкую к комнатной. Например, для $La_{0.50}Ba_{0.50}MnO_3$ обнаружена $T_C \approx 270$ K, в районе которой наблюдается пик магнитосопротивления [3]. Температура электронных фазовых переходов вблизи комнатной, создает для рассматриваемого материала широкие перспективы с точки зрения его практического использования. Материал, проявляющий значительную величину магнитосопротивления в достаточно слабом магнитном поле при комнатной температуре, может быть использован в электронных устройствах, эксплуатируемых в быту. Увеличение чувствительности материала к магнитному полю приводит к миниатюризации электронных устройств. Недавно было обнаружено, что температура фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик и величина магнитосопротивления зависит от размера кристаллита керамики [4]. Целью данной работы было получение манганита $La_{0.50}Ba_{0.50}MnO_3$ с нанометровым размером кристаллита, используя модернизированный золь-гель метод, и исследование особенностей структуры и магнитных свойств образцов в зависимости от условий его термической обработки. Методика синтеза и аттестации образцов дана в работах [5, 6]. После отжига золя при температуре 300 ^{0}C порошок в основном (~ 98 %) состоит из перовскитной кубической фазы с параметром элементарной ячейки равным a ~ 3.787 Å. Небольшое количество примеси (~ 2 %) может быть удовлетворительно идентифицировано как оксиды La_2O_3 и BaO. Брэгговские рефлексы имеют значительное уширение, что свидетельствует о малом размере кристаллита. Оценка этого размера по формуле Шеррера [7] дает величину близкую к ~ 30 nm. Пошаговая термическая обработка этого образца приводит к значительному увеличению интенсивности и уменьшению ширины брегговских рефлексов, что свидетельствует о возрастании среднего размера кристаллита керамики. Этот факт подтверждается и расчетами по формуле Шеррера. Кроме этого наблюдается существенное

смещение центров тяжести рефлексов в сторону меньших углов с ростом температуры отжига. Этот факт указывает на увеличение параметра элементарной ячейки, который достигает a ~ 3.904 Å для температуры отжига 1500 ^{0}C. Параметр элементарной ячейки возрастает немонотонно. Самое резкое возрастание (на ~ 3 %) наблюдается при переходе к образцу отожженному при 500 ^{0}C со средним размером кристаллита ~ 60 nm и параметром элементарной ячейки a ~ 3.885 Å. Для образца отожженного при 1500 ^{0}C наблюдается небольшое количество (~ 2 %) примесной фазы, которая может быть удовлетворительно идентифицирована как гексагональный анион-дефицитный $BaMnO_{3-\delta}$ [8]. Это обусловлено стремлением катионов марганца приобретать на воздухе четырехвалентное состояние. Наличие кубической симметрии для всех исследованных образцов указывает в среднем на статистическое распределение катионов в кристаллической структуре [9]. Величина параметра элементарной ячейки образца отожженного при 1500 ^{0}C определяется действием двух конкурирующих эффектов : увеличением среднего размера кристаллита и частичным упорядочением катионов в A-подрешетке перовскита. Исходный нанокристаллический порошок испытывает магнитный переход при ~ 264 K. Сам магнитный переход размыт. По всей видимости, это результат существования нанометровых кристаллитов. ZFC и FC кривые значительно отличаются, что может объясняться как магнитной неоднородностью образца, так и увеличением коэффициентов магнитной кристаллографической анизотропией при уменьшении температуры. Образец отожженный при 500 ^{0}C характеризуется несколько более низкой температурой Кюри равной ~ 259 K. Далее, с ростом температуры отжига, наблюдается монотонное увеличение T_C от ~ 289 до ~ 331 K. FC кривая стремится к насыщению ниже температуры Кюри, а различия между ZFC и FC кривыми постепенно исчезают. Размытость перехода уменьшается, что фиксируется по ширине пика производной. Эти факты хорошо согласуются с увеличением среднего размера кристаллита. Следует напомнить, что поликристаллический образец $La_{0.50}Ba_{0.50}MnO_3$ с микрометровыми кристаллитами и полностью разупорядоченным расположением катионов La^{3+} и Ba^{2+} в A-подрешетке перовскита имеет температуру Кюри равную ~ 270 K, в то время как упорядочение катионов приводит к возрастанию T_C до ~ 340 K [10]. Таким образом, температура Кюри образца отожженного при 1500 ^{0}C определяется как увеличением среднего размера кристаллита до микрометрового значения, так и частичным упорядочением катионов La^{3+} и Ba^{2+}. Между степенью упорядочения катионов La^{3+} и Ba^{2+}, параметром элементарной ячейки и температурой Кюри существует определенная корреляция. Чем выше степень упорядочения, тем меньше параметр элементарной ячейки и выше температура Кюри. Спонтанный магнитный момент и коэрцитивная сила полученных образцов в основном состоянии (~ 5 K) были определены по полевым зависимостям магнитного момента. Исходный нанокристаллический порошок $La_{0.50}Ba_{0.50}MnO_3$ обладает минимальным спонтанным магнитным моментом $\sigma_S \sim 1.52\ \mu_B$/f.u. и максимальным значением кэрци-

тивной силы $H_C \sim 530$ Oe. Величина спонтанного магнитного момента для этого образца составляет ~ 43 % от теоретически возможного при полностью коллениарном упорядочении спинов катионов 50 %-Mn^{3+}($\sigma_S \sim 4\ \mu_B$) и 50 %-Mn^{4+}($\sigma_S \sim 3\ \mu_B$). С ростом температуры отжига коэрцитивная сила уменьшается вплоть до нуля, в то время как спонтанный магнитный момент вначале уменьшается до ~ 1.22 μ_B/f.u., а затем возрастает до ~ 3.31 μ_B/f.u., что составляет ~ 35 % и ~ 96 % от теоретически возможного значения. Эти факты указывают на неоднородное ферромагнитное состояние. Особое внимание обращает на себя корреляция немонотонного изменения температуры Кюри, спонтанного магнитного момента и параметра элементарной ячейки с ростом температуры отжига для образца со средним размером кристаллита ~ 60 nm. Таким образом, аномальное поведение магнитных свойств полученных манганитов $La_{0.50}Ba_{0.50}MnO_3$ объясняется конкуренцией двух размерных эффектов. Величина соотношения Mn^{3+}/Mn^{4+} близкая к 1 определяет концентрационную фазовую границу перехода ферромагнетик-антиферромагнетик. Поэтому спонтанный магнитный момент и температура Кюри для таких соединений несколько ниже теоретически возможных значений. С увеличением содержания катионов Mn^{4+} состояние манганитов переходит в антиферромагнитное и диэлектрическое. Локальное распределение углов связи Mn – O - Mn в значительной степени определяется характером расположения катионов в А-подрешетке. Статистическое распределение катионов приводит к сильным локальным искажениям в распределении углов связи Mn – O – Mn и, как следствие, к ослаблению обменных взаимодействий. Работа частично профинансирована БРФФИ (Грант Ф09К - 015).

1. E. Dagotto, New Journal of Physics **7**, 67 (2005).
2. F. Millange, E. Suard et al., Mater. Res. Bull. **34**, 1 (1999).
3. F. Millange, V. Caignaert, B. Domenges et al., Chem. Mater. **10**, 1974 (1998).
4. K.S. Shankar, S. Kar et al., Solid State Commun. **129**, 479 (2004).
5. S.V. Trukhanov et al., Crystallography Reports **53**, 1177 (2008).
6. С.В. Труханов, А.В. Труханов и др., ФТТ **50**, 849 (2008).
7. А. Вест «Химия твердого тела», М. «Мир» 1988, с. 221.
8. J.M. Gonzålez-Calbet, M. Parras et al., J. Solid State Chem. **106**, 99 (1993).
9. S.V. Trukhanov, J. Mater. Chem. **13**, 347 (2003).
10. S.V. Trukhanov et al., J. Phys.: Condens. Matter. **15**, 1783 (2003).

ВЛИЯНИЕ АТОМНОГО РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ И НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЯ НА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ СПЛАВОВ $Ni_{50+x}Mn_{25-x+y}Ga_{25-y}$

Н.И.Коуров[1], В.В.Марченков[1], В.Г.Пушин[1],
А.В.Королев[1], Е.Б.Марченкова[1], H.W.Weber[2]

[1] *Институт физики металлов Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия*
[2] *Atomic Institute of the Austrian Universities, Vienna, Austria*

В последние годы большое внимание уделяется исследованию сплавов на основе стехиометрического состава Ni_2MnGa с управляемыми магнитным полем эффектами памяти формы. Исследования проводятся с целью получения материалов с наилучшими функциональными свойствами: высокой обратимой магнитодеформацией, большими значениями магнитокалорического эффекта, с удобными значениями температур мартенситного T_M и магнитного T_C фазовых переходов. Получение необходимых эксплуатационных характеристик сплавов можно ожидать как при изменении их состава, так и в результате атомного разупорядочения и измельчения кристаллической "зеренной" структуры. Целенаправленный поиск таких материалов требует знаний их электронных свойств. В работе рассматривается влияние обработки методами быстрой закалки из расплава (БЗР) и последующей интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) в наковальнях Бриджмена на кристаллическую структуру и низкотемпературные (T<<[T_M и T_C]) свойства сплавов $Ni_{50}Mn_{25}Ga_{25}$, $Ni_{50}Mn_{28.5}Ga_{21.5}$ и $Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$.

Кристаллическая структура. Электронно-микроскопические и рентгенодифракционные исследования показывают, что литые сплавы при охлаждении испытывают прямые мартенситные переходы по схеме $L2_1 \rightarrow 5M \rightarrow 7M$, а при нагреве обратные переходы, которые идут, как правило, по схеме $7M \rightarrow L2_1$. При этом субструктура мартенситных фаз характеризуется крупнопакетным строением попарно двойникованных первичных кристаллов, содержащих вторичные более тонкие двойники и дефекты упаковки, определяющие появление экстра-рефлексов на эквидистантных расстояниях, кратных пяти или семи параметрам решетки, соответственно, для длиннопериодных $5M$ или $7M$ мартенситных фаз. В БЗР-сплавах при высоких температурах наблюдается аустенитная субмикрокристаллическая структура $L2_1$ со средним размером зерна ~500 нм, что практически на три порядка величины меньше размеров зерен в исходном литом сплаве. Характер изменений кристаллической структуры с понижением температуры остается в целом аналогичным тому, который наблюдается в исходных литых сплавах. Однако сплавы после БЗР всегда испытывают полностью обратимые мартенситные превращения $L2_1 \leftrightarrow 5M \leftrightarrow 7M$. При этом образцы становятся более пластичными и термоустойчивыми. После воздействия ИПДК при комнатной температуре в сплавах реализуется аморфно-нанокристаллическое состояние с содержанием аморфной фазы около 10 % и нанокристаллов, имеющих размеры не более 10-20 нм. Кристаллическая структура нанозерен отличается аномально высокой степенью тетрагональности (c/a~1.4) механически

индуцированного мартенсита. В нанозернах не обнаруживаются признаки микродвойникования и модуляции структуры.

Электрические свойства сплавов. Результаты измерений электросопротивления сплавов $Ni_{50+x}Mn_{25-x+y}Ga_{25-y}$ с x=0, y=0 (a); x=0, y=3.5 (b) и x=4, y=0 (c) в исходном (литом) состоянии (●), после БЗР- (Δ) и последующей ИПДК- (o) обработки образцов показаны на рис.1. Видно, что характер зависимостей $\rho(T)$ существенно изменяется только в пластически деформированных образцах. Согласно [1], в нанокристаллических сплавах отрицательный наклон кривых $\rho(T)$ сохраняется вплоть до температур атомного упорядочения, при этом не наблюдаются даже точки T_M и T_C. Как показано сплошными линиями, в пределе наиболее низких температур $2 \le T \le 30$ К $< 0.1 \cdot \theta_Д \sim 318$ К зависимости $\rho(T)$ всех рассматриваемых сплавов можно описать выражением, характерным для ферромагнитных металлов $\rho = \rho_0 + a \cdot T + b \cdot T^2$ [2]. При отклонении от стехиометрии остаточное сопротивление возрастает, причем наиболее сильно в сплавах с избытком Mn. Величина ρ_0 также увеличивается после БЗР исходных образцов в несколько раз, а после ИПДК - на порядок и более. Коэффициент b определяется, прежде всего, механизмом электрон-электронного рассеяния, усиленного за счет переходов электронов из s- в d-зону. В определенной степени квадратичная температурная зависимость сопротивления может быть связана с электрон-магнонным рассеянием. Коэффициент a в данном случае для большинства сплавов имеет отрицательный знак. Разные знаки коэффициента a возможны, если он обусловлен механизмом рассеяния электронов проводимости на спиновых волнах [2]. В этом случае величина и знак a зависят от вида закона дисперсии для электронов проводимости. Слабое влияние внешнего магнитного поля на вид зависимостей $\rho(T)$ сплавов указывает на то, что значения коэффициентов a и b определяются, прежде всего, параметрами их электронной зонной структуры вблизи поверхности Ферми.

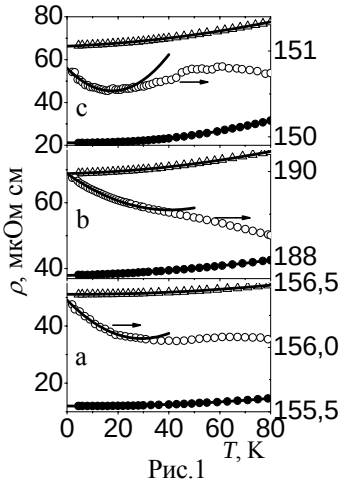


Рис.1

Магнитные свойства. Влияние атомного разупорядочения и процесса измельчения кристаллической структуры на поведение низкотемпературных магнитных свойств сплавов $Ni_{50+x}Mn_{25-x+y}Ga_{25-y}$ показаны на рис.2 (обозначения и расположение сплавов как на рис.1), а также в [1,3]. Из полученных экспериментальных данных следует, что в исходных и БЗР сплавах поведение намагниченности $J(H,T)$ имеет обычный для магнетиков вид. При отклонении состава исходных сплавов от стехиометрического величина спонтанной намагниченности незначительно уменьшается. Для сплава с избыточным содержанием Mn это можно объяснить только появлением в сплаве фрустрированных антиферромагнитных связей между моментами отдельных атомов Mn. По этой же причине величина J_S уменьшается и вследствие БЗР сплавов. Поведение $J(H,T)$ сплавов сильно изменяется после ИПДК. Как

следует из рис.2, величина J при этом уменьшается на порядок и более. В предельно сильных магнитных полях кривые $J(H)$ пластически деформированных сплавов далеки от «насыщения». После пластической деформации сплавов петли гистерезиса уширяются более чем на порядок, а при охлаждении образцов в магнитном поле происходит смещение петель гистерезиса $J(H)$ в сторону обратную направлению поля охлаждения, что указывает на значительное увеличении числа конкурирующих ферро- и антиферромагнитных связей при пластической деформации сплавов.

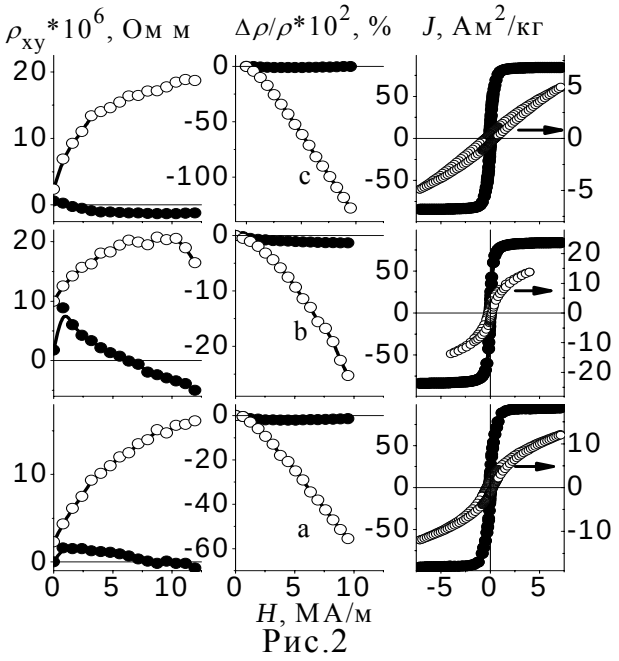


Рис.2

Гальваномагнитные свойства. Как следует из рис.2, полевые зависимости магнитосопротивления сплавов, измеренные при T=4.2 К имеют обычный для ферромагнетиков вид. При H>2 МА/м зависимости $\Delta\rho/\rho(H)$ описываются линейно-квадратичными функциями. Только в исходных сплавах $Ni_{50}Mn_{25}Ga_{25}$ и $Ni_{54}Mn_{21}Ga_{25}$, имеющих достаточно низкое сопротивление, в $\Delta\rho/\rho(H)$ кроме отрицательной магнитной составляющей становится существенным положительный по знаку вклад, связанный с лоренцевским закручиванием электронов проводимости в поле. В сплавах после ИПДК магнитная составляющая достигает наибольшие абсолютные значения.

Поведение холловского сопротивления в зависимости от магнитного поля $\rho_{xy}(H)$ при T=4.2 К также демонстрируется на рис.2. В исходных и БЗР сплавах в области парапроцесса удается обычным способом определить коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффектов Холла [2]. Коэффициенты R_0 практически для всех сплавов имеют отрицательный знак и обычные для переходных металлов значения. Константы R_S по абсолютной величине на один-два порядка больше чем R_0. Знак коэффициента R_S практически для всех сплавов противоположен знаку R_0, что естественно объяснить влиянием знака константы спин-орбитальной связи [2]. Значительные трудности возникают при выделении холловских констант в пластически деформированных сплавах. Из-за отсутствия области парапроцесса в данном случае практически имеет место полевая зависимость констант так, что для некоторых образцов в сильных магнитных полях наблюдается даже смена знака R_S.

Работа выполнена по плану РАН (темы: № г.р. 01.2.006 13395 и № г.р. 01.2.006 13392)

1. Н.И.Коуров,В.Г.Пушин,А.В.Королев и др. Труды 11 Междунар. Симпозиума «Порядок, беспорядок и свойства оксидов», Ростов н/Д., **1**, 238 (2008).
2. С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М.(1971).
3. Н.И. Коуров, В.Г. Пушин, Ю.В.Князев, А.В.Королев. ФТТ, **49**, 1690 (2007).

СМЕЩЕНИЕ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В НАНОПРОВОЛОКАХ

А.А. Иванов [a] , В.А. Орлов [b] и Н.Н. Подольский [b,1]

[a] *Сибирский федеральный университет,*
660025, пр. им. газеты Красноярский рабочий, 95, г. Красноярск, Россия
[b] *Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева,*
660049, ул. Лебедевой 89, Красноярск, Россия
[1] *podolsky@pochtamt.ru*

Надежды, возлагаемые исследователями на возможность использования нанопроволок для вертикальной записи информации, делают актуальными работы, направленные на теоретическое изучение процессов намагничивания. Отметим, что теоретическое описание свойств нанопроволок и их поведение во внешних полях развивается довольно вяло, что связано с необходимостью учета нелинейной стохастической природы магнитных взаимодействий. На малых масштабах существенны размерные эффекты, а также магнитостатическое взаимодействие. Они оказываются одними из определяющих свойств наноматериалов [1,2]. Несомненную важность представляет теоретический анализ влияния на процессы намагничивания проволоки всех типов взаимодействий между кристаллитами в ее составе (обменное и дипольное), и учет стохастического поля кристаллографической анизотропии.

Намагничивание нанопроволок может осуществляться двумя альтернативными способами: процессом смещения доменных стенок и вращением намагниченности. В настоящей работе мы исследуем процесс смещения доменных стенок. Проводим анализ влияния неоднородностей поля кристаллографической анизотропии, шероховатостей поверхности проволоки и магнитостатического взаимодействия на закрепляющий силовой профиль доменной стенки.

Если поле намагниченности разбито на домены, перемагничивание вдоль проволоки может происходить путем смещения доменных стенок. Координата центра доменной стенки является динамической переменной. Как и в массивных образцах, в нанопроволоке имеет место закрепление доменных стенок (пиннинг) магнитными неоднородностями. Флуктуации случайного поля анизотропии и шероховатости поверхности создают силовой профиль доменной стенки $\mathcal{F}(z_0)$, препятствующий процессу смещения.

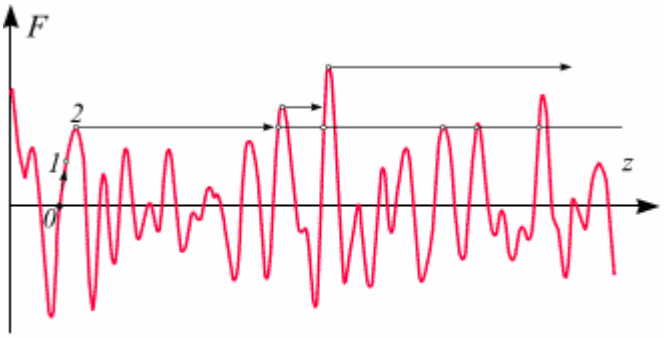


Рисунок 1
Профиль закрепляющей силы

В моделировании проверялось близость одноточечного распределения случайной функции $\mathcal{F}(z_0)$ к гауссовому. Моделирование магнитной структуры нанопроволоки подтверждает это наблюдение. Изучалась зависимость максимального значения закрепляющей силы от размера кристаллитов. Диаграмма, иллюстрирующая процесс смещения в закрепляющем силовом поле, выглядит так, как показано на рисунке 1. Пользуясь положениями теории выбросов случайных процессов [3], получены выражение для максимального значения закрепляющей силы,

$$\left\langle max\left(F_a\left(z_0\right)\right)\right\rangle = \sqrt{\left\langle F_a^2\right\rangle ln\left(\frac{L}{\zeta}\right)} = SK\sqrt{0.23b\,ln\left(\frac{L}{\zeta}\right)},$$

коэрцитивной силы: $H_C \approx \frac{K}{5M_S}\sqrt{0.23b\,ln\left(0.86bN_L\right)}$,

Также получено выражение для среднего смещения стенки:

$$\left\langle \Delta z_0 \right\rangle = \zeta\left[\Phi\left(\frac{2HM_S S}{\sqrt{\left\langle F_a^2\right\rangle}}\right)\exp\left(\frac{\left(2HM_S S\right)^2}{2\left\langle F_a^2\right\rangle}\right) - \frac{1}{2}\right], \qquad (1)$$

M_S – намагниченность насыщения, $b = a\sqrt{K/A}$, A, K – константы обмена и анизотропии, N_L – число кристаллитов в проволоке, a - размер кристаллита, ζ – средняя длина волны функции $F(z)$, H – внешнее поле. Формула (1) дает по сути усредненную кривую намагничивания.

Было предпринято численное моделирование процесса перемагничивания проволоки. В основе численного эксперимента лежит метод поэтапной минимизации функционала свободной энергии цепочки кристаллитов, развитый в ранних работах [3,4]. Энергия линейной цепочки кристаллитов имеет вид:

$$W = \sum_{n=1}^{N} E_n, \quad E_n = \int_V \left(A\left(\nabla m_x\right)^2 + A\left(\nabla m_y\right)^2 + A\left(\nabla m_z\right)^2 - K\left(\mathbf{me}_n\right)^2 - \mathbf{H}_n^{(eff)} M_S \mathbf{m}\right) d^3\mathbf{r}. \qquad (2)$$

E_n – энергия кристаллита с номером n, $\mathbf{H}_n^{(eff)}$ – напряженность эффективного магнитного поля, в котором находится n–й кристаллит. Минимизация функционала энергии (2) по углам на границах кристаллитов дает уравнения равновесия, которые решались численно. Эффективное поле включает в себя внешнее, собственное размагничивающее и поле и создаваемое диполь-дипольным взаимодействием между кристаллитами.

В соответствии с диаграммой, изображенной на рисунке 1, кривая намагничивания изолированной проволоки представляет собой ступенчатую кривую, со ступеньками, обусловленными скачками Баркгаузена. Пример кривой намагничивания такой проволоки представлен на рисунке 2.

На рисунке 3 приведена кривая перемагничивания (по результатам моделирования), полученная путем усреднения по многим реализациям стохастической нанопроволоки, в сравнении с теоретическим выражением (сплошная линия), полученным из (1).

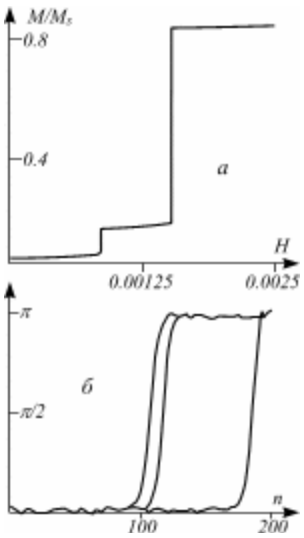


Рисунок 2
а) Кривая намагничивания проволоки
б) Положения стенки

Доменные стенки, сталкиваясь, способны аннигилировать при превышении внешнего поля вычисленного критического значения. Аналитически полученные выражения критического поля подтвердились в моделировании.

Оказался существенным выбор модели кристаллитов, из которых состоит нанопроволока. При одинаковых размерах кристаллитов намагничивание происходит преимущест-

венно смещением доменных стенок. Способ перемагничивания принципиально изменяется, когда длины кристаллитов распределены по пуассоновскому закону. В этой ситуации при моделировании мы обнаружили явление шунтирования процесса смещение доменных стенок процессом катастрофического вращения намагниченности в зародышах обратной фазы. В этом случае процесс смещение не происходит, не смотря на наличие доменных стенок.

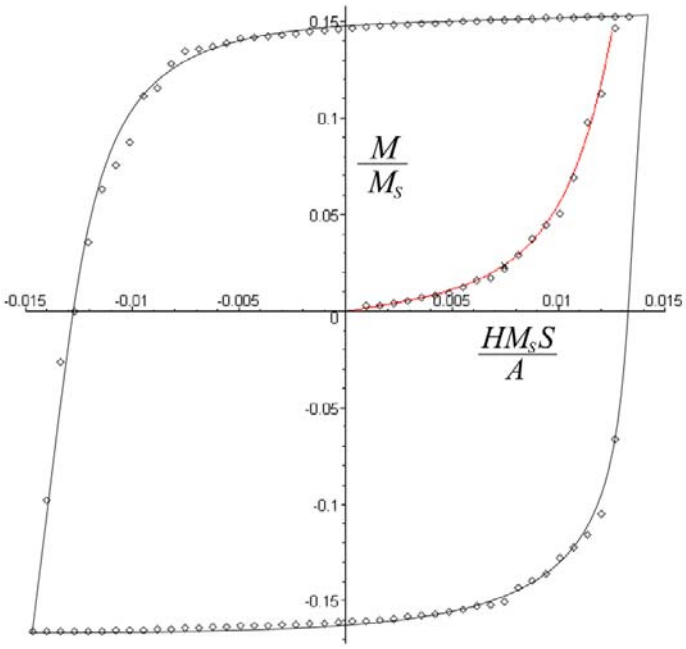


Рисунок 3

Так же была рассмотрена цепочка обменно несвязанных кристаллитов. В случае ослабленной обменной связи (или ее отсутствия) между кристаллитами доменная структура также возникает. Магнитостатическое взаимодействие между кристаллитами обеспечивает возникновение двух конкурирующих факторов, необходимых для возникновения магнитных доменов: с одной стороны диполь–дипольное взаимодействие выступает как упорядочивающий фактор (аналогично обмену), с другой – обеспечивает наличие наведенной анизотропии. В процессе численного моделирования такой нанопроволоки не удалось зафиксировать поле аннигиляции. Этому приведены теоретические обоснования. Как только стенки встречаются, тут же происходит исчезновение домена обратной намагниченности без необходимости приложения большего внешнего поля. Это важное отличие от случая обменно связанных кристаллитов, где после столкновения стенок они останавливались, и для окончательного переворота намагниченности необходимо было приложить поле большее, чем поле старта стенок. Процесс пиннинга стенок в случае отсутствия обмена между кристаллитами происходит аналогично тому, как и в обменно связанной цепочке.

Литература

[1] Y. Henry, A. Iovan. Phys. Rev. B **66**, 184430 (2002).

[2] T.G. Sorop, C. Untiedt, F. Luis, M. Kroll, M. Rasa, L.J. de Jongh. Phys. Rev. B **67**, 014402 (2003).

[3] А.А. Иванов. ФММ **38**, №1, 14 (1974).

[4] А.А. Иванов, В.А. Орлов, Г.О. Патрушев. ФММ **103**, 1 (2007).

Секция ДС
Процессы намагничивания и перемагничивания

Шесть способов подняться есть.
Лечь на железный лист и сильными рывками
Магнит подбрасывать, он лист железный с вами
Подтянет кверху. Вы - опять.
Так до Луны и упражняйтесь!

Эдмон Ростан, «Сирано де Бержерак»

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМЫ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА СИСТЕМ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ

В. Самсонова[a,b], В. Самсонова(мл.)[a], М. Ипатов[c], М. Ильин[c], В. Жукова[c], Н. Перов[a], А. Жуков[c]

[a] *МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма*
[b] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН*
[c] *Departamento Física de Materiales, Facultad de Químicas, Universidad del País Vasco/Euskal Herriko Universitatea, San Sebastián, Spain*

Простота технологий изготовления и уникальные магнитномягкие свойства обуславливают перспективность тонких аморфных ферромагнитных микропроводов в стеклянной оболочке для разработки систем кодирования и идентификации предметов и товаров, в защитных метках, ценниках, и др. Исследование особенностей перемагничивания систем микропроводов дает возможность также косвенно судить о микромагнитной структуре таких материалов, о которой до сих пор строятся различные предположения.

В настоящей работе были исследованы процессы перемагничивания образцов, состоящих из различного числа (от 1 до 5) микропроводов, расположенных в непосредственной близости друг от друга. Микропровода составов $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.5}B_{11.5}Si_{14.5}M_{0.6}$ (диаметр металлической жилы d=29.2 мкм и полный диаметр D=31 мкм) и $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$ (d=19.4 мкм, D=26.6 мкм) были изготовлены методом Улитковского-Тейлора [1]. Длины образцов составляли 6 см и 1,5 см для динамического и вибрационного методов, соответственно.

Измерения петель гистерезиса динамическим методом [2] проводились при частоте перемагничивающего поля f=200 Гц и амплитудах до 10 Э; с помощью вибрационного магнитометра в полях до 9 кЭ. Все измерения проводились при комнатной температуре.

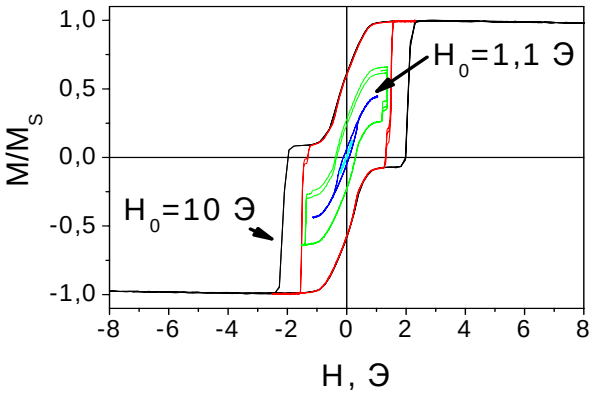
При изучении систем микропроводов динамическим методом основное внимание уделялось исследованию зависимости вида петли гистерезиса от амлитуды внешнего перемагничивающего поля H_0. В зависимости от состава образцов петли гистерезиса изменялись различным образом. Так, в системах микропроводов из сплава на основе Co, увеличение амплитуды поля не изменяло вида петель гистерезиса, но с увеличением числа микропроводов в системе увеличивался наклон петель гистерезиса.

В системах микропроводов из сплава на основе Fe с изменением амплитуды перемагничивающего поля существенно изменялась форма петель гистерезиса – при больших амплитудах скачков на петле гистерезиса, характерных для систем бистабильных микропроводов [3], не наблюдалось; при уменьшении H_0 в некотором диапазоне амплитуд наблюдались ступени, характерные для таких систем; при дальнейшем уменьшении H_0 (при фик-

сированном числе микропроводов) изменяется число ступенек. Такое изменение вида петель гистерезиса можно объяснить в рамках теории диполь-дипольного взаимодействия микропроводов и дефектами структур.

Представляет интерес изменение петель гистерезиса в образцах, состоящих из микропроводов различных типов (см.рис).

Механизм перемагничивания в этом случае отличается от перемагничивания системы микропроводов одинакового типа, но не является простой комбинацией их петель гистерезиса. Отметим, что изменение числа ступенек при фиксированном количестве микропроводов в системе (как мы получили на системах двух Fe и смешанных микропроводов), ранее не наблюдалось.



Петли гистерезиса для системы двух микропроводов составов $Co_{67}Fe_{3.9}Ni_{1.5}B_{11.5}Si_{14.5}M_{0.6}$ и $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$.

Петли гистерезиса, полученные с помощью вибрационного магнитометра, отличались от петель гистерезиса, полученных динамическим методом. Частично это связано с изменением длины образцов (что в свою очереть связано с технологическими параметрами установки), - при уменьшении длин взаимодействующих микропроводов энергия их магнитостатического взаимодействия увеличивается.

Для объяснения полученных результатов нами была предложена феноменологическая модель, описывающая взаимодействия различных систем микропроводов и объясняющая их.

[1] Брандт Н.Б., Гицу Д.В., Иошен А.М., Котрубенко Б.П., Николаева А.А., Приборы Техника Эксперимент **3** (1976) 256-257.
[2] A. Zhukov, Adv.Funct.Mater. **16** (2006), 675-680.
[3] A.Chizhik, A.Zhukov, J.M.Blanco, *et al.*, J.Magn.Magn.Mater. **249** (2002), 99-103.

ГИСТЕРЕЗИС В ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМЕННО-СВЯЗАННОЙ СТРУКТУРЕ С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ – АНАЛОГИЯ ПРОЩЕЛКИВАНИЯ УПРУГОГО СТЕРЖНЯ ПРИ ИЗГИБЕ

Ю.В. Захаров, В.В. Исакова, К.Г. Охоткин

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Сибирский государственный технологический университет,
Сибирский государственный аэрокосмический университет

Задачи о перемагничивании магнитомягкого слоя на магнитожесткой подложке с закрепленным и свободным магнитным моментом на поверхностях в постоянном магнитном поле, параллельном плоскости слоя, решались на основе аналогии с потерей устойчивости эйлерова гибкого стержня под действием продольной силы постоянного направления [1]. Уравнение Ландау-Лифшица в статическом случае сводилось к уравнению типа нелинейного маятника и решалось с указанными граничными условиями, были найдены распределения магнитного момента и пороги перехода магнитомягкого слоя в веерное состояние в зависимости от магнитного поля, приложенного антипараллельно направлению закрепления.

В работе [2] было рассмотрено перемагничивание такого слоя с учетом одноосной анизотропии в плоскости слоя, что привело к уравнению типа нелинейного маятника с дополнительным членом

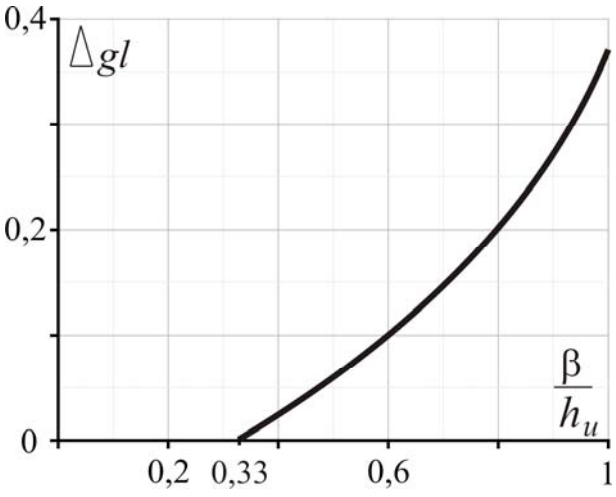
$$\alpha(d^2\varphi/dz^2) + h\sin\varphi - \beta\sin\varphi\cos\varphi = 0, \qquad (1)$$

где φ – зависящий от координаты z по толщине слоя угол в плоскости слоя между вектором намагниченности и осью x, совпадающей с осью легкого намагничивания, α – постоянная обмена ферромагнетика, h – внешнее поле, β – константа одноосной анизотропии ($\beta < 4\pi$).

Точное решение было найдено в виде дробно-нелинейных комбинаций эллиптических функций, зависящих от одного параметра, определяемого величиной внешнего поля. Эти дробные выражения были затем приближенно представлены в виде полиномов, что позволило найти среднюю по толщине слоя намагниченность и показать наличие гистерезиса при перемагничивании. Порог перемагничивания был найден в виде $h_u + \beta$, где $h_u = (\pi/2)^2\alpha/d^2$, d – толщина слоя.

В настоящей работе рассматривается точное решение этой задачи. Это решение усредняется по толщине слоя. Полученная зависимость средней по толщине слоя намагниченности от постоянного поля обнаруживает гистерезисный характер, начиная с некоторых значений параметра одноосной анизотропии. Перемагничивание такого слоя характеризуется двумя порогами:

пороговым значением постоянного внешнего поля, после которого начинается разворот веера намагниченности, и пороговым значением параметра одноосной анизотропии, при котором начинается раскрытие петли гистерезиса. Правый край петли совпадает с пороговым значением постоянного внешнего поля $h_u + \beta$, при котором намагниченность меняется скачком.



Зависимость ширины петли от величины одноосной анизотропии

Была найдена ширина петли гистерезиса в зависимости от величины одноосной анизотропии, что показано на рисунке. При значениях $\beta/h_u>1$ зависимость имеет практически линейный характер.

В работах [1,3] применялся единый статический критерий устойчивости магнитных и упругих систем, и была развита нелинейная теория устойчивости магнитных и упругих систем под действием внешнего воздействия. Перемагничивание рассматриваемой магнитной системы аналогично изгибу со сжатием упругого стержня, закрепленного на одном конце, под действием продольной сосредоточенной нагрузки на свободном конце.

В работе для описания такого изгиба было получено нелинейное уравнение, аналогичное уравнению (1), для угла наклона касательной в текущей точке к линии стержня с коэффициентами, которые определяются внешней нагрузкой и материальными параметрами стержня. Уравнение было точно аналитически решено. Построены зависимости от нагрузки прогиба свободного конца стержня – аналога средней по толщине слоя намагниченности. Эти кривые имеют гистерезисный характер в зависимости от значения безразмерной величины $\rho = (2/\pi)^2 P^2L^2/EE_\tau IS$, где P – нагрузка, E и E_τ – упругие модули, I – момент инерции, L и S – длина и сечение стержня.

Магнитная и упругая системы имеют одинаковый порог раскрытия петли гистерезиса. При достижении порога в магнитной системе под действием поля скачком устанавливается некоторое распределение намагниченности по толщине слоя, а упругий стержень при нагрузке испытывает прощелкивание.

Работа поддержана программой Минобразования России "Развитие научного потенциала высшей школы", проект № 2.1.1/735.

1. Захаров Ю.В. // ДАН. 1995. Т. 344. № 3. С. 328-332.
2. Захаров Ю.В., Хлебопрос Е.А. // ФТТ. 1980. Т.22. №12. С. 3651-3657.
3. Захаров Ю.В., Охоткин К.Г. // ПМТФ. 2002. Т.43. №5. С. 124-131.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЗАРОДЫШЕЙ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В КУБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ОГРАНИЧЕННЫХ РАЗМЕРОВ

Р.М. Вахитов, Е.Р. Гареева, М.М. Вахитова, А.Р. Юмагузин

Башкирский государственный университет, Уфа
Уфимский филиал Оренбургского государственного университета, Уфа

Известно, что в процессах технического намагничивания реальных кристаллов важную роль играют магнитные неоднородности, образующиеся на дефектах [1]. Свойства этих неоднородностей еще недостаточно изучены, хотя имеет место определенное понимание об их роли в процессах спиновой переориентации магнетика [2, 3]. В частности, теоретический анализ условий зарождения и структуры возможных магнитных неоднородностей, возникающих в области дефектов, показал [3, 4], что их свойства вполне адекватно можно описать с помощью распределения намагниченности, соответствующим 0-градусной доменной границе (0^0ДГ). Результаты моделирования процессов зародышеобразования при спин-переориентационном фазовом переходе (СПФП), качественно согласуются с экспериментальными данными [2], что позволяет применить данное приближение для описания процессов намагничивания и перемагничивания ограниченных магнетиков, содержащих дефекты.

В данной работе исследуется влияние внешнего поля **H** на образование и рост зародышей перемагничивания в (011) – ориентированной пластине феррита-граната конечной толщины. Термодинамический потенциал магнетика рассматривается с учетом обменного взаимодействия (A), наведенной одноосной анизотропии, характеризуемой перпендикулярной (K_u) и ромбической (K_p) составляющими, кубической анизотропии (K_1), зеемановского взаимодействия и размагничивающих полей от поверхностных зарядов пластины [4]. Предполагается, что в пластине имеют место дефекты типа пластинчатого магнитного включения (материальные параметры R терпят скачок на величину ΔR, в области дефекта, т.е. при $|y| < L/2$, где L–размер дефекта), на которых образуются магнитные неоднородности типа 0^0ДГ. Решения, отвечающим им, возникают в идеализированной модели рассматриваемого магнетика [4], в которой считается, что образец – неограниченный и отсутствуют в нем дефекты. В частности, из анализа этой модели следует, что в нулевом поле ($\mathbf{H} = 0$) в области $K_u > 0$, $1 < æ_1 < 1 + æ_p$ $(0 < æ_p < 3)$ и $1 < æ_1 < 4$ $(æ_1 > 3)$, где $æ_1 = K_1/|K_u|$, $æ_1 = K_p/|K_p|$, возможны решения соответствующих уравнений Эйлера-Лагранжа вида

$$tg\theta = \pm a' ch(b'\xi),\ \varphi = 0, \pi,\ \psi = 0, \pi \qquad (1)$$
$$a' = \sqrt{(4 - æ_1)/4(æ_1 - 1)},\ b' = \sqrt{æ_1 - 1},\ \xi = y/\Delta_0,$$

которым соответствуют 0^0ДГ блоховского типа с $\mathbf{M_0}\|[100]$ в доменах (0^0ДГ(I)). Здесь θ и φ – полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{M}$, $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$, $0z\|[011]$, $0x$ лежит в плоскости ДГ и составляет угол ψ с осью [100]. На линии $æ_1 = 4$ ($æ_p > 3$) имеет место СПФП I рода, а в области, лежащей выше этой линии возможны решения вида

$$ctg\theta = \pm a''ch(b''\xi), \quad \varphi = 0,\pi, \ \psi = 0,\pi, \tag{2}$$

$$a'' = \sqrt{(æ_1 - 4)/2(2 + æ_1)}, \ b'' = \sqrt{1 + æ_1/2},$$

которым отвечают 0^0ДГ с $\mathbf{M_0}\|[011]$ в доменах (0^0ДГ(II)).

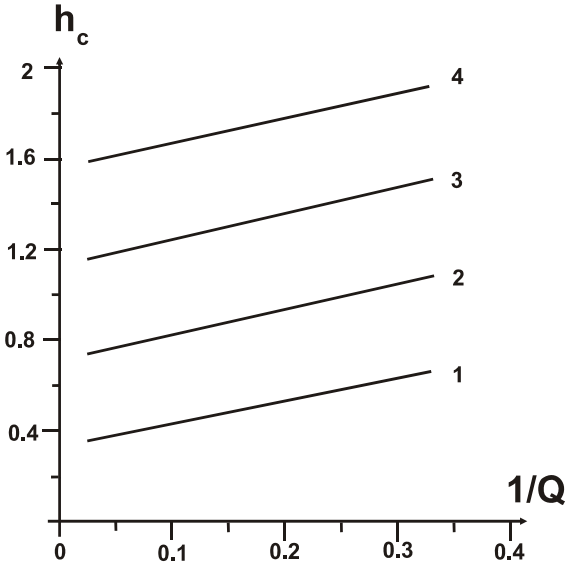


Рис.1. Графики зависимости h_c от величины 1/Q для 0^0 ДГ(II), при значениях параметров: $dA = 0.1$, $dM_S = 0.3$, $æ_1 = 3$, $æ_p = 4$, $dK_1 = 0.8$, $dK_u = -1$, $dK_p = 0.3$, $D = 25$, $L = 5$. Здесь прямая 1 соответствует значению $dK_u = -0.5$, 2– $dK_u = -1$, 3– $dK_u = -1.5$, 4– $dK_u = -2.0$

Оба вида 0^0ДГ по своей природе представляют собой зародыши новой фазы, возникающие по разные стороны от линии СПФП. В этом смысле они дают полную картину спиновой переориентации магнетика [3].

Они неустойчивы в идеализированной модели, однако при учете наличия дефектов и конечности пластины 0^0ДГ становятся устойчивыми образованиями (реалистическая модель) [3,4].

При наличии поля ($H \neq 0$) решений уравнений Эйлера-Лагранжа, аналогичных (1) и (2), не удается отыскать через известные функции. Однако, анализ фазового портрета этих уравнений показывает, что такие решения, существуют. Поэтому для исследования процессов перемагничивания реальных магнетиков в качестве пробных функций, аппроксимирующих зародыши перемагничивания, используются решения вида (1) и (2), в которых $a = \{a', a''\}$ и $b = \{b', b''\}$ считаются вариационными параметрами. Численная реализация соответствующей вариационной задачи позволяет определить область устойчивости 0^0ДГ обоих типов в зависимости от материальных параметров и характеристик дефекта, а также критическое поле $H_{кр}$, при котором 0^0ДГ исчезает. Последнее по сути представляет коэрцитивную силу образца H_c. Изучение зависимости $h_c = \dfrac{M_S H_C}{2K_u}$ от величины Q^{-1}, ($Q = K_u / 2\pi M_S^2$) показывает, что она представляет собой линейную функцию (см. рис.1), аппроксимация которой дает полуэмпирическое выражение для H_c вида

$$H_c = 2\alpha K_u / M_s + 4\pi\beta M_s \qquad (3)$$

где M_s – намагниченность насыщения, α и β – некоторые эмпирические константы, зависящие от параметров материала и дефекта. Данные зависимости, определенные численно, находятся в хорошем согласии с известными теоретическими моделями для H_c [5-7], например, из рис.1 видно: $\alpha \sim \Delta K_u$, что коррелирует с результатами [6,7]. Следует отметить, что полученные зависимости одинаково выполняются для обоих видов 0^0ДГ, но различаются при вариации параметров dK_1 ($dK_1 = \Delta K_1 / K_u$, $dR = \Delta R / K_u$), æ$_1$ и толщины пластины D. В частности увеличение параметра æ$_1$ приводит к уменьшению величины H_c для 0^0ДГ (I), и к ее возрастанию для 0^0ДГ (II) (см. рис.2), что связано с взаимной ориентацией легких осей кубической, ромбической и перпендикулярной анизотропий, а также внешнего поля **H**. Исходя из анализа этой ситуации, можно утверждать, что H_c по мере приближения магнетика к точке СПФП увеличивается, достигая максимума в самой точке спиновой переориентации. В работе рассматриваются и другие результаты, представляющие практический интерес, а также возможные пути улучшения модели.

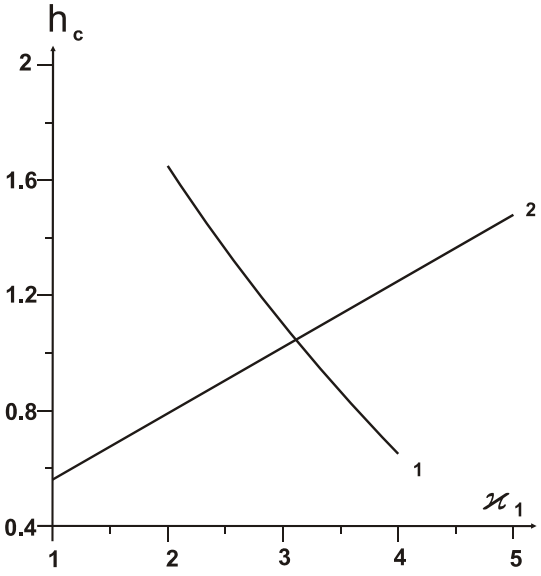


Рис.2. Графики зависимости критического поля h_c от параметра æ$_1$ для случая dKu=-1, при значениях параметров образца и дефекта: æ$_1$=3, æ$_p$=1.4, Q=3, D=10, dA=0.1, dKp=0.3, dK1=0.5, dMs=0.3, L=10. Здесь кривая 1 соответствует 0^0 ДГ(I), а кривая 2 - 0^0 ДГ(II).

[1] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Мир, М. (1987). 419 с.
[2] В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом. ЖЭТФ **86**, 1084 (1984).
[3] Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФТТ **43**, 65 (2001).
[4] Р.М. Вахитов, Е.Р. Гареева, М.М. Вахитова. ФНТ **32**, 169 (2006).
[5] У.Ф. Браун. Микромагнетизм. Наука, М. (1979). 160 с.
[6] H. Kronmuller. Phys.Stat.Sol.(b). B **144,** 385 (1987).
[7] A. Sakuma, S. J.Magn.Magn.Mater. B **88**, 369 (1990).

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ

М. В. Логунов, А. М. Горин, М. В. Герасимов, Н. Н. Логинов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва

Интерес к динамическим петлям гистерезиса магнитомягких материалов обусловлен необходимостью решения актуальной проблемы – разработки магнитных материалов для нового поколения устройств силовой электроники, рабочий диапазон частот которых повышается на порядок, до 1...3 МГц [1, 2] и значительно (на сотни градусов) расширяется диапазон рабочих температур. Магнитные компоненты (трансформаторы, дроссели, помехозащитные фильтры, индуктивности) на базе магнитомягких материалов характеризуются многофакторной зависимостью их свойств от напряжённости, частоты и формы магнитных полей, температуры, от предшествующих циклов намагничивания / размагничивания элементов. Этим обусловлены высокие требования к контрольно-измерительной аппаратуре и квалификации персонала при анализе свойств магнитных компонентов.

Для решения задачи исследования магнитомягких материалов в расширенных диапазонах рабочих температур и частот предназначена представляемая в данной работе экспериментальная установка. В основу её работы положен известный осциллографический (индукционный) метод исследования петель гистерезиса [3], являющийся основой стандартизованных методик измерений. На исследуемом образце магнитного материала намотаны две обмотки. Первая служит для создания магнитного поля в образце, вторая – для регистрации э.д.с. индукции, пропорциональной производной магнитной индукции образца. Регистрируются ток в первой обмотке как величина, пропорциональная магнитному полю H, и э.д.с. индукции на второй обмотке с последующим интегрированием сигнала как величина, пропорциональная магнитной индукции образца B. При расчёте абсолютных величин H и B учитываются параметры обмоток, форма и размеры исследуемого образца магнитного материала. Далее строится зависимость магнитной индукции материала от напряженности магнитного поля $B(H)$, т.е. петля гистерезиса.

Особенностью установки является возможность работы в широком диапазоне частот и форм магнитного поля, что обеспечивается быстродействующей системой генерации и регистрации сигналов на базе современных аналого-цифровых и цифро-аналоговых преобразователей, а также разработкой широкополосной усилительной аппаратуры. Другой важной особенностью является высокая степень автоматизации процессов измерений, обработки результатов и расчёта параметров исследуемых магнитных материалов.

Для управления установкой, накопления и обработки экспериментальных результатов в среде LabVIEW [4] создан виртуальный прибор, состоящий из 15 взаимосвязанных подпрограмм для инициализации, генерации сигналов, сбора данных, сохранения и т. д. (рис. 1).

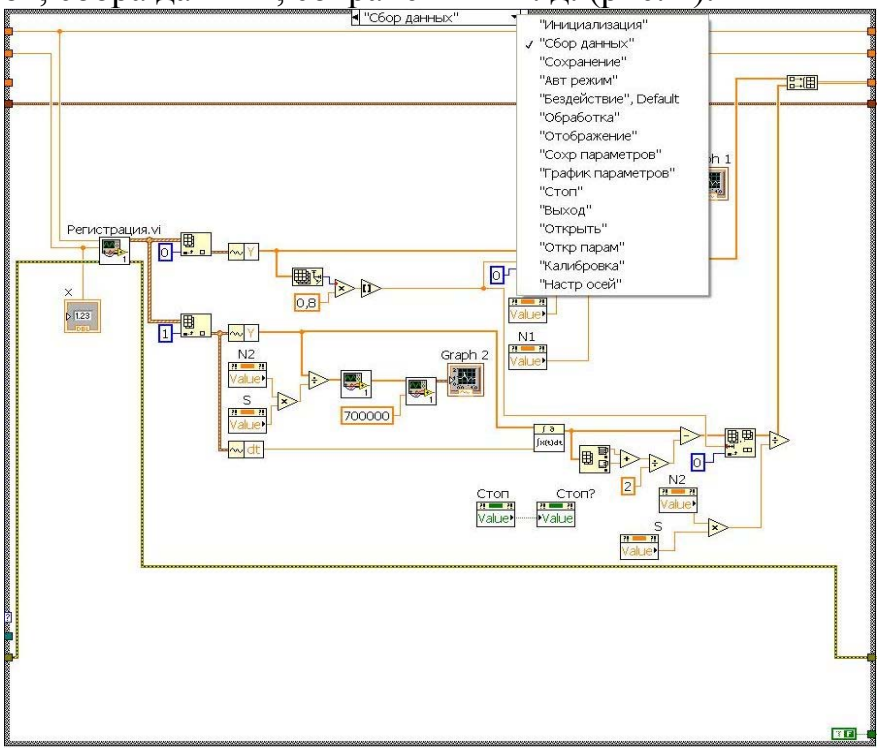


Рис. 1. Одна из 15 блок-диаграмм прибора.

На лицевую панель прибора (рис. 2) вынесены элементы управления параметрами сигнала перемагничивания, окна индикации регистрируемых сигналов и построения петли гистерезиса, переключатели ручного и автоматического режимов работы прибора. Переход к автоматическому режиму работы (рис. 3) позволяет автоматизировать процесс исследования петель гистерезиса в выбранном диапазоне частот и амплитуд магнитных полей. Задаются режимы сканирования по частоте и (последовательно) амплитуде сигнала перемагничивания, а также число периодов магнитного поля, необходимое для стабилизации условий процесса перемагничивания на очередной частоте/амплитуде поля. Для подтверждения факта повторяемости (неповторяемости) процессов перемагничивания и петель гистерезиса можно задать число петель, регистрируемых при одинаковых условиях эксперимента. Последующая обработка (также в автоматическом режиме) зарегистрированных динамических петель гистерезиса позволяет рассчитать основные параметры магнитных материалов. Использование автоматизированной аппаратуры в производственных условиях позволяет повысить уровень контроля и снизить требования к квалификации обслуживающего персонала.

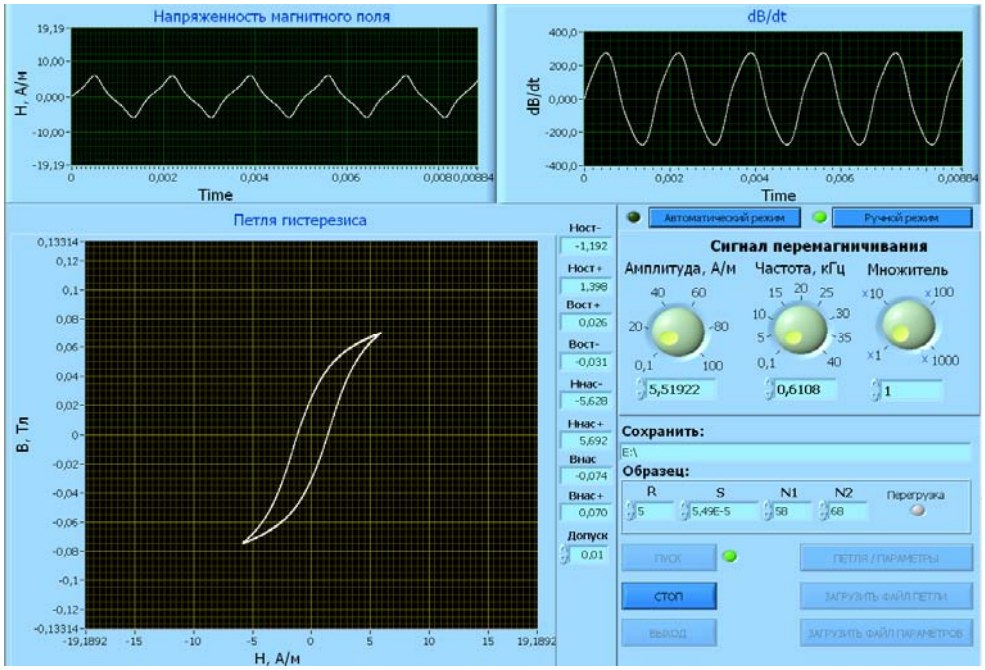


Рис. 2. Лицевая панель прибора.

Рис. 3.

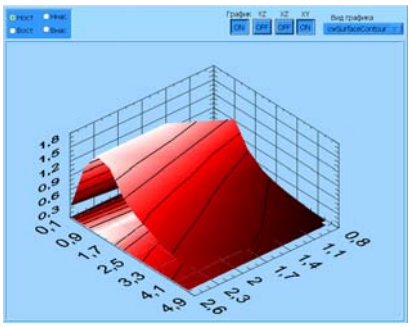


Рис. 4.

Зарегистрированные петли гистерезиса сохраняются в виде табличных и графических файлов. Рассчитанные параметры материала также сохраняются в табличные файлы, а затем отображаются в виде трехмерных графиков (рис. 4). По двум осям графика откладываются значения амплитуды и частоты магнитного поля, по третьей – один из измеренных параметров магнитомягкого материала.

1. А. Куневич, А. Максимов, Электроника, № 4, 32 (2008).
2. V. Loyau, M. Lo Bue, F. Mazaleyrat, Rev. Sci. Instrum., **80**, 024703 (2009).
3. В. И. Козлов. Общий физический практикум. М.: МГУ (1987).
4. А. Я. Суранов. LabVIEW 8.20: Справочник по функциям. М.: ДМК Пресс (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МАГНИТНО-СИЛОВЫХ ЗОНДОВ С ПОКРЫТИЯМИ CoCr и CoNi

А.В. Горячев[1,2], Н.А. Дюжев[2], Е.П. Кириленко[2], А.Ф. Попков[1,2], А.М. Алексеев[3], Ф.А. Пудонин[4], Е.Е. Шалыгина[5], К.А. Звездин[6]

[1]Московский государственный институт электронной техники,
[2]ФГУП " НИИ Физических проблем им. Ф.В.Лукина"
[3]ЗАО «Нанотехнология-МДТ»
[4]Физический институт РАН им. Лебедева
[5]Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
[6]Институт общей физики РАН
e-mail: andrei.goryachev@mail.ru

Совершенствование технологии магнитных наноструктур требует развития магнитно-измерительной техники, работающей в нанометровой области. Одним из перспективных методов в этом отношении является магнитно-силовая микроскопия (МСМ), позволяющая изучать магнитные объекты с нанометровым разрешением [1,2]. Получаемое МСМ магнитное изображение определяется, в первую очередь, магнитным взаимодействием зонда и образца. Совершенствование методов изготовления магнитных зондов, их тестирование и калибровка является, поэтому, актуальной задачей. Важным аспектом производства и использования магнитных кантилеверов является вопрос их старения, а также устойчивости их магнитных свойств к воздействиям окружающей среды. В настоящей работе представлены результаты исследования временного изменения магнитных свойств МСМ зондов, подвергнутых как искусственному старению, так и хранившихся в нормальных условиях в течение длительного времени.

Магнитные тонкопленочные кантилеверы, исследованные в данной работе, представляют собой стандартные кремниевые кантилеверы, покрытые тонкой (40-60 нм) пленкой кобальт-никелевого или кобальт-хромового сплава. МСМ кантилеверы были изготовлены путем медленного магнетронного нанесения магнитного сплава на кремниевый кантилевер с иглой конической формы, размер острия которой лежит в интервале 10-20 нм. Для дополнительной защиты часть кантилеверов была дополнительно покрыта тонкой (6 нм) пленкой Al_2O_3.

Исследовалось временное изменение магнитных свойств кантилеверов, находившихся в нормальных условиях в течение года. Проводилась периодическая проверка зондов МСМ. Проверка показала, что все кобальт-хромовые кантилеверы, как с дополнительным покрытием Al_2O_3, так и без покрытия, по-прежнему дают заметный магнитный сигнал (рис. 1) и могут использоваться в исследованиях.

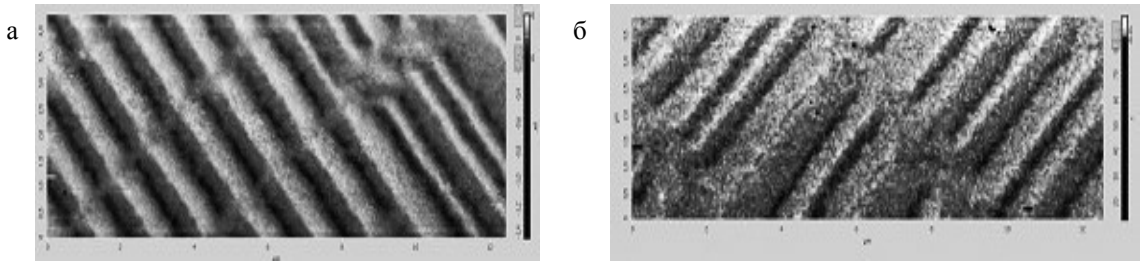


Рис. 1. МСМ изображения от кобальт-хромового кантилевера снятое в ноябре 2007 г. (а) и в сентябре 2008 г. (б)

Параллельно с этим исследовались кантилеверы, находившиеся в условиях искусственного старения длительное время. Процесс искусственного старения представляет собой хранение кантилеверов в климатической камере в течение некоторого времени. При этом внутри камеры поддерживается высокая температура (45-50 °C) и влажность. Магнитные свойства кантилеверов до и после климатической камеры изучались с помощью магнитооптического эффекта Керра. При этом петли гистерезиса снимались с балки зонда. Помимо этого, искусственно деградированные кантилеверы изучались с помощью МСМ. МСМ изображения стандартного образца (жесткий диск) снимались деградированными кантилеверами и сравнивались с МСМ изображениями, полученными зондами, находившихся в нормальных условиях. Кроме того, некоторые кантилеверы были проанализированы ОЖЕ спектроскопией. Проверка с помощью МСМ показала, что все кобальт-никелевые кантилеверы, находившиеся в климатической камере в течение месяца, не дают видимого магнитного изображения (см. вставку на рис. 2б).

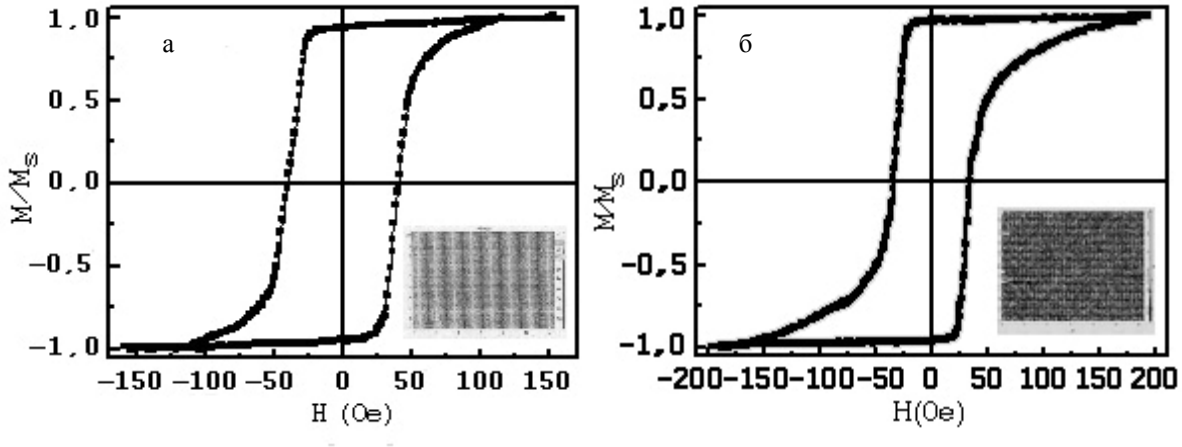


Рис. 2. Магнитооптические петли гистерезиса магнитной пленки кантилевера, полученные до (а) и после (б) искусственного старения. На вставках показаны соответствующие МСМ изображения от исследуемых кантилеверов.

При этом кобальт-хромовые кантилеверы показывают приблизительно такой же магнитный сигнал, как и до помещения их в климатическую камеру (рис. 1).

Проведены численные эксперименты по расчету петель гистерезиса модельных магнитных структур с дефектами в виде немагнитных включений. Расчеты показывают слабое влияние дефектов на магнитные свойства планарной магнитной структуры.

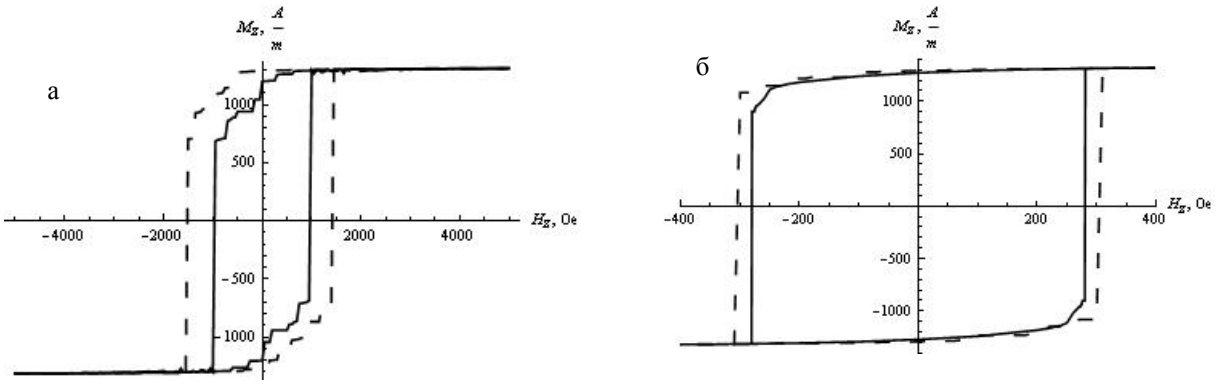


Рис. 3. Петли гистерезиса модельных магнитных структур с дефектами (сплошная кривая) и без (пунктирная кривая).
а) магнитный наконечник
б) магнитная пленка на балке

Таким образом, проведенный анализ влияния дефектов на характеристики заостренного магнитного наконечника показал, что наличие дефектов на поверхности острия иглы резко ухудшает магнитные свойства зонда в отличие от покрытия поверхности балки кантилевера, магнитные свойства которого меняются слабо (рис. 3). Экспериментальные наблюдения подтверждают численные расчеты на основе микромагнитного моделирования.

[1] *Rugar D., Mamin H.J., Guethner P., Lambert S.E., Stern J.E., McFadyen I., Yogi T.* // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 3. P. 1169{1183}.
[2] *Grutter P., Mamin H.J., Rugar D.* // Scanning Tunneling Microscopy II / Ed. by: R. Wiesendander, H.-J. Guherodt. Springer Series Surf. 1992. Vol. 28. P. 151{207}.

К РАСЧЕТУ ЗАВИСИМОСТИ НАЧАЛЬНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ОТ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Афремов Л.Л., Кириенко Ю.В.

Дальневосточный государственный университет

Рассмотрим ансамбль включенных в немагнитную матрицу N однородно намагниченных невзаимодействующих наночастиц, имеющих форму вытянутых эллипсоидов вращения. Длинные оси и оси кристаллографической анизотропии $< k_A >$ каждой из наночастиц, будем считать параллельными и распределенными в ансамбле хаотически. Кроме того, будем считать, что одноосные механические напряжения σ приложены под углом β к оси $< k_A >$.

Следуя, определению начальной восприимчивости $\chi = \left(I(H,\sigma)/H \right)_{H\to 0}$, проведем расчет индуктивной намагниченности $I(H,\sigma)$ образующейся в малом магнитном поле ($H << k_A I_s$). Образование этой намагниченности связано с отклонением магнитного момента каждой частицы от эффективной оси $< K >$ на угол η, который можно оценить минимизируя энергию

$$E = -\frac{1}{2} K I_s^2 \cos^2 \eta - H I_s \cos(\vartheta' - \eta), \qquad (1)$$

где $\vartheta = \vartheta' - \eta$ и ϑ' – полярные углы, определяющие положение магнитного момента и эффективной оси относительно магнитного поля, эффективная константа анизотропии согласно [1] имеет вид

$$K = \sqrt{(k + \Lambda_1 \sigma \cos 2\beta)^2 + (\Lambda_2 \sigma \sin 2\beta)^2}\ , \qquad (2)$$

$$\Lambda_1 = \begin{cases} \hat{\lambda}_1 - \hat{\lambda}_2, \\ \tilde{\lambda}_1 = \begin{cases} 3\tilde{\lambda}_{100}, & k_A > 0, \\ (\tilde{\lambda}_{100} + 5\tilde{\lambda}_{111})/2, & k_A < 0, \end{cases} \end{cases}, \quad \Lambda_2 = \begin{cases} \hat{\lambda}_4, \\ \tilde{\lambda}_2 = \begin{cases} 3\tilde{\lambda}_{111}, & k_A > 0, \\ (2\tilde{\lambda}_{100} + \tilde{\lambda}_{111}), & k_A < 0. \end{cases} \end{cases} \quad k = \begin{cases} |k_A| + k_N + \\ +(\hat{\lambda}_1 + \hat{\lambda}_2)\sigma \\ |k_A| + k_N. \end{cases}$$

,в

верхней строчке представлены константы магнитострикции $\hat{\lambda}_i = \lambda_i / I_s^2$ одноосного, в нижней – многоосного кристалла, k_A и k_N – безразмерные константы кристаллографической анизотропии и анизотропии формы соответственно.

Минимуму энергии (1) соответствует малый угол

$$\eta = \frac{H \sin \vartheta}{K I_s}, \qquad (3)$$

который, в соответствии с выражением (2), зависит как от величины, так и от направления механических напряжений.

В простейшем случае, когда напряжения параллельны магнитному полю, расчет проекции вектора $\vec{I}(H,\sigma)$ на направление $\vec{H}$ несложен:

$$I(H,\sigma)=\frac{cI_s}{4\pi}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\pi}\cos\vartheta\,F(\vartheta,\varphi)\,d\vartheta, \qquad (4)$$

здесь c - объемная концентрация частиц, I_s - спонтанная намагниченность, $F(\vartheta,\varphi)$ - функция распределения магнитных моментов относительно магнитного поля $\vec{H}$.

Функцию распределения $F(\vartheta,\varphi)$ можно построить с помощью функции распределения по β, которая при хаотическом распределении осей анизотропии $<k_A>$ имеет вид: $f(\beta,\alpha)=\sin\beta/4\pi$.

В этом случае $F(\vartheta,\varphi)=f(\beta(\vartheta),\alpha(\varphi))\left|d\beta/d\vartheta\,d\alpha/d\varphi\right|$, где $\alpha=\varphi$, $\beta=\beta(\vartheta)$ согласно [1] определяется следующим соотношением:

$$\beta(\vartheta)=\vartheta+\eta+\gamma=\vartheta+\eta+\frac{1}{2}arctg\frac{\Lambda_2\sigma\sin2\beta(\vartheta)}{k+\Lambda_1\sigma\cos2\beta(\vartheta)} \qquad (5)$$

Дифференцируя (5) по ϑ приходим к функции распределения

$$F(\vartheta,\varphi)=\frac{\sin\beta(\vartheta)\left(1+\dfrac{H\cos\vartheta}{K}\right)}{4\pi}\left(1+\frac{2H\sin\vartheta}{K^3}\Big((\Lambda_2^2-\Lambda_1^2)\sigma^2\cos2\beta(\vartheta)-\right.$$
$$\left.-k\Lambda_1\sigma\Big)\sin2\beta(\vartheta)-\frac{(k\cos2\beta(\vartheta)+\Lambda_1\sigma)\Lambda_2\sigma}{K^2}\right)^{-1}. \qquad (6)$$

В приближении малых напряжений ($\Lambda_1\sigma,\Lambda_2\sigma\ll k$) соотношение (6) можно преобразовать к виду:

$$F(\vartheta,\varphi)=\frac{\sin\vartheta}{4\pi}\left(1+\frac{2H\cos\vartheta}{k}+\frac{\Lambda_2\sigma}{k}(3\cos^2\vartheta-1)+\frac{H\Lambda_2\sigma\cos\vartheta}{k^2}+\right.$$
$$\left.+\frac{(7\Lambda_2-4\Lambda_1)\sigma H\cos\vartheta\cos2\vartheta}{2k^2}+\frac{2H(\Lambda_1-\Lambda_2)\sigma\sin\vartheta\sin2\vartheta}{k^2}\right). \qquad (7)$$

Подстановка (7) в (4) приводит к следующему выражению для начальной восприимчивости:

$$\chi(\sigma)=\chi_0\left(1+\frac{2(2\Lambda_2-\Lambda_1)\sigma}{5k}\right). \qquad (8)$$

Используя соотношения (2) – (6), можно рассчитать зависимость начальной восприимчивости во всем диапазоне механических напряжений.

1. Афремов Л.Л., Панов А.В. //ФММ, 2008, т.106, № 3, с. 1-9

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СУСПЕНЗИИ ОДНОДОМЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ

Ю.Л Райхер., В.И. Степанов

Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь

Магнитоиндукционная гипертермия (МИГ) — это метод прогрева некоторой области тела при облучении его переменным магнитным полем, причем генераторами тепла служат малые частицы ферромагнетика, внесенные в эту область. МИГ позволяет совместить высокую пространственную избирательность с возможностью регулировки темпа нагрева в широких пределах. В самом деле, низкочастотное магнитное поле не оказывает прямого действия на матрицу (тело), но при этом интенсивно возбуждает необратимые процессы как внутри частиц (релаксация магнитного момента), так и на границах частиц с матрицей (вязкие потери). В зависимости от реологии среды прогрев матрицы может идти как за счет теплопроводности, так и за счет конвекции. Очевидно также, что локальное тепловыделение прямо зависит от концентрации частиц, которая сама может изменяться в процессе нагрева.

Как указано, для взвешенной в жидкости магнитной частицы, облучаемой переменным полем, возможны два различных канала диссипации энергии. *Внешняя диссипация* обусловлена механическим вращением частицы в вязкой среде. Представим для простоты, что частица является постоянным магнитом, то есть магнитный момент $\boldsymbol{\mu}$ жестко «встроен» в нее. В однородном поле $\boldsymbol{H}(t)$ такая частица непрерывно изменяет ориентацию, поскольку вектор $\boldsymbol{\mu}$ стремится расположиться параллельно мгновенному направлению $\boldsymbol{H}$. Вязкая среда тормозит это движение, создавая момент сил $\boldsymbol{Q}_f \sim \zeta(d\vartheta/dt)$, где ζ — коэффициент сопротивления (пропорционален вязкости), а ϑ — угол ориентации частицы. Закон сопротивления взят в форме Стокса, поскольку при вращательном движении частиц микро- или наноразмера числа Рейнольдса всегда очень малы. Момент вязких сил $\boldsymbol{Q}_f$ балансируется моментом магнитных сил $\boldsymbol{Q}_m = (\boldsymbol{\mu} \times \boldsymbol{H}(t))$, из этого условия можно получить уравнение движения частицы и затем рассчитать потери на вращательное трение. Для микро- или наночастиц условие баланса дополняется случайным моментом сил $\boldsymbol{Q}_s \propto T$; он отражает вклад броуновского вращательного движения и приводит к тепловому разбросу угловых траекторий частиц и, тем самым, ориентаций $\boldsymbol{\mu}$.

Первая модель вязкого разогрева суспензии магнитных броуновских частиц была предложена Розенцвейгом в 2002 году [1]. Использованный феноменологический подход привел к релаксационному уравнению для средней намагниченности в виде

$$dM / dt = -\tau^{-1}\left[M - M_0(H)\right]; \qquad (1)$$

здесь $\tau = \zeta/2kT$ — время вращательной броуновской релаксации, величина $M_0 = M_S L(\xi)$, где M_S — намагниченность насыщения дисперсии, а $L(\xi)$ — функция Ланжевена, аргумент которой берется в форме $\xi = \mu H(t)/kT$. Таким образом, M_0 — это равновесная намагниченность, какой она была бы при бесконечно быстром магнитном отклике частиц. Поскольку время релаксации τ в уравнении (1) конечно, то мгновенная намагниченность M всегда отстает от M_0 и вынуждена «догонять» ее, что и является источником диссипации. В работе [1] рассчитана мощность, выделяющаяся в единице объема магнитной суспензии, помещенной в стационарное поле $H = H_0 \cos \omega t$.

Феноменологическое уравнение (1) не содержит явных ограничений по амплитуде поля. Вплоть до настоящего времени оно широко использовалось для теоретического моделирования как линейной, так и нелинейной гипертермии [2]. В работе [3], взяв за основу кинетический подход — уравнение Фоккера-Планка для вращательной диффузии частицы — мы дали способ расчета петель намагничивания $M(H)$ и генерации тепла для любого набора параметров (H_0, ω, T). При сравнении нашей модели с теорией [1] выяснилось, что последняя пригодна лишь в слабых полях: $\xi_0 = \mu H_0/kT << 1$. Причиной является отсутствие в уравнении (1) зависимости $\tau(H)$, отражающей тот очевидный факт, что частица ориентируется вдоль $\boldsymbol{H}$ тем быстрее, чем сильнее поле. Расхождение результатов (см. рис. 1) тем значительнее, чем выше амплитуда поля.

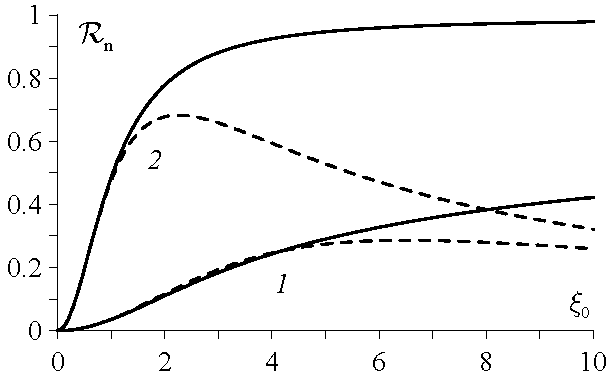


Рис.1. Зависимость удельной мощности поглощения от амплитуды магнитного поля при ωτ = 0.2 (1) и 1 (2); штриховые линии — модель [1], сплошные — кинетическая модель [3].

Задача о *совместном действии внешней и внутренней диссипации*, то есть о поглощении энергии при одновременном действии и вязкого, и магнитного механизмов, до сих пор также рассматривалась лишь на уровне феноменологии. Предполагается, что в приближение линейного отклика результирующее поглощение энергии можно выразить через эффективную динамическую восприимчивость с простой дебаевской частотной зависимостью. То есть, комплексная восприимчивости записывается в виде

$$\chi(\omega) = \chi_0 (1 + i\omega\tau_{\text{eff}})^{-1}, \qquad (2)$$

где χ_0 — статическое значение, взятое из равновесной ланжевеновской модели, а эффективное время релаксации имеет вид

$$\tau_{\text{eff}}^{-1} = \tau_{\text{B}}^{-1} + \tau_{\text{N}}^{-1};$$

здесь τ_{B} — время броуновской вращательной диффузии частицы, а τ_{N} — нееловское время релаксации ее магнитного момента.

Кинетический подход для указанной задачи сформулирован в работе [4], где получено уравнение Фоккера-Планка, связывающее вращательные движения магнитного момента и геометрической оси частицы. Полученное нами на основе модели [4] решение линейного приближения отличается от феноменологии (2) тем, что содержит набор релаксационных мод, имеющих дисперсию в СВЧ полосе. В рабочем диапазоне гипертермии (до 100 кГц) эти моды дают дополнительный статический вклад. В результате, вместо формулы (2) имеем

$$\chi(\omega) = \tilde{\chi}_0 (1 + i\omega\tau_{\text{eff}})^{-1} + \chi_c, \qquad (3)$$

где восприимчивости $\tilde{\chi}_0$ и χ_c являются функциями температуры и параметра $\sigma = E_A/kT$ — отношения энергии магнитной анизотропии частицы к тепловой энергии.

Модель комбинированной релаксации позволила заново поставить и решить вопрос об оптимизации режимов гипертермии, проводимой с помощью наночастиц, имеющих умеренную энергию магнитной анизотропии. Этот случай важен практически, поскольку в подавляющем большинстве биофизических и медицинских экспериментов по МИГ используются нанодисперсии ферритов, имеющих невысокие константы анизотропии (магнетит, маггемит, сложные ферриты с низкой точкой Кюри).

Выводы. Построены кинетические модели поглощения энергии переменного низкочастотного поля в суспензии магнитных наночастиц. Этот процесс составляет физическую основу метода магнитоиндукционной гипертермии в медицине и технике. Описание, построенное для частиц с высокой магнитной жесткостью, справедливо как для линейных, так и для нелинейных режимов динамического намагничивания суспензии. Расчет для частиц с конечной анизотропией выполнен в приближении линейного отклика. Обе представленные модели — каждая в своей области применения — существенно уточняют имеющиеся феноменологические подходы.

Работа поддержана проектами РФФИ 07-02-96026 и 08-02-00802.

1. R.E. Rosensweig, JMMM, **252**, 370 (2002).
2. J.P. Fortin, C. Wilhelm, J. Servais, C. Ménager, J.C. Bacri, F. Gazeau, J. Amer. Chem. Soc., **129**, 2628 (2007).
3. Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov, JMMM, **320**, 2692 (2008).
4. M.I. Shliomis, V.I. Stepanov, Adv. Chem. Phys., **87**, 1 (1994).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И МАГНИТОИМПЕДАНСНЫЙ ЭФФЕКТ НАНОСТРКТУРНЫХ ЛЕНТ $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$ С НАВЕДЕННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Г.В. Курляндская[1], А.В. Семиров[2], В.А. Лукшина[3], С.О. Волчков[1], Д.А. Букреев[2], А.А. Моисеев[2]

[1]Уральский государственный университет им. А.М. Горького, кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов, г. Екатеринбург, Россия
[2]Иркутский государственный педагогический университет, 664011, Иркутск, Россия
[3]Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

Исследование структуры, особенностей магнитной анизотропии и свойств нанокристаллических сплавов, включая сплавы типа FeSiBNbCu [1-2], является актуальным направлением физики магнитных явлений. Интерес к данным материалам вызван, например, их рекордной магнитной проницаемостью и высокими значениями магнитоимпедансного эффекта (МИ) [3-4]. Явление МИ заключается в изменении величины полного электрического сопротивления под действием внешнего магнитного поля [3-4]. Интерес к МИ эффекту объясняется возможностью его использования как метода исследования особенностей магнитной анизотропии, так и в приложениях для детектирования слабых магнитных полей [3-4]. Настоящая работа посвящена сравнительному исследованию структурного состояния, магнитных свойств, наведенной магнитной анизотропии и МИ нанокристаллических сплавов $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$, подверженных термическим воздействиям в присутствии магнитного поля.

Аморфные ленты сплава $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$ были получены быстрой закалкой из расплава на вращающийся барабан. В исходном состоянии образцы находились в аморфном состоянии. Длина образцов составляла 70 мм, ширина - 0.9 мм, толщина – 0.020 мм. Для получения нанокристаллического состояния они подвергались отжигу в различных режимах (Табл. I). Все последующие измерения проводились при комнатной температуре. Структурное состояние исследовалось методом рентгеновской дифракции в $Cu\mathit{K}_\alpha$ излучении с использованием дифрактометра Philips PW1710. На рис. 1 представлены дифрактограммы образцов всех типов. Квазистатические петли гистерезиса измерялись с помощью микровеберметра в продольном магнитном поле. Анализ петель гистерезиса (рис. 1), показывает, что исследованные ленты представляют собой магнитомягкий материал с намагниченностью насыщения около 1.2 Т. Исследования МИ проведены с использованием анализатора импеданса Agilent 4294A при действующем значении переменного тока 10 мА в интервале частот, f = (0,5÷33) МГц. Внешнее магнитное поле прикладыва- лось вдоль длинной стороны образца соосно с переменным током.

Таблица I. Некоторые особенности $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$ образцов: T – температура и t – продолжительность термического воздействия; H_p – постоянное магнитное поле, приложенное в поперечном направлении в плоскости ленты; H_c – коэрцитивная сила.

Образец	Термическое воздействие	H_c (Э)
S1	T = 520 °C; t = 1 час; H_p = 0	0.01
S2	T = 520 °C; t = 1 час; H_p = 3 кЭ	0.04
S3	I шаг - T = 520 °C; t = 1 час; H_p = 0 II шаг - T = 520 °C; t = 1 час; H_p = 3 кЭ	0.02

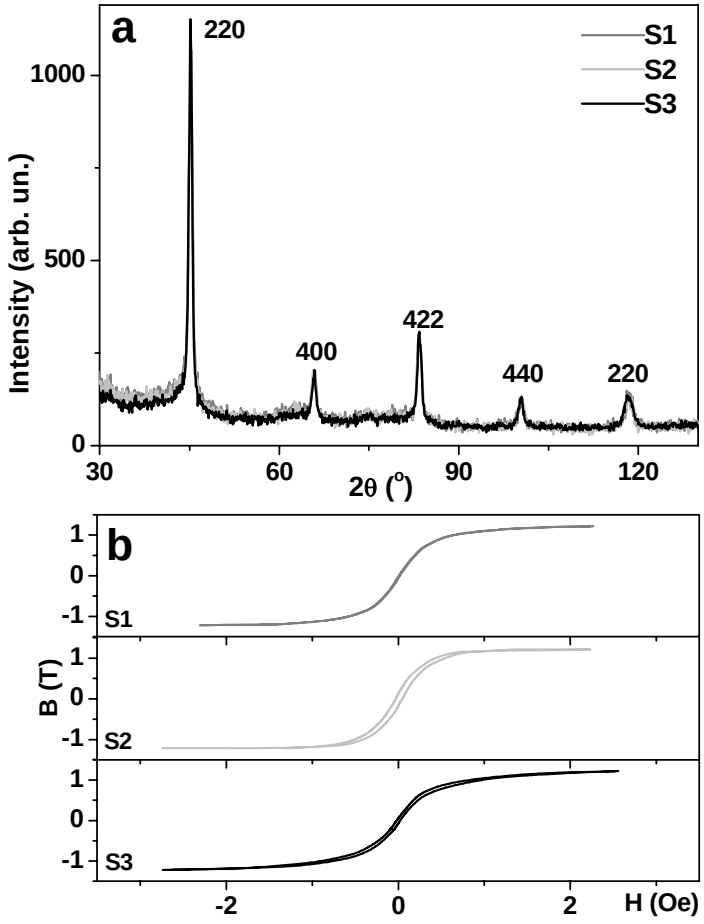


Рис. 1. a - Дифрактограммы лент сплава $Fe_{73.5}Si_{16.5}B_6Nb_3Cu_1$ после нанокристаллизаци. С помощью формулы Шерера средняя величина кристаллитов в образцах была определена как $D \approx 14 \pm 3$ нм. Следует подчеркнуть близость структурных состояний образ-цов всех типов вне зависимости от особенностей процедуры нанокристаллизации.

b - продольные петли гистерезиса (см. Табл. 1) Хотя эффективная магнитная анизотропия во всех случаях является продольной, с осью легкого намагничивания, ориентированной вдоль ленты, термические воздействия в присутствии поперечного магнитного поля приводят к росту коэрцитивности и появлению слабой компоненты поперечной магнитной анизотропии.

Характерные полевые зависимости МИ отношения $\Delta Z/Z = (Z(H) - Z(H_{max} = 150\ Э))/Z(H_{max})$ для различных частот тока возбуждения представлены на рис. 3. Несмотря на близость структурных состояний образцов всех типов, поведение их МИ указывает на значительные различия особенностей их наведенной магнитной анизотропии. Частотные зависимости максимально- го значения МИ отношения $(\Delta Z/Z)_{max} = (Z_{max} - Z(H_{max}))/Z(H_{max})$ имеют максимумы на частотах около 5 МГц (рис. 3). Частотные зависимости максимального относительного изменения действительной компоненты $(\Delta R/R)_{max} = (R_{max} - R(H_{max}))/R(H_{max})$ представляют собой монотонно воз- растающие функции с тенденцией к насыщению для частот выше 15 МГц

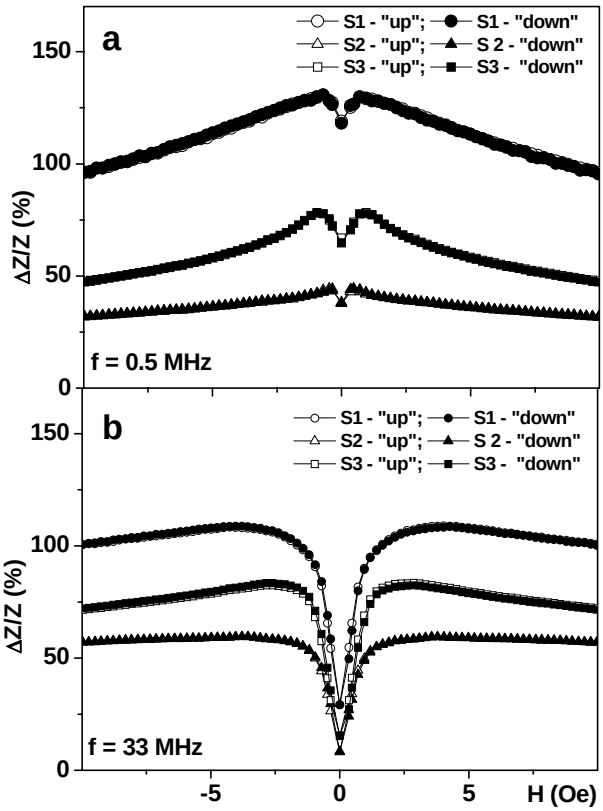


Рис. 2. Полевые зависимости МИ для нанокристаллических лент FeSiBNbCu: a – интервал низких и b - интервал высоких частот.

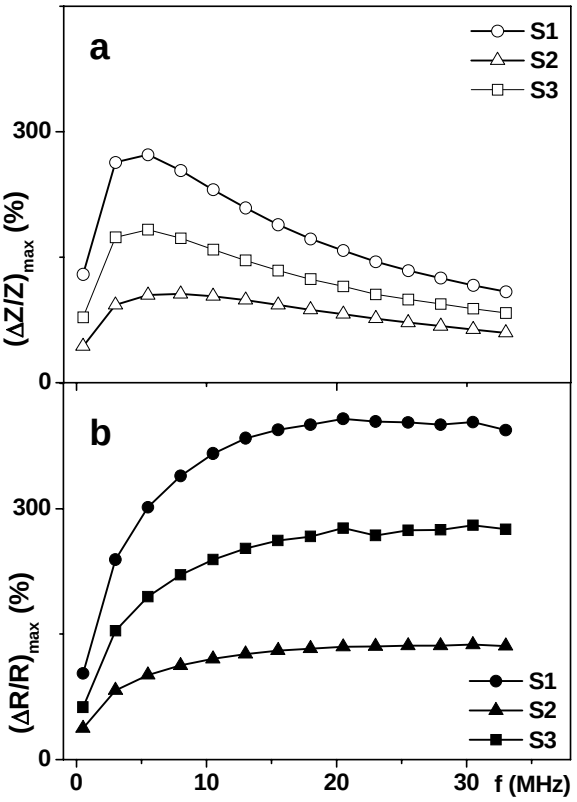


Рис. 3. Частотные зависимости максимальных значений МИ отношения (a) и относительных изменений действительной компоненты (b) нанокристалли- ческих лент FeSiBNbCu.

(S1); выше 15 МГц (S1 и S2) и выше 10 МГц (S3) (рис. 3). Величины $(\Delta R/R)_{max}$ для всех образцов существенно выше величин $(\Delta Z/Z)_{max}$ для соответствующих частот. Самая высокая чувствительность (около 70%/Э) по отношению к внешнему магнитному полю наблюдалась для частот около 30 МГц (S1, S3). Сильное влияние внешнего магнитного поля, использованного на каком-либо из этапов термических воздействий, на особенности МИ откликов следует принимать во внимание при разработке МИ детекторов.

Работа выполнена при поддержке гранта №ГП09р/07. X-ray measurements were done at SGIker Common Services of UPV-EHU.

1. N. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, J. Appl. Phys., **64**, 6044 (1988).
2. А.А. Глазер, Н.М. Клейнерман, В.А. Лукшина, А.П. Потапов, В.В. Сериков, ФММ, №12, 56 (1991).
3. А.С. Антонов, С.Н. Гадецкий, А.Б. Грановский, А.Л. Дьячков, В.П. Парамонов, Н.С. Перов, А.Ф. Прокошин, Н.А. Усов, А.Н. Лагарьков, ФММ, **83**, №6, 61 (1997).
4. G.V. Kurlyandskaya, J. M. Garcia-Beneytez, M. Vazquez, J. P. Sinnecker, V. A. Lukshina, A. P. Potapov, J. Appl. Phys., **83**, 6581 (1998).

НАМАГНИЧИВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ МАГНИТОВ ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

Белуданова Анастасия Игоревна[1)], Токман Иосиф Давидович[2)]

[1)] *Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского*
[2)] *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*

Изучение спин-систем, которые состоят из слабовзаимодействующих, обладающих магнитным моментом частиц, ведется давно. В том числе исследуется их взаимодействие с акустическими волнами. Важные магнитоакустические эффекты [1,2] имеют широкое применение [3,4]. К интересным магнитоакустическим эффектам относится фарадеевское вращения плоскости поляризации акустической волны при распространении её в ферромагнитном кристалле, теоретически предсказанное в [5] и экспериментально обнаруженное в [6] (также см. [7]). Последнее время работы по магнитоакустике как теоретические, так и экспериментальные, связаны с исследованием магнитоакустических свойств кристаллов, состоящих из молекул с большим спином, так называемых магнитных молекул [8,9].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию эффекта возникновения постоянной намагниченности в кристалле магнитных молекул под действием циркулярно-поляризованной акустической волны с учетом процессов диссипации. Данный эффект можно считать обратным магнитоакустическому эффекту Фарадея. Напомним, однако, что собственно обратным эффектом Фарадея называется эффект намагничивания циркулярно-поляризованной волной именно бездиссипативной системы.

В данной работе используется простейшая модель кристалла магнитных молекул, обладающих анизотропией типа «легкая ось» [10]. Так Гамильтониан отдельной магнитной молекулы имеет вид: $E_m = -Dm^2$, где $m=S,S-1,\ldots,-S$ – проекция спина на ось z, являющейся легкой осью, S – спин магнитной молекулы. Изначально кристалл не намагничен и находится в состоянии термодинамического равновесия, температура достаточно низкая. Таким образом, кристалл содержит одинаковое количество молекул с противоположно направленными спинами, а отличными от нуля заселенностями обладают лишь основной и первый возбужденный уровни. Предполагается, что акустическая волна взаимодействует лишь с этими уровнями. Взаимодействие кристалла с акустической волной в данной ситуации сводится к тому, что распространяющаяся акустическая волна вращает каждую локальную область кристалла, как целое. Это существенное упрощение связано со спецификой кристаллов магнитных молекул [11]. Гамильтониан магнитной молекулы, взаимодействующей с акустической, волной имеет вид [11]:

$$\hat{H} = -D\hat{S}_z^2 + \hat{H}_{s-ph}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_{s-ph} = -D[\hat{S}_x\hat{S}_z + \hat{S}_z\hat{S}_x]\delta\phi_y + D[\hat{S}_y\hat{S}_z + \hat{S}_z\hat{S}_y]\delta\phi_x, \quad (2)$$

где D – постоянная продольной анизотропии магнитной молекулы; $\hat{S}_x, \hat{S}_y$, $\hat{S}_z$ – операторы проекции спина соответственно на оси *x, y, z*; $\hat{H}_{s-ph}$ – оператор спин-фононного взаимодействия; $\delta\vec{\phi}(\vec{r},t) = 1/2\vec{\nabla}\times\vec{u}(\vec{r},t)$ – угол вращения оси анизотропии молекулы под действием акустической волны; $\vec{u}(\vec{r},t)$ – вектор смещения звуковой волны:

$$\vec{u}(\vec{r},t) = u_0\sin(\omega t - kz)\vec{e}_x + u_0\sin(\omega t - kz + \theta)\vec{e}_y. \quad (3)$$

Здесь u_0 – амплитуда, ω – угловая частота, $k = \omega/\upsilon$ – волновое число, υ – скорость акустической волны, θ – фаза поляризации волны.

Во втором порядке теории возмущений [12] можно найти изменение изначально равновесной матрицы плотности, и тем самым рассчитать возникающую намагниченность. Кинетические уравнения для матрицы плотности двухуровневой системы (в представлении взаимодействия) [12]:

$$\dot{\hat{\rho}}_{00} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_{s-ph}, \hat{\rho}(t)]_{00} + \frac{1}{T_1}(\hat{\rho}_{00}(0) - \hat{\rho}_{00}(t)),$$

$$\dot{\hat{\rho}}_{01} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_{s-ph}(t), \hat{\rho}(t)]_{01} - \frac{1}{T_2}\hat{\rho}_{01}(t), \quad (4)$$

$$\hat{\rho}_{00} + \hat{\rho}_{11} = 1,$$

где T_1 – время релаксации населенностей, T_2 – время релаксации фазы.

Решение системы (4) легко находится. Используя выражение для намагниченности:

$$M_z = ng\mu_B < \hat{S}_z >, \quad (5)$$

где n – концентрация молекулярных магнитов, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, $< \hat{S}_z >$ – термодинамическое среднее оператора проекции спина на ось z, окончательно имеем:

$$M_z^{(2)} = -\frac{ng\mu_B\Delta(Du_0\omega/\upsilon)^2}{\hbar^2}\cdot\frac{(2S-1)^2\cdot S\cdot T_1/T_2\cdot\omega\cdot\omega_{10}\cdot\sin\theta}{\left((\omega_{10}+\omega)^2+\frac{1}{T_2^2}\right)\cdot\left((\omega_{10}-\omega)^2+\frac{1}{T_2^2}\right)}. \quad (6)$$

Здесь $\omega_{10} = (E_1 - E_0)/\hbar$ – частота перехода между двумя нижними энергетическими уровнями, Δ – разность населенностей между ними.

Из полученного выражения для намагниченности (6) видно, что при распространении волны вдоль оси *z* (в нашем случае вдоль легкой оси) возникает постоянная намагниченность, направленная вдоль легкой оси. Направление вектора намагниченности определяется «направлением» циркулярной поляризации волны, т.е. определяется знаком θ. Величина намагниченности пропорциональна интенсивности акустической волны и квадрату

волнового вектора. Эффект максимален при круговой поляризации. Величина эффекта максимальна в области резонанса.

Современные технологии позволяют синтезировать магнитные молекулы с разнообразными характеристиками [13]. Например, кристалл магнитных молекул CrNi имеет параметры S=2.5, D=0.23 K, $\omega_{10} = 1.2 \cdot 10^{11}$ Гц, g=1.98 [13] . Оценим для этого кристалла величину намагниченности по формуле (6), полагая $n = 10^{20}$ см$^{-3}$, $T_1 = 10^{-5}$ с, $T_2 = 10^{-9}$ с [14], $u_0 = 10^{-8}$ см [15], $\omega = 1.1 \cdot 10^{11}$ Гц [16], $\upsilon = 2 \cdot 10^5$ см/с. В этом случае значение намагниченности составит $M_z^{(2)} = 50$ Гс. С использованием пикосекундных звуковых импульсов большой частоты [17] эффект намагничивания будет наблюдаться на временах меньших времен релаксации. На таких малых временах релаксационные процессы не успеют “проявиться”, что позволит рассматривать эффект как магнитоакустический обратный эффект Фарадея.

1. C. Conrady, J. G. Miller, Phys. Rev. **119**, 1204 (1960).
2. P. G. De Gennes, P.A. Pincus, F. Hartmann-Boutron, J.W. Winter, Phys. Rev. **129**, 1105 (1963).
3. В. Ф. Тарасов, В.А. Голенищев-Кутузов, Письма в ЖЭТФ, **21**, 205 (1975).
4. E. B. Tucker, Phys. Rev. Lett. **6**, 547 (1961).
5. C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 836 (1958).
6. H. Matthews and R.C. Le Craw, Phys. Rev. Lett. **8**, 397 (1962).
7. B. Lüthi. Physical Acoustics in the Solid State. Berlin: Springer (2007).
8. C. Calero, E. M. Chudnovsky, and D. A. Garanin, Phys. Rev. B **74**, 094428, (2006).
9. A. V. Shvetsov, G. A. Vugalter, and A. I. Beludanova, Phys. Rev. B **76**, 214401 (2007).
10. D. Gatteschi, R. Sessoli, and J. Villain. Molecular Nanomagnets**.** New York: Oxford University Press, 2006.
11. E. M. Chudnovsky, D. A. Garanin and R. Schilling, Phys. Rev. B. **72**, 094426 (2005).
12.В. М.Файн, Я. И. Ханин. Квантовая радиофизика. Москва: Советское радио (1965).
13.F. Tuyeras et al., Inorganica Chimica Acta **361**, 3505 (2008).
14. F. Macia et al., Phys. Rev. B **77**, 020403 (2008).
15. C. Calero, E. M. Chudnovsky, D. A. Garanin, Phys. Rev. B **76**, 094419 (2007).
16. J. O. Ilukor, E. H. Jacobsen, Science, **151**, № 3715 (1966).
17. T. C. Zhu, H. J. Maris, and J. Tauc, Phys. Rev. B **44**, 4281 (1999).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКИ НА ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИК-ПОЛИМЕР

Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Гарифуллина Ф.Ф.

ИФМК УНЦ РАН, г. Уфа, Россия

Ранее было показано [1], что пленка из широкозонного полимера (полидифениленфталид, ПДФ), может резко изменять сопротивление в магнитном поле, если металлическая подложка обладает ферромагнитными свойствами. Пленка ПДФ при изменении условий на поверхности раздела с подложкой формирует наноразмерные проводящие каналы, так что проводимость изменяется от диэлектрической до металлической [2]. Когда таким изменением условий является изменение магнитно-доменного состояния подложки, имеет значение существование на границе раздела ферромагнетик-полимер спин-поляризованных электронов [3]. Цель настоящего сообщения – показать перспективность развития метода диагностики магнитно-доменного состояния ферромагнетика при помощи металл-полимерной структуры.

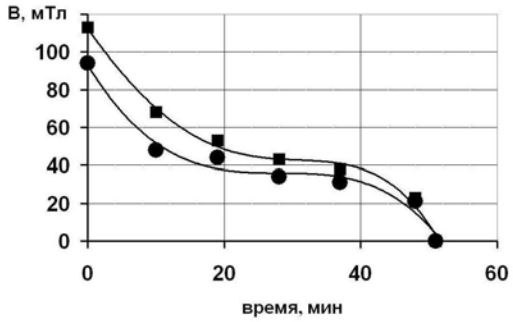


Рис.1. Зависимость полей «включения» и «выключения» проводимости полимерной пленки от суммарного времени выдержки в магнитном поле перпендикулярно плоскости ферромагнитного электрода. Поле выдержки в каждом случае больше поля выключения на 3-5 мТл.
Круги - поле включения проводимости; квадраты – поле выключения проводимости. Точки – эксперимент, сплошные линии – расчетная подгоночная кривая (многочлен третьей степени).

Суть метода заключается в следующем: полимер наносится на поверхность ферромагнетика с целью получения омического контакта второй контакт является неферромагнитным. Магнитно-доменное состояние ферромагнетика должно определять проводимость полимера. При соответствующей калибровке можно получить датчик определенного состава магнитных фаз, причем для ненасыщенного состояния.

В настоящей работе полимер наносился непосредственно на очищенную поверхность ферромагнитного электрода методом центрифугирования из раствора в циклогексаноне. В качестве второго электрода была использована медь.

В структуре ферромагнетик- ПДФ -неферромагнитный металл величина магнитного поля переключения проводимости образца зависит от изменения исходного доменного состояния ферромагнитного электрода (рис. 1). В частности, выдерживание ферромагнитного электрода во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости электрода, ведет к изменению его начальной доменной структуры за счет появления остаточной на-

магниченности [4]. Это сопровождается уменьшением значения поля переключения проводимости образца при прочих равных условиях. Никелевая поликристаллическая пластина при этом находится в ненасыщенном состоянии благодаря фактору формы. Изменение исходного доменного состояния подложки после выдерживания в магнитном поле, перпендикулярном ее плоскости, подтверждается прямыми наблюдениями методом порошковых фигур. Кроме того, в предпороговой области происходит переключение проводимости после некоторой выдержки образца в магнитном поле. Время выдержки может достигать 10-15 мин. По-видимому, за это время происходит дополнительное перестроение доменной структуры подложки.

Изменение ориентации магнитного поля в направлении, параллельном плоскости образца, приводит к тому, что пороговое поле переключения проводимости остается постоянным для каждого образца, а зависимость, показанная на рис. 1 не имеет места. Известно, что в этом случае, порог магнитного насыщения значительно меньше и не превышает 0,1 Тл. Однако при увеличении коэрцитивной силы подложки путем напыления никеля на хромовую пленку вновь можно наблюдать эффект задержки переключения в предпороговом состоянии в поле, параллельном плоскости подложки. По-видимому, это происходит из-за запоздания переориентации по полю магнитных доменов магнитожесткого слоя никеля, напыленного на хром.

Прямые эксперименты показали, что магнитострикция не является фактором, определяющим условия переключения [5]. Однако любое небольшое изменение начального порядка, в магнитно-доменной структуре подложки, ведет к изменению параметров переключения проводимости.

Вся эта информация позволяет предполагать перспективность развития метода диагностики магнитно-доменного состояния ферромагнетика при помощи нанесенного на его поверхность полимерного слоя. Преимущества данного метода – простота и сверхвысокая чувствительность.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-12042-офи и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-18 «Фундаментальные принципы создания и исследования новых веществ и материалов для молекулярной электроники и спинтроники».

1. Н.В. Воробьева, А.Н. Лачинов, Б.А. Логинов, Поверхность, **5**, 22 (2006).
2. А.Н. Лачинов, Н.В. Воробьева, УФН, **176**, 1249 (2006).
3. А.Н.Лачинов, Н.В. Воробьева, В.М. Корнилов, Б.А.Логинов, В.А. Беспалов, ФТТ, **50**, 1444 (2008).
4. Н.В. Воробьева, А.Н. Лачинов, Jan Genoe, А.А. Лачинов, Б.А.Логинов, Нанотехника **15**, 3 (2008).
5. А.Н. Лачинов, Н.В. Воробьева, А.А. Лачинов. Письма в ЖТФ, **35**, 7 (2009).

КВАЗИСТАТИЧЕСКОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ СИСТЕМ АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ НА ОСНОВЕ Co

К. Акмальдинов, В. Самсонова, Н. Перов

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма

При перемагничивании систем микропроводов на основе Fe, петли гистерезиса проявляют ступенчатую (скачкообразную) форму, свойства таких систем достаточно подробно изучены [1]. При этом считалось, что микропровода на основе Co не могут проявлять таких особенностей. Нами было обнаружено, что системы микропроводов на основе Co так же могут обладать ступенчатыми петлями гистерезиса. Выявив закономерности, связывающие геометрические параметры образцов (длина, диаметр) с количеством и амплитудой скачков, можно изготавливать образцы с заданными параметрами кривой намагничивания, т.е. числом скачков и их амплитудой, что позволит «зашифровывать» информацию. Считывать такую информацию можно с помощью индукционного метода [2]. Новые кодирующие системы, подобные «штрих-кодам», на основе образцов такого типа более удобны для считывания, чем оптические аналоги. Кроме того, до сих пор ведутся дискуссии о микромагнитной структуре Co микропроводов. Так, ряд авторов отрицают существование в центральной части микропровода области с аксиальным направлением магнитного момента (кора), другие говорят о существовании кора и оболочки. Исследуя квазистатическое перемагничивание систем микропроводов, косвенно можно судить об их структуре. Таким образом, исследование процессов перемагничивания в системе микропроводов представляет как научный, так и прикладной интерес.

В данной работе обсуждаются результаты исследований систем микропроводов состава $Co_{84}Fe_7Si_6B_3$, диаметром D=30 мкм, изготовленных методом вытягивания из расплава с охлаждением в воде [3]. Для проведения экспериментов было изготовлено 9 серий образцов. В каждой из них варьировался один из трех параметров: длина микропроводов – L=5, 10, 15 мм; их количество n=1-5; и расстояние между соседними микропроводами d=0D, 1D и 2D. Петли гистерезиса измерялись на вибрационном магнитометре при комнатной температуре, при этом образцы располагались таким образом, чтобы внешнее магнитное поле было параллельно оси провода.

Петли гистерезиса для одиночных микропроводов разной длины, нормированные на намагниченность насыщения, приведены на рисунке 1. Увеличение длины образца при постоянном диаметре ведет к уменьшению размагничивающего фактора, что приводит к уменьшению поля насыщения микропровода. Так же обращают на себя внимание некоторые нетривиальные особенности - при близкой к нулю коэрцитивной силе (по нулевому магнитному моменту) вблизи полей насыщения для всех микропроводов

есть области с гистерезисом. Это можно объяснить предполагая, что в Co микропроводе существует две области: центральная часть - кор, в котором намагниченность направлена вдоль оси микропровода, и оболочка с циркулярной магнитной структурой. Когда магнитный момент оболочки разворачивается по полю, кор образует домен, перемагничивание которого проявляется на петле гистерезиса в виде своеобразного кармана. С увеличением длины образца – увеличивается и площадь кармана. Увеличение его высоты свидетельствует об увеличении объема провода с гистерезисным перемагничиванием, увеличение ширины (коэрцитивности) может быть связано с увеличением поля критического перемагничивания из-за формы соответствующего домена.

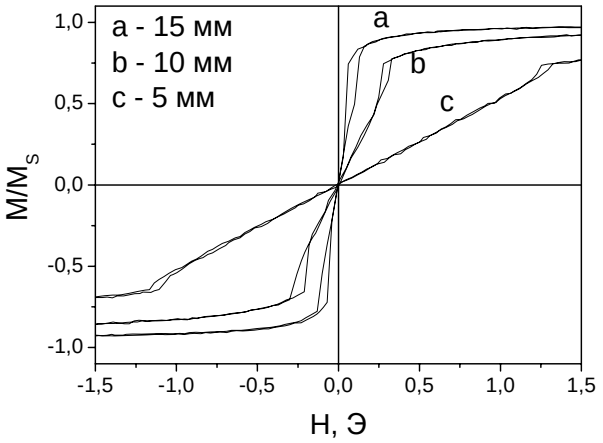


Рис. 1. Петли гистерезиса для $Co_{84}Fe_7Si_6B_3$ микропроводов разной длины: 15, 10 и 5 мм.

Увеличение числа микропроводов по-разному влияет на изменение петель гистерезиса для образцов разной длины (при фиксированном расстоянии между микропроводами). Для коротких образцов длиной 5 мм изменяется наклон петель гистерезиса. При переходе к образцам большей длины (10 и 15 мм), характер петель гистерезиса меняется: помимо изменения наклона петель гистерезиса, при перемагничивании системы микропроводов, наблюдается появление ступенек. Причём, в отличие от систем бистабильных микропроводов на основе Fe, они проявляются не в виде скачков Баркгаузена [1], а имеют более пологую форму. На рисунке 2а представлена петля гистерезиса для образца с n=5, L=15 мм и d=0D. Обращает на себя внимание значительное различие в коэрцитивности на разных участках петли гистерезиса – от 400 до 10 мЭ (при этом коэрцитивность одиночного провода не превышает 15 мЭ), а также, величина ступенек, составляющая 1/5 часть от полного момента образца. Последнее можно интерпретировать как соответствие каждой ступени перемагничиванию одного провода. Количество ступенек при этом коррелирует с числом микропроводов в образце, что связано с процессом последовательного перемагничивания каждого из элементов системы. Увеличение коэрцитивности можно объяснить увеличением подмагничивающих и размагничивающих полей от центрального кора (аналогично с Fe микропроводами [1]) с увеличением внешнего магнитного поля, увеличивающего объем этой центральной части.

На рисунке 2 представлены петли гистерезиса для образцов длиной 15 мм, состоящих из 5 микропроводов, расположенных на разных расстояниях друг от друга – a) – 0D, b) – 1D. В последнем случае диполь-дипольное

взаимодействие значительно ослабевает, что проявляется в «размазывании» ранее наблюдаемых скачков. С увеличением расстояния до 2D взаимное влияние микропроводов друг на друга перестаёт наблюдаться – петли гистерезиса для таких систем (любой длины) не проявляют ступенек.

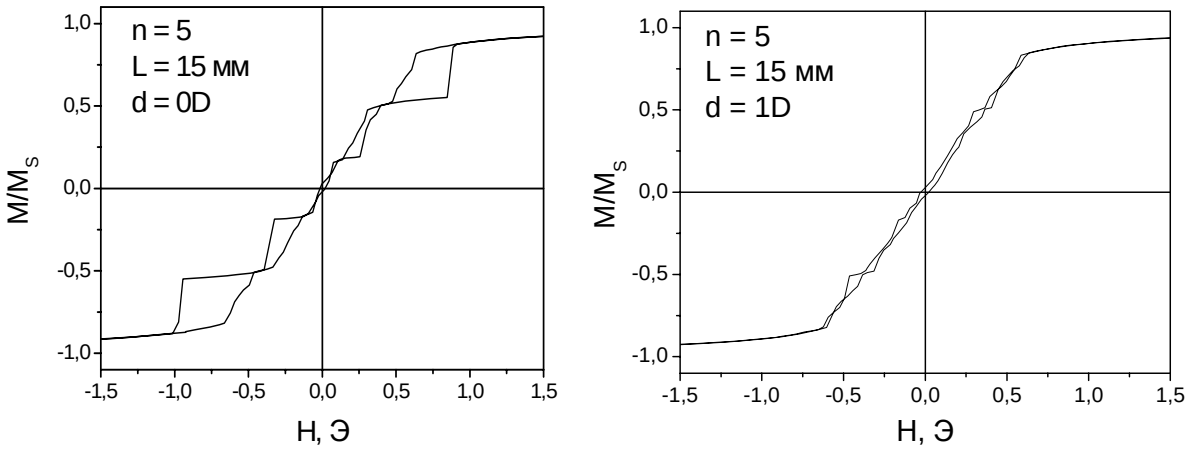


Рис. 2. Петли гистерезиса для образцов, состоящих из 5 микропроводов состава $Co_{84}Fe_7Si_6B_3$, длиной 15 мм , расположенных на расстоянии a) 0D и b) 1D друг от друга.

Таким образом, квазистатическое перемагничивание систем аморфных микропроводов на основе Co приводит к появлению особенностей петель гистерезиса, которые можно объяснить в рамках модели о его композитной структуре. Показано, что увеличение длины микропровода приводит к появлению гистерезисного характера перемагничивания в области полей, близких к насыщению, при сохранении близкой к нулю коэрцитивности в малых полях; обнаружено, что при длине элементов более 10 мм перемагничивание составного образца осуществляется последовательным перемагничиванием отдельных микропроводов. В системе микропроводов наблюдается увеличение гистерезиса на отдельных участках петли в несколько раз по сравнению с гистерезисом в отдельных микропроводах.

[1] A.Chizhik, A.Zhukov, J.M.Blanco, *et al.*, J.Magn.Magn.Mater. **249** (2002), 99-103.
[2] A. Zhukov, Adv.Funct.Mater. **16** (2006), 675-680.
[3] Mohri K., Humphrey F.B., Kawashima K., Kimura K., Mizutani M., IEEE Trans. Magn. **26** (5) (1990) 1789-1791.

ПРИБЛИЖЕННАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПОРОГА УСТОЙЧИВОСТИ КРУГОВОЙ ПЛАСТИНЫ ФЕРРОЭЛАСТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.В. Захаров, К.Г. Охоткин, А.В. Пашковский

Сибирский государственный аэрокосмический университет,
Сибирский государственный технологический университет

Для ферроэластов характерен магнитодеформационный эффект, возникающий вследствие неравномерной реакции материала на действие внешнего магнитного поля. В работе [1] для тонкой круговой пластины из ферроэласта, находящейся под действием поперечного однородного магнитного поля, была записана полная система уравнений магнитоупругости, которая решалась методом конечных элементов, и был описан эксперимент по измерению прогиба пластины во внешнем магнитном поле. Был найден пороговый характер этой зависимости.

В настоящей работе находится аналитическая приближенная оценка формы прогиба и величины порога устойчивости тонкой круговой пластины ферроэласта в однородном магнитном поле, перпендикулярном плоскости пластины. Была проведена аналогия между поведением круговой пластины ферроэласта под действием однородного магнитного поля и поведением тонкой упругой круговой пластины под действием распределенной нагрузки постоянного направления. Пластина из ферроэласта была рассмотрена при жестком закреплении в подвижной обойме. Записано дифференциальное уравнение равновесия сил при нелинейном отклонении от положения равновесия. Нагрузка со стороны поля принималась пропорциональной квадрату напряженности внешнего поля и косинусу угла наклона касательной к контуру профиля изогнутой пластины. Решение получено в виде новых функций, обобщающих эллиптические интегралы и функции для задач с осевой симметрией.

Найденные решения зависят от одного параметра – модуля эллиптических функций, определяемого величиной внешнего магнитного поля. Были построены формы профиля изогнутой пластины в зависимости от приложенного магнитного поля. Проведена оценка порога потери устойчивости при помощи приближенного аналитического метода. Эта оценка сравнивалась с результатами, найденными численными методами и экспериментально в работе [1]. Получено совпадение по порядку величины.

Работа поддержана программой Минобразования России "Развитие научного потенциала высшей школы", проект № 2.1.1/735.

1. Ю.Л. Райхер, О.В. Столбов, Г.В. Степанов // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 9. С. 69-76.

КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ 90°-ОМ ИМПУЛЬСНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА «ЛЁГКАЯ ПЛОСКОСТЬ»

А.А. Васин, Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.А. Погожев

119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В.Ломоносова, Дом 1, строение 2, Физический Факультет

В работах [1,2] впервые изучались колебания намагниченности, возникающие в процессе 90º-го импульсного намагничивания в реальных плёнках ферритов-гранатов, в которых, наряду с анизотропией типа “лёгкая плоскость”, непосредственно в их плоскости проявляется двухосная анизотропия. В таких плёнках выявлено две моды колебаний. При амплитуде импульса намагничивающего поля $H_m \leq$ 5-6 Э в самом начале процесса наблюдаются слабозатухающие квазилинейные колебания намагниченности, частота которых (~ 700-1400 МГц) зависит от напряжённости установочного поля H_0 (~ 5-80 Э). Если же амплитуда намагничивающего поля H_m превышает пороговое поле однородного вращения намагниченности H_m^* (~ 14-22 Э), выявляются нелинейные колебания, которые следуют за начальным – основным – изменением намагниченности и частота которых (~ 500 МГц) слабо зависит от внешних условий. Здесь исследуются особенности перехода от одной моды к другой, наблюдаемого по мере повышения амплитуды намагничивающего импульса.

Для исследования поведения намагниченности анализировались продольные сигналы намагничивания. На рис. 1 приведена серия сигналов, полученная при изменении амплитуды намагничивающего поля H_m от 5 до 24 Э. Длительность фронта намагничивающего импульса оставалась близкой к 1 нс. В полях $H_m \leq H_m^*$ осциллограммы отражают начальное поведение намагниченности в пределах первых 24 нс. В полях $H_m > 16$ Э $> H_m^*$ (для рассматриваемой плёнки $H_m^* = 14$ Э) все переходные процессы укладываются в пределы приводимых осциллограмм. Видно, что в полях $H_m < H_m^*$ вначале наблюдаются колебания намагниченности, частота которых F изменяется по мере возрастания поля H_m: при $H_m = 5$ Э $F = 830$ МГц, а при $H_m = 14$ Э $F = 650$ МГц. Эти изменения обусловлены изменением значения квазиравновесного угла φ_{qe}, вокруг которого происходят колебания намагниченности.

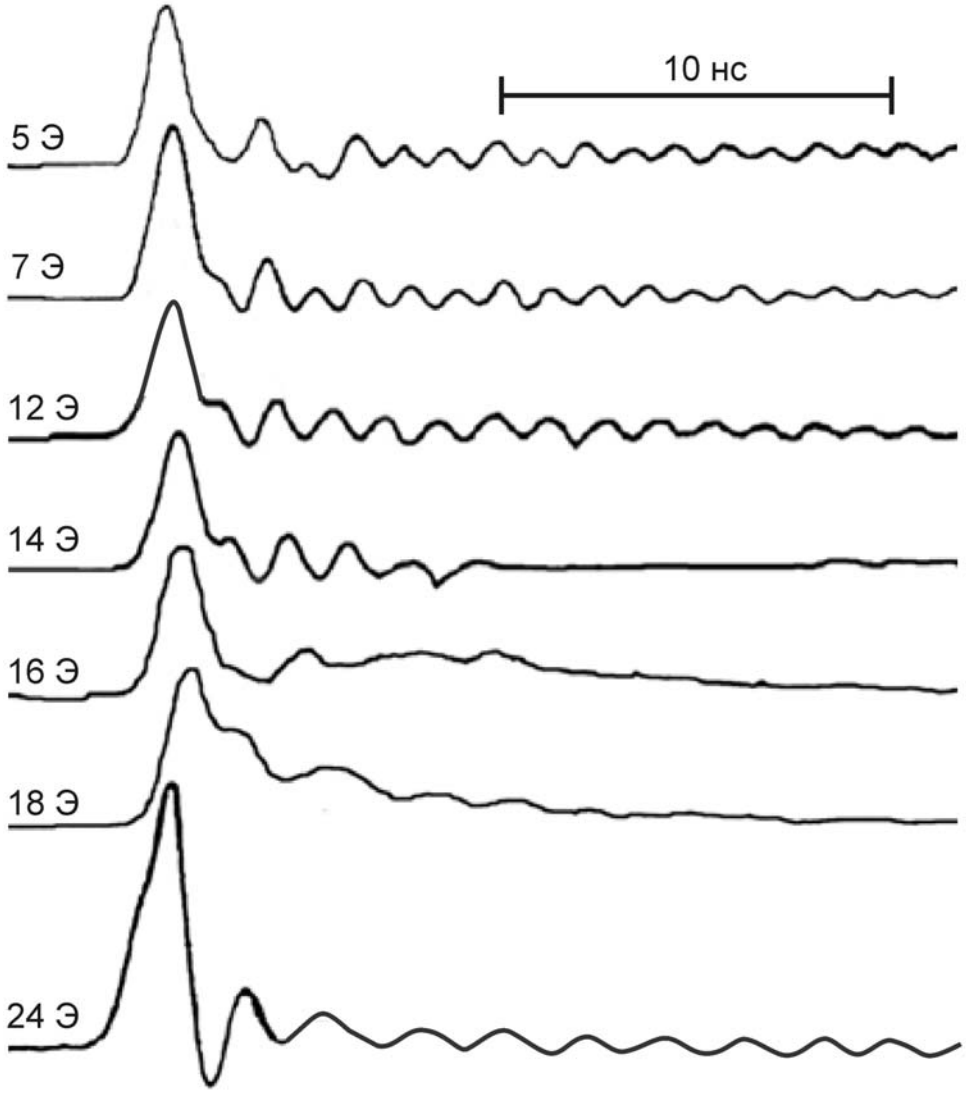


Рис.1. Осциллограммы сигналов, иллюстрирующие переход от первой моды колебаний ко второй при увеличении намагничивающего поля.

Для оценки этого угла сделано предположение [1,2], что он определяется из условия равенства нулю азимутальной составляющей вращающего момента, действующего на намагниченность. Считая также, что этот момент обусловлен силами анизотропии и внешними полями, получим уравнение:

$$h_{K1} \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi + \cos 2\varphi \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi + h_0 \cdot \sin\varphi = h_m \cdot \cos\varphi, \qquad (1)$$

где h_{K1}, h_0, h_m – нормированные значения: эффективного поля одноосной анизотропии H_{K1}, установочного поля H_0 и намагничивающего поля H_m – $h_{K1} = H_{K1}/H_{K2}$, $h_0 = H_0/H_{K2}$, $h_m = H_m/H_{K2}$; эффективное поле одноосной анизотропии $H_{K1} = 2 \cdot K_1/M_S$, эффективное поле двухосной анизотропии $H_{K2} = 16 \cdot K_2/M_S$, K_1 и K_2 – соответствующие константы анизотропии. Угол φ отсчитывается от оси лёгкого намагничивания, вдоль которой приложено установочное поле H_0. Поле H_m направлено вдоль другой оси, перпендикулярной первой.

На рис. 2 сплошной линией показана зависимость момента τ_{an}, создаваемого силами анизотропии и установочным полем H_0 (представленного левой

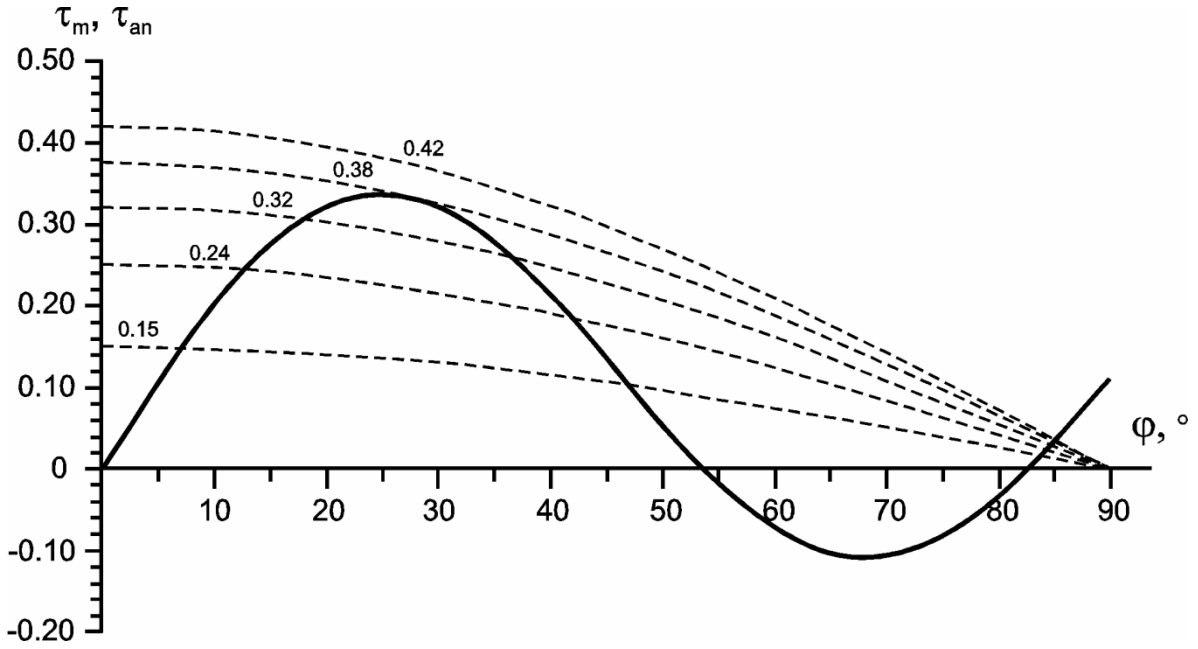


Рис. 2. Зависимости нормированных составляющих момента сил, действующих на намагниченность, от угла φ между намагниченностью и ОЛН. Штриховые линии представляют собой действие импульсного поля h_m для разных его значений, сплошная линия представляет действие сил одноосной и двухосной анизотропии в плоскости плёнки и установочного поля h_0.

частью уравнения (1)), от азимутального угла φ. Штриховыми линиями приведены зависимости моментов τ_m, создаваемые намагничивающим полем разной величины. По точкам пересечения пунктирных линий с нарастающим участком сплошной линии можно получить значения углов φ_{qe}. Существенно, что с ростом поля H_m (в пределах до H_m^*), скорость изменения возвращающего момента $\tau_r = \tau_{an} - \tau_m$, вызванная изменением угла φ, уменьшается, что и приводит к уменьшению частоты колебаний.

При H_m, несколько большим H_m^*, высокочастотная мода исчезает совсем и, наконец, в поле $H_m = 18$ Э появляется низкочастотная мода с частотой $F = 500$ МГц.

1. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. ФТТ, **48**, Вып.2, С.280 (2006).
2. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. ЖТФ, **78,** Вып.6, С.39 (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОСТОЯННОГО ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕСС 180°-ГО ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА «ЛЁГКАЯ ПЛОСКОСТЬ»

Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.А. Погожев, И.С. Титов

119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В.Ломоносова, Дом 1, строение 2, Физический Факультет

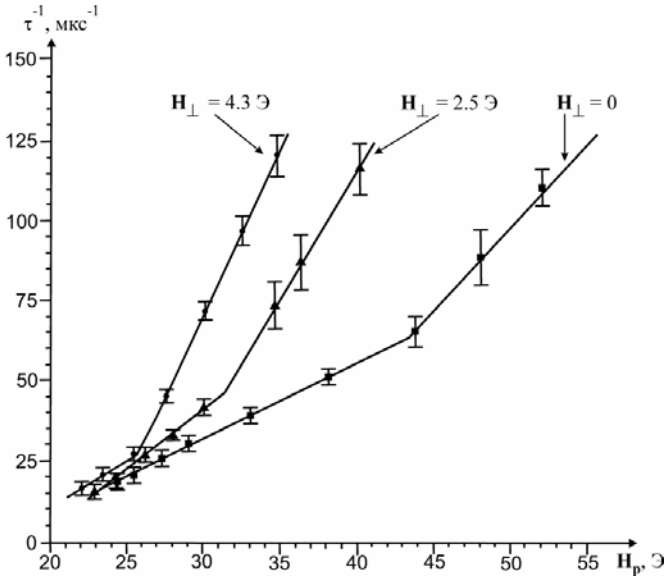
Опыт исследования пермаллоевых плёнок показывает, что применение постоянного поперечного магнитного поля $H_\perp$, перпендикулярного импульсному перемагничивающему полю H_p, позволяет существенно снизить время перемагничивания τ [1,2]. Кроме того, анализ зависимости скорости перемагничивания τ^{-1} от поля $H_\perp$ позволяет делать конкретные выводы о характере влияния различного вида взаимодействий на поведение намагниченности. Наконец, поперечное поле используется для обеспечения необходимой ориентации перемагничивающего поля относительно осей лёгкого намагничивания (ОЛН) [3]. Здесь впервые проведено исследование влияния поперечного поля на скорость 180°-го перемагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа “лёгкая плоскость”.

Очевидно, что важным фактором, определяющим влияние поперечного поля $H_\perp$ на скорость переходных процессов в плёнках ферритов-гранатов, является то обстоятельство, что в реальных плёнках, наряду с анизотропией типа “лёгкая плоскость” (с эффективным полем $H_{Kp} \sim 1$ кЭ) в их плоскости могут проявляться двухосная (с $H_{K2} \sim 30\text{-}70$ Э) и одноосная (с $H_{K1} \sim 4$ Э) анизотропии [4-5]. Приступив к исследованию влияния поперечного поля, мы столкнулись ещё с одним важным обстоятельством. Оказалось, что при некотором значении поля $H_\perp = H_{qs} \approx 4\text{-}5$ Э $<< H_{K2}$ происходит квазистатическое 90°-е намагничивание плёнок ферритов-гранатов вдоль направления, перпендикулярного направлению перемагничивающего поля H_p. Таким образом, исследование влияния поперечного поля возможно лишь в узком интервале полей $0 < H_\perp \le H_{qs}$.

Исследуемый здесь режим 180°-го импульсного перемагничивания осуществлялся следующим образом. Исходное состояние намагниченности задавалось с помощью установочного поля H_0, направленного вдоль одной из ОЛН, и поперечного поля $H_\perp$. Напряжённость установочного поля выбиралось несколько большей поля технического насыщения $H_{sat} \approx 2\text{-}3$ Э. Импульсное поле H_p было ориентировано в сторону, противоположную направлению поля H_0. Приведённые здесь результаты получены для плёнки со следующими данными: состав – $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, толщина – 4 мкм, намагниченность насыщения $M_S = 14$ Гс, $H_{Kp} = 1.1$ кЭ, $H_{K2} = 36$ Э, $H_{K1} = 4$ Э.

На рис. 1 приведено семейство кривых импульсного перемагничивания $\tau^{-1}(H_p)$, параметром которого является напряжённость поперечного поля $H_\perp$. При $H_\perp = 0$ имеет место чистое 180°-е импульсное перемагничивание, и на кривой $\tau^{-1}(H_p)$ выделяется излом. Опыт показывает, что этот излом имеет место в поле $H_p = H_p^* = H_{K2} + H_0 \pm H_{K1}$. Мы объясняем его появление переходом от механизма, связанного с ростом зародышей обратной намагниченности, к механизму разностороннего неоднородного вращения намагниченности.

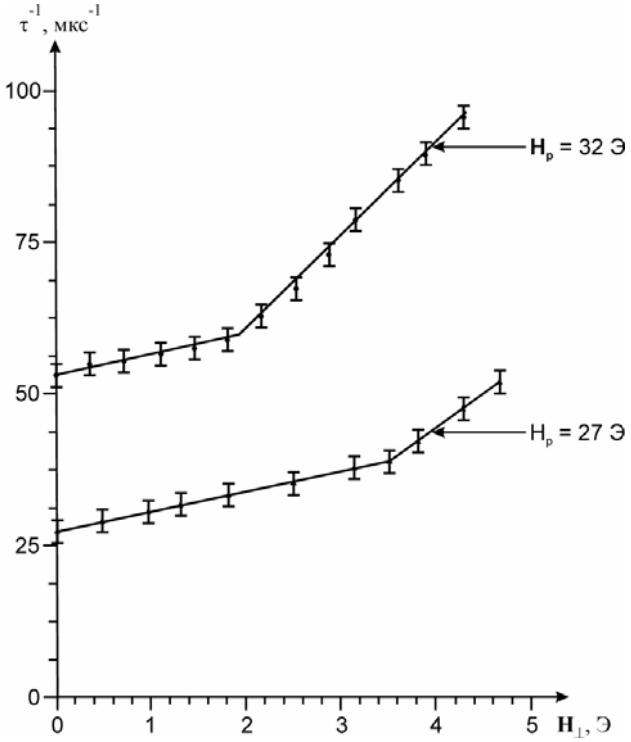
Рис. 1. Зависимость скорости перемагничивания τ^{-1} от амплитуды перемагничивающего поля H_p в случае разных значений поперечного поля $H_\perp$.



При включении поперечного поля $H_\perp$ излом сдвигается в область меньших полей H_p. На рис. 2 приведены зависимости скорости перемагничивания τ^{-1} от $H_\perp$, полученные для двух значений амплитуды перемагничивающих импульсов. Если $H_p < H_p^*$, то на кривых $\tau^{-1}(H_\perp)$ также наблюдается излом, свидетельствующий о переходе к механизму перемагничивания, связанного с вращением намагниченности.

Нами проведён расчёт зависимости поля излома H_p^* от поперечного поля $H_\perp$. При расчёте использовалась методика, предложенная в работе [6].

Рис. 2. Зависимости скорости перемагничивания τ^{-1} от $H_\perp$, полученные для двух значений амплитуды пере-магничивающих импульсов H_p.



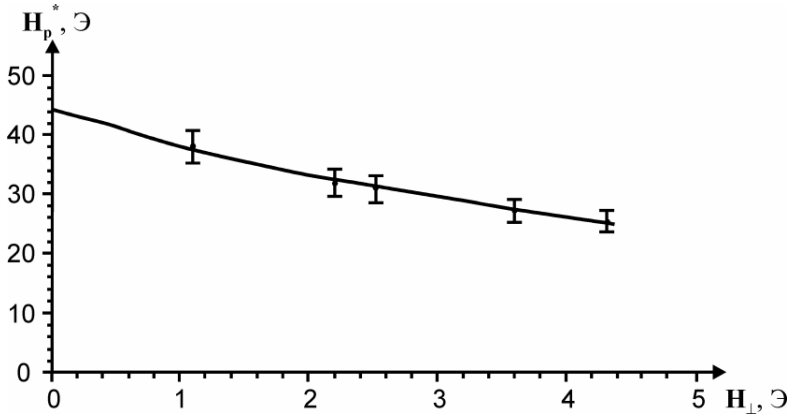


Рис. 3. Зависимость поля излома $H_р^*$ от величины поперечного поля $H_\perp$.

На рис. 3 результаты расчёта во всём возможном интервале полей $H_\perp$ представлены сплошной линией. Здесь же нанесены полученные экспериментально значения полей излома $H_р^*$. Видно, что результаты расчёта находятся в хорошем согласии с экспериментом. Очевидно, что возможно расширение диапазона полей $H_\perp$, если использовать импульсное поле $H_\perp$, включаемое несколько ранее перемагничивающего поля – так, чтобы успело установиться исходное направление намагниченности, и, в то же время, не сформировались зародыши с намагниченностью, ориентированной вдоль направления, близкого к направлению поля $H_\perp$. Однако для изучения этой возможности необходимы дополнительные исследования.

1. Olson C.D., Pohm A.V. J. Appl. Phys., **29**, P.272 (1958).
2. Телеснин Р.В., Колотов О.С., Погожев В.А. ФММ, **19**, С.52 (1965).
3. Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных плёнок. М.: “Изд-во МГУ” (1970).
4. Ильичёва Е.Н., Дурасова Ю.А., Колотов О.С., Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С. Зав. лаб.: Диагностика материалов, **68**. №12, С.44 (2002).
5. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. ФТТ, **48**, Вып.2, С.280 (2006).
6. Эдельман И.С. Изв. АН СССР. Сер. физ., **XXX**, №1, С.88 (1966).

АНАЛИЗ СИГНАЛОВ 90°-ГО ИМПУЛЬСНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА «ЛЁГКАЯ ПЛОСКОСТЬ»

О.С. Колотов, А.В. Матюнин, П.А. Поляков

119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В.Ломоносова, Дом 1, строение 2, Физический Факультет

В работах [1-3] исследовались нелинейные колебания намагниченности, сопровождающие процесс 90°-го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа “лёгкая плоскость”. Обнаружена интересная особенность этих колебаний: они уверенно наблюдаются при длительности фронта намагничивающего импульса τ_f в 5 и более раз превышающей период колебаний T_o (≈ 2 нс). Высказано предположение, что колебания имеют магнитостатическую природу, а слабая зависимость их интенсивности от длительности фронта объясняется наличием двухосной анизотропии в плоскости реальных плёнок. Последнее обстоятельство приводит к тому, что при амплитуде импульса намагничивающего поля H_m, превышающей пороговое поле однородного вращения H_m^* (~ 14 - 20 Э), в плёнках может возникать эффект задержанного ускорения переходного процесса. Он проявляется в том, что после преодоления некоторого критического угла $\varphi_{cr} \approx 25°$ (за время, сравнимое с τ_f) скорость вращения намагниченности резко возрастает – так, что за время $\Delta t \leq 1$ нс вектор намагниченности успевает повернуться на угол $\varphi \geq 60°$.

Для подтверждения справедливости высказанного предположения о природе обсуждаемых колебаний намагниченности и роли двухосной анизотропии необходим теоретический анализ поведения намагниченности. Здесь приводятся результаты численного анализа продольных и поперечных сигналов импульсного намагничивания. Для расчётов используется одномерное уравнение [4], которое получается из уравнения Ландау-Лифшица при условии, что эффективное поле плоскостной анизотропии H_{Kp} достаточно велико (≥ 1 кЭ) – так, что угол выхода вектора намагниченности из плоскости плёнки не превышает 8-12°. При расчётах использовалась модель однородного вращения, поскольку годографы вектора намагниченности в полях $H_m > H_m^*$ близки к дуге окружности [3]. Рассчитывались поперечный $e_\perp = K_\perp \cdot M_S \cdot sin\varphi(t) \cdot \dot{\varphi}(t)$ и продольный $e_\parallel = K_\parallel \cdot M_S \cdot cos\varphi(t) \cdot \dot{\varphi}(t)$ сигналы намагничивания. Здесь $e_\perp$ и $e_\parallel$ – напряжения сигналов, $K_\perp$ и $K_\parallel$ – коэффициенты пропорциональности, φ – азимутальный угол. Полученные решения $e_\perp^c(t)$ и $e_\parallel^c(t)$ нормировались соответственно к величинам $|e_{m\perp}^c|$ и $|e_{m\parallel}^c|$, где $|e_{m\perp}^c|$ и $|e_{m\parallel}^c|$ - значения

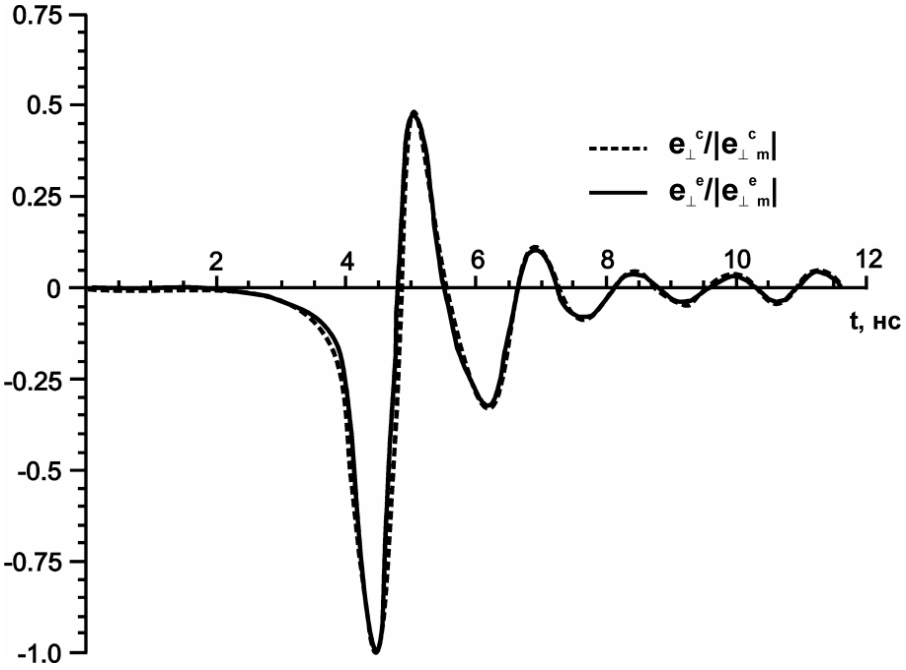


Рис. 1 (а). Расчётный (штриховая линия) и экспериментальный (сплошная линия) поперечные сигналы 90°-го намагничивания. $\lambda = 11 \cdot 10^6$ Гц.

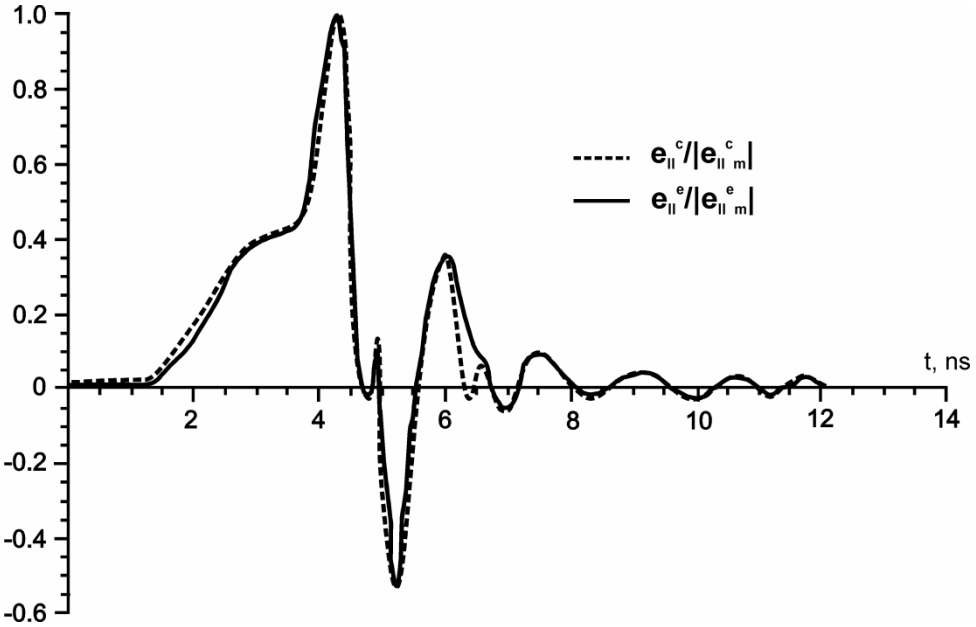


Рис. 1(б). Расчётный (штриховая линия) и эксперименталь-ный (сплошная линия) продольные сигналы 90°-го намагничивания. $\lambda = 11 \cdot 10^6$ Гц.

напряжений поперечного и продольного сигналов в районе первого экстремума. Подобным же образом нормировались и экспериментальные сигналы. На приводимых рисунках 1(а) и 1(б) напряжения сигналов приводятся в величинах: $e_{\perp}^{c}(t)/|e_{\perp m}^{c}|$ и $e_{\perp}^{e}(t)/|e_{\perp m}^{e}|$, $e_{\parallel}^{c}(t)/|e_{\parallel m}^{c}|$ и $e_{\parallel}^{e}(t)/|e_{\parallel m}^{e}|$, где $e^{c}(t)$ и $e^{e}(t)$ – соответственно напряжения расчётного и экспериментального сигналов.

Расчётные и экспериментальные сигналы были получены для плёнки со следующими параметрами: эффективное поле двухосной анизотропии $H_{K2} = 36$ Э; одноосной анизотропии $H_{K1} = 4$ Э; плоскостной анизотропии $H_{Kp} = 1.1$ кЭ; намагниченность насыщения $M_S = 14$ Гс. Оказалось, что наилучшее совпадение расчётных и экспериментальных сигналов достигается при значении постоянной затухания Ландау-Лифшица λ ($\approx 11 \cdot 10^6$ Гц), существенно превышающем значение этой постоянной, найденной нами по затуханию свободных колебаний намагниченности [4]: на частоте колебаний $F = 840$ МГц $\lambda = 2.8 \cdot 10^6$ Гц. Этот результат сам по себе не является новым, поскольку известно, что потери при переходных процессах существенно возрастают по сравнению со случаем малоугловых колебаний намагниченности, характерных для свободных колебаний намагниченности и опытов по ФМР [5,6].

Главный же результат состоит в следующем. Прежде всего, анализ уравнения Ландау-Лифшица предсказывает наличие колебаний намагниченности при достаточно большом значении длительности фронта намагничивающего импульса и с близким к экспериментальному значением частоты колебаний. Из рисунков 1(а) и 1(б), где приведены примеры поперечного и продольного сигналов, видно, что совпадают и другие детали поведения намагниченности – например, на расчётных и экспериментальных сигналах близки моменты времени (≈ 3.7 нс), при которых начинается отмеченный выше процесс резкого ускорения вращения намагниченности.

1. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. ФТТ, **48**, Вып.2, С.280 (2006).
2. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. Изв. РАН. Сер. физ., **71**, №11, С.1570 (2007).
3. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. ЖТФ, **78,** Вып.6, С.39 (2008).
4. Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Смирнов В.В. ФТТ, **45**, Вып.6, С.1037 (2003).
5. Smith D.O. In.: ″Magnetism. A treatise on modern theory and materials″, New York - London, ″Academic Press″, **3**, P.465 (1963).
6. Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. УФН, **113**, Вып.4., С.579 (1974).

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СПЛАВОВ Nd-Ho-Fe-Co-B

И.С. Терёшина[1], Н.В. Кудреватых[2], Е.А. Терёшина[3,4], Г.С. Бурханов[1], О.Д. Чистяков[1]

[1] Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова, РАН, г. Москва
[2] Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького, г. Екатеринбург
[3] Институт физики Чешской Академии Наук, г. Прага, Чехия
[4] Физический факультет Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, г. Москва

По мере развития нанотехнологий открываются перспективы создания нового класса магнитотвердых материалов (МТМ) – наноструктурированных (НС) МТМ с характеристиками, превышающими характеристики объемных, спеченных микрокристаллических и пленочных магнитов. В настоящее время для получения МТМ используется несколько методов, а именно: метод быстрой закалки, специальный метод водородной обработки литых сплавов, метод механоактивации, механического легирования и другие.

Нами проведено исследование гистерезисных свойств наноструктурированных путем быстрой закалки (БЗ) сплавов $(Nd,Ho)_2(Fe,Co)_{14}B$. Исследование структурных и магнитных свойств данных сплавов представляет большой научный и практический интерес: во - первых, благодаря тому, что в результате быстрой закалки возможно получение высококоэрцитивного состояния, природа которого требует изучения, во-

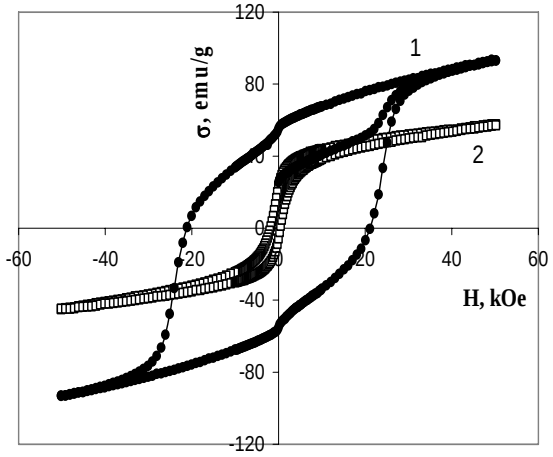


Рис.1. Петли гистерезиса для закаленного при V_s = 30 м/с сплава $(Nd,Ho)_{2.7}(Fe,Co)_{14}B_{1.2}$ при T = 300 (1) и 4.2 K (2) (охлаждение без поля).

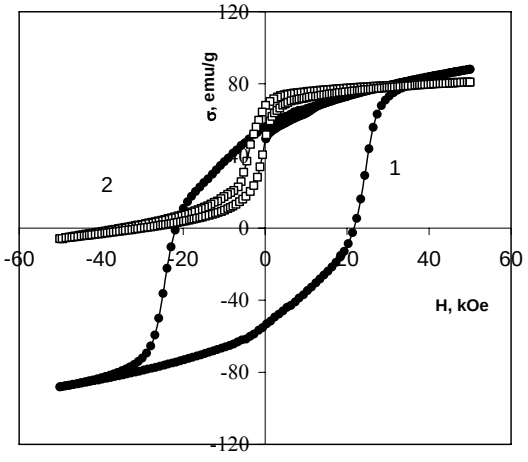


Рис.2. Петли гистерезиса для закаленного при V_s = 30 м/с сплава $(Nd,Ho)_{2.7}(Fe,Co)_{14}B_{1.2}$ при T = 300 (1) и 4.2 K (2) (охлаждение в поле).

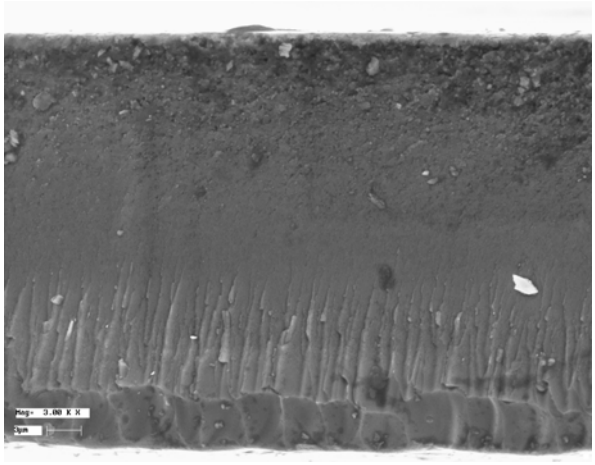


Рис.3. Электронно-микроскопическое изображение структуры образца, полученное с помощью сканирующего микроскопа. Увеличение 3000.

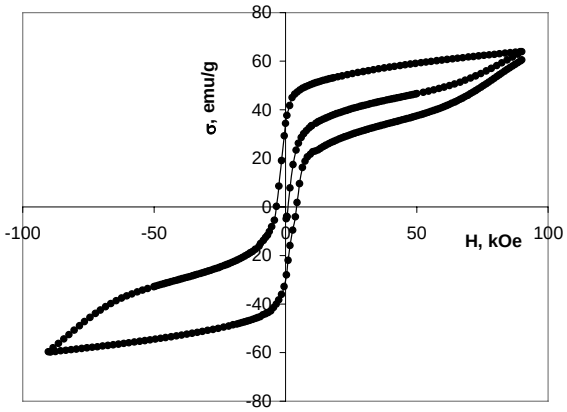


Рис.4. Петли гистерезиса для закаленного при V_s = 30 м/с сплава $(Nd,Ho)_{2.7}(Fe,Co)_{14}B_{1.2}$ при T = 4.2 K (охлаждение без поля).

вторых, данные составы обладают близкой к нулю величиной температурного коэффициента намагниченности (индукции (ТКИ)) насыщения в практически важном интервале температур -50°С до +100°С [1] и, следовательно, могут использоваться в качестве наполнителей в магнитопласты и магнитоэласты с низким значением ТКИ.

Методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии изучена структура полученных сплавов. Исследование магнитных свойств проведены нами в широком интервале температур (4.2 – 600 К) и магнитных полей (до 90 кЭ). Установлено, что при достаточно высокой скорости закалки (скорости движения поверхности закалочного барабана V = 30 м/с), в сплавах $(Nd,Ho)_2(Fe,Co)_{14}B$ удается реализовать при комнатной температуре высококоэрцитивное состояние ($_jH_c$ > 20 кЭ, см. рис. 1 и 2), как результат формирования наноразмерного состояния зерен основной (магнитотвердой) фазы 2-14-1. Однако наряду с основной фазой в полученных материалах формируется небольшое количество аморфной (магнитомягкой) фазы, что подтверждают как структурные исследования (см. рис. 3), так и характерная для такого структурного состояния петля магнитного гистерезиса, наблюдаемая при T = 4.2 К (см. рис. 4). В связи с этим, поиск условий получения однородного материала путем дополнительных (термо - механических) обработок БЗ сплавов проводится в настоящее время. Его результаты также будут представлены в докладе.

1. А.Н. Богаткин, Н.В. Кудреватых и др. Горный информационно-аналитический бюллетень, Тематическое приложение «Функциональные материалы» (2005) 340-351.

РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ДИПОЛЕЙ

А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет

В последнее время значительно возрос интерес к исследованиям систем магнитных частиц, что обусловлено, в частности, возможностью включения их в различные композитные материалы, и формированием на их основе магнитных жидкостей. При этом показано, что система частиц в большинстве случаев испытывает процесс агрегации с формированием за счет диполь-дипольного взаимодействия различных по объему кластеров [1,2], в пределах которых связь диполей значительно сильнее связи между кластерами. Особое значение подобные объекты приобрели в связи с последними достижениями нанотехнологий [3]. В настоящем докладе приводятся результаты расчетов магнитного момента системы связанных диполей при различной их взаимной ориентации; исследуются процессы перемагничивания, индуцированного сближением диполя с системой нескольких взаимодействующих диполей.

При равновесном состоянии системы магнитных диполей, связанных диполь-дипольным взаимодействием, выполняется равенство:

$$\boldsymbol{\rho}_i \times \sum_{n \neq i} \left[3\mathbf{e}_{in} \left(\boldsymbol{\rho}_n \mathbf{e}_{in} \right) - \boldsymbol{\rho}_n \right] / l_{in}^3 = 0, \qquad (1)$$

где $\rho_{ij} = p_{ij} / p$ – нормированные компоненты ($j = x, y, z$) дипольного магнитных моментов i-го диполя $\mathbf{p}_i$; $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in} / r_{in}$ – единичные вектора вдоль направления, где $\mathbf{r}_{in}$ – вектор между расположениями i-го и n-го диполей; $l_{in} = r_{in} / a$ – расстояние, нормированное на характерный параметр конфигурации системы.

На рис.1 приведена зависимость модуля вектора нормированного магнитного момента системы диполей (жирная линия) и его компонент от $l_0 = r_0 / a$ – нормированного расстояния ($N+1$)-го диполя до начала координат для (a) и до координаты $(0, \sqrt{3}a/6, 0)$ для (b, c). Рисунок (a) отвечает случаю двух диполей ($N = 2$), имеющих координаты (a/2,0,0), (-a/2,0,0); третий диполь находится в плоскости xy с изменяющейся координатой по оси y. Рисунок (b) отвечает трем диполям, расположенным в вершинах правильного треугольника,–добавленный диполь имеет координаты $(0, \sqrt{3}a/2, 0)$; четвертый диполь имеет переменную координату z, т.е. его координаты $(0, \sqrt{3}a/6, z)$. В случае рисунка (c) диполь с переменной координатой аналогичен предыдущей системе, а остальные диполи расположены в вершинах тетраэдра, т.е. добавляется диполь с координатами $(0, \sqrt{3}a/6, \sqrt{2/3}a)$. Исходной принимается ориентация магнитного момента «перемещающегося» диполя по на-

правлению оси *x* для случая (a) и по направлению оси *z* для (b,c). Из рисунка видно, в первом случае имеет место два минимума

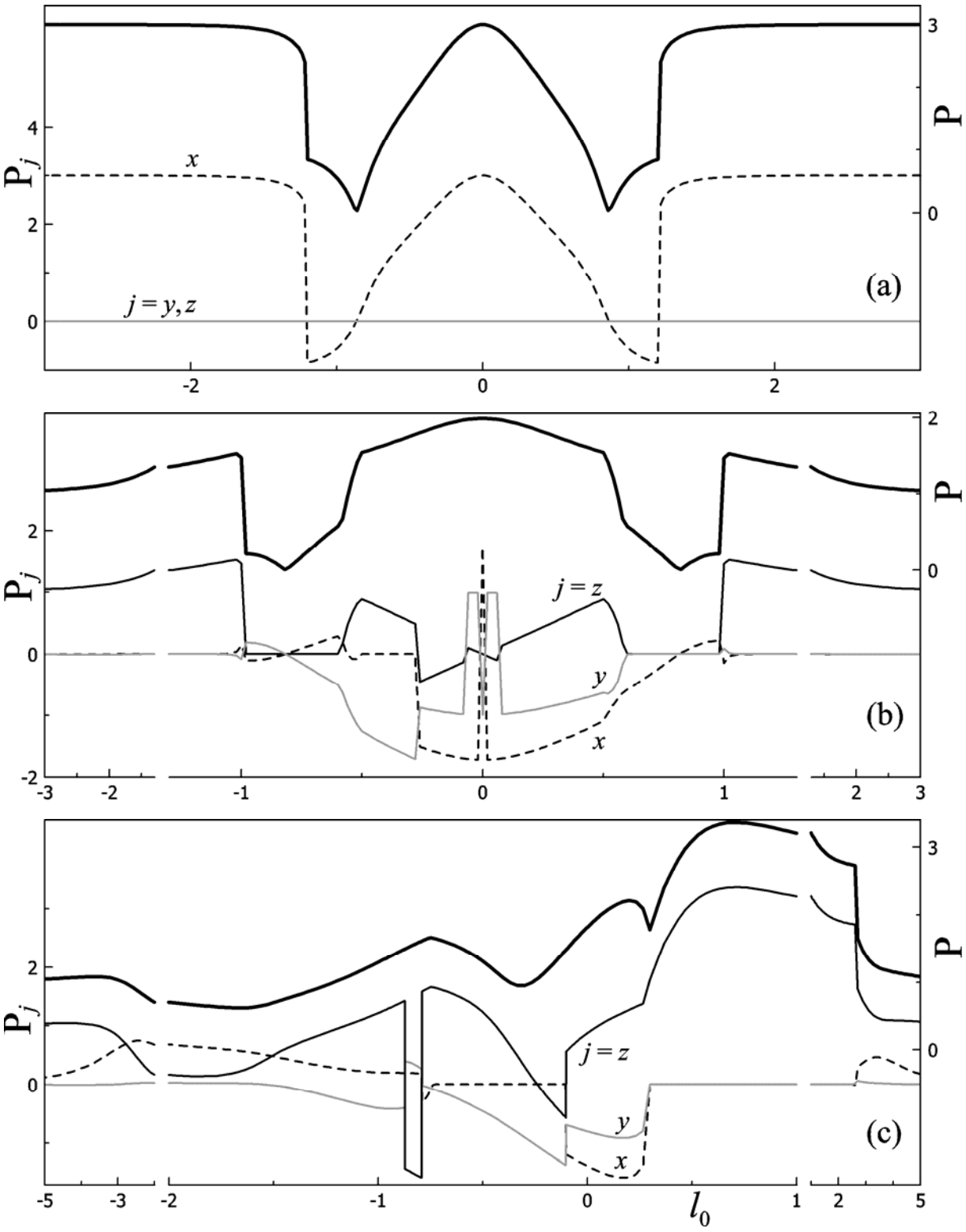


Рис.1. Зависимость величины нормированного магнитного момента системы диполей (жирная линия) и его компонент от нормированного расстояния (N +1)-го диполя до начала координат для (a) и до координаты $(0, a/6, 0)$ для (b, c) в случае N = 2 (a), 3 диполей, расположенных в вершинах правильного треугольника (b), и 4 диполей, распложенных в вершинах тетраэдра (c).

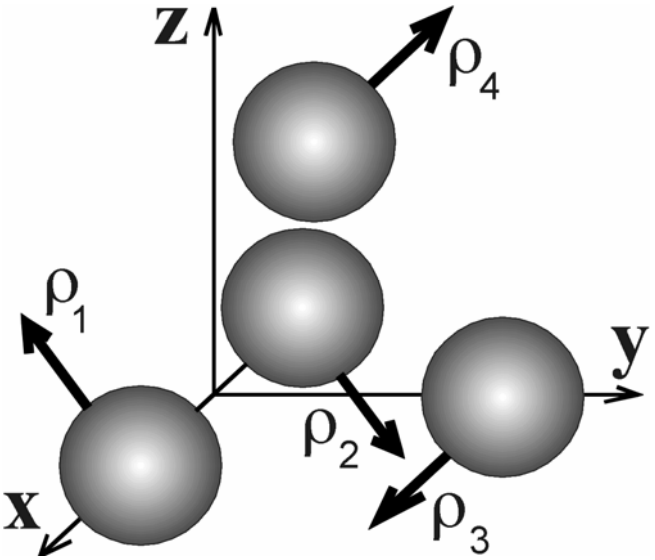


Рис.2. Расположение связанных магнитных диполей в вершинах тетраэдра и направление магнитных моментов отдельных диполей; магнитный момент системы равен нулю

момента системы, соответствующих нулевому ее значению. При этом диполи оказываются расположенными в вершинах правильного треугольника. Во втором случае приближение диполя к трем диполям, расположенным в вершинах правильного треугольника (и имеющих исходный нулевой суммарный магнитный момент) сначала приводит к увеличению магнитного момента системы, а затем к достаточно резкому уменьшению. Минимумы данной зависимости отвечают нулевому значению магнитного момента системы при расположении диполей в вершинах тетраэдра (см. рис.2). Между двумя минимумами устанавливается максимальное значение суммарного магнитного момента ($\mathrm{P} \approx 2$), что соответствует расположению четвертого диполя в центре составленного диполями правильного треугольника. В последнем случае не устанавливается конфигурация с нулевым значением магнитного момента системы, однако возникает три несимметричных минимума его величины. Максимальное значение $\mathrm{P} \approx 3.4$ реализуется при координате $z \approx 0.71$ пятого диполя. На рисунке видны также фазовые переходы, отвечающие перемагничиванию системы при сохранении модуля суммарного магнитного момента.

Исследование других ($N \le 10$) находящихся в плоскости систем диполей показало, что магнитный момент системы оказывается равным нулю при расположении диполей в вершинах соответствующих правильных многоугольников при $N < 8$. В случае $N \ge 8$ величина нормированного магнитного момента указанных плоскостных конфигураций связанных диполей отлична от нуля и при $N = 8, 9, 10$ соответственно равна $\mathrm{P} \approx 6.1, 6.5, 7.2$, т.е. после семиугольной системы суммарный магнитный момент испытывает резкий скачек.

1. Д.В. Гладких, Ю.И. Диканский, ЖТФ **76**, 13 (2006).
2. Е.В. Лахтина, А.Ф. Пшеничников, Коллоидный журнал **68**, 327 (2006).
3. Б.М. Смирнов, УФН **177**, 366 (2007).

РАСЧЕТ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ ОТ ПЛАНАРНЫХ МАГНИТНЫХ АППЛИКАЦИЙ

Н.П. Ковалева

Иркутский государственный педагогический университет

Задачей данной работы является разработка алгоритма расчета магнитостатических полей рассеяния от магнитных аппликаций.

В качестве магнитных аппликаций выбрана система параллельных друг другу прямоугольных параллепипедов, толщина которых намного меньше их длины и ширины. Схематический вид рассматриваемой системы представлен на рис.1.

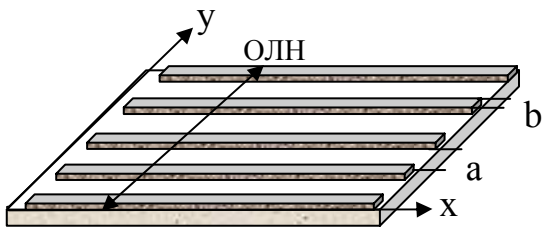


Рис.1. Схематическое представление системы планарных магнитных аппликаций (ОЛН-ось легкого намагничивания)

Задачу расчета полей рассеяния от системы намагниченных полосок в произвольной точке с координатами (x, y) разобьем на два этапа: рассмотрим случай одного намагниченного элемента и, используя результаты первого этапа, решим задачу для конечного множества *n* изолированных друг от друга параллельно расположенных элементов.

При этом будем считать, что намагниченность $\vec{M}$ лежит в плоскости магнитного элемента и его толщина *d* много меньше длины *L* и ширины *b*, что позволяет ограничиться двумя координатами произвольной точки O (0,y), в которой и определяем результирующую напряженность полей рассеяния H_p. При расчете будем опираться на представления о «магнитных зарядах» [1].

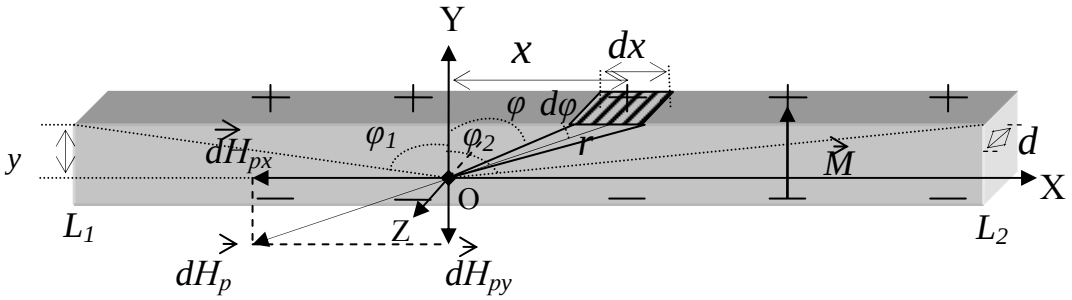


Рис.2. К расчету магнитного поля рассеяния от одиночного элемента.

Напряженность поля рассеяния dH_p в точке O(0,y), расположенной на расстоянии *r* от бесконечно малого магнитного заряда $dm=M\cdot dS$, где $dS=dx\cdot d$ малая площадка грани элемента, на которой намагниченность претерпевает разрыв, направлена вдоль линии, соединяющей элементарный заряд и точку

О с учетом знака заряда, и ее значение определится из известного выражения магнитостатики:

$$dH_p = \frac{dm}{4\pi r^2} = \frac{Md \cdot dx}{4\pi r^2} \qquad (1)$$

а ее составляющие по осям X и Y

$$dH_{px} = dH_p \sin\varphi, \qquad dH_{py} = dH_p \cos\varphi \qquad (2)$$

Для определения результирующей напряженности проинтегрируем выражения (2) по всей длине элемента $L = L_1 + L_2$, используя в качестве переменной интегрирования угол φ, при этом учтем, что $y = r\cos\varphi$, $x = ytg\varphi$, $dx = \frac{y}{\cos^2\varphi}d\varphi$, тогда

$dH_{py} = \frac{Md}{4\pi y}\cos\varphi d\varphi$, $dH_{px} = \frac{Md}{4\pi y}\sin\varphi d\varphi$ и получим

$$H_{py} = \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} dH_{py} = \frac{Md}{4\pi y}(\sin\varphi_2 + \sin\varphi_1) = \frac{Md}{4\pi y}\left(\frac{L_1}{\sqrt{y^2 + L_1^2}} + \frac{L_2}{\sqrt{y^2 + L_2^2}}\right) \qquad (3)$$

$$H_{px} = \int_{-\varphi_1}^{\varphi_2} dH_{px} = \frac{Md}{4\pi y}(\cos\varphi_1 - \cos\varphi_2) = \frac{Md}{4\pi y}\left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + L_1^2}} - \frac{y}{\sqrt{y^2 + L_2^2}}\right) \qquad (4)$$

С целью дальнейшего изучения магнитостатических свойств элементов введем в явном виде координату x произвольной точки О следующим образом: положим $L_1 = x$, тогда $L_2 = L - x$

Проделав аналогичные расчеты для определения составляющих поля рассеяния от нижней грани, и складывая с учетом знака проекции поля рассеяния на ось x и y от разноименно заряженных граней, получим выражение для величины напряженности полей рассеяния от одиночного элемента в произвольной точке О (x,y) в виде:

$$H_p = \frac{Md}{4\pi}\sqrt{\left(\frac{1}{y}\left(\frac{x}{\sqrt{y^2 + x^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{y^2 + (L-x)^2}}\right) + \frac{1}{(b-y)}\left(\frac{x}{\sqrt{(b-y)^2 + x^2}} + \frac{L-x}{\sqrt{(b-y)^2 + (L-x)^2}}\right)\right)^2 + \left(\frac{1}{y}\left(\frac{y}{\sqrt{y^2 + x^2}} - \frac{y}{\sqrt{y^2 + (L-x)^2}}\right) - \frac{1}{(b-y)}\left(\frac{(b-y)}{\sqrt{(b-y)^2 + x^2}} - \frac{(b-y)}{\sqrt{(b-y)^2 + (L-x)^2}}\right)\right)^2}$$

Рассмотрим систему *n* параллельных друг другу элементов с расстоянием между ними *a*. Для случая точки над элементом (рис.3) учтем, что составляющие dH_{py+} и dH_{py-} от вышерасположенных элементов в количестве *m* противоположно направлены составляющим от нижерасположенных *(n-m-1)* элементов, H_{py+} и H_{py-} противоположны друг другу, и что H_{px+} и H_{px-} от элементов, расположенных выше и ниже выбранного направлены одинаково, но противоположны между собой, и, проводя суммирование полей от всех элементов, имеем:

$$H_p = \Bigg| \Bigg(\sum_{k=0}^{m} \frac{Md}{4\pi(y+(a+b)k)} \left(\frac{L_1}{\sqrt{(y+(a+b)k)^2+L_1^2}} + \frac{L_2}{\sqrt{(y+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) - \sum_{k=0}^{n-m-1} \frac{Md}{4\pi(b-y+a+(a+b)k)} \left(\frac{L_1}{\sqrt{(b-y+a+(a+b)k)^2+L_1^2}} + \frac{L_2}{\sqrt{(b-y+a+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) - \sum_{k=0}^{m} \frac{Md}{4\pi(y+a+(a+b)k)} \left(\frac{L_1}{\sqrt{(y+a+(a+b)k)^2+L_1^2}} + \frac{L_2}{\sqrt{(y+a+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) + \sum_{k=0}^{n-m-1} \frac{Md}{4\pi(b-y+(a+b)k)} \left(\frac{L_1}{\sqrt{(b-y+(a+b)k)^2+L_1^2}} + \frac{L_2}{\sqrt{(b-y+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) \Bigg)^2 + \Bigg(\sum_{k=0}^{m} \frac{Md}{4\pi(y+(a+b)k)} \left(\frac{y+(a+b)k}{\sqrt{(y+(a+b)k)^2+L_1^2}} - \frac{y+(a+b)k}{\sqrt{(y+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) + \sum_{k=0}^{n-m-1} \frac{Md}{4\pi(b-y+a+(a+b)k)} \left(\frac{b-y+a+(a+b)k}{\sqrt{(b-y+a+(a+b)k)^2+L_1^2}} - \frac{b-y+a+(a+b)k}{\sqrt{(b-y+a+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) - \sum_{k=0}^{m} \frac{Md}{4\pi(y+a+(a+b)k)} \left(\frac{y+a+(a+b)k}{\sqrt{(y+a+(a+b)k)^2+L_1^2}} - \frac{y+a+(a+b)k}{\sqrt{(y+a+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) - \sum_{k=0}^{n-m-1} \frac{Md}{4\pi(b-y+(a+b)k)} \left(\frac{b-y+(a+b)k}{\sqrt{(b-y+(a+b)k)^2+L_1^2}} - \frac{b-y+(a+b)k}{\sqrt{(b-y+(a+b)k)^2+L_2^2}} \right) \Bigg)^2 \Bigg|$$

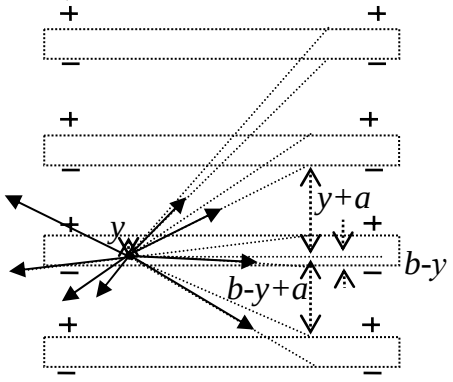


Рис.3. К расчету полей рассеяния над планарной системой магнитных элементов.

В докладе будут представлены анализ магнитостатических свойств магнитных аппликаций в зависимости от их геометрических параметров в графической форме и оценка полученных расчетных результатов с экспериментальными данными по определениию размагничивающего поля формы системы полосок, полученными авторами работы [2], с целью выяснения корректности предлагаемого способа расчета магнитостатических полей рассеяния.

1. Бережной Е.Ф., Куренкова Г.А. В сб. «Магнитные элементы электронных вычислительных машин».-М.: Наука, 1969, с. 59.
2. Польский А.И., Яковчук В.Ю. Магнитные свойства периодических тонкопленочных структур.- В сб.трудов 7 Всесоюзной школы-семинара «Новые магнитные материалы для микроэлектроники», Ашхабад, 1982, с. 8-12.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ НА ΔE-ЭФФЕКТ АМОРФНОЙ ЛЕНТЫ $Fe_{64}Co_{21}B_{15}$.

[1]А.А. Гаврилюк, [1]А.Л. Семенов, [2]А.В.Семиров. [3]С.Н. Малов, [1]А.Ю. Моховиков

[1]ГОУ ВПО "Иркутский государственный университет", 664003, г. Иркутск, б-р Гагарина, 20
[2]ГОУ ВПО "Иркутский государственный педагогический университет", 664011, г. Иркутск, ул. Н. Набережная, 6
[3]Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 130 а

Перспективным методом обработки, для получения высоких магнитоупругих свойств аморфной металлической ленты может являться обработка ее поверхности лазерным излучением. Целью лазерной обработки в аморфной ленте является получение на ее поверхности периодических кристаллических структур, создающих плоскостные растягивающие напряжения и наводящие анизотропию с заданной ориентацией оси легкого намагничивания. Вместе с тем, до настоящего времени не существует каких – либо достоверных сведений о влиянии различных режимов лазерной обработки на магнитные свойства аморфных металлических лент. Причиной этого является большое число факторов, влияющих в процессе обработки на магнитные свойства аморфных лент. К таким факторам следует отнести плотность мощности лазерного излучения, режим работы лазера (непрерывный или импульсный), скорость и ориентацию движения лазерного пучка по поверхности образца, расстояние между обрабатываемыми участками и т.д. Целью работы являлось установление влияния таких факторов обработки, как скорость и ориентация продвижения лазерного пучка по поверхности аморфной металлической ленты состава $Fe_{64}Co_{21}B_{15}$ на величину ΔE-эффекта. Режим работы лазера, плотность мощности лазерного излучения и расстояние между обработанными участками выбирались фиксированными.

В качестве исследованных объектов использовались узкие полоски, вырезанные вдоль оси прокатки аморфной металлической ленты длиной 0,05 м, шириной 0,001 м и толщиной 30 мкм. Константа магнитострикции лент в необработанном состоянии - $\lambda_S=(25\text{-}30)\times10^{-5}$. Исследовались образцы, прошедшие лазерную обработку на воздухе при непрерывном режиме работы твердотельного лазера (длина волны излучения $\lambda=1{,}06$ мкм). Плотность мощности лазерного излучения составляла $2{,}8\times10^8$ Вт/м^2. Диаметр луча лазерного излучения при продвижении по поверхности образца составлял около 0,1 мм. Скорость движения V лазерного луча по поверхности образца изменялась от V = 1000 мм/мин до V = 5000 мм/мин. Движение луча осуществлялось как в параллельном (параллельная лазерная обработка), так и в перпендикулярном направлении (перпендикулярная лазерная обработка) относительно длины полосок. В результате проведения лазерной обработки

на поверхности исследованных образцов были получены периодические структуры, ориентированные вдоль направления движения лазерного луча по поверхности ленты. Расстояние между обработанными участками 0,1 мм.

Перед измерением ΔЕ-эффекта образцы подвергались обработке постоянным электрическим током в интервале плотностей от $j = 3{,}6 \times 10^7$ до 5×10^7 А/м^2. Величина ΔЕ-эффекта у исследованных образцов измерялась методом резонанса – антирезонанса [1]. Постоянное магнитное поле H в интервале от 50 до 1100 А/м и малое переменное магнитное поле h≈3А/м, возбуждающее магнитоупругие колебания, прикладывалось вдоль длины полосок.

При параллельной лазерной обработке наибольшие абсолютные значения отрицательного ΔЕ-эффекта (уменьшение модуля упругости ленты во внешнем магнитном поле) в исследованном диапазоне постоянных магнитных полей наблюдаются у образцов при скоростях движения лазерного пучка 3000 – 3500 мм/мин с последующей обработкой лент постоянным электрическим током плотностью $j = 4\times10^7$-5×10^7 А/м^2. В результате проведения перпендикулярной лазерной обработки наибольшие абсолютные значения отрицательного ΔЕ-эффекта наблюдаются у образцов, прошедших обработку при скоростях движения лазерного пучка 3500 – 4000 мм/мин с последующей обработкой лент постоянным электрическим током плотностью $j = 4\times10^7 - 5\times10^7$ А/м^2 (рис.1). Наличие отрицательного ΔЕ-эффекта, возникающего после проведения обработки электрическим током, свидетельствует о том, что основным механизмом намагничивания лент, является процесс поворота намагниченности. Отметим, что у образцов, не прошедших обработку электрическим током отрицательный ΔЕ-эффект отсутствует, а у образцов, обработанных в интервале скоростей движения лазерного пучка V =1000 - 2500 мм/мин, он весьма мал при всех значениях j.

На рисунке 2 приведены графики зависимости величины ΔЕ-эффекта для лент, прошедших лазерную обработку при различной ориентации движения лазерного пучка относительно ее оси прокатки со скоростью 3000 мм/мин. После проведения лазерной обработки образцы отжигались постоянным электрическим током плотностью $j = 4{,}3 \times 10^7$ А/м^2 в течении 2 минут. Установлено, что максимальные абсолютные значения отрицательного ΔЕ-эффекта достигаются в случае, когда угол между направлением движения лазерного пучка в процессе обработки образца и осью прокатки ленты составляет $\theta = 30 - 60^0$.

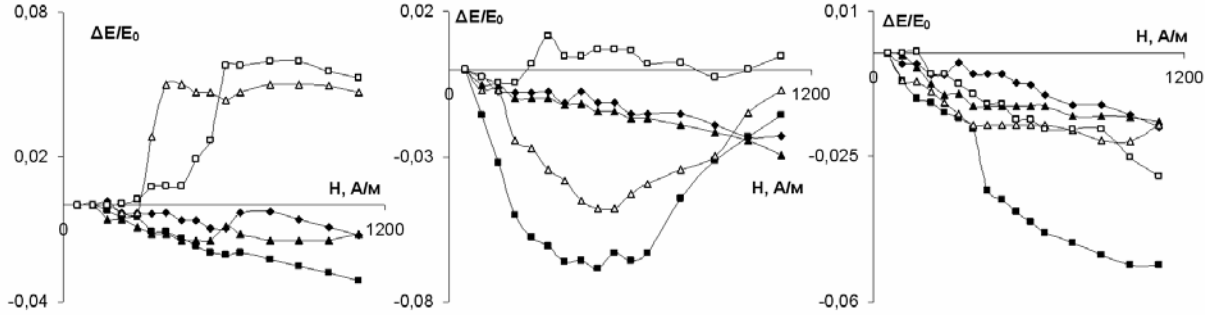


Рис. 1 Полевые зависимости ΔE эффекта лент, прошедших перпендикулярную лазерную обработку в непрерывном режиме со скоростью: а – 1500 мм/мин, б – 3500 мм/мин, в – 5000 мм/мин. Плотность электрического тока последующей обработки j: ♦–j =3.3×10^7 А/м^2;▲–j = 3.7×10^7 А/м^2; ■– j = 4.3×10^7 А/м^2; Δ –j = 4.7×10^7 А/м^2; □– j = 5×10^7 А/м^2.

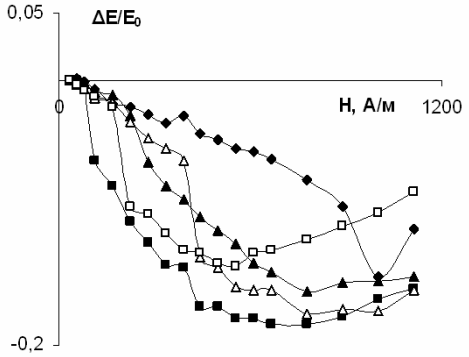


Рис.2. Полевые зависимости ΔE- эффекта образцов, прошедших лазерную обработку при разных углах θ относительно оси прокатки ленты с последующей обработкой электрическим током плотностью j =4,3 ×10^7 А/м^2: ♦–θ =80^0;▲– θ = 50^0; ■– θ =40^0; Δ – θ =30^0; □– θ =10^0.

Для объяснения полученных результатов предложена модель влияния полей рассеяния, возникающих на границах аморфных и кристаллических фаз на характер протекания процессов намагничивания в исследованных полосках. Расположение границ раздела фаз относительно направления приложения H определяет характер влияния полей рассеяния на поведение намагниченности в аморфной и в кристаллической областях полоски. При этом основным фактором, влияющим на ход зависимости ΔE- эффекта от магнитного поля, является разность значений намагниченности кристаллических и аморфных областей образца.

Работа выполнена при поддержке Аналитической ведомственной целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 гг.)" (проект РНП.2.2.1.1/3297), РФФИ (грант № 08-08-00210) и Иркутского государственного университета (грант ИГУ для поддержки научно-исследовательской работы молодых ученых–кандидатов наук № 111-02-000/8-21).

[1] O'Dell T. Phys. Stat. Sol. (a) - 1982.- V.74. – P.565 -572

ДИССИПАЦИЯ УПРУГОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТОУПРУГОЙ ЭНЕРГИИ В ПОЛЯХ БЫСТРЫХ СЛУЧАЙНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Н.Б. Фёдорова, В.А. Попонникова, А.А. Родионов

Курский Государственный Технический Университет
Сибирский Федеральный Университет

Рассмотрим влияние быстрых случайных осцилляций под действием силы f(t) при их усредненной частоте $\omega >> \Omega$ (частота периодической силы F) на гистерезисную составляющую внутреннего трения Q^{-1} и амплитуднонезависимую $Q_{л}^{-1}$, связанные со смещениями доменных границ (ДГ) сегнетокристалла в поле этих сил, а также на составляющую $Q_{в}^{-1}$, обусловленную переориентациями векторов поляризации P_s в доменах. Силу f(t) будем характеризовать её среднеквадратичным значением $f_{ск}$, а под частотой ω будем понимать её среднее значение по достаточно большому числу осцилляций. Здесь кроме периодической внешней силы с тензором $\sigma_{ij}(t)$ и частотой Ω на систему оказывает влияние и случайная сила $\sigma_{ст}(t)$. Это по [1], изменяет Q^{-1}, связанное с осцилляциями дислокационных сегментов в ферромагнетиках. На основе [2] для ферромагнетиков и [3] для сегнето- электриков нами показано, что относительное изменение гистерезисного внутреннего трения

$$\Delta Q^{-1}/Q^{-1} = \Delta \ell_m / \ell_m(\sigma_m) \cong f_{ск}/m\alpha(\omega)\ell_m(\sigma_m), \qquad (1)$$

где m – масса ДГ, $\alpha(\omega) = \left[\left(\omega^2 - \omega_o^2\right) + \left(\beta_c \omega/m\right)^2\right]^{1/2}$, $\omega_o^2 = k/m$, k – жесткость ДГ, β_c – диссипативный коэффициент, $\ell_m(\sigma_m)$ - математическое ожидание смещения ДГ под действием амплитуды силы σ_m. ДГ находится в поле случайно распределенных по ансамблю доменов дефектов. Соотношения для $\ell_m(\sigma_m)$ приводятся в [2, 3]. Если в уравнении движения 90° ДГ, движущейся в поле $F(\Omega) + f(t)$, где каждая из сил смещает ДГ соответственно на $X(t)$ и $\xi(t)$, отделить "плавные" и осцилляционные составляющие и аппроксимировать случайные силы f(t) периодическими с частотой ω>>Ω и амплитудой $f_{ск}$, то получим $\xi = f(X)\cos\delta_f / m\alpha(\omega)$, где $tg\delta_f = 2\lambda\omega/\omega^2 - \omega_o^2$, (2)
$\lambda = \beta_c/2m$. Колебания ДГ с частотой Ω будут совершаться с амплитудой F_o, но со смещенным положением равновесия ДГ на величину $\xi = f(x)|\cos\delta|/m\alpha(\omega)$. Записываем для ДГ || (110), закрепленной вдоль [001] в точках $z = \pm \ell_z/2$, её смещение

$$X_{12}(t) = 2E_{12}\sigma \sum_{n=o}^{\infty} (2n+1)^{-1} \left(\sin\left[(2n+1)\pi(z+\ell_z/2)/\ell_z\right]\right) e^{-i\delta_n} \Big/ \pi m\left[\left(\Omega^2 - \Omega_n^2\right)^2 + \left(\Omega\beta_c m^{-1}\right)^2\right]^{1/2}, \qquad (3)$$

где $\Omega_n^2 = (2n+1)^2(\pi^2\gamma)/(m\ell_z^2) + C_{12}m^{-1}$, $tg\delta_n = (\Omega\beta_c/m)(\Omega^2 - \Omega_n^2)$, γ - плотность энергии ДГ$_{12}$, $C_{12} = k + N_e P_s^2/q_{012}$, N_e – фактор деполяризации, $E_{12} = P_s^2(\chi_1 - \chi_2)(\cos^2\beta_1 - \cos^2\beta_2)$, $\sigma = \sigma_o e^{-\alpha r}\cos(\Omega t - \Omega r/v)$, χ_1 и χ_2 –компоненты тензора электрострикции, cos β_i – направляющие косинусы продольного внешнего воздействия. Тогда механострикция $\varepsilon_{12} = E_{12} < X_{12} > S_{об} c_{12}/\ell_o^3$, (4)

где $S_{об}$- площадь 90° ДГ в единице объёма, c_{12} – концентрация ДГ$_{12}$, $\ell_o = 1$см, $< X_{12} >$ – среднее по сегменту ДГ$_{12}$ её смещение. При подстановке $\varepsilon_{12}(t) + \Delta\varepsilon_{12}$, где $\Delta\varepsilon_{12}$ - статическая механострикция, наведенная силой f(t), вызвавшей добавочное смещение ДГ, в волновое уравнение величина $\Delta\varepsilon_{12}$ вклада в его правую часть с механострикцией не дает. Однако в левой его части имеются слагаемые $\sigma''_{rr} - \rho(\sigma')''_{tt}/E_o(\beta_i)$, где $\sigma' = \sigma(t) + \sigma_{ст}(t)$, а $\sigma_{ст}(t) \cong \sigma_{ск}\cos(\omega t - \omega r/v_{ст})e^{-\alpha_{ст} r}$. Вводя эффективные значения α и скорости волны V, имеем систему:

$$\alpha^2(1 + \sigma_{ск}\cdot\sigma_o^{-1}) - \Omega^2 V^{-2} - \omega^2\sigma_{ск}/V^2\sigma_o + \Omega^2 V_o^{-2} + \omega^2\sigma_{ск}/V_o^2\sigma_o = L\Omega^2, \quad (5)$$

$$2\alpha V^{-1}(\Omega + \omega\sigma_{ск}/\sigma_o) = R,$$

где $V_o^2 = E_o/\rho$, $E_o(\beta_i)$ – модуль Юнга (не релаксированный), ρ - плотность,

$$L = -\rho\sum_{i>j} 4E_{ij}S_{об}c_{ij}(\pi^2 m\ell_o^3)^{-1}\cdot\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)^{-2}(\Omega_{nij}^2 - \Omega^2)/((\Omega_{nij}^2 - \Omega^2) + (\Omega\beta_c/m)^2),$$

$$R = \rho\sum_{i>j}(4E_{ij}S_{об}c_{ij}\Omega^2)/(\pi^2 m\ell_o^3)\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)^{-2}\beta_c\Omega/(m\alpha^2(\Omega)),$$

$\alpha^2(\Omega)$ – знаменатель в скобке в L. Из (5) находим $\alpha(\Omega, \omega, \sigma_{ск}/\sigma_o)$ и $V(\Omega, \omega, \sigma_{ск}/\sigma_o)$, и $Q_л^{-1} = 2\alpha V/\Omega$, зависящее как от Ω и ω, так и от отношения $\sigma_{ск}/\sigma_o$ для эффективного процесса диссипации при действии сил $\sigma(t)$ и $\sigma_{ст}(t)$. Аналогичные соотношения можно получить для $Q_л^{-1}$ и для трехосных ферромагнетиков с ДГ|| {110}, где для ДГ$_{12}$ вместо $F_o = E_{12}\sigma_o$ и $f_{ск} = E_{12}\sigma_{ск}$ имеем $F_o = \frac{3}{2}\lambda_{100}(\cos^2\beta_1 - \cos^2\beta_2)\sigma_o$, $f_{ск} = \frac{3}{2}\lambda_{100}(\cos^2\beta_1 - \cos^2\beta_2)\sigma_{ск}$, где λ_{100} – константа магнитострикции; а вместо $\varepsilon_{12}(t)$ и $\Delta\varepsilon_{12}$ записываем для магнетиков

$$\varepsilon_{12}(t) = 3\lambda_{100}(\cos^2\beta_1 - \cos^2\beta_2) < X_{12} > S_{об}c_{12}/(2\ell_o^3),$$

$$X_{12}(t) = 6\lambda_{100}(\cos^2\beta_1 - \cos^2\beta_2)\sigma\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)^{-1}\sin[(2n+1)\pi(z + \ell_z/2)/\ell_z]e^{-i\delta n}\Big/\pi m\alpha(\Omega),$$

$$\Delta\varepsilon_{12} = 3\lambda_{100}(\cos^2\beta_1 - \cos^2\beta_2)\xi_{12}S_{об}c_{12}/2\ell_o^3,$$

$$\xi_{12} = 6\lambda_{100}(\cos^2\beta_1 - \cos^2\beta_2)\sigma_{ск}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)^{-1}\sin[(2n+1)\pi(z + \ell_z/2)/\ell_z]e^{-i\delta n_f}\Big/\pi m\alpha(\omega).$$

Для описания влияния силы $f(t)$ на $Q_в^{-1}$ из уравнения вращательных моментов для третьей сегнетофазы $BaTiO_3$ с P_s || [001] (ДГ закреплены), полу-

чаем для "плавной" части угла поворота вектора $\vec{P_s}$:

$$\beta_в\dot{\varphi} + A\varphi = B\sigma_o \cos(\Omega t - \Omega r/V) + \overline{\xi\,\partial f/\partial\varphi}, \qquad (6)$$

где $A = 2P_s^4(\beta_2 - \beta_1/2) + 2P_s^6(\gamma_2 - \gamma_1/2)$, $B = \sqrt{2}\,\chi_3 P_s^2(\cos\beta_2\cos\beta_3 + \cos\beta_1\cos\beta_3)$, β_1 и β_2, γ_1 и γ_2 – коэффициенты ("анизотропии") в термодинамическом потенциале $\chi_3 = v_{44}$ – компонента тензора электрострикции. Ввиду малости σ_o взято приближение: $P_3 = P_s\cos\varphi$, $P_1 = P_2 = P_s\sin\varphi/\sqrt{2}$, а $f(t)$ - момент силы, поворачивающий P_s за счет $\sigma_{ст}(t)$. Последнее слагаемое в (6), от времени не зависит. Оно дает постоянное смещение угла $\Delta\varphi$. Величина $\varphi = \varphi_o\cos(\Omega t - \Omega r/V + \delta)e^{-\alpha r}$, где $\varphi_o = B\sigma_o/\left[(\beta_в\Omega)^2 + A^2\right]^{1/2}$, $tg\delta = -\beta_в\Omega/A$. Здесь вдоль направления $\vec{r}(\beta_i)$ приложено напряжение $\sigma = \sigma_o\cos(\Omega t - \Omega r/V)$. Из осцилляционного соотношения типа (6):

$$\beta_в\dot{\xi} + A\xi \cong f(\varphi, t), \qquad (7)$$

где ξ- осцилляционная часть угла поворота вектора P_s, равного $\psi = \varphi + \xi$, для $\xi_{ск}$, аналогично (2), имеем $\xi_{ск} = f_{ск}\left[(\beta_в\omega)^2 + A^2\right]^{-1/2}$, $tg\delta_f = -\beta_в\omega/A$, где

$$f_{ск} = \sqrt{2}\,\chi_3 P_s^2(\cos\beta_2\cos\beta_3 + \cos\beta_1\cos\beta_3)\sigma_{ск}\cos(\omega t - \omega r/V)e^{-\alpha r}. \qquad (8)$$

Поскольку механострикция, создаваемая 3 сегнетофазой

$$\varepsilon = 2\sqrt{2}\,\chi_3 P_s^2(\cos\beta_2\cos\beta_3 + \cos\beta_1\cos\beta_3)\varphi_o(\Omega)e^{-\alpha r}\cos(\Omega t - \Omega r/V + \delta) + \Delta\varepsilon_{стат},$$

то подставляя её в волновое уравнение получим систему для нахождения α и V подобно (5), где $\Delta\varepsilon_{стат}$ получается из ε заменой $\varphi_o(\omega)$ на $\xi_{ск}$:

$$\left(\alpha^2 - \Omega^2V^{-2} + \Omega^2V_o^{-2}\right) + \left(\sigma_{ск}/\sigma_o\right)\left(\alpha_c^2 - \omega^2V_c^{-2} + \omega^2V_{oc}^{-2}\right) = -\rho\Omega^2X'_T\cos\delta = M'\Omega^2,$$

$$2\Omega\alpha V^{-1} + 2\sigma_{ск}\omega\alpha\sigma_o^{-1} = \rho\Omega^2X'\sin\delta = R. \qquad (9)$$

Таким образом и здесь $\alpha = \alpha(\Omega, \omega, \sigma_{ск}/\sigma_o)$, как и V и $Q_в^{-1} = 2\alpha V/\Omega$ также зависит от $\Omega, \omega, \sigma_{ск}/\sigma_o$. Для ферромагнетиков имеют место подобные соотношения. Например, для третьей магнитофазы с $I_s \parallel [001]$: $A = 2K_1$, $B = 3\lambda_{111}\cos\beta_1\cos\beta_2\sigma$, $f = 3\lambda_{111}\cos\beta_1\cos\beta_2\sigma_{ст}$, $\varepsilon = \lambda_{111}(\cos\beta_1\cos\beta_3 + \cos\beta_2\cos\beta_3)\varphi$, $\Delta\varepsilon$ получается заменой в ε угла $\varphi \to \xi$.

1. Родионов А.А. Осцилляционный вклад в дислокационное затухание ферромагнетиков // Изв. вузов. Физика. 1975. № 9. с.160.
2. Сидоров М.Н., Родионов А.А., Черкашин В.С. К теории магнитоупругого затухания в ферромагнетиках // ФММ, 1981, т.52. в.5. с.951-959.
3. Родионов А.А., Попонникова В.А., Федорова Н.Б. К теории внутреннего трения в сегнетоэлектриках, связанного с необратимыми смещениями доменных границ // Сб. трудов XI Межд. конф.«Взаимодействие дефектов и неупругие явления в твердых телах». Тула. 2008. с.22-30.

ПОЛУЧЕНИЕ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ КОЛОИДНОГО РАСТВОРА НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА МЕТОДОМ ЯМР

А. И. Жерновой, Ю. Р. Рудаков

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)

Кривая намагничивания – зависимость намагниченности I, создаваемой наночастицами, от напряженности намагничивающего поля H_H. Обычно она исследуется электромагнитным методом, при этом полученная зависимость не описывается формулой Ланжевена в предположении постоянства диаметра наночастиц d [1]. Для совпадения теоретической кривой намагничивания с экспериментальной, приходится принять, что в ее начальной части d значительно меньше, чем вблизи насыщения.

Для определения I методом ЯМР можно использовать связь напряженности магнитного поля H внутри дисперсии и напряженности внешнего поля H_0 [1]:

$$H = H_0 + KI, \qquad (1)$$

где K – коэффициент, зависящий от размагничивающего фактора образца N и константы эффективного поля λ:

$$K = \lambda - N. \qquad (2)$$

Экспериментально намагниченность при известном множителе K можно находить из формулы (1), измерив напряженность поля магнита H_0 без образца и напряженность H с образцом в полости параллельной индукции поля [2]. Напряженность намагничивающего поля H_H можно измерить, установив датчик ЯМР вблизи поверхности образца нормальной индукции внешнего поля [2]. Вследствие малой напряженности и значительной неоднородности полей для их измерения был применен метод нутации [3]. В таблице приведены экспериментальные значения KI и H_H, полученные при 5 значениях H_0.

1	H_0 *А/м*	1049	16439	32000	51446	62077
2	H_H *А/м*	1851	17788	36673	56505	67707
3	KI *А/м*	-208,8	-1063	-1714	-1886	-1786
4	ξ	0,295	2,82	5,83	8,98	10,76
5	$L(\xi)$	0,098	0,652	0,828	0,888	0,907
6	I *А/м*	794	5281	6706,8	7192,8	7346,7
7	K	-0,26	-0,20	-0,255	-0,26	-0,24
8	λ	0,19	0,25	0,195	0,19	0,21

Теоретически по формуле Ланжевена намагниченность

$$I = I_{нас} L(\xi), \qquad (3)$$

где $I_{нас}$ - намагниченность насыщения, составляющая для исследуемой дисперсии с объемной концентрацией магнетита 2,7 % $I_{нас} = 8100 \frac{A}{м}$ [4],

$$\xi = \frac{\mu_0 P_m H_H}{KT}. \qquad (4)$$

Магнитный момент наночастиц можно найти по формуле $P_m = \beta I_M \frac{\pi d^3}{6}$, подставив в которую намагниченность насыщения магнетита $I_м = 4{,}5 \cdot 10^5 \frac{A}{м}$, содержание магнитной составляющей в твердой фазе $\beta = 0{,}8$ и диаметр наночастиц d=14*нм*, получаем $P_m = 5{,}1 \cdot 10^{-19} A \cdot м^2$. Подставив это значение и T=293K в (4), находим для всех напряженностей намагничивающего поля значения параметра ξ, представленные в строке 4 таблицы. Там же в строках 5, 6 приведены соответствующие этим ξ значения функции Ланжевена $L(\xi)$ и величин I, определяемых по формуле (3). Сопоставив строки 3 и 6, находим значения K, которые приведены в строке 7. Так как K меняется мало, можно сделать заключение, что полученная экспериментальная кривая намагничивания описывается законом Ланжевена при одном и том же d. В работе был использован цилиндрический образец с осью нормальной индукции поля и отношением высоты и диаметром 1,7. При этом N=0,45 [5]. Подставив N=0,45 и значения K из таблицы в (2), находим величины λ, представленные в строке 8. Среднее этих значений $\lambda = 0{,}21$ близко к значению 0,23, полученному в [6] для множителя, характеризующего поле Лоренца-Онзагера в дисперсии магнитных наночастиц.

1. Берковский Б. М., Медведев В. Ф., Краков М. С. Магнитные жидкости, М. Химия, 1989, 239с.
2. Калашников С. Г. Электричество, М. Наука, 1985, 576с.
3. Жерновой А. И. Измерение магнитных полей методом нутации, Л., Энергия, 1979, 103с.
4. Жерновой А. И., Наумов В. Н., Рудаков Ю. Р., Научное приборостроение, т. 18, №2, с. 33-38.
5. Арнольд Р. Р. Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами. М.: Энергия, 1969, 184с.
6. Жерновой А. И., Наумов В. Н., Рудаков Ю. Р., Научное приборостроение, т. 19, №1.

Секция ДЦ

Женщины - это волны, бегущие в океане,
а мы, мужчины - виндсерфингисты,
скользящие по этим волнам...
Н. Бликов, «Душа в капкане»

www.igraduha.ru/images/trap/trap_05_2.gif

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИКАХ

МАГНИТО- И ЭЛЕКТРО АКТИВНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В МАРГАНЦЕВЫХ МУЛЬТИФЕРРОИКАХ

А.А. Мухин[1)], В.Ю. Иванов[1)], В.Д. Травкин[1)], А.С. Прохоров[1)], А.В. Пименов[2)], А.М. Балбашов[3)]

[1)]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*
[2)]*Wurzburg University, Germany*
[3)]*Московский энергетический институт, Москва*

В орторомбических мультиферроиках ($TbMnO_3$, $Eu_{1-x}Y_xMnO_3$…), обладающих пространственно модулированной магнитной структурой (синусоидальная, циклоидальная), обнаружены и исследованы спиновые колебания, которые возбуждаются не только магнитным, но и электрическим высокочастотным полем. Используя различные геометрии (поляризации) при субмиллиметровых квазиоптических измерениях спектров пропускания (10-37 $см^{-1}$) удалось разделить электроактивные возбуждения (электромагноны) от магнитоактивных, представляющих собой моды антиферромагнитного резонанса. Установлено, что электромагноны в поляризации e||a-оси являются наиболее интенсивными модами и дают значительный вклад ($\Delta\varepsilon\approx1\div5$) в диэлектрическую проницаемость. Обнаружено, что при подавлении циклоидальной структуры магнитным полем (H||c-оси) и переходе в обычную слабоферромагнитную фазу электромагноны исчезают, что сопровождается значительным уменьшением диэлектрической проницаемости. Изучена эволюция электромагнонов с понижением температуры, в процессе которой сначала возникает широкая релаксационная мода, которая при переходе в сегнетоэлектрическую циклоидальную фазу сужается и превращается в хорошо определенное резонансное возбуждение с характерными частотами 15-25 $см^{-1}$. Установлено, что в $Eu_{1-x}Y_xMnO_3$ вклад электромагнонов в $\varepsilon(\nu)$ растет по мере стабилизации сегнетоэлектрических спиновых структур с ростом концентрации x. В $TbMnO_3$ при низких температурах ($T<25$ K) обнаружена тонкая структура электромагнонов, свидетельствующая о сложном (многомодовом) характере спиновых колебаний в сегнетоэлектрической циклоидальной фазе. При этом частоты электромагнонов совпадают с частотами мод АФМР в поляризации h||c и h||b-оси, что свидетельствует об их принадлежности к одному и тому же типу магнито- и электроактивных спиновых колебаний. В магнитном поле H||a and H||b, которое вызывает переориентацию поляризации от c к a-оси и смену плоскости вращения спинов Mn^{3+} (ab→bc), обнаружено дополнительное расщепление электромагнонов. Установлено, что при смене плоскости вращения спинов, условия возбуждения электромагнонов (e||a) не меняются, что не согласуется с простой моделью магнитоэлектрической связи только на основе обратного взаимодействия Дзялошинского ~ $\mathbf{P}[\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j]$ и указывает на наличие других (обменных) магнитоэлектрических вкладов.

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНКЕ ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ В РЕЖИМЕ НОРМАЛЬНОГО ПОДМАГНИЧИВАНИЯ

В.И. Костенко, А.М. Сорочак, Т.Г. Чамор, Л.В. Чевнюк

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, радиофизический факультет, Киев, Украина

Экспериментально исследованы магнитостатические колебания в пластинке одноосного гексаферрита бария в случае подмагничивания внешним магнитным полем H_0 вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Проведен расчет собственных частот резонансных мод в зависимости от приложенного магнитного поля, как в доменной, так и в насыщенной областях. Проведена идентификация типов колебаний при насыщении.

В работе [1] экспериментально исследовались композитные твердотельные резонаторы с ферритовыми слоями $BaFe_{12}O_{19}$ и $SrFe_{12}O_{19}$. В области насыщения наблюдались три высшие магнитостатические моды прямоугольного нормально намагниченного резонатора, на базе гексаферрита бария ($BaFe_{12}O_{19}$), которые не взаимодействовали с электромагнитной модой диэлектрического резонатора (гибридизация отсутствовала).

В предлагаемой работе на прямоугольном образце $BaFe_{12}O_{19}$ методом магнитных спектров при помощи измерителя КСВН проведены измерения частот и интенсивностей магнитостатических мод в широком интервале полей намагничивания H_0. Для придания структуре механической прочности ферритовый образец приклеивался к тонкой (100 мкм) стеклянной пластинке.

В случае H_0||ОЛН, для экспериментально полученного спектра мод пластинки, при наличии доменной структуры (ДС) с цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД), в области внешних полей $H_0 \le H_{sat}$ выполнен расчет исходя из системы характеристических уравнений [2]. При вычислении резонансных магнитостатических ветвей, получаемых в неявном виде при решении системы (1), принимались во внимание только кривые ω_1, ω_2, ω_3 (рис.1), которые на соответствующих частотах были реализованы экспериментально:

$$\begin{cases} a_o\omega^3 + a_1\omega^2 + a_2\omega + a_3 = 0 \\ b_o\omega^5 + b_1\omega^4 + b_2\omega^3 + b_3\omega^2 + b_4\omega + b_5 = 0 \end{cases} \qquad (1)$$

где a_1, a_2, a_3, b_o, b_1, b_2, b_3, b_4, b_5 – коэффициенты, зависящие от H_0, поля анизотропии H_a, намагниченности M, толщины пластинки t и m – номера моды, соответствующей группы резонансных ветвей, поскольку экспериментально определена основная мода всех трех ветвей то m=1.

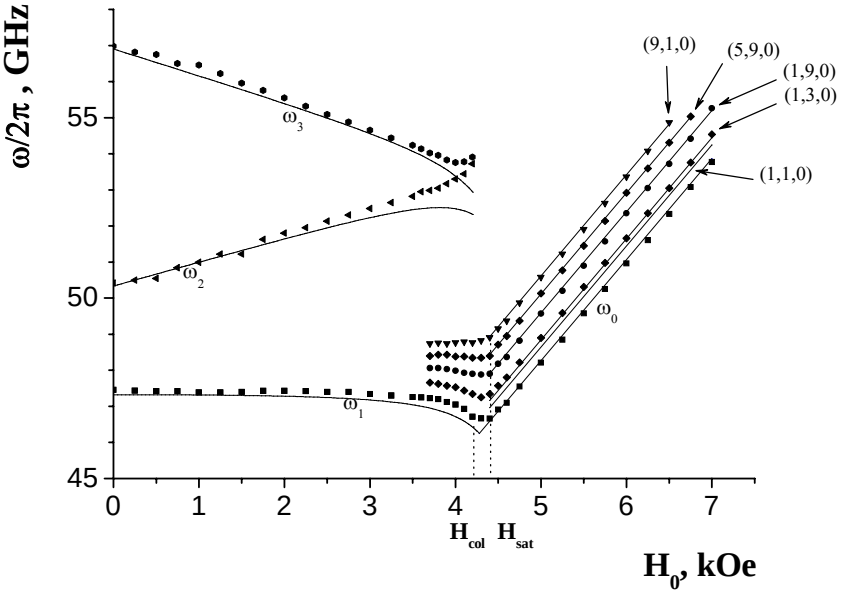


Рис.1. Частотно-полевая зависимость спектра резонансных мод прямоугольного образца бариевого гексаферрита толщиной t=40 μm, $a\times b$=4.9×2.3 mm, M=0.375 kGs, H_a=16.95 kOe.

Идентификация магнитостатических мод в насыщенном состоянии проводилась [3], исходя из дисперсионного уравнения $\omega(k_z)$:

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + 4\pi M \sin^2 2k_z L) \qquad (2)$$

где $k_z = f(n_x, n_y, p, a, b, L = \frac{t}{2})$ – неявная зависимость дискретных значений волнового вектора конкретной моды от толщины пластинки, n_x, n_y, p – номера конкретной моды. Для основной моды ФМР, совпадающей в насыщенном состоянии с $\omega_{(1,1,0)}$:

$$\omega_0 = \gamma(H_0 + H_a - 4\pi M) \qquad (3)$$

Исчезновение ДС при увеличении H_0 происходит в поле коллапса H_{col}, при котором исчезают обе высокочастотные моды ω_2, ω_3 и коллапсирует решетка ЦМД [2]. При этом низкочастотная ветвь ω_1 в интервале полей $H_{col} < H_0 < H_{sat}$ продолжает существовать, монотонно убывая по частоте, а в поле H_{sat} непрерывно переходит в ветвь насыщенного кристалла ω_0 (рис.1). Интересно отметить впервые полученный результат возникновения модовой структуры низкочастотной ветви ω_1 в области полей, мень-

ших H_{sat}, т. е. при наличии ДС. Это происходит в области полей, при которых ЦМД становятся ничтожно малыми.

На рис. 2 приведена дисперсионная характеристика для этого же образца при внешнем магнитном поле H_0=5.5 kOe, рассчитанная по формуле (2), на этом же рисунке показаны экспериментальные точки.

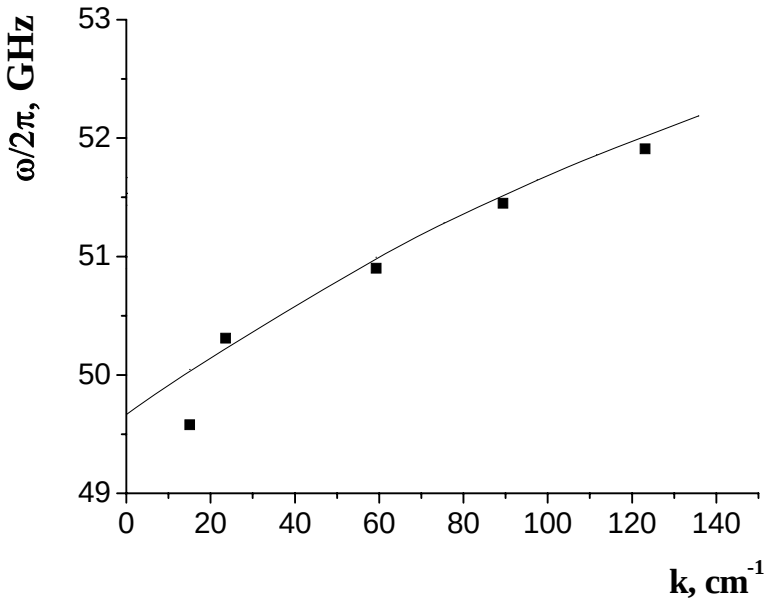


Рис.2. Дисперсионная зависимость для того же образца при H_0=5.5 kOe

Как видно из рисунка 2, для всех высших мод экспериментальные результаты практически совпадают с расчетными, кроме (1,1,0), которая совпадает с ω_o.

1. T.G. Chamor, L.V. Chevnyuk, V.I. Kostenko, A.Yu Gorpynyuk. Proc. MISM, 110 (2008).
2. M.A. Sigal, V.I. Kostenko. Phys. Stat. Sol (a)., **128**, 219 (1991).
3. В.И. Костенко, М.А. Сигал. ФТТ., **29**, № 4, 1217 (1987).

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ПАРАМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ СО СПИНОВОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

А.А. Зюзин, А.Ю. Зюзин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург

Спиновая инжекция является одним из источников создания неравновесной спиновой поляризации в парамагнитных материалах [1, 2, 3]. Учёт слабого обменного взаимодействия электронов в проводниках с неравновесной поляризацией приводит к появлению долгоживущих спиновых волн. Этот эффект был впервые предсказан Ароновым [4].

Нами вычислена поперечная магнитная восприимчивость и энергетический спектр коллективных спиновых возбуждений при учете обменного взаимодействия при низких температурах в неупорядоченных металлах. Спиновая инжекция приводит к появлению неравновесной поляризации R, которая связана с раздвижкой квазиуровня Ферми $\delta\mu$ электронов с противоположными спинами соотношением

$$IR = \lambda\nu\frac{\delta\mu + 2\omega_z}{1-\lambda\nu}, \qquad (1)$$

где $\nu = mp_F/2\pi^2$ плотность состояний, ω_z - энергия Зеемана, $\lambda > 0$ константа электронного взаимодействия и $I = 4\nu\mu\lambda/3$. Мы предполагаем выполнение условия $\lambda\nu < 1$, обратного к условию Стонера о возникновении ферромагнетизма. Спектр спиновых волн определяется полюсами поперечной магнитной восприимчивости. При условии (1), в пределе слабого примесного рассеяния, когда $IR\tau >> 1$, дисперсионное уравнение при $IR >> q\mathrm{v}_F$, Ω имеет вид

$$\Omega = 2\omega_z - \left[1 + \frac{i}{\tau IR}\right]\frac{(q\mathrm{v}_F)^2}{3IR}(1-\lambda\nu). \qquad (2)$$

Видно, что при малом $\omega_z << IR$ вещественная часть частоты спиновых волн становится отрицательной так, что $\Omega = -(q\mathrm{v}_F)^2/3IR$ [4]. Частота имеет обратный знак по сравнению со случаем равновесного ферромагнетика.

Мнимая часть Ω, описывающая затухание спиновой волны, много меньше вещественной части. В пределе сильного примесного рассеяния, $1/\tau >> IR >> qv_F$, спектр имеет следующий вид

$$\Omega = 2\omega_z - Dq^2\left[i + \tau IR\right](1 - \lambda\nu), \qquad (3)$$

где $D = v_F^2\tau/3$ - коэффициент диффузии электронов проводимости. Затухание спиновых возбуждений определяется коэффициентом диффузии, уменьшенным за счёт обменного взаимодействия $1-\lambda\nu$. Из сравнения (1) и (2), видно, что затухание волн сильнее в пределе сильного беспорядка.

В работе [5] показано, что в среде с сильным спин-орбитальным взаимодействием при условии спиновой инжекции возможно усиление переменного электрического поля. Мы показываем, что слабое обменное взаимодействие может приводить к усилению электромагнитной волны, распространяющейся в парамагнитной среде с неравновесно ориентированными спинами и взаимодействующей со спиновой волной.

Работа поддержана грантом РФФИ – 09-02-01285-А.

[1] А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус, ФТП **10**, 1177 (1976).
[2] А.Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **24**, 37 (1976).
[3] M. Johnson and R.H. Silsbee, Phys.Rev.Lett **55**, 1790 (1985).
[4] А.Г. Аронов, ЖЭТФ **73**, 577 (1977).
[5] P. Kleinert and V.V. Bryksin, Phys. Rev. B **79**, 045317 (2009).

ВЛИЯНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ МЕЖДУ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ НА СПЕКТР СПИНОВЫХ И УПРУГИХ ВОЛН

В.А. Игнатченко
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского Отделения Российской Академии Наук, Академгородок, 660036 Красноярск, Россия

В первой части доклада развивается теория влияния неоднородностей магнитной анизотропии и обмена в аморфных и нанокристаллических сплавах на частоты и ширины линий ферромагнитного (ФМР) и спин-волнового (СВР) резонансов. Рассматриваются непрерывные одно- и трехмерные неоднородности с произвольным радиусом корреляции r_c. Исследования проводятся методом усредненных функций Грина в приближении когерентного потенциала (CPA). Обсуждается связь между CPA и другими самосогласованными приближениями. Резонансные частоты и ширины линий впервые получены для всего диапазона корреляционных волновых чисел $k_c = r_c^{-1}$. Для неоднородностей анизотропии при $k_c = 0$ ширина линии максимальна и соответствует хорошо известному предельному случаю независимых зерен. Рост k_c приводит к обменному сужению ширины резонансной линии. В предельном случае сильно связанных зерен зависимость ширины линии от k_c, полученная методом функций Грина, соответствует закону, следующему из скейлинговых соображений. Проводится развитие CPA для ситуации неоднородности нелокальных параметров гамильтониана, получен вид уравнения Дайсона и уравнений CPA для этих случаев.

Во второй части доклада развивается теория влияния кросс-корреляций между неоднородностями различных параметров гамильтониана на спектры спиновых и упругих волн. Для спиновых волн рассматриваются кросс-корреляции между неоднородностями обмена и магнитной анизотропии, для упругих волн рассмотрены кросс-корреляции между неоднородностями плотности вещества и силовых констант. Анализ результатов, полученных как для спиновых, так и для упругих волн, позволил сделать общий вывод, что действие кросс-корреляций между неоднородностями двух параметров не зависит от природы волн и определяется только тем, принадлежат ли оба параметра к той же самой части гамильтониана (оба к кинетической или оба к потенциальной части) или они относятся к разным частям гамильтониана. В первом случае положительные кросс-корреляции приводят к росту модификации закона дисперсии и росту затухания волн. Отрицательные кросс-корреляции приводят, соответственно, к уменьшению этих характеристик волнового спектра. Во втором случае, наоборот, положительные корреляции ведут к уменьшению модификации спектра и затухания волн, в то время как отрицательные кросс-корреляции вызывают рост этих характеристик.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ № 3818.2008.3 и Проекта № 27.1 Президиума РАН.

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЛН В ДВУМЕРНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СТРУКТУРАХ

А.В. Вашковский, Э.Г. Локк
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал)

В рамках геометрической оптики на основе анализа математических свойств различных изочастотных зависимостей (называемых также сечениями поверхности волновых векторов) сформулированы общие закономерности отражения и преломления неколлинеарных волн в двумерных однородных анизотропных средах и структурах. Проанализирована связь между различными свойствами этих зависимостей (такими, как наличие асимптот, точек перегиба, центральной или осевой симметрии, однозначности или многозначности зависимости) и возникновением таких явлений, как невзаимное распространение, однонаправленное распространение, появление двух (нескольких) отраженных или преломленных лучей, отсутствие отражения, необратимость хода лучей при отражении и преломлении. Показано, что с помощью простых правил, основанных на исследовании изочастотных зависимостей на экстремум, можно установить, при каких углах падения имеет место положительное отражение или преломление волны, а при каких – отрицательное отражение или преломление. Некоторые закономерности кратко изложены ниже (подробнее см. [1]).

1. Закономерности отражения волн.

1.1 Отсутствие отраженного луча. Отражение будет отсутствовать при любых углах падения луча на границу, если:

- изочастотная зависимость структуры является функцией в некоторой системе координат, а граница параллельна оси абсцисс этой системы координат (напомним, что функцией называется зависимость, у которой каждому значению абсциссы соответствует одно значение ординаты);
- изочастотная зависимость структуры состоит из семейства кривых, каждая из которых в отдельности в некоторой системе координат обладает свойством однозначности (подобна функции), причем все кривые целиком расположены в одной полуплоскости, описывают волны одного и того же типа (все волны прямые или все обратные), а граница раздела параллельна границе этой полуплоскости.

Примером отсутствия отражения, удовлетворяющего первому правилу является случай, когда граница раздела сред перпендикулярна асимптоте изочастотных кривых поверхностной магнитостатической волны, которые для свободной пленки представляют собой центрально-симметричные, подобные гиперболам кривые.

1.2. Возникновение двух или нескольких отраженных лучей.. При определенной ориентации границы по отношению к оси симметрии изочастотной зависимости структуры возникает не менее двух отраженных лу-

чей, если изочастотная зависимость обладает хотя бы одним из следующих свойств:

- состоит из двух кривых, одна из которых является замкнутой;
- состоит из трех и более кривых (исключением из этого правила является гипотетический случай – когда изочастотная зависимость состоит из параллельных прямых).
- одна из кривых изочастотной зависимости имеет точки перегиба.

1.3. Необратимость хода лучей при отражении. Если изочастотная зависимость структуры не является центрально симметричной фигурой, то возникает необратимость хода лучей при отражении.

1.4. Положительное и отрицательное отражение. Чтобы сформулировать условия, когда в анизотропной структуре отражение будет положительным и когда отрицательным, необходимо исследовать изочастотную зависимость структуры на наличие экстремумов и особых точек в системе координат волновых чисел $\Sigma'_k = \{0; k_b, k_n\}$, связанной с границей (ось абсцисс k_b параллельна границе) и нормалью (ось ординат k_n параллельна нормали к границе и направлена из исходной среды к границе). Так как в точках экстремума вектор групповой скорости одной из волн – падающей или отраженной – меняет ориентацию по отношению к нормали k_n, то вертикальные прямые, проведенные через точки экстремума, делят все значения проекции волнового вектора на границу (значения k_b) на интервалы, соответствующие положительному или отрицательному отражению. Пусть изочастотная зависимость волны в исходной среде в системе координат Σ'_k описывается дисперсионным уравнением $F(k_b,k_n) = 0$, или, если из этого уравнения переменную k_n можно выразить в явном виде, – зависимостью $k_n = P(k_b)$. Уравнение $F(k_b,k_n) = 0$ легко найти путем обычной замены переменных из дисперсионного уравнения среды $F(k_y,k_z) = 0$ в системе координат, связанной с осью симметрии (оптической осью).

В тех интервалах значений k_b, где на участке изочастотной зависимости $P_j(k_b)$, соответствующем j-ому отраженному лучу, производная $\partial P_j / \partial k_b$ имеет такой же знак, что и производная $\partial P_0 / \partial k_b$ на участке $P_0(k_b)$, соответствующем падающему лучу, j-ый отраженный луч испытывает отрицательное отражение. Если же знаки производных $\partial P_j / \partial k_b$ и $\partial P_0 / \partial k_b$ разные, то j-ый отраженный луч испытывает положительное отражение. При тех значениях k_b из множества $\{k_{b1}, k_{b2}, \ldots, k_{bm}\}$, при которых производная $\partial P_0 / \partial k_b = 0$, падающий луч ориентирован нормально к границе, а если $\partial P_j / \partial k_b = 0$, то j-ый отраженный луч ориентирован нормально к границе.

2. Закономерности преломления волн.

2.1. Возникновение двух или нескольких преломленных лучей. При определенной ориентации границы по отношению к оси симметрии изочастотной зависимости структуры (среды), в которую волна преломляется, возникает не менее двух преломленных лучей, если изочастотная зависимость этой среды обладает хотя бы одним из следующих свойств:

- состоит из двух кривых, одна из которых является замкнутой;
- состоит из трех и более кривых;
- одна из кривых изочастотной зависимости имеет точки перегиба.

2.2. Необратимость хода лучей при преломлении. Если изочастотная зависимость хотя бы одной из сред не является центрально симметричной, то возникает необратимость хода лучей при преломлении.

2.3. Положительное и отрицательное преломление. Чтобы сформулировать условия, когда преломление из одной анизотропной среды в другую будет положительным и когда отрицательным (если, конечно, преломление волны имеет место), необходимо исследовать изочастотные зависимости обеих структур (сред) на наличие экстремумов и особых точек в системе координат $\Sigma'_k = \{0; k_b, k_n\}$, связанной с границей и нормалью (обозначения осей см. выше). Так как в точках экстремума вектор групповой скорости одной из волн – падающей или преломленной – меняет ориентацию по отношению к нормали k_n, то вертикальные прямые, проведенные через точки экстремума, делят все значения проекции волнового вектора на границу (значения k_b) на интервалы, соответствующие положительному или отрицательному преломлению. Пусть изочастотная зависимость волны в исходной среде в системе координат Σ'_k описывается дисперсионным уравнением $F(k_b,k_n) = 0$, а во второй среде, в которую волна преломляется – уравнением $G(k_b,k_n) = 0$ или, если из этих уравнений переменную k_n можно выразить в явном виде, – зависимостями $k_n = P(k_b)$ и $k_n = R(k_b)$ соответственно. Уравнения $F(k_b,k_n) = 0$ и $G(k_b,k_n) = 0$ легко найти путем обычной замены переменных из дисперсионных уравнений сред $F(k_{y1},k_{z1}) = 0$ и $G(k_{y2},k_{z2}) = 0$, записанных в системах координат, связанных с осями симметрии (оптическими осями) каждой из сред (в общем случае оптические оси сред не параллельны друг другу, поэтому исходные дисперсионные уравнения могут быть записаны в разных системах координат).

В тех интервалах значений k_b, где на участке изочастотной зависимости $R_j(k_b)$, соответствующем j-ому преломленному лучу, производная $\partial R_j / \partial k_b$ имеет такой же знак, что и производная $\partial P_0 / \partial k_b$ на участке $P_0(k_b)$, соответствующем падающему лучу, j-ый преломленный луч испытывает положительное преломление. Если же знаки производных $\partial R_j / \partial k_b$ и $\partial P_0 / \partial k_b$ разные, то j-ый преломленный луч испытывает отрицательное преломление. При тех значениях k_b из множества $\{k_{b1}, k_{b2}, \ldots, k_{bm}\}$, при которых производная $\partial P_0 / \partial k_b = 0$, падающий луч ориентирован нормально к границе, а если $\partial R_j / \partial k_b = 0$, то j-ый преломленный луч ориентирован нормально к границе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-00233 и грантом «Развитие научного потенциала высшей школы» № 2.1.1/1081.

1. Э.Г. Локк, УФН, **178,** №4, 397 (2008).

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ С ДВУМЕРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Ю.И. Маньков, Д.С. Цикалов

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

В настоящее время широко исследуются мультислойные пленочные структуры (одномерные сверхрешетки), которые представляют собой периодически чередующиеся слои двух или более материалов с отличающимися физическими свойствами. Известно, что спектр волн любой природы в периодических системах имеет зонную структуру, которая характеризуется вектором обратной решетки $\mathbf{q}(|\mathbf{q}| \equiv q = 2\pi / l)$, где l – период одномерной сверхрешетки (SL). На краю зон Бриллюэна SL при значении волнового вектора $k = nq/2$ происходит снятие вырождения и появление щелей (запрещенных зон) $\Delta\omega_n$ в спектре волн. Ширина щели определяется величиной изменения физических параметров соседних слоев и номером зоны n. В слоистой структуре (SL с прямоугольным профилем) на границах нечетных зон $\Delta\omega_n \propto \Lambda / n$, а на границах четных зон $\Delta\omega_n \propto (\Lambda / n)^2$, где Λ – параметр SL. В другой широко исследуемой модели – синусоидальной SL $\Delta\omega_n \propto \Lambda^n$. Степенная зависимость от Λ при малой величине этого параметра дает возможность при исследовании спектра волн ограничиться учетом лишь первой зоны Бриллюэна. В слоистой структуре даже при малых Λ становится важным исследование спектра волн с учетом нечетных зон. В реальных материалах идеальная периодичность в расположении слоев может быть выдержана лишь приближенно. Всегда имеются случайные отступления от периодичности, обусловленные природными или технологическими факторами.

В работе исследована высокочастотная восприимчивость (функция Грина), одномерной SL (слоистой структуры), при наличии в ней двумерных (2D) фазовых неоднородностей, моделирующих деформации поверхностей границ между слоями SL. Использован метод случайной фазовой модуляции (RSM) периодических SL, развитый в работах [1, 2]. Будем рассматривать ферромагнетик с неоднородным параметром анизотропии

$$\beta(\mathbf{x}) = \beta + \Delta\beta\rho(\mathbf{x}), \qquad (1)$$

где β – среднее значение параметра анизотропии, $\Delta\beta$ – его среднеквадратичное отклонение, $\rho(\mathbf{x})$ – центрированная ($\langle\rho(\mathbf{x})\rangle = 0$) и нормированная ($\langle\rho^2(\mathbf{x})\rangle = 1$) случайная функция, $\mathbf{x} = \{x, y, z\}$. Для изначально одномерной SL (ось z направлена вдоль ее оси) с 2D неоднородностями фазы функцию $\rho(\mathbf{x})$ представим в виде разложения в ряд Фурье

$$\rho(\mathbf{x}) = \frac{4}{\pi}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{(-1)^m}{2m+1}\cos(2m+1)\{q[z-u_2(\mathbf{x})]+\psi\}, \qquad (2)$$

где $u_2(\mathbf{x}_\perp)$ и ψ – неоднородная и однородная случайные фазы, соответственно, $\mathbf{x}_\perp = \{x, y\}$, $q = 2\pi/l$, l – период идеальной SL.

Распространение волн в случайно неоднородной среде, как известно, определяется корреляционными свойствами неоднородностей, которые описываются корреляционной функцией. Поэтому была выведена корреляционная функция SL и найдена подходящая аппроксимация, которая позволяет вычислять усредненную по ансамблю случайных реализаций функцию Грина. Мнимая часть функции Грина G'' имеет два пика, соответствующих краям щели в спектре волн на границе зон Бриллюэна SL. В идеальной SL каждый из пиков имеет δ-образный вид. При учете неоднородностей эти пики приобретают конечную высоту, которая уменьшается с ростом интенсивности неоднородностей, а их ширина увеличивается. В случае хорошо исследованных 1D и 3D неоднородностей [3], пики в G'' изменяются симметрично, сливаясь в один пик при определенной интенсивности неоднородностей (закрытие щели в спектре). Присутствие в SL 2D неоднородностей делает этот процесс качественно другим. Показано существенное различие между пиками мнимой части функции Грина, соответствующими разным краям запрещенной зоны в спектре волн. Пик, соответствующий краю зоны с меньшей частотой, остается практически неизменным при росте среднеквадратичных флуктуаций 2D неоднородностей γ_2, в то время как пик, отвечающий краю запрещенной зоны с большей частотой, с ростом γ_2 расширяется и резко уменьшается по высоте до полного его исчезновения. Эта закономерность при наличии в SL 2D неоднородностей, отмеченная ранее [4] для границы первой зоны Бриллюэна синусоидальной SL, в слоистой структуре проявляется для всех нечетных зон Бриллюэна. На рис.1. показана зависимость G'' от частоты на границе третей зоны Бриллюэна. Здесь $\nu = (\omega - \omega_0)/\alpha g M_0$, $\Lambda = \sqrt{2}\Delta\beta/\alpha$, где ω – частота, ω_0 – частота ферромангитного резонанса, g – гиромагнитное отношение, α – обменный параметр, и M_0 – намагниченность насыщения; $k_{r3} = 3q/2$ граница третей зоны Бриллюэна SL. На границе первой зоны Бриллюэна слоистой структуры функция $G''(\nu)$ мало отличается от рассчитанной в [4] для синусоидальной SL. На рис.2. показано расстояние между пиками $G''(\nu)$ (ширина запрещенной зоны) в зависимости от γ_2^2, где γ_2 – относительная среднеквадратичная флуктуация $u_2(\mathbf{x})$. Видно, что закрытие щели, на границе третьей зоны Бриллюэна происходит при значениях γ_2^2 примерно на порядок меньших, чем на границе первой зоны Бриллюэна. Отметим, что аналогичная закономерность отмечалась [2] и для 1D неоднородностей.

Таким образом при увеличении интенсивности 2D неоднородностей уменьшение и исчезновение одного пика G'' при сохранении в почти неизменном виде другого соответствует механизму закрытия запрещенной зоны, отличному от традиционного, типичного для 1D и 3D неоднородностей (уменьшение и сближение при последующем слиянии пиков).

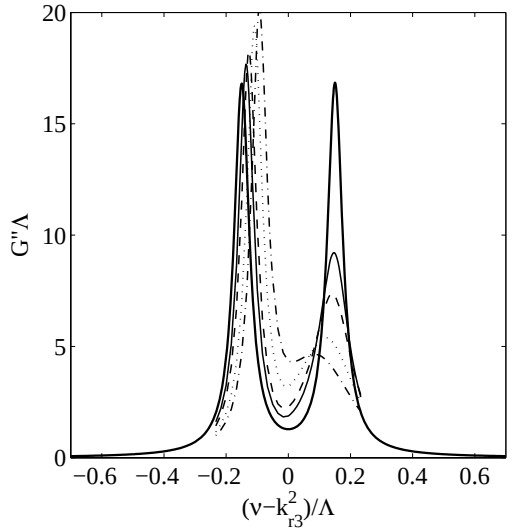


Рис.1. Мнимая часть функции Грина на границе третей зоны Бриллюэна сверхрешетки при различных значениях γ_2^2 – относительной среднеквадратичной флуктуации фазы.

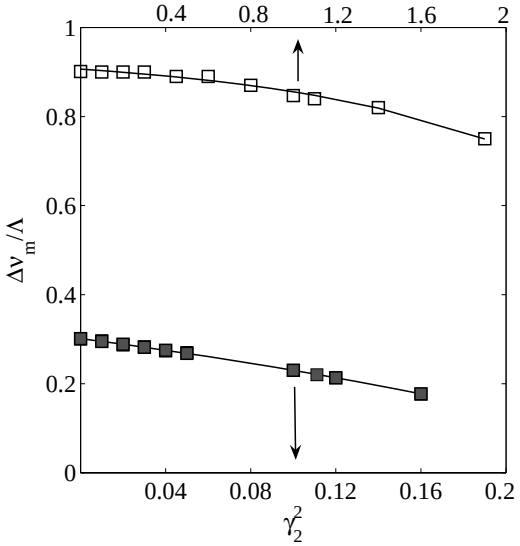


Рис.2. Расстояние между пиками мнимой части функции Грина $\Delta\nu_m$ в зависимости от γ_2^2 на границе первой (верхняя кривая, отсчет по верхней шкале) и третей (нижняя кривая, отсчет по нижней шкале) зон Бриллюэна.

Эти эффекты объясняются [4] своеобразием законов сохранения энергии падающей и рассеянной волн в SL с 2D неоднородностями. На границе третьей зоны Бриллюэна закон сохранения имеет вид

$$k_{sx}^2 + k_{sy}^2 = \nu - k_{r3}^2, \qquad (3)$$

где $\mathbf{k}_{s\perp} = \{k_{sx}, k_{sy}\}$ волновой вектор рассеянной волны. Видно, что при $\nu - k_{r3}^2 < 0$, равенство (3) не выполняется, т.е. рассеяние становится невозможным, что и проявляется в неизменности формы левого пика на рис.1. Эффекты асимметрии пиков высокочастотной восприимчивости могут быть использованы практически при изучении неоднородностей в SL спектральными методами. Экспериментальное наблюдение этого эффекта могло бы свидетельствовать о присутствии 2D неоднородностей в SL.

Работа выполнена при частичной поддержке Гранта Президента РФ №3818.2008.3 и Проекта №27.1 Президиума РАН.

1. V.A. Ignatchenko, Yu.I. Mankov, Phys. Rev.B **56**, 194 (1997).
2. V.A. Ignatchenko, Yu.I. Mankov, A.A. Maradudin, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 2773 (1999).
3. V.A. Ignatchenko, Yu.I. Mankov, A.A. Maradudin, Письма в ЖЭТФ **77**, 335 (2003), Phys. Rev.B **68**, 024409 (2003).
4. В.А. Игнатченко, Ю.И. Маньков, Д.С. Цикалов, ЖЭТФ **134**, 706, (2008).

СТАЦИОНАРНЫЕ ПРЕЦЕССИОННЫЕ ТОРОИДАЛЬНЫЕ СОЛИТОНЫ В ОДНООСНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

А. Б. Борисов, Ф. Н. Рыбаков

Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

Трехмерный стационарный прецессионный солитон с ненулевым индексом Хопфа в ферромагнетиках с анизотропией типа “легкая ось” был предсказан несколько десятилетий назад в работе [1]. Такие устойчивые структуры представляют несомненный интерес для устройств записи информации. Ранее обсуждались лишь самые общие свойства данного класса объектов [2]. Движущиеся прецессионные солитоны в изотропном ферромагнетике были численно исследованы в работе [3].

В настоящей работе численными методами найдены неподвижные прецессионные солитоны с топологическими индексами H=2, 3, 4 (инвариант Хопфа) в анизотропном ферромагнетике [4]. В центре солитона вектор намагниченности в основном состоянии и направлен вдоль оси анизотропии: $\mathbf{M}=(0,0,M_0)$. На бесконечности вектор также выходит на основное состояние. Геометрическое место векторов, ориентированных перпендикулярно оси анизотропии, представляет собой торообразную аксиально-симметричную поверхность. Энергия солитона сконцентрирована внутри этого торообразного объема. Характерные размеры солитона определены параметром ширины доменной стенки l_0. На рис.1. представлены графики зависимости нормированной энергетической плотности $\rho_E = \frac{1}{E}\frac{dE}{dr}$ найденных солитонов от расстояния r до оси симметрии.

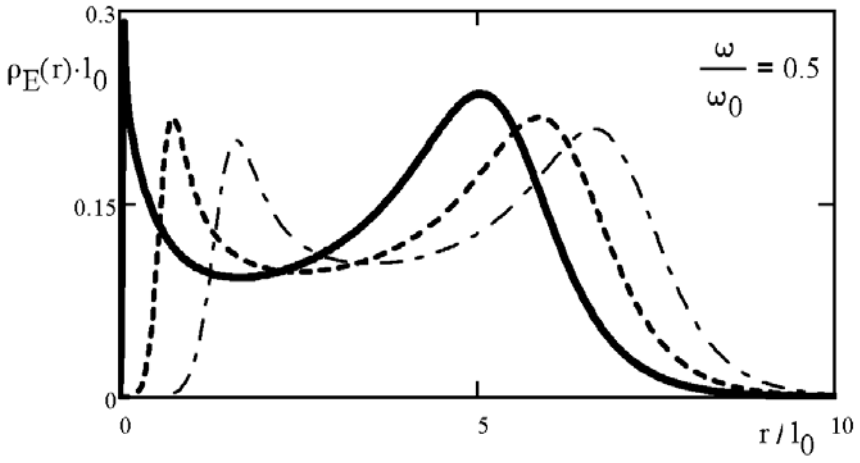


Рис.1. Энергетический профиль солитонов с одинаковой частотой прецессии при различных числах H; сплошная линия - H=2; пунктирная линия - H=3; штрихпунктирная линия – H=4; ω_0 – частота ФМР.

1. И.Е. Дзялошинский, Б.А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **29**, 592 (1979).

2. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, Наукова думка, Киев, 1983.

3. N. R. Cooper, Phys. Rev. Lett. **82**, 1554 (1999).

4. А. Б. Борисов, Ф. Н. Рыбаков, Письма в ЖЭТФ **88**, 303 (2008).

ЛОКАЛЬНО НЕРАВНОВЕСНЫЕ МАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИКАХ

А. Кабыченков

Институт радиотехники и электроники РАН, Россия

В рамках локально неравновесной термодинамики электромагнитной сплошной среды [1] рассматриваются магнитные возбуждения в неупорядоченных диэлектриках. Выведено уравнение движения вектора магнитного момента. Это уравнение сводится к классическому уравнению [2] в случае локально-равновесной высоко симметричной среды без учета поверхностных моментов сил. Определены дисперсия и затухание связанных мод векторного потенциала и намагниченности. В случае действительных частот спектр волн содержит набор характерных частот. Одни частоты соответствуют точному скин-эффекту. Другие соответствуют окнам прозрачности или затуханию волн с постоянной фазой в скин-слое. В случае действительных волновых чисел в ограниченном объеме возникают стоячие волны, причем для частот прозрачности волны будут незатухающими. Показано, что электродинамика диэлектриков подобна механике локально неравновесной сплошной среды с внутренним вращением [3].

В линейном приближении при постоянных коэффициентах линейной λ, вращательной χ, сдвиговой η и объемной ξ «магнитной вязкости» уравнение движения вектора магнитного момента можно записать в виде

$$\tau^m{}_t\mathbf{M}_{,tt}+\mathbf{M}_{,t}+\eta\Delta\boldsymbol{B}=-\mathrm{grad}\varphi^B+\mathbf{N}^e-\mathrm{rot}\mathbf{R}^e \qquad (1)$$

где $\tau^m{}_t$ – время релаксации симметричной части тензора поверхностных моментов сил, характеризующее релаксацию сдвиговых моментов сил, $\varphi^B=\eta^e B_{jj}+l_\tau R_{jj}$ – эффективный потенциал момента сил, $\eta^e=[(1/3)\eta+\xi(1-3l_\tau)]$, l_τ – коэффициент, характеризующий степень анизотропии среды, B_{ij} – симметричная часть тензора $B_{i,j}$, $\boldsymbol{B}=\mathbf{B}-\mathbf{B}^m$ - эффективная магнитная индукция, $\mathbf{B}^m=\partial u/\partial\mathbf{M}$ – локально равновесная эффективная магнитная индукция,

$$R_{jj}=(3\xi/\tau^m{}_v)\int_{-\infty}^{t}B_{jj}(t')\exp((t'-t)/\tau^m{}_v)dt'$$

- составляющая потенциала, $R_{ij}=R_{[ij]}$ – симметричная часть тензора потока намагниченности, $\tau^m{}_v=(3\xi/2\eta)(\tau^m{}_t+3l\tau^m{}_l)$ – время релаксации следа тензора поверхностных моментов сил, $\mathbf{N}^e=\mathbf{N}+\tau^m{}_t\mathbf{N}_{,t}$ – эффективный объемный момент сил, причем момент сил в данный момент времени

$$\mathbf{N}(t)=(\lambda/\tau^v{}_r)\int_{-\infty}^{t}\boldsymbol{B}(t')\exp((t'-t)/\tau^v{}_r)dt'$$

определяется значением индуции во все предыдущие моменты времени, $\tau^v{}_r$ – время релаксации объемных моментов сил, $\mathbf{R}^e=\mathbf{R}+\tau^m{}_t\mathbf{R}_{,t}$ – эффективный векторный потенциал, ротор которого дает момент сил, причем

$$\mathbf{R}(t)=(-2\chi/\tau^m{}_r)\int_{-\infty}^{t}\boldsymbol{V}(t')\exp((t'-t)/\tau^m{}_r)dt'$$

определяется изменением вихря поля во все предыдущие моменты времени, $\tau^m{}_r$ – время релаксации антисимметричной части тензора поверхност-

ных моментов сил, $\mathbf{R}=-(1/2)\mathbf{e}_i e_{ijk} R_{\{jk\}}$ – вектор дуальный антисимметричной части тензора потока намагниченности $R_{\{jk\}}=-e_{ijk}R_i$, $\boldsymbol{V}=(1/2)\mathrm{rot}\boldsymbol{B}$ – вихрь эффективной магнитной индукции.

В линейном приближении $\mathbf{B}^m=a\mathbf{M}$. В локально равновесном состоянии ($\tau^m_t,\tau^v_r\to 0$) при малой неоднородности **B** уравнение (1) описывает диффузию намагниченности. Если и неоднородность намагниченности мала, то из (1) видно, что вектор $\mathbf{M}\to\mathbf{B}/a$ с характерным временем релаксации $\tau_\lambda=(a\lambda)^{-1}$. В локально неравновесной среде параболическое уравнение диффузии намагниченности преобразуется в гиперболическое уравнение, которое допускает решения в виде поперечных и продольных волн.

При постоянном скалярном потенциале и постоянной поляризации магнитный векторный потенциал ($\mathbf{B}=\mathrm{rot}\mathbf{A}$) удовлетворяет уравнению

$$c^{-2}\mathbf{A}_{,tt}-\Delta\mathbf{A}+\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\mathbf{A}=4\pi\,\mathrm{rot}\mathbf{M}. \qquad (2)$$

Левая часть (2) определяет поперечные электромагнитные волны в вакууме. Система (1), (2) описывает связанные волны намагниченности и векторного потенциала. Поля $\mathbf{A}(t,\mathbf{r})$ и $\mathbf{M}(t,\mathbf{r})$ взаимосвязаны посредством вихрей полей $\mathrm{rot}\mathbf{M}$ и $\mathrm{rot}\mathbf{A}$, соответственно.

Рассмотрим гармонические колебания $\mathbf{M},\mathbf{A}\propto\exp(-i\omega t)$, где $\omega=\omega'+i\omega''$ - комплексная частота. В этом случае из (1)-(2) следуют уравнения

$$\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\mathbf{A}-\Delta\mathbf{A}-k_0^2\mathbf{A}=4\pi\,\mathrm{rot}\mathbf{M},\quad c_l\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\mathbf{M}-\Delta\mathbf{M}-k_m^2\mathbf{M}=k_c^2\mathrm{rot}\mathbf{A}, \qquad (3)$$

где $k_0^2=(\omega/c)^2$ – асимптотическое волновое число, $c_l=1-(a\eta_l/c_0)$, $k_m^2=c_1/c_0$ и $k_c^2=c_2/c_0$ – характерные волновые числа, $\eta_l=(4/3)\eta+\xi(1-3l_{\tau\omega})$ – эффективная магнитная вязкость, $l_{\tau\omega}=l_\tau[-i\omega\tau^m{}_\nu/(1-i\omega\tau^m{}_\nu)]$ – коэффициент, определяющий ее частотную зависимость, $c_0=(a-4\pi)(\eta+\chi\zeta_m)$, $c_1=\omega^2\tau^m_t+i\omega-a\lambda\zeta_v$, $c_2=(\omega/c)^2(\eta+\chi\zeta_m)+\lambda\zeta_v$ – коэффициенты, определяющие связь среды и поля, $\zeta_m=(1-i\omega\tau^m_t)/(1-i\omega\tau^m_r)$ и $\zeta_v=(1-i\omega\tau^m_t)/(1-i\omega\tau^v_r)$ – функции, определяющие частотную зависимость коэффициентов.

Пусть магнитные возбуждения представляют собой бегущие плоские волны вида $\mathbf{A},\mathbf{M}\propto\exp(i\mathbf{kx}-i\omega t)$, где **k** – волновой вектор. Тогда из (3) следуют соотношения между компонентами волны

$$(k^2-k_0^2)\mathbf{A}-\mathbf{k}(\mathbf{kA})=i4\pi[\mathbf{kM}],\qquad (k^2-k_m^2)\mathbf{M}-c_l\mathbf{k}(\mathbf{kM})=ik_c^2[\mathbf{kA}]. \qquad (4)$$

Из уравнений (4) видно, что продольная компонента **A** отсутствует. Несвязанные продольные волны **M** описываются дисперсионным соотношением $k_l^2=k_m^2/(1-c_l)$. Поперечные волны представляют собой связанные волны векторного потенциала и намагниченности с соотношениями дисперсии и затухания спин-электромагнитной моды в виде

$$k_1'{}''=(1/2)\{[(c_+')^2+(c_+'')^2]^{1/2}\pm c_+'\}^{1/2} \qquad (5)$$

и электромагнитно-спиновой моды в виде

$$k_2'{}''=(1/2)\{[(c_-')^2+(c_-'')^2]^{1/2}\pm c_-'\}^{1/2}, \qquad (6)$$

где $c_\pm'=d_+'\pm d_D'$, $c_\pm''=d_+''\pm d_D''$, d_+' и d_+'' - действительная и мнимая части d_+ , $d_D'{}''=2^{-1/2}\{[(D')^2+(D'')^2]^{1/2}\pm D'\}^{1/2}$, $D'=(d_-')^2-(d_-'')^2+\Lambda'$, $D''=2d_-'d_-''+\Lambda''$ - действительная и мнимая части подкоренного выражения $D=d_-^2+\Lambda$, d_-' и d_-'' -

действительная и мнимая части d_- , Λ' и Λ'' - действительная и мнимая части параметра связи намагниченности и ЭМ поля. Отметим, что связанные волны существуют только в локально неравновесной среде.

В случае возбуждения волн на границе частоты будут действительными. Соотношения (5) и (6) содержат дискретный спектр характерных частот ω_{s1}, ω_{s2}, которые удовлетворяют уравнениям $c_+'(\omega_{s1})=0$, $c_-'(\omega_{s2})=0$ и частот ω_{c1}, ω_{c2}, которые удовлетворяют уравнениям $c_+''(\omega_{c1})=0$, $c_-''(\omega_{c2})=0$. На частотах ω_{s1}, ω_{s2} действительная и мнимая часть волновых векторов будут равными, $k_1'=k_1''=(1/2)|c_+''(\omega_{s1})|^{1/2}$, $k_2'=k_2''=(1/2)|c_-''(\omega_{s2})|^{1/2}$, соответственно. На этих частотах волны намагниченности и ЭМ волны не проникают в среду, они затухают на расстоянии $1/k_1'$ и $1/k_2'$, соответственно, (скин-эффект). Частоты ω_s удовлетворяют уравнению восьмой степени относительно квадрата частоты. В случае $c_+'(\omega_{c1})>0$ и $c_-'(\omega_{c2})>0$ на частотах ω_{c1} и ω_{c2} мнимая часть волновых векторов $k_1''(\omega_{c1})=0$ и $k_2''(\omega_{c2})=0$. Здесь волны распространяются без затухания с волновым числом $k_1'=(c_+'(\omega_{c1}))^{1/2}$ и $k_2'=(c_-'(\omega_{c2}))^{1/2}$, соответственно. В случае $c_+'(\omega_{c1})<0$ и $c_-'(\omega_{c2})<0$ на частотах ω_{c1} и ω_{c2} действительная часть волновых векторов $k_1'(\omega_{c1})=0$ и $k_2'(\omega_{c2})=0$. Здесь волны не проникают в среду, они затухают с постоянной фазой на расстоянии $|c_+'(\omega_{c1})|^{-1/2}$ и $|c_-'(\omega_{c2})|^{-1/2}$, соответственно. Частоты ω_c удовлетворяют уравнению пятой степени относительно квадрата частоты. В случае флуктуаций волновые числа будут действительными. Волновые пакеты с частотами ω_c будут распространяться без затухания. В ограниченной среде уравнения (3) с учетом граничных условий определяют стоячие волны, причем для частот ω_c стоячие волны будут незатухающими.

Аналогичный (1) вид имеют уравнения движения векторов электрической поляризации и тока.

Неоднократно подчеркивалось подобие магнитного векторного потенциала плотности импульса. В отличие от векторного потенциала, установлено, что с точностью до гиромагнитного коэффициента магнитный момент суть внутренний момент импульса. В рамках неравновесной термодинамики можно записать уравнения взаимодействующих полей магнитоэлектрического ***A*** и магнитного ***S*** типов. Эти уравнения переходят в уравнения электродинамики диэлектриков в случае больших коэффициентов вязкости, времен релаксации и скорости поперечных волн равной скорости света. Векторный потенциал можно рассматривать не только как импульс поля, но и в качестве магнитоэлектрической поляризации, источником которой будет смещение спиновых зарядов, составляющих основу поля ***S***.

1. А. Кабыченков, НМММ-XIX, 379 (2004)
2. А. Ахиезер, В. Барьяхтар, С. Пелетминский, Спиновые волны, 1967
3. А.Кабыченков, ЖТФ, **79**, (2009)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ РАДИОИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Безносиков Д.С., Буханцов В.А., Власов В.С., Котов Л.Н.
Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

Рост интереса к задаче возбуждения мощным импульсным электромагнитным полем акустических волн вызван, в первую очередь, исследованием фундаментальной проблемы взаимодействия и трансформации разных типов волн и их нелинейных свойств. С другой стороны, решение этой задачи имеет большое практическое значение, поскольку можно исследовать нелинейные свойства материалов, а также использовать их в сильно возбужденном состоянии.

Работы по возбуждению электромагнитным полем магнитоупругих волн в магнитных твёрдых телах известны достаточно широко [1]. Однако в основном это касается экспериментов на сверхвысоких частотах и случая возбуждения линейных волн [2]. Работ по возбуждению мощным высокочастотным электромагнитным полем магнитоупругих волн относительно мало. Это связано с тем, в ВЧ диапазоне плохо возбуждаются волны обменной природы и возбуждение магнитоупругих волн в данном случае можно получить, например, за счёт конечных размеров образца.

В работе проводились эксперименты по возбуждению нелинейных магнитоупругих волн в объемном образце. В качестве исследуемого образца был использован поликристаллический железо-иттриевый гранат (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$. Образец (размеры кристаллических зёрен порядка 5 мкм) с размерами $4\times4\times10$ мм^3, приклеивался к длинному волноводу. Ко второму концу волновода приклеивался кварцевый пьезопреобразователь на сдвиг, с резонансной частотой 19.6 МГц. Выход пьезопреобразователя соединялся с приемным трактом импульсного когерентного радиоспектрометра. Ферритовый образец помещался в катушку индуктивности колебательного контура радиоспектрометра (диапазон рабочих частот 2-20 МГц). Возбуждённая переменным магнитным полем акустическая волна, пройдя волновод из плавленого кварца, попадала на пьезопреобразователь, который преобразовывал упругие колебания в переменную ЭДС. Переменная ЭДС подавалась на приёмный тракт спектрометра, и после усиления попадала на осциллограф. По осциллограммам снимались значения амплитуд откликов, которые были прямо пропорциональны амплитуде упругих волн. Спектрометр позволял изменять длительность радиоимпульсов в пределах от 1,1 до 120 мкс. Мощность импульсов достигала 1 КВт.

Экспериментальные зависимости амплитуды отклика от амплитуды переменного напряжения на катушке спектрометра (U~h, где h-амплитуда переменного магнитного поля), при разных постоянных полях показаны на

рис. 1. Как видно из рис. 1, вначале наблюдается линейная зависимость амплитуды отклика A от амплитуды переменного

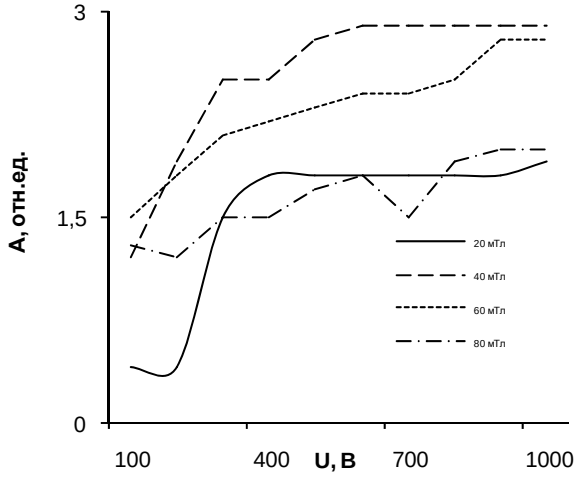


рис.1

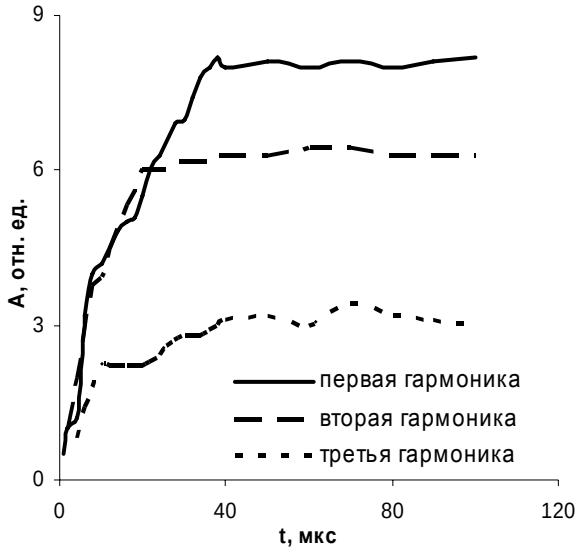


рис.2

поля h, а далее A не зависит от амплитуды. Как следует из работы [3], амплитуда генерируемых упругих колебаний в образце при небольших амплитудах переменного поля должна иметь линейную зависимость от h. Т.е. для этого случая имеется хорошее согласие с результатами работы [3]. Насыщение амплитуды сигналов возникает в нелинейном колебательном режиме и связано с тем, что A зависит от магнитной восприимчивости χ, которая становится функцией амплитуды поля $\chi = \chi(h)$.

На рис.2 представлены данные по зависимостям амплитуд отклика A 1, 2, 3 гармоник возбуждённой упругой волны от длительности импульсов поля t. При малых амплитудах полей для всех гармоник характерна линейная зависимость, а при дальнейшем увеличении амплитуда отклика выходит в насыщение. Как следует из работы [3], амплитуда отклика генерируемых упругих колебаний в образце также должна иметь линейную зависимость от длительности t. Т.е. для не очень больших длительностей импульсов, имеется хорошее согласие с теорией.

Дальнейшее насыщение амплитуды отклика связано с тем, что длительность импульса t превышает время релаксации магнитоупругих колебаний

Приведенное объяснение полученных результатов является чисто качественным. Экспериментальные зависимости, полученные в работе, обсуждаются в докладе на основе феноменологической теории.

1. Г.А. Смоленский и др. Физика магнитных диэлектриков, Л.: Наука (1974).

2. Р. Ле-Кроу, Р. Комсток. Физическая акустика. Динамика решетки. Т. 3 ч. Б, М.: Мир (1968).

3. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачёв С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука (1991).

МНОГОФОНОННЫЕ СВЯЗАННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В МАГНЕТИКЕ: ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

В.И.Ожогин[1], В.Л.Преображенский[2,3], Ф.Перно[3]

[1] Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow 123182,Russia.
Joint European Laboratory LEMAC:
[2] Wave Research Center, A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, 38 Vavilov str., Moscow 119991, Russia
[3] Institut d'Electronique, de Micro-électronique et de Nanotechnologie (IEMN-DOAE-UMR CNRS 8520), Ecole Centrale de Lille, 59651 Villeneuve d'Ascq, France

Возможность генерации многофононных связанных возбуждений (multi phonon bound excitations, MPBE) в твердых телах представляет общефизический интерес как частный случай многобозонных (с числом связанных бозонов больше двух) процессов в физике твердого тела, квантовой электронике, физике спиновых волн, нелинейной оптике и других областях. В твердых телах реализация MPBE затруднена относительно слабой нелинейностью колебаний кристаллической решетки. В магнитных материалах нелинейность магнитоупругих волн акустической ветви спектра (квазифононов) может в тысячи раз превышать собственную решеточную нелинейность кристалла [1], что способствует формированию MPBE. Предпочтительными магнитными средами для экспериментального наблюдения MPBE эффектов являются кристаллы с малой магнитной анизотропией или со спин-переориентационной неустойчивостью, когда одна из магнитных мод оказывается «мягкой».

В работе [2] сообщалось о наблюдении трехфононных связанных возбуждений в высокотемпературном антиферромагнетике с анизотропией типа «легкая плоскость» (AFEP), помещенном в однородное поле высокочастотной поперечной накачки. При этом было показано, что формирование трехфононных возбуждений может носить характер взрывной неустойчивости при превышении полем накачки порогового значения (единицы Эрстед). В случае бегущих магнитоупругих волн взрывная неустойчивость трехфононных возбуждений сопровождается их пространственной локализацией [3]. В настоящей работе на примере кристалла AFEP рассмотрена возможность генерации связанных квазифононных триад (когерентных троек волн) в поле интенсивной звуковой накачки.

Как показано в работах [1,4], плотность потенциальной энергии квазифононов в AFEP может быть представлена в виде стандартного разложения по степеням деформаций:

$$F = \tfrac{1}{2}\hat{C}^{(2)}(H)\hat{u}^2 + \tfrac{1}{4!}\hat{C}^{(4)}(H)\hat{u}^4 + \cdots \qquad (1)$$

где эффективные модули упругости для кристаллов ромбоэдрической структуры имеют вид:

$$\hat{C}^{(2)}(H) = \hat{C}^{(2)} - \frac{H_E}{M_0}\left[\frac{2\gamma\hat{B}_2}{\omega_S(H)}\right]^2,$$

$$\hat{C}^{(4)}(H) = 12\left(\frac{H_E}{M_0}\right)^3 (2\hat{B}_2)^4 \left(\frac{\gamma}{\omega_S(H)}\right)^6 \left(1 + \frac{\gamma^2 HH_D}{4\omega_S^2(H)}\right) \qquad (2)$$

где H, H_E, H_D - поле намагничивания, обменное поле и поле Дзялошинского, $\hat{C}^{(2)}, \hat{B}_2$ - матрицы модулей упругости и констант магнитоупругого взаимодействия, $\omega_S(H) = \gamma\left(HH_D + 2H_E H_{me}\right)^{1/2}$ - частота "квазиферромагнитной" моды антиферромагнитного резонанса. Отметим, что взаимодействия, обусловленные модулями $C^{(3)}(H)$ запрещены в системе возбуждений, содержащей только гибридизированные магнитоупругие волны.

Рассматривая, в качестве примера, трехфононное возбуждение магнитоупругой моды *«n»* кристалла стоячей звуковой волной накачки с частотой $\omega_P = 3\cdot\omega_n$, для амплитуды возбуждения $|A_n|$, нормированной на величину деформации спонтанной магнитострикции, и трехфононного коррелятора G_n, в приближении заданного поля накачки, получим, аналогично работе [2], систему динамических уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left|A_n\right|^2 + 2\delta_n\left|A_n\right|^2 + i\cdot\chi\cdot\left|A_P\right|(G_n - G_n^*) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}G_n + 3\delta_n G_n - 3i\cdot\chi\cdot\left|A_P\right|\left|A_n\right|^4 = 0 \qquad (3)$$

где δ_n -коэффициент затухания моды,

$\chi = \dfrac{3}{2^5}\alpha_{pn}\cdot\omega_n\cdot\zeta_n^6(H)\cdot\left(1 + \dfrac{\gamma^2 HH_D}{4\omega_S^2(H)}\right)$ - параметр взаимодействия, α_{pn}- форм фактор порядка единицы.

$\zeta_n^2(H) = \dfrac{H_E}{M_0}\left(\dfrac{\gamma}{\omega_S(H)}\right)^2 \dfrac{\int d\vec{r}(2\hat{B}_2\hat{u}_n)^2}{\int d\vec{r}\hat{C}^{(2)}\hat{u}^2}$ - коэффициент магнитоупругой связи в моде.

Анализ системы (3) показывает, что взрывная неустойчивость развивается при выполнении порогового условия

$$\Gamma = 2Q_n \cdot \chi \cdot \left|A_P\right| \cdot \left|A_{n0}\right| / \omega_n > 1 \qquad (4)$$

Здесь A_P и A_{n0} – амплитуды деформаций в волне накачки и начальная амплитуда деформаций в моде, нормированные на величину спонтанной магнитострикции насыщения, Q_n – добротность моды. Оценка параметра надкритичности (4) применительно к кристаллу гематита в поле H=60 Ое при нормированных амплитудах A_P =1, A_{n0}=0.1, ζ_n=0.5, $Q_n=10^3$ дает значение Г=2.3, что указывает на реализуемость режима взрывной неустойчивости трехфононных возбуждений при акустической накачке в реальных экспериментальных условиях.

В работе обсуждаются особенности трехфононных связанных возбуждений бегущих волн в поле акустической накачки в условиях пространственно-временного синхронизма: $\omega_P = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3, \vec{k}_P = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3$, и механизмы ограничения амплитуд возбуждений за порогом неустойчивости.

Работа выполнена при поддержке Национального центра научных исследований Франции (CNRS) и Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) - грант 09-02-00602-а.

Литература:

1. V.I. Ozhogin and V.L. Preobrazhenskiĭ, J. Magn. Magn. Mater. **100**, 544 (1991).
2. V.L. Preobrazhenskiĭ, V.V Rudenko, P. Pernod, and V.I. Ozhogin, JETP Lett. **86**, 348 (2007).
3. V. Preobrazhensky, O. Bou Matar, P. Pernod. Phys. Rev.E, **78**. 046603 (2008).
4. V.L. Preobrazhensky, M.A.Savchenko, N.A.Ekonomov. Sov. Phys. JETP Lett. **28**, 93 (1978).

НАГРЕВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.П. Анзулевич[1], В.Д. Бучельников[1], И.В. Бычков[1], Д.В. Лузгин[2]

[1]*Челябинский государственный университет, Челябинск 454001, Россия*
[2]*WPI Advanced Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan*

Из-за скин-эффекта массивные сплошные металлические образцы отражают волны сверхвысоких частот (СВЧ) и практически не нагреваются. В связи с ограниченным проникновением СВЧ-излучения они могут подвергаться только поверхностному нагреву, тогда как порошковые металлические образцы могут поглощать такое излучение и эффективно нагреваются. В 1999 году СВЧ-нагрев был впервые успешно применён для порошковых металлов и полностью спечённые образцы были получены в многомодовом резонаторе. Позже были проведены эксперименты по СВЧ-нагреву в одномодовом резонаторе отдельно электрическим (**E**-) и магнитным (**H**-) полем стоячей волны. СВЧ-спекание различных металлических порошков, сплавов, сталей и цветных металлов позволяет получать готовые спечённые образцы за несколько минут при температуре спекания от 1370 *K* до 1570 *K*. Кроме того, с помощью такой технологии можно получать наноматериалы и некоторые композитные материалы.

Рассмотрим теоретическую модель слоя металлического порошка. Для расчёта электромагнитных волн в слое удобно использовать метод матриц переноса (характеристических матриц) [1]. В нашем случае под слоем металлического порошка будем понимать ансамбль частиц порошка металла, покрытых диэлектрическими оболочками и случайным образом распределённых в воздухе (вакууме). Для расчёта эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей такой структуры используется теория эффективной среды (ТЭС) [2].

Для получения кривых нагрева слоя металлического порошка необходимо решить уравнение теплопроводности с учётом источника тепла, создаваемого электромагнитным полем, проникающим в слой порошка металла:

$$Q_{eh} = Q_e + Q_h = \frac{\omega}{8\pi}\left(\varepsilon''\left|\mathbf{e}\right|^2 + \mu''\left|\mathbf{h}\right|^2\right), \qquad (1)$$

Q_e – электрическая компонента теплоты, а Q_h – ее магнитная часть.

На рисунке 1 изображены результаты теоретических расчётов и экспериментальных измерений температурных кривых нагрева образцов из различных металлов [4]. Нагрев различных металлических порошков (размер частиц ~25 *мкм*) СВЧ-излучением проводился в обыкновенной СВЧ-печи (Sharp RE-SZ30 1000 *Вт*) на частоте 2,45 *ГГц*. Образцы металлических порошков помещались в цилиндрический корундовый контейнер

диаметром 4,6 *мм* и высотой 5,2 *мм*. Результаты компьютерного моделирования показывают, что предложенная в работе теория обеспечивает хорошее согласие с экспериментальными данными.

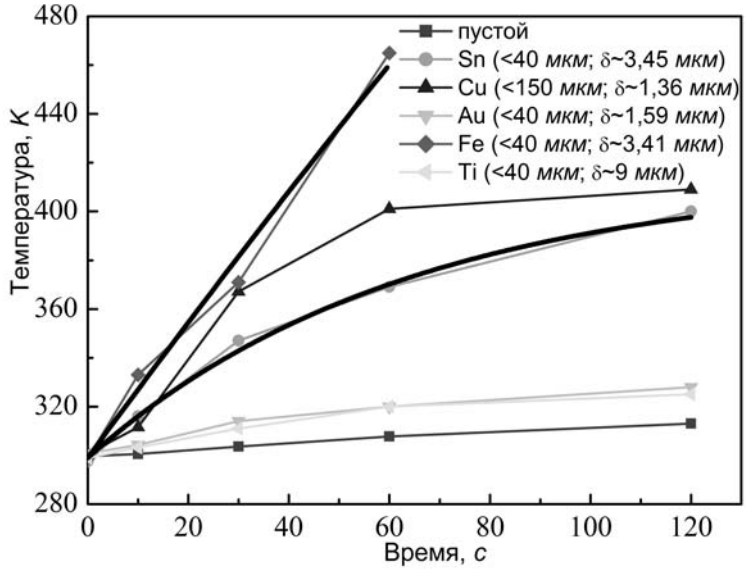


Рисунок 1. Нагрев образцов порошков металлов в СВЧ-печи. Использовался контейнер из корунда диаметром 4,6 мм и высотой 5,2 мм. Чёрные жирные кривые показывают результаты расчёта согласно теоретической модели.
δ *– толщина скин-слоя.*

Для того чтобы наглядно понять механизмы проникновения электромагнитного излучения в слой такого металлического порошка, рассмотрим одну проводящую частицу радиуса *a*, на которую падает электромагнитная волна, и получим рассеянное такой частицей поле. Рассмотрим квазистационарное приближение, т.к. размер частицы гораздо меньше длины волны падающего электромагнитного излучения.

Согласно закону индукции Фарадея, закону Ома и уравнению для магнитного поля, создаваемого токами, и с учётом того, что вектор-потенциал вихревых токов в бесконечности должен обращаться в нуль, а при $r = 0$ конечен, можно получить выражения для полей снаружи и внутри частицы [3]

$$a < r < \infty, \quad \mathbf{A_e} = \boldsymbol{\varphi}\frac{1}{2}B\left(r + Dr^{-2}\right)\sin\theta, \tag{2}$$

$$0 < r < a, \quad \mathbf{A_i} = \boldsymbol{\varphi}\frac{1}{2}BCr^{-1/2}I_{3/2}\left[(ip)^{1/2}r\right]\sin\theta, \tag{3}$$

где B, C, D – некоторые комплексные постоянные, которые можно найти из граничных условий; $I_{3/2}\left[(ip)^{1/2}r\right]$ – модифицированная функция Бесселя первого рода нецелого порядка, где $p = \sigma\mu\omega$, σ – удельное сопротивление частицы, μ – магнитная проницаемость частицы, ω – частота падающего СВЧ-излучения; r, φ, θ – соответствующие координаты в сферической системе координат, $\boldsymbol{\varphi}$ – единичный вектор в направлении φ. В уравнении (2) первое слагаемое связано с вектором-потенциалом падающего на частицу поля, а второе – это вектор-потенциал поля, создаваемого вихревыми токами.

Таким образом, в отличие от массивных сплошных образцов, когда вихревые токи образуются в плоском скин-слое, в образцах из порошковых металлов вихревые токи могут проникать глубже, благодаря кривизне скин-слоя частиц. В свою очередь, эти токи индуцируют электромагнитное поле за первым “слоем” частиц, которое способно возбудить вихревые токи в частицах последующего “слоя”. Диэлектрические оболочки на поверхности проводящих частиц играют роль изолятора, который препятствует образованию более сложных конфигураций вихревых токов в более узком слое образца. Отсутствие изолирующей оболочки привело бы к образованию более крупных проводящих кластеров, что нарушило бы условие квазистационарности, которое позволяет полагать нам, что вихревые токи образуются по всей поверхности частиц, а не только со стороны падающей волны. Изображённая на рисунке 2 зависимость показывает, что в случае проводящих частиц с оболочкой, при увеличении их объёмной доли происходит увеличение поглощённой образцом электромагнитной энергии. Таким образом, при взаимодействии СВЧ-излучения с ансамблем таких проводящих частиц, не образующих крупных проводящих кластеров, вихревые токи возбуждаются на всей поверхности каждой из частиц, не зависимо от глубины, на которой находится каждая заданная частица в слое. Благодаря этому обеспечивается объёмный характер поглощения СВЧ-волн и внутренний нагрев всего образца.

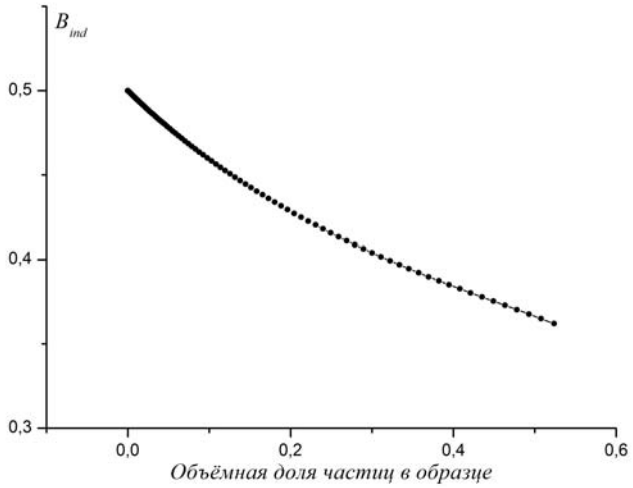


Рисунок 2. Зависимость индуцированного вихревыми токами магнитного поля на поверхности слоя (100 см × 100см × 0,5 см), состоящего из сферических проводящих частиц (радиус ~25 мкм), расположенных в узлах кубической решётки, от объёмной доли этих частиц в слое.

[1] Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., М.: Наука (1973)
[2] Bruggeman D.A.G., Ann. Phys. (Leipzig), 1935, **416**, 636
[3] Смайт В., Электростатика и электродинамика, М.: И*Л (1954)
[4] Buchelnikov V.D. et al., J. Appl. Phys., 2008, **104**, 1

РЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ И УПРУГИХ ВОЛН В ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

В.В. Тихонов, А.В.Ляшенко

ОАО «НИИ-Тантал», г. Саратов

Экспериментально исследованы нелинейные магнон-фононные распады прямых объемных магнитостатических волн (ПОМСВ) [1] и «быстрых» магнитоупругих волн (МУВ) [2] в эпитаксиальных пленках железоиттриевого граната (ЖИГ), выращенных на немагнитных подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ).

Нелинейные свойства быстрых МУВ были обнаружены в работах [3,4], но до настоящего времени они не получили достаточно полного объяснения. В данной работе были получены новые экспериментальные результаты, которые позволили адекватно интерпретировать наблюдаемые явления. Интерпретация строилась на основе анализа законов сохранения с учетом аномальной дисперсии быстрых МУВ. Показана возможность существования распадов первого и второго рода (трех- и четырехволновых распадов быстрых МУВ и ПОМСВ), которые сопровождались возбуждением низкочастотного звука и автомодуляцией исходной волны. Выявлены особенности распадов и условия их существования. Показано, что оба типа распадов могут происходить по нескольким конкурирующим сценариям и, что распады имеют не только нижние, но и верхние пороги мощности – пороги прекращения распадов.

Стимулирующим фактором развития трех- и четырехволновых магнон-фоннонных распадов и сопутствующих им эффектов автомодуляции являлась высокая акустическая добротность пленочной структуры ЖИГ-ГГГ. Распады возникали за счет резонансного накопления акустической энергии, сосредоточенной в основном в немагнитной подложке ГГГ. Накачка акустического резонатора возникала либо за счет акустического рассеяния быстрой МУВ (при распадах типа $МУВ \to МУВ_1 + звук$ и $МУВ \to ПОМСВ_1 + ПОМСВ_2 + звук$), либо за счет диссипативного рассеяния ПОМСВ и магнитострикционного излучения звука (при распадах типа $ПОМСВ \to МУВ + звук$ и $ПОМСВ \to ПОМСВ_1 + ПОМСВ_2 + звук$).

Трехволновые распады типа $МУВ \to МУВ_1 + звук$ и $ПОМСВ \to МУВ + звук$ стимулировались магнитоупругими резонансами на ближайшей частоте отсечки акустической волноводной моды Лэмба. Четырехволновые распады $ПОМСВ \to ПОМСВ_1 + ПОМСВ_2 + звук$ стимулировались чисто акустическим резонансом на частоте отсечки первой

моды Лэмба. Распады типа $МУВ \rightarrow ПОМСВ_1 + ПОМСВ_2 + звук$ – стимулировались магнитоупругим резонансом на частоте исходного сигнала, но при этом волны-продукты распада не обладали резонансными свойствами. Последнее обстоятельство являлось причиной возбуждения шума в окрестности частот исходной волны.

Возбуждение в структуре ЖИГ-ГГГ низкочастотного звука приводило в действие магнитострикционный механизм автомодуляции, который в случае трехволновых распадов быстрых МУВ и ПОМСВ вызывал появление регулярных серий модуляционных частот, а в случае четырехволновых распадов быстрой МУВ – усиление шума. При четырехволновых распадах ПОМСВ механизм автомодуляции не действовал из-за отсутствия упругих деформаций пленки ЖИГ.

Наличие множества альтернативных (конкурирующих) сценариев магнон-фононных распадов обуславливало появление верхнего порога мощности, при достижении которого вступал в силу менее выгодный сценарий распада, в результате оба распада входили в допороговый режим и прекращались. В случае трехволновых распадов $ПОМСВ \rightarrow МУВ + звук$ конкуренция возникает между распадами на центральную и боковую частоту магнитоупругого резонанса. В тех случаях, когда более выгодным становится распад на боковую частоту, возникали вторичные распады $МУВ \rightarrow МУВ_1 - звук_1$ внутри резонансной линии. Вторичные распады обуславливали появление в спектре прошедшего сигнала промежуточных серий модуляционных частот. В случае четырехволновых распадов $ПОМСВ \rightarrow ПОМСВ_1 + ПОМСВ_2 + звук$ конкуренция возникала между распадами с возбуждением первой и второй модами Лэмба. При этом распад с возбуждением первой моды Лэмба всегда был наиболее выгодным.

Предложенные механизмы магнон-фононных распадов имеют качественный характер. Однако они хорошо согласуются с экспериментальными данными и могут быть использованы при построении строгой теории нелинейного взаимодействия магнитостатических и упругих волн в слоистых ферритовых и феррит-диэлектрических структурах.

1. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, (1967).
2. Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. ФТТ, **25**, 2307 (1983).
3. Зильберман П.Е., Казаков Г.Т., Тихонов В.В. Письма в ЖТФ, **11**, 796 (1985).
4. Зильберман П.Е., Куликов В.М., Темирязев А.Г., Тихонов В.В. ФТТ, **30**, 1540 (1988).

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЁМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАСТИНЕ

А.Ю.Анненков, С.В.Герус

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

Магнитостатические волны в касательно намагниченной ферромагнитной пластине были впервые рассмотрены Дэймоном и Эшбахом в известной работе [1]. Авторами было показано, что в такой магнитной среде могут распространяться два типа магнитостатических волн (МСВ) — поверхностные и объемные. Получены дисперсионные соотношения для указанных волн и исследованы условия их существования. В частности было отмечено, что поверхностные волны могут распространяться только в определенном секторе направлений, а для объемных мод такого ограничения не существует. Были изучены распределения волновых функций МСВ по толщине пластины для двух ситуаций — объемной волны, при распространении ее вдоль поля подмагничивания, и поверхностной, бегущей в перпендикулярном направлении.

Работа [2], а также материал, изложенный ниже в какой-то степени являются продолжением работы Деймона-Эшбаха. Данная работа посвящена исследованию особенностей распределения полей объемных МСВ в касательно намагниченной ферромагнитной пластине при произвольном направлении волнового вектора.

Решение граничной задачи, как и в [1], искалось в магнитостатическом приближении. Магнитное поле волны выражалось через потенциал Ψ:

$$\boldsymbol{h} = \operatorname{grad} \Psi,$$

который, в свою очередь, удовлетворял уравнению Уокера

$$\operatorname{div} (\hat{\mu} \times \operatorname{grad} \Psi) = 0,$$

где $\hat{\mu}$ — тензор магнитной проницаемости ферромагнетика.

В результате удалось получить в явном виде решения для волновых чисел и распределения полей при произвольном направлении волнового вектора.

Как известно, магнитное поле МСВ вращается по эллипсу. Полуосями этого эллипса являются нормальная и касательная компоненты. Форма и амплитуда эллипса зависят как от нормальной к плоскости плёнки координаты, так и от волнового числа. Теоретический анализ показал, что в длинноволновой области преобладает нормальная составляющая поля, а в коротковолновой — касательная.

На рис. 1 приведен ряд распределений по толщине компонент переменного магнитного поля МСВ для разных направлений волнового вектора.

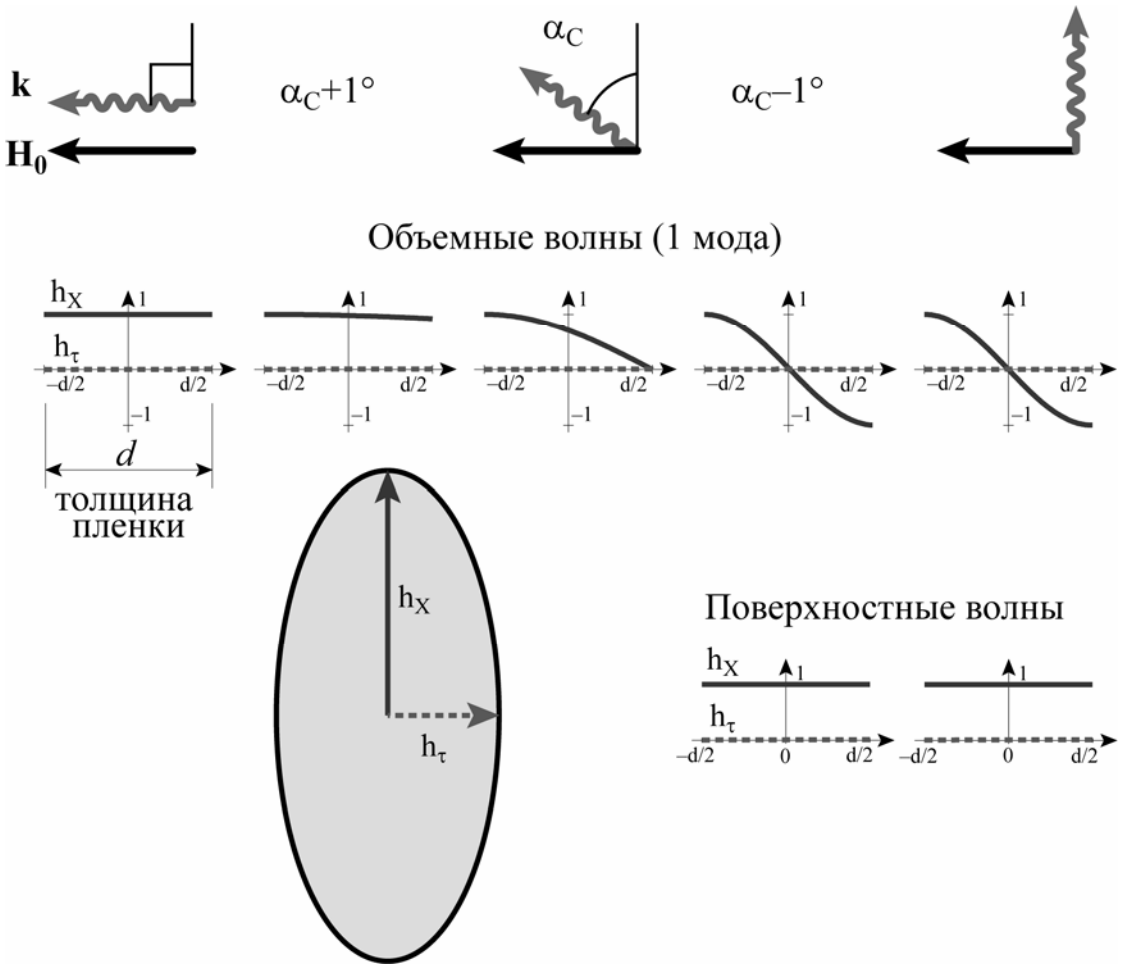


Рис. 1. Распределение магнитного поля. Нормальная компонента — h_x, касательная — h_τ. α_C — критический угол, $k << 1/d$.

Для поверхностных волн можно отметить, что большая полуось эллипса прецессии перпендикулярна пленке, так как нормальная компонента всегда больше касательной. Рост волнового числа уменьшает эксцентриситет эллипса, а удаление от поверхности вглубь ферритовой пленки — увеличивает.

Объемные волны имеют периодическое распределение по толщине. При этом условия на границе пленки одинаковы для всех мод, а увеличение номера моды сводится к добавлению очередной «полуволны». На рис 1 приведены распределения для первой моды. У объемных волн обнаружилась следующая особенность: вид распределения объемных волн по толщине имеет скачкообразное изменение при критическом угле волнового вектора, соответствующего углу отсечки для поверхностных волн. Это явление представлено распределениями для трех близких направлений волнового вектора: в направлении угла отсечки и на 1 градус больше и мень-

ше. Видно, что для углов больше угла отсечки распределение имеет вид прямой линии, в самом угле отсечки по толщине укладывается четверть волны, а для углов меньше угла отсечки по толщине укладывается пол волны. Таким образом, при прохождении угла отсечки в распределение поля по толщине плёнки добавляется полволны синусоиды.

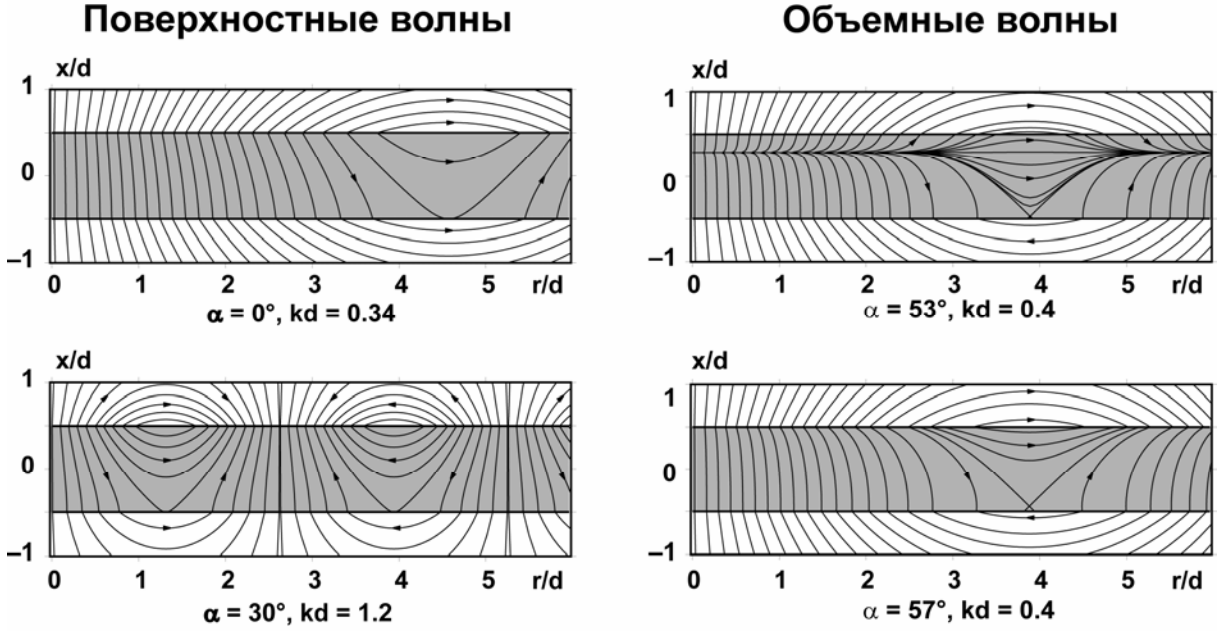


Рис. 2. Линии магнитного поля МСВ.

Вышесказанное иллюстрируется на рис. 2 картинами мгновенных линий магнитного поля МСВ.

Для поверхностных волн они не имеют особенностей и хорошо известны [3].

Приведенные картины поля объемных волн построены для одинаковых волновых чисел, но направление волнового вектора на верхнем рисунке меньше угла отсечки на 2°, а на нижнем — больше на 2°. Распределение линий поля внутри ферромагнетика на этих рисунках отличается весьма значительно. Горизонтальная линия, соответствующая вырождению эллипса вращения в линейные колебания касательной компоненты, есть только на верхнем распределении.

[1] Damon R.W., Eshbach J.R., J. Phys. Chem. Solids **19,** 308 (1961).
[2] А.Ю.Анненков, С.В.Герус, ЖТФ, Т. 69, вып. 1, с. 82- 86 (1999).
[3] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. Физматлит. М. (1994), 464 с

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ИСКУССТВЕННЫХ МАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Ю.Анненков, С.В.Герус

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

На основе эпитаксиальных магнитных плёнок, являющихся средой для распространения магнитостатических волн реализован частный случай так называемого фотонного кристалла [1] – искусственной периодической структуры. Периодичность свойств образовывалась в магнитной плёнке за счёт внешнего пространственно-периодического магнитного поля. В качестве источника такого поля использовались высококоэрцитивная магнитофонная лента с записанным на ней синусоидальным сигналом (сигнограммой) [2].

В кристалле, особенно в окрестностях зон Бриллюэна, распространяются моды, состоящие из целого набора плоских волн. Благодаря этому использование стандартных фазо-частотных измерений становится нецелесообразным, так как требуется их трудоемкая расшифровка, и, возможно, произойдет значительная потеря точности эксперимента. Методика измерений должна была предоставить возможность различать волны, распространяющиеся в магнитном кристалле.

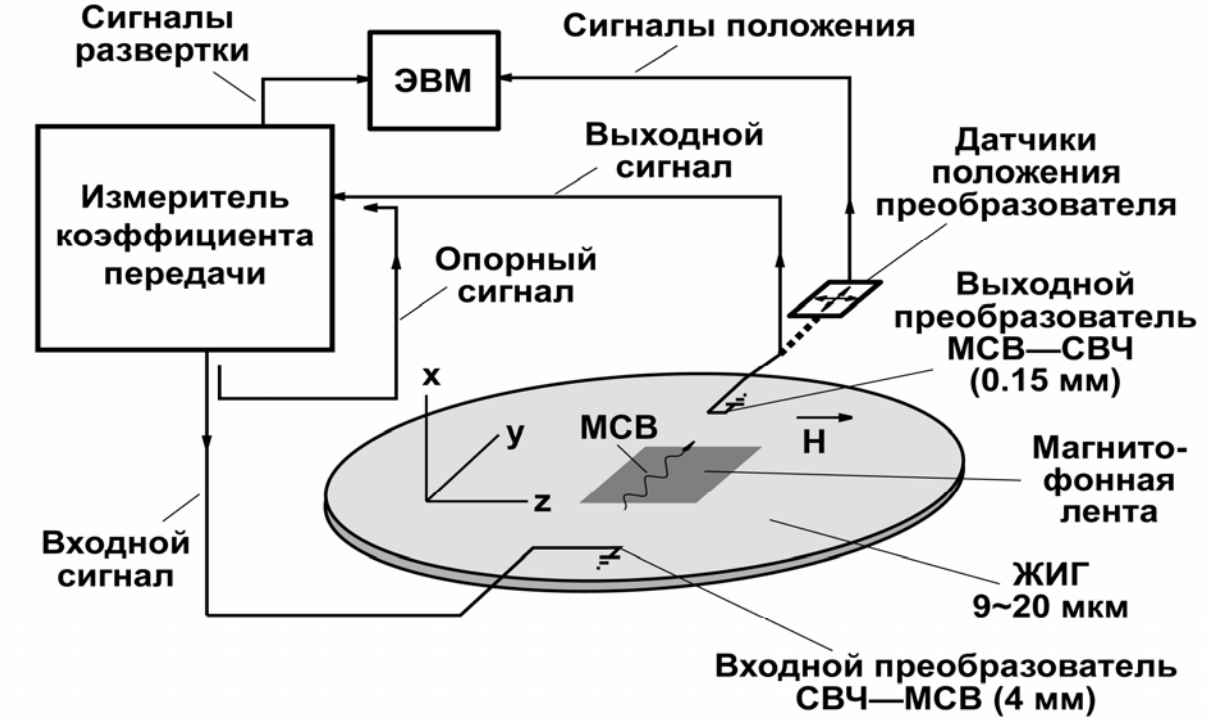


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Эксперимент проводился в режиме возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ). Возбуждение и приём ПМСВ осуществлялись зондовыми преобразователями-антеннами, которые имели возможность независимого перемещения и поворота в плоскости магнитной плёнки. Положение антенн и магнитофонной ленты контролировались с помощью измерительного микроскопа.

Исследование волн осуществлялось на основе измерения комплексного коэффициента передачи сигнала [3] прошедшего через магнитный кристалл. На выходе приемного преобразователя измерялась полная информация о суммарной фазе и амплитуде прошедших через магнитный кристалл волн. При перемещении приемной антенны вдоль некоторого направления на выходе устройства регистрировалась полная информация о синусоидальных составляющих распространяющихся плоских волн. Так если вдоль оси x на данной частоте ω распространялась N плоских волн вида $A_n e^{i(k_n y-\omega t)}$, то после перемещения на некоторое расстояние вдоль оси y на выходе измерительного устройства получался сигнал вида

$$U(y)=\sum_{n=1}^{N} A_n e^{ik_n y}\ .$$

Эта зависимость могла быть представлена либо в виде комплексных амплитуд в полярных координатах, либо в виде зависимостей фазы и амплитуды сигнала от координаты y. Далее зависимость $U(y)$ подвергалась Фурье анализу, в результате чего выявлялись компоненты с волновыми числами k_n и амплитудами A_n. Данный подход принципиально не усложнялся в случае неколлинеарного распространения плоских волн. При измерениях необходимо было только учитывать, что фазовая и групповая скорости поверхностных магнитостатических волн существенно не параллельны. Благодаря такому подходу можно непосредственными измерениями зарегистрировать волны с отличающимися волновыми векторами.

На рис. 2 представлены результаты измерений, проведенных для частоты, лежащей вблизи зоны Бриллюэна. Из приведенных графиков видно, что получаются достаточно отчетливые значения волнового вектора в окрестности величины $\pm q$ (рис. 9, *г*). Видно соотношение амплитуд этих разнонаправленных плоских волн, образующих блоховские моды искусственного магнитного кристалла.

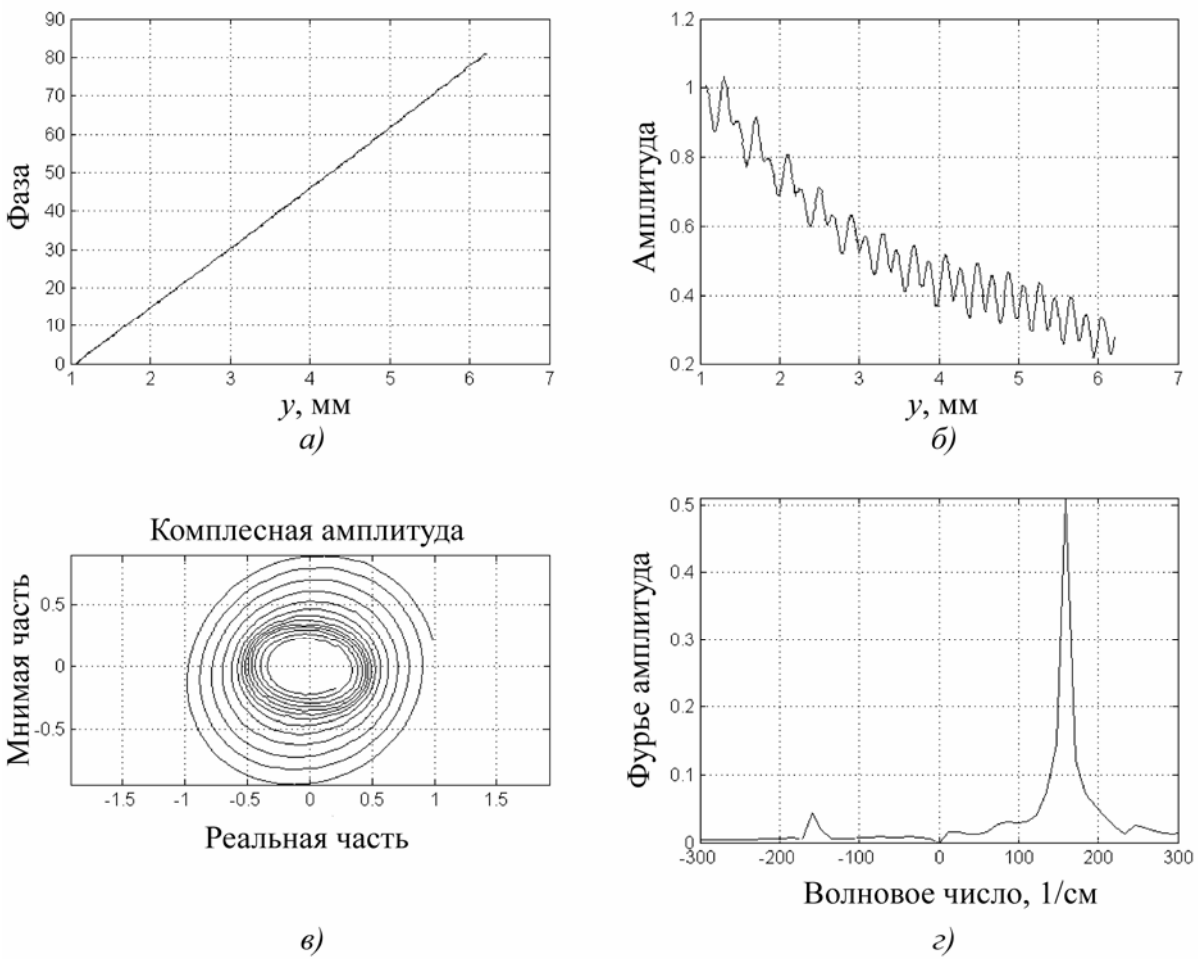


Рис. 2. Экспериментальный комплексный сигнал *U(y)*, состоящий из фазовой *(а)* и амплитудной *(б)* зависимостей от смещения *y*. Внизу приведены комплексная амплитуда *(в)*, параметрически зависящая от *y*, а также Фурье преобразование комплексной амплитуды *(г)*. Частота F = 3263 МГц, период решётки T = 240 мкм (q = 131 см$^{-1}$).

1. John D. Joannopoulos, Robert D. Meade, & Joshua N. Winn. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, (Princeton University Press, Princeton, 1995).
2. Вороненко А. В., Герус С. В., Письма в ЖТФ. Т. 10. № 12. С. 746-748 (1984).
3. А.Ю. Анненков, И.В. Васильев, С.В. Герус, С.И. Ковалев, ЖТФ, т. 65. вып. 4, с.71-82, (1995).

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА И СВЕРХПРОВОДНИКА

Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет

Высокочастотные свойства поверхностных волн на границе раздела двух сред на протяжении многих лет являются объектом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. Особый интерес представляют поверхностные волны (поляритоны) на границе сверхпроводника с диэлектрической средой и, в частности, с ферродиэлектриком (например, железо-иттриевым гранатом). Известно, что в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) проявляется значительная анизотропия как оптических свойств, так и глубины проникновения магнитного поля, которую следует учитывать при моделировании диэлектрической проницаемости сверхпроводника. Для этих целей, как правило, используется модель двухкомпонентной плазмы [1], согласно которой при температуре ниже критической электронная подсистема может быть представлена совокупностью "нормальных" (испытывающих столкновения) и "сверхпроводящих" (движущихся без столкновений) электронов, концентрация которых имеет различную температурную зависимость. При этом важной оказывается задача о влиянии внешнего магнитного поля на дисперсионные свойства волн, распространяющихся в указанных структурах. В докладе обсуждаются результаты исследования волновых характеристик поверхностных поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела двух сред – ферромагнетика и сверхпроводника. Структура находится во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$, приложенном перпендикулярно направлению распространения поляритона в плоскости границы раздела (вдоль оси y).

Ферромагнетик будем считать намагниченным до насыщения. Его высокочастотные свойства определяются тензором магнитной проницаемости $\hat{\mu}_f$, который в этом случае имеет следующие отличные от нуля компоненты: $\mu_{xx} = \mu_{zz} = \mu$, $\mu_{yy} = 1$, $\mu_{xz} = -\mu_{zx} = -i\mu_a$, где

$$\mu = 1 + \frac{(\omega_H + i\alpha\omega)\omega}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \qquad \mu_a = \frac{\omega\,\omega_M}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}. \tag{1}$$

Здесь $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\alpha = \omega_r / \omega_H$, ω_r - частота релаксации. Диэлектрическую проницаемость ферромагнетика ε_f будем считать частотно-независимой в рассматриваемом частотном диапазоне.

Сверхпроводник будем считать изотропным в отсутствие внешнего магнитного поля. В присутствии подмагничивающего поля $\mathbf{H}_0$, величина которого меньше критического поля H_{cr}, диэлектрическая проницаемость

сверхпроводника $\hat{\varepsilon}_s$ является тензором со следующими, отличными от нуля компонентами: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon$, $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_0$, $\varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{zx} = i\varepsilon_a$:

$$\varepsilon = \varepsilon_{0s} - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\left[(1-\theta^4) - \frac{(\omega - i\nu_s)\,\omega\,\theta^4}{\omega_c^2 - (\omega - i\nu_s)^2}\right],$$
$$\varepsilon_0 = -\frac{\omega_s^2\,\theta^4}{\omega(\omega - i\nu_s)}, \quad \varepsilon_a = \frac{\omega_s^2}{\omega}\frac{\omega_c\,\theta^4}{\omega_c^2 - (\omega - i\nu_s)^2} \qquad (2)$$

Здесь ε_{0s} и ω_s - решеточная часть диэлектрической проницаемости и плазменная частота, ν_s - частота столкновений нормальных электронов, $\theta = T/T_c$ - нормированная температура, T_c – температура фазового перехода, $\omega_c = eH_0/mc$ - циклотронная частота.

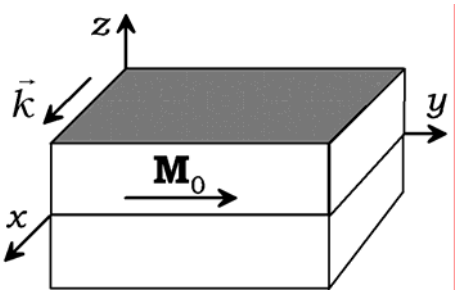


Рисунок. Геометрия структуры

Решение граничной задачи приводит к дисперсионному соотношению, которое для собственных ТЕ волн имеет вид:

$$\sqrt{k^2 - k_0^2\varepsilon_2\mu_\perp} - \frac{\mu_a}{\mu}k + \frac{\mu_\perp}{\mu_1}\sqrt{k^2 - k_0^2\mu_1\varepsilon_0} = 0, \qquad (3)$$

где $\mu_\perp = \mu - \mu_a^2/\mu$. Для ТМ волн дисперсионное уравнение имеет аналогичный вид:

$$\sqrt{k^2 - k_0^2\mu_1\varepsilon_\perp} - \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon}k + \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_2}\sqrt{k^2 - k_0^2\varepsilon_2} = 0, \qquad (4)$$

где $\varepsilon_\perp = \varepsilon - \varepsilon_a^2/\varepsilon$. Следует отметить факт невзаимности, в соответствии с которым характер дисперсии для противоположно направленных поверхностных волн различен. Для численного анализа дисперсионных соотношений и характеристик поляритонов используются параметры керамического сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и феррита $Y_3Fe_5O_{12}$. Обсуждаются дисперсионные особенности, обусловленные наличием резонансных частот ω_H и ω_c, а также возможности практического использования полученных результатов (для создания управляемых магнитным полем устройств - фильтров, линий задержки, для оптимизации параметров приборов и передающих линий на основе ВТСП).

1. D.G. Sannikov, D.I. Sementsov, S.V. Zhirnov, Solid State Phenomena. **152-153**, 369 (2009)

СПИН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В Ɛ-ЖЕЛЕЗЕ И ЕГО СПЛАВАХ

Ю. С. Поносов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург

Магнитные взаимодействия в железе имеют важнейшее значение для фазовой стабильности и физических свойств его структурных модификаций. Спустя более чем 50 лет после получения гексагональной плотноупакованной (гпу) фазы [1], идентификация магнитного состояния в ε-железе по-прежнему неясна. ε-фаза железа образуется из α-фазы (оцк) при давлениях около 13 ГПа, вероятно, доминирует во внутреннем ядре земли и является сверхпроводящей. Эти причины, вместе с широким технологическим применением железа, обуславливают исследования магнитного состояния фазы высокого давления железа. Теоретические расчеты предсказывают антиферромагнитное состояние в ε-железе, однако ни в одном эксперименте по эффекту Мессбауэра при высоких давлениях не было зафиксировано расщепления линии ядерного резонанса вплоть до самых низких температур. Одной из возможных причин этого может быть наличие в ε-железе нерегистрируемых в эксперименте быстрых спиновых флуктуаций, ответственных за наблюдаемое и теоретически объясненное расщепление E_{2g} оптического фонона [2, 3].

Это расщепление вырожденной моды в антиферромагнитной (afmII) орторомбической фазе ε-железа, полученное в [3]при учете спин-фононного взаимодействия, может быть исследовано при атмосферном давлении в сплавах железо-марганец с гпу структурой. Как показано ранее, ε-сплавы с содержанием Mn до 30% испытывают переход в антиферромагнитное состояние в области 230К [4]. В данной работе мы представляем результаты температурных измерений Рамановского рассеяния оптическим E_{2g} фононом в таких сплавах в области 10-300К. Эксперимент не обнаруживает предсказанного расщепления, однако показывает постепенное ужесточение и уширение линии. Поскольку такое уширение при понижении температуры наблюдалось и в других (немагнитных) металлах, его связь с неадиабатическими эффектами в перенормировке энергии фонона представляется более вероятной.

Работа поддержана РФФИ грант № 08-02-00437.

1. D. Bancroft, E. Peterson, and S. Minshall, J. Appl. Phys. **27**, 291 (1956)
2. G. Steinle-Neumann, R. E. Cohen, and L. Stixrude, J. Phys.:Condens.Matter **16**, S1109 (2004)
3. Merkel S et al., Science **288,** 1626 (2000)
4. H. Ohno and M. Mekata, , J. Phys. Soc. Japan, **31**, 103 (1971)

О ПАРАМЕТРАХ ДИАГРАММ И МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ПРЕОБРАЗОВАНИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНУЮ

А.В. Вашковский, Э.Г. Локк

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук, Россия

Ниже кратко изложен физический механизм и исследованы параметры диаграмм электромагнитного излучения, которое возникает в результате распространения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ) в неоднородно намагниченной структуре феррит-диэлектрик (ФД) (подробнее см. [1]). Геометрия задачи представлена на рис.1.

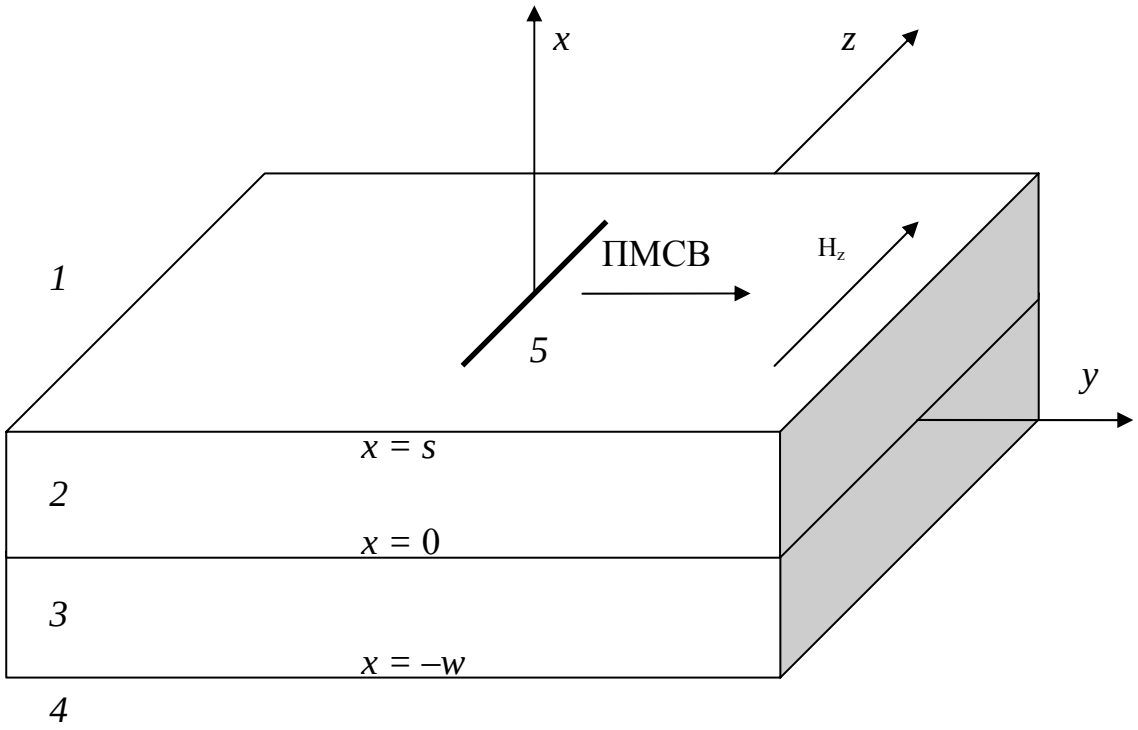


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 и 4 – полупространства, окружающие структуру ФД; 2 – ферритовая пластина; 3 – диэлектрическая подложка, 5 – преобразователь, возбуждающий ПМСВ. H_z – стационарное внешнее магнитное поле, величина которого зависит только от координаты y и возрастает с увеличением значений y.

На первый взгляд, возникающее излучение может показаться тривиальным: при распространении ПМСВ в направлении, вдоль которого величина магнитного поля, касательного плоскости структуры, медленно возрастает, волновое число ПМСВ k постепенно убывает, и, когда оно становится близким к величине $k_0=\omega/c$ (ω – частота волны, c – скорость света), происходит излучение электромагнитной волны. При таком подходе излучающаяся область представляется узкой полоской на поверхности ферри-

тового слоя, а диаграммы направленности излучения – подобными аналогичным диаграммам для элементарного электрического вибратора. Однако, как показали экспериментальные исследования [2, 3], диаграммы излучения из структуры ФД имеют направленный характер, который нельзя объяснить на основе изложенной выше модели этого явления.

Для объяснения параметров диаграмм был проведен теоретический анализ изменения характеристик ПМСВ, распространяющейся в неоднородно намагниченной плоской структуре ФД для случая медленного изменения поверхностного импеданса ПМСВ по сравнению с ее длиной волны [4, 5]. Опираясь на теоретические представлений, развитые в [6], показано, что всю траекторию МСВ в структуре ФД условно можно разделить на два участка – *неоднородный*, где величина α (которая в соответствии с законом ~ exp(αx) определяет уменьшение амплитуды МСВ в пространстве вдоль нормали к структуре ФД) изменяется линейно, и *однородный*, где величина α постоянна. На стыке этих двух участков из-за преобразования волны с цилиндрическим фронтом в волну с плоским фронтом возникает излучение. Примечательно, что на конце неоднородного участка внешнее стационарное неоднородное магнитное поле имеет такую величину, при которой для электромагнитной волны с данной частотой наблюдался бы ферромагнитный резонанс (подробнее см. [1]). На основе развитых теоретических представлений выполнен расчет диаграмм излучения при различных параметрах структуры ФД для случая медленного изменения поверхностного импеданса ПМСВ (см. рис. 2). Установлено, что параметры диаграммы определяются параметрами МСВ на конце неоднородного участка. Выполненные расчеты показали, что при изменении толщины диэлектрика от 0 до ∞ отношение α/k_0 на стыке двух участков изменяется от 0.14 до 3.75, что соответствует изменению направления излучения от 4^o до 62^o, ширины диаграмм - от 7.9^o до 110^o и амплитуды диаграмм - от 12.36 до 0.15. Найдено, что изменение толщины ферритовой пленки s в пределах 10 мкм $< s <$ 100 мкм слабо влияет на параметры диаграмм излучения. В то же время, следует отметить, что поставить эксперимент, в котором поверхностный импеданс ПМСВ изменялся бы медленно вдоль всей траектории ПМСВ, по-видимому, невозможно, поскольку длина траектории очень сильно увеличится до ~ 0,5 м (практически нереально вырастить пленку железоиттриевого граната таких размеров и создать неоднородное магнитное поле такой протяженности, не говоря уже о том, что в реальной среде с потерями энергии ПМСВ может не хватить, чтобы дойти до того места, где происходит излучение). С другой стороны использованными методами невозможно выполнить аналитический расчет диаграмм излучения для случая быстрого изменения поверхностного импеданса ПМСВ (а именно этот случай реализуется в экспериментах [2, 3]).

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-00233 и грантом «Развитие научного потенциала высшей школы» № 2.1.1/1081.

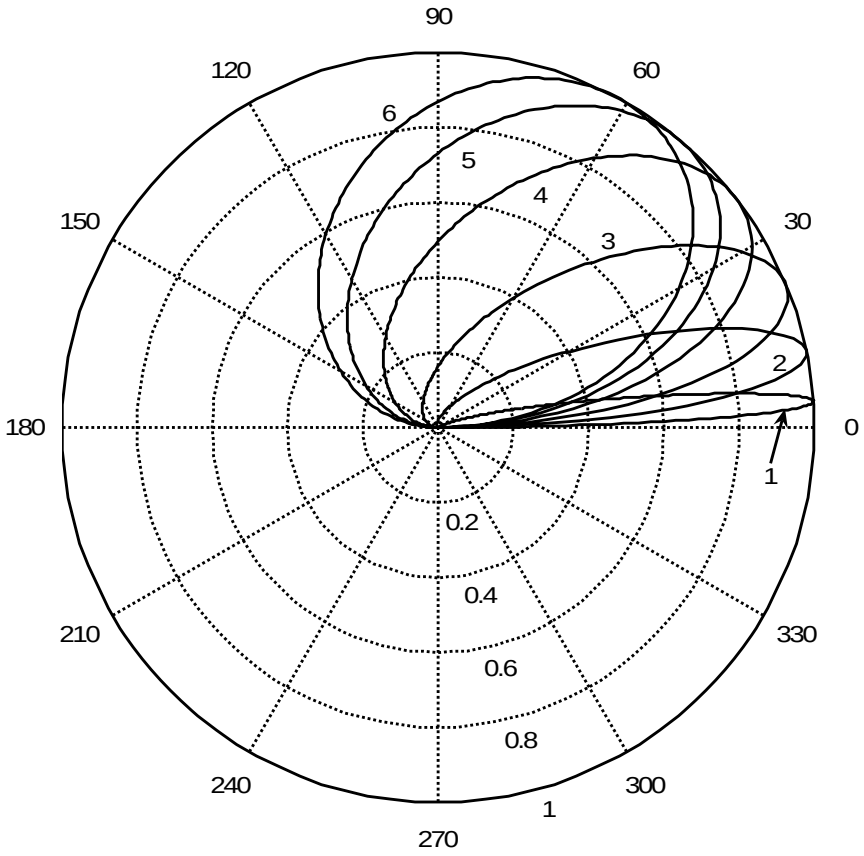


Рис. 2. Нормированные диаграммы излучения $F(\varphi)$ из структуры ФД при толщине феррита 45 мкм и следующей толщине диэлектрика w: 1 – 0 ($\alpha/k_0 = 0{,}14$), 2 – 1 ($\alpha/k_0 = 0{,}42$), 3 – 2 ($\alpha/k_0 = 0{,}85$), 4 – 4 ($\alpha/k_0 = 1{,}59$), 5 – 8 мм ($\alpha/k_0 = 2{,}48$) и 6 - $w \to \infty$ ($\alpha/k_0 = 3{,}75$). Амплитуды диаграмм K в направлении максимального излучения относятся как 12,36/2,42/0,89/0,4/0,24/0,15 (показаны диаграммы лишь для верхней полуплоскости значений φ).

1. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Радиотехника и электроника, **54,** №4, в печати (2009).
2. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Радиотехника и электроника, **40,** №7, 1030 (1995).
3. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Радиотехника и электроника, **49,** №8, 966 (2004).
4. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Радиотехника и электроника, **46,** №6, 729 (2001).
5. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Радиотехника и электроника, **46,** №10, 1257 (2001).
6. Шевченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах М.: Наука, 1969.

ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПОЛЯРИТОННОЙ ДИНАМИКЕ ОДНОМЕРНОГО МАГНИТНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ ТИПОМ МЕЖСЛОЕВОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

Д.В. Кулагин[1], А.С. Савченко[1], В.А. Котов[2], В.Г. Шавров[2], С.В. Тарасенко[1]

[1]*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ, Украина*
[2]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Россия*

Создание таких композитных сред, электродинамическими свойствами которых можно было бы управлять с помощью комбинации магнитного и электрического полей, является одним из магистральных направлений современной физики конденсированного состояния. Особый интерес в этом плане представляют собой одномерные магнитные фотонные кристаллы (1D-МФК) с антиферромагнитным типом упорядочения намагниченностей соседних магнитных слоев. Наличие у такой структуры точки магнитной компенсации делает ее динамику крайне чувствительной как к воздействию разнообразных внешних полей, так и к относительной толщине магнитных слоев, составляющих элементарный период подобного 1D-МФК.

В связи с этим изучение электродинамики 1D-МФК на основе ферромагнитной среды в постоянном внешнем электрическом поле $\boldsymbol{E}_0$ приобретает особое значение. Это обусловлено тем, что электрическое поле является легко реализуемым на практике внешним параметром, с помощью которого можно целенаправленно воздействовать на поляритонную динамику МФК. При этом особое значение приобретает изучение таких механизмов взаимодействия магнитной подсистемы с электрическим полем, существование которых не связано с магнитной симметрией ферромагнитной среды. Одним из наиболее важных механизмов такого типа является квадратичное магнитооптическое взаимодействие (КМОВ), которое может быть представлено в виде: $W_{mo} = -\rho_{iklm} M_i M_k E_l E_m$ (ρ_{iklm} – тензор констант КМОВ; $\boldsymbol{E}$ – вектор электрического поля; $\boldsymbol{M}$ – магнитный момент).

В качестве примера рассмотрен бинарный 1D-МФК с антиколлинеарно упорядоченными, однородно намагниченными в развитой плоскости ферромагнитными слоями толщинами d_1 и d_2, и нормалью к границе раздела слоев $\boldsymbol{n}$. Элементарный период МФК $D = d_1 + d_2$. По своим физическим параметрам слои предполагаются идентичными. Если в состоянии равновесия $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_0 \| OZ$, а $\boldsymbol{E}_0 \| OY$, то материальные соотношения для рассматриваемого мелкослоистого 1D-МФК, в рамках метода эффективной среды при $\boldsymbol{n} \| OX$ или $\boldsymbol{n} \| OY$, структурно имеют следующий вид:

$$\overline{\boldsymbol{B}} = \begin{pmatrix} \overline{\mu}_{xx} & -\overline{\mu}_* i & 0 \\ \overline{\mu}_* i & \overline{\mu}_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \overline{\boldsymbol{H}} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\overline{\alpha}_2 i \\ 0 & 0 & \overline{\alpha}_4 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \overline{\boldsymbol{E}},$$

$$\overline{\boldsymbol{D}} = \begin{pmatrix} \overline{\varepsilon}_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \overline{\varepsilon}_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \overline{\varepsilon}_{zz} \end{pmatrix} \overline{\boldsymbol{E}} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \overline{\alpha}_2 i & \overline{\alpha}_4 & 0 \end{pmatrix} \overline{\boldsymbol{H}}.$$

Здесь $\overline{\boldsymbol{P}} \equiv f_1 \boldsymbol{P}_1 + f_2 \boldsymbol{P}_2$, $f_{1,2} \equiv d_{1,2} / (d_1 + d_2)$, $\boldsymbol{P} = \boldsymbol{B}, \boldsymbol{H}, \boldsymbol{D}, \boldsymbol{E}$. В случае $\boldsymbol{E}_0 = 0$ $\overline{\alpha}_2 = \overline{\alpha}_4 = 0$.

Динамические свойства исследуемой модели в рамках феноменологической теории описываются системой дифференциальных уравнений Максвелла. В частности анализ полученных решений позволил сделать ряд выводов.

В условиях КМОВ при $\boldsymbol{E}_0 \neq 0$ и $f_1 \neq f_2$ не только объемные, но и поверхностные распространяющиеся поляритонные возбуждения ТЕ типа в рассматриваемом мелкослоистом МФК обладают невзаимностью относительно инверсии направления распространения вдоль единичного вектора $[\boldsymbol{E}_0 \boldsymbol{M}_0] / |[\boldsymbol{E}_0 \boldsymbol{M}_0]|$ (OX). Интересно отметить, что при $f_1 = f_2$ в рассматриваемом МФК $\mu_* = \alpha_4 = 0$. а спектр ТЕ поляритонов (как объемных, так и поверхностных) становится взаимным и его положение на плоскости внешних параметров «частота – волновое число» становится зависящим от знака $(\boldsymbol{n}\boldsymbol{E}_0)$.

Если $f_1 \neq f_2$, то в случае, когда ось МФК $\boldsymbol{n} \| OY$, спектр коллективной поверхностной ТЕ волны рассматриваемого МФК, также как и при $\boldsymbol{E}_0 = 0$, состоит из двух ветвей, однако теперь, если «верхняя» ветвь всегда соответствует волне прямого типа $(k_\perp \partial\omega / \partial k_\perp > 0)$, то нижняя, в зависимости от знака $(\boldsymbol{n}\boldsymbol{E}_0)$, может отвечать волне не только прямого, но и обратного $(k_\perp \partial\omega / \partial k_\perp < 0)$ типа.

При $f_1 \neq f_2$ и (или) $\boldsymbol{E}_0 \neq 0$ становятся возможными дополнительные режимы рефракции электромагнитной волны с заданными ω и $k_\perp$ (аномальная, отрицательная), отсутствующие при $f_1 = f_2$ и (или) $\boldsymbol{E}_0 = 0$.

При $f_1, f_2 \neq 0$ на плоскости внешних параметров ω и $k_\perp$ формируются зоны фотонного туннелирования, то есть в мелкослоистом МФК возможно формирование коллективной объемной ТЕ волны, тогда как в каждом из слоев формируется только эванесцентные ТЕ волны. Данный эффект имеет место и при $\boldsymbol{E}_0 = 0$.

ОБЩИЕ КРИТЕРИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО И ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОЛН В ТРЕХМЕРНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ГЕОМЕТРИЯХ

Э.Г. Локк

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук, Россия

В трехмерной геометрии плоскость падения не совпадает ни с одной плоскостью симметрии изочастотных поверхностей сред. При этом в плоскости падения лежат нормаль к поверхности раздела сред и все волновые векторы **k**, соответствующие изочастотным зависимостям. Векторы групповой скорости **V**, соответствующие векторам **k**, как правило, не лежат в плоскости падения. Поэтому, методы, описанные в [1], не применимы для *трехмерных* геометрий. Ниже на примере изочастотных поверхностей типа эллипсоида кратко рассматриваются математические критерии, позволяющие установить характер отражения и преломления волн в *трехмерных* анизотропных геометриях (подробнее см. [2]).

Пусть имеется две среды, изочастотные поверхности которых для некоторой фиксированной частоты f представляют собой эллипсоиды, имеющие общий центр и ориентированные друг относительно друга произвольным образом. Обе среды соприкасаются между собой плоской границей, ориентированной в каждой из сред под произвольным углом к плоскости симметрии соответствующего эллипсоида. Через нормаль к этой плоской границе раздела проходит *плоскость падения*. Изочастотные зависимости, являющиеся сечениями эллипсоидов плоскостью падения, показаны на рис. 1а (плоскость рисунка совпадает с плоскостью падения). Таким образом, в плоскости падения лежат (см. рис. 1а) изочастотные зависимости обеих сред (кривая *1* соответствует исходной среде, а кривая *2* – среде, в которую волна преломляется), прямая *3*, являющаяся пересечением плоскости падения и плоскости раздела сред (последняя перпендикулярна плоскости рисунка 1а), нормаль *4*, и волновые векторы падающего, отраженного и преломленного лучей $\mathbf{k_i}$, $\mathbf{k_{refl}}$ и $\mathbf{k_{refr}}$. Векторы групповой скорости соответствующих лучей $\mathbf{V_i}$, $\mathbf{V_{refl}}$ и $\mathbf{V_{refr}}$ не лежат в плоскости падения, поэтому на рис. 1а показаны лишь их проекции на эту плоскость.

При заданном положении границы и нормали $\mathbf{n_0}$ падающую волну описывает не любой волновой вектор изочастотной зависимости *1*, а лишь тот, для которого соответствующий вектор групповой скорости удовлетворяет условию падения (падающий луч должен быть направлен на границу)

$$(\mathbf{V_i}\,\mathbf{n}) > 0 \qquad \text{или} \quad |\alpha_i| < 90^{\circ} \qquad (1),$$

где α_i – угол между векторами $\mathbf{V_i}$ и $\mathbf{n}$ (угол падения).

Отражение могут описывать только те точки пересечения прямой 5 и исходной изочастотной зависимости, в которых вектор групповой скорости

удовлетворяет условию отражения (отраженный луч направлен от границы в исходную среду)

$(\mathbf{V_{refl}}\,\mathbf{n}) < 0$ или $|\alpha_{refl}| < 90^{o}$ (2),

где α_{refl} – угол между векторами $\mathbf{V_{refl}}$ и $-\mathbf{n}$ (угол отражения).

Преломление будут описывать лишь те точки пересечения прямой 5 с изочастотной зависимостью второй среды, в которых вектор групповой скорости удовлетворяет условию преломления (преломленный луч направлен из исходной среды за границу)

$(\mathbf{V_{refr}}\,\mathbf{n}) > 0$ или $|\alpha_{refr}| < 90^{o}$ (3),

где α_{refr} – угол между векторами $\mathbf{V_{refr}}$ и $\mathbf{n}$ (угол преломления).

Условия (2) и (3) является необходимыми и достаточными для возникновения отраженных и преломленных лучей только в тех случаях, когда все кривые изочастотных зависимостей обеих сред описывают волны с одинаковой поляризацией. В противном случае условия (2) и (3) являются лишь необходимыми.

Очевидно, что если анализировать отражение и преломление волны только в плоскости падения (по рис. 1а), то нельзя сказать ничего определенного о характере отражения и преломления. Так, из рис. 1а кажется, что имеет место отрицательное преломление, однако такое впечатление создается только на первый взгляд: если, например, оба вектора $\mathbf{V_i}$ и $\mathbf{V_{refr}}$ направлены под достаточно большими углами вперед от плоскости рисунка, то ясно, что будет иметь место положительное преломление. Как же установить действительный характер отражения или преломления?

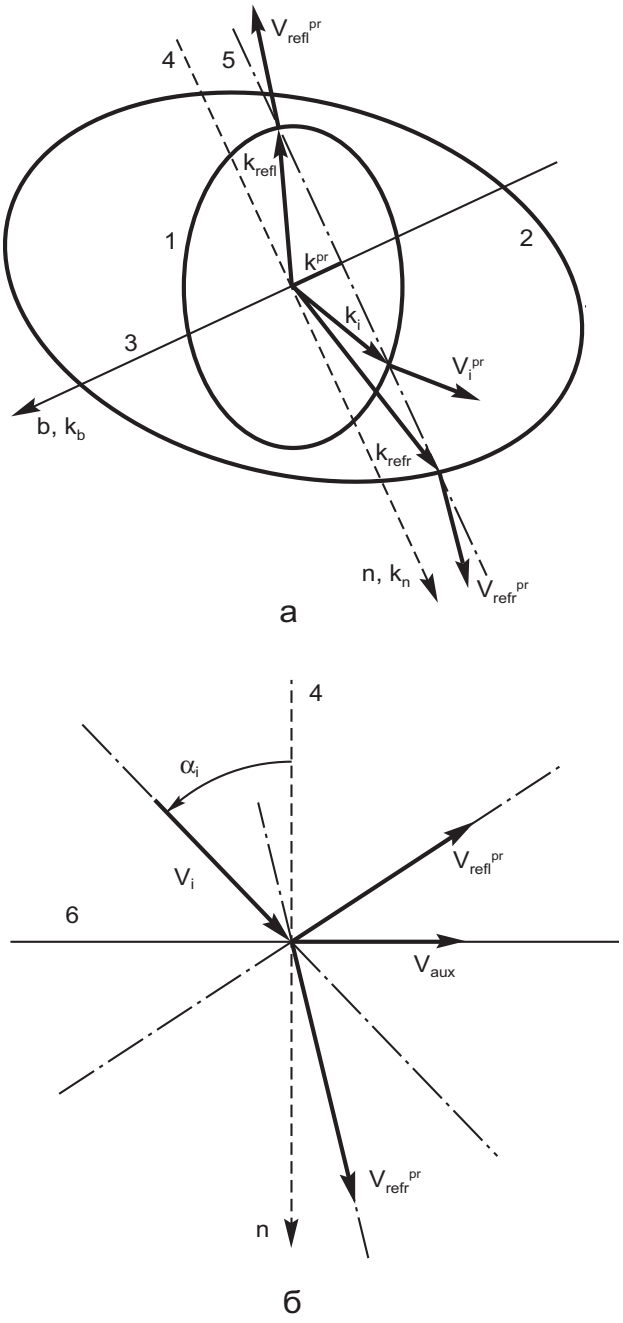


Рис. 1. Схема отражения и преломления луча в плоскости падения (***а***) и в плоскости падения луча (***б***): 1 – изочастотная кривая исходной среды, 2 – изочастотная кривая среды, в которую волна преломляется, 3 – прямая, являющаяся пересечением плоскости падения и плоскости раздела сред, 4 – нормаль к поверхности раздела сред и связанные с ней оси n и k_n, 5 – проектирующая прямая, 6 – прямая, являющаяся пересечением плоскости падения луча и плоскости раздела сред (плоскость раздела сред перпендикулярна плоскости рисунков 1*а* и 1*б*). Индексом «pr» отмечены проекции на плоскость рисунков векторов **V**, которые не лежат в плоскости рисунков.

Рассмотрим геометрию лучей для данного случая в реальном пространстве – в *плоскости падения луча*, где лежат нормаль и вектор групповой скорости падающего луча $\mathbf{V_i}$ (рис. 1*б*), при этом векторы $\mathbf{V_{refl}}$ и $\mathbf{V_{refr}}$ не лежат в этой плоскости. Введем в рассмотрение вспомогательный вектор $\mathbf{V_{aux}}$, обладающий следующим свойством: этот вектор направлен вдоль прямой *6*, то есть, лежит в плоскости падения луча и в плоскости раздела сред одновременно и ориентирован так, чтобы его проекция и проекция вектора $\mathbf{V_i}$ на плоскость раздела были направлены одинаково (рис. 1*б*). Вектор $\mathbf{V_{aux}}$, обладающий таким свойством, равен следующему векторному произведению.

$$\mathbf{V_{aux}} = [[\mathbf{n_0} \times \mathbf{V_i}] \times \mathbf{n_0}] \text{ или } \mathbf{V_{aux}} = [[\mathbf{k_{n0}} \times \mathbf{V_i}] \times \mathbf{k_{n0}}]. \quad (4)$$

Из рис. 1*б* легко видеть, что от знаков скалярных произведений ($\mathbf{V_{refl}}\,\mathbf{V_{aux}}$) и ($\mathbf{V_{refr}}\,\mathbf{V_{aux}}$) будет зависеть, является отражение и преломление положительным или отрицательным. Таким образом, можно сформулировать следующие критерии.

Критерий для определения характера отражения волны в любой анизотропной среде. Пусть в анизотропной среде при отражении волны от плоской границы в соответствии с законом сохранения импульса и условиями падения (1) и отражения (2) получилось некоторое количество отраженных лучей. Тогда, вычислив для каждого *j*-того отраженного луча скалярное произведение $\Pi^j{}_{refl}$

$$\Pi^j{}_{refl} = \left(\mathbf{V^j_{refl}}\mathbf{V_{aux}}\right) = \left(\mathbf{V^j_{refl}}\left[\mathbf{n_0} \times \left[\mathbf{V_i} \times \mathbf{n_0}\right]\right]\right), \quad (5)$$

можно утверждать, что *j*-тый луч испытывает положительное отражение, если $\Pi^j{}_{refl} > 0$, и – отрицательное отражение, если $\Pi^j{}_{refl} < 0$.

Критерий для определения характера преломления волны в любых анизотропных средах. Пусть при преломлении волны из одной анизотропной среды в другую через плоскую границу раздела в соответствии с законом сохранения импульса и условиями падения (1) и преломления (3) получилось некоторое количество преломленных лучей. Тогда, вычислив для каждого *j*-того преломленного луча скалярное произведение $\Pi^j{}_{refr}$

$$\Pi^j{}_{refr} = \left(\mathbf{V^j_{refr}}\mathbf{V_{aux}}\right) = \left(\mathbf{V^j_{refr}}\left[\mathbf{n_0} \times \left[\mathbf{V_i} \times \mathbf{n_0}\right]\right]\right), \quad (6)$$

можно утверждать, что *j*-тый луч испытывает положительное преломление, если $\Pi^j{}_{refr} > 0$, и – отрицательное преломление, если $\Pi^j{}_{refr} < 0$.

Критерии (5) и (6) можно использовать на практике для определения характера преломления или отражения электромагнитных и акустических волн в любых анизотропных средах, как для трехмерных, так и для двумерных геометрий (хотя для двумерных геометрий проще использовать правила, сформулированные в [1]).

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-00233 и грантом «Развитие научного потенциала высшей школы» № 2.1.1/1081.

1. Э.Г. Локк, УФН, **178,** №4, 397 (2008).
2. Э.Г. Локк, Радиотехника и электроника, **54,** №2, 166 (2009).

РОЛЬ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ЗАДАЧЕ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ ТРИ МАГНИТНЫХ СРЕДЫ С ПОТЕРЯМИ

И.В.Антонец[1], Л.Н.Котов[1], В.Г.Шавров[2], В.И.Щеглов[2]

1 - Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия
2 - Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Традиционное рассмотрение падения электромагнитной волны на слоистую структуру обычно ограничивается случаем, когда варьируется лишь диэлектрическая проницаемость, а магнитная равняется единице [1]. В то же время, существует немало сред, магнитная проницаемость которых, будучи изотропной, довольно высока (например, поликристаллические ферриты без подмагничивания). Законы отражения электромагнитных волн при наклонном падении на такие среды, имеют особенности.

Пусть плоская волна падает из среды с проницаемостями ε_1 и μ_1 на пластину толщины d с проницаемостями ε_2 и μ_2, после чего выходит в среду, идентичную первой. Угол падения -θ_1, угол преломления - θ_2. Электрическое поле волны параллельно плоскости падения. Амплитуды электрических полей волн в случае нормального падения равны [2]:

$$B=\frac{-\left(Z_1^2-Z_2^2\right)\left(e^{iq_2d}-e^{-iq_2d}\right)}{\left(Z_1+Z_2\right)^2e^{iq_2d}-\left(Z_1-Z_2\right)^2e^{-ik_2d}};\quad C=\frac{2Z_2\left(Z_1+Z_2\right)e^{iq_2d}}{\left(Z_1+Z_2\right)^2e^{iq_2d}-\left(Z_1-Z_2\right)^2e^{-iq_2d}};$$

$$D=\frac{2Z_2\left(Z_1-Z_2\right)e^{-iq_2d}}{\left(Z_1+Z_2\right)^2e^{iq_2d}-\left(Z_1-Z_2\right)^2e^{-iq_2d}};\quad E=\frac{4Z_1Z_2}{\left(Z_1+Z_2\right)^2e^{iq_2d}-\left(Z_1-Z_2\right)^2e^{-iq_2d}}$$

где B - амплитуда отраженной волны; E - проходящей; C и D - амплитуды внутри пластины, $Z_{1,2}$- импедансы сред, $q_{1,2}$ - волновые числа. В отсутствие потерь q_1 и q_2 - действительные, с потерями - комплексные. Магнитные поля определяются теми же формулами с учетом импеданса.

Традиционные энергетические параметры - коэффициент отражения (отражательная способность) R_{ec} и коэффициент прохождения (пропускательная способность) T_{ec}, имеют вид: $R_{ec}=\left|B\right|^2$; $T_{ec}=\left|E\right|^2$. Сохранение энергии требует выполнения соотношения: $R_{ec}+T_{ec}=1$.

Рассмотрим сначала роль магнитной проницаемости пластины в отсутствие потерь. На рис.1 показаны зависимости коэффициента R_{ec} от угла падения θ_1 при: $\varepsilon_1=1$, $\mu_1=1$; $\omega=10^{11}\,рад\cdot c^{-1}$. Для кривых 1 и 2 - $\varepsilon_2=5$, $\mu_2=1$, 3 и 4 - $\varepsilon_2=1$, $\mu_2=5$. Кривые 1 и 3 соответствуют $d=\lambda_2/4$, 2 и 4 - $d=\lambda_2/2$, где $\lambda_2=0.842\,см$ - длина волны в пластине.

Из рисунка видно, что кривые 1 и 2, соответствующие $\mu_2 = 1$, спадают до нуля при угле Брюстера. Однако, для кривых 3 и 4 при $\mu_2 = 5$ такой спад отсутствует, то есть магнитная проницаемость пластины препятствует уменьшению до нуля отражения при угле Брюстера.

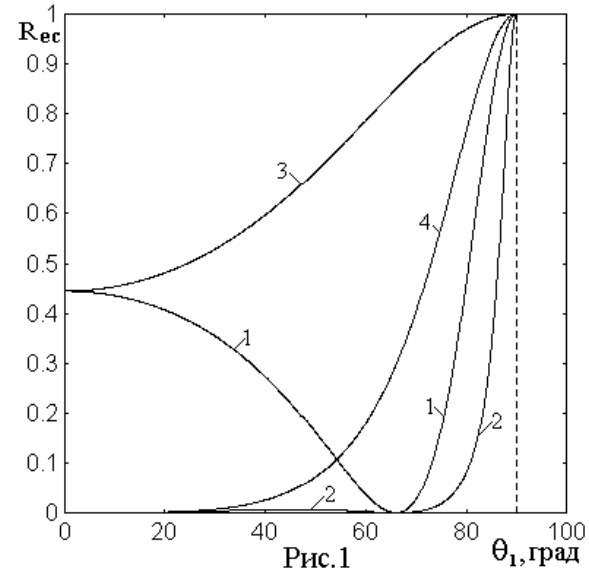


Рис.1

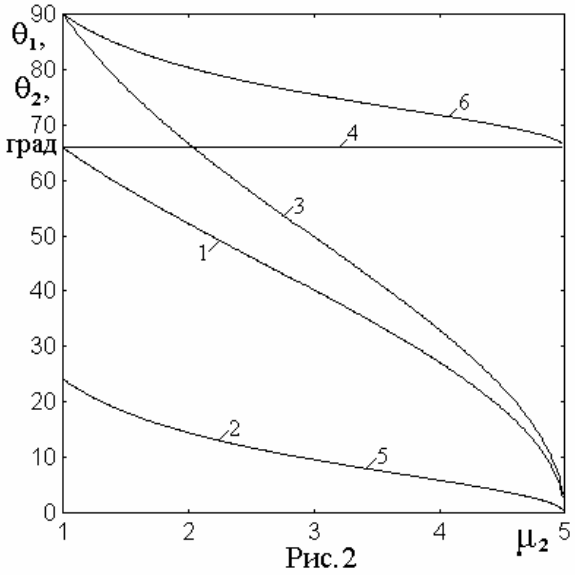


Рис.2

Рассмотрим теперь, как ведут себя углы Брюстера и преломления при изменении магнитной проницаемости пластины. Согласно [1], угол Брюстера при $\mu_1 = \mu_2 = 1$ равен: $\theta_B = arcsin\sqrt{\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$. При этом угол преломления: $cos\,\theta_2 = \sqrt{1 - \dfrac{\varepsilon_1 \mu_1}{\varepsilon_2 \mu_2} \cdot sin^2\,\theta_1}$. При $\theta_1 = \theta_B$ выполняется соотношение: $\theta_1 + \theta_2 = 90^0$. Однако, при $\mu_2 > 1$, из условия $B = 0$ получаем: $\theta_B = arcsin\sqrt{\dfrac{\varepsilon_2\left(\varepsilon_1\mu_2 - \varepsilon_2\mu_1\right)}{\mu_1\left(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2\right)}}$. При этом упомянутое соотношение не выполняется. Сказанное иллюстрируется рис.2, где показаны зависимости углов Брюстера 1 и 3, преломления 2 и 5, а также их суммы 4 и 6 от μ_2 ($\varepsilon_1 = 1$, $\mu_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 5$; $\omega = 10^{11}\,рад \cdot c^{-1}$). Кривые 1-3 соответствуют формуле, полученной из равенства нулю амплитуды отражения B, кривые 4-6 - классическому случаю. Видно, что условие $\theta_1 + \theta_2 = 90^o$ выполняется только при $\mu_2 = 1$, а при всех остальных значениях проницаемости $\theta_1 + \theta_2 < 1$ и при $\mu_2 \to \varepsilon_2$ сумма $\theta_1 + \theta_2$ стремится к нулю. Интересным является факт, что при $\mu_2 = \varepsilon_2$ угол Брюстера равен нулю, то есть отражение нормально падающей волны отсутствует.

Рассмотрим теперь, случай, когда во внешней среде имеются магнитные потери, то есть проницаемость μ_1 является комплексной.

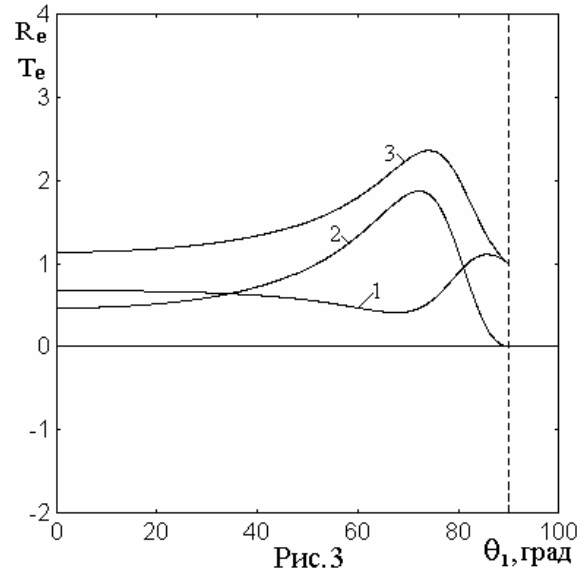


Рис.3

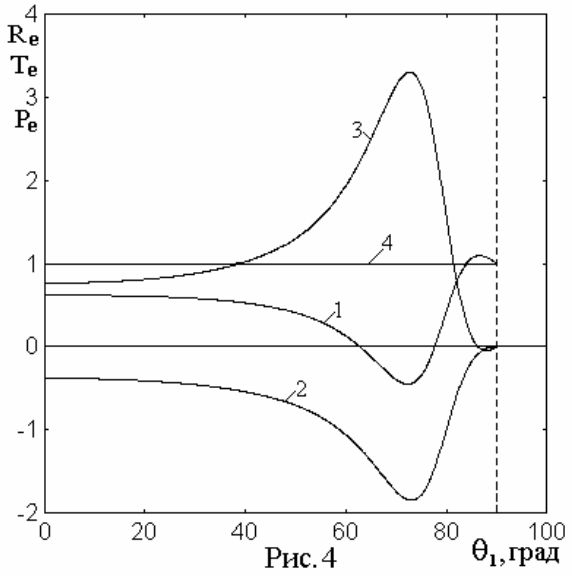


Рис.4

На рис.3 показаны зависимости классических энергетических коэффициентов от угла падения при $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 5$, $\mu_2 = 1$ и комплексной $\mu_1 = 1 - i$; ($\omega = 10^{11}\, рад \cdot c^{-1}$). Кривая 1 соответствует R_{ec}, 2 - T_{ec}, 3 - $R_{ec} + T_{ec}$. Как видим, везде $R_{ec} + T_{ec} > 1$, что означает нарушение сохранения энергии. Такое противоречие для комплексной диэлектрической проницаемости отмечалось ранее [3]. Для его устранения в работе [4] было предложено использование комплексных энергетических коэффициентов: отражения - $R_e = B^2$; прохождения - $T_e = E^2$; локализации (суммы реактивности и поглощения): $P_e = \left[C^2 \cdot \left(1 - e^{-2iq_2 d}\right) - D^2 \cdot \left(1 - e^{2iq_2 d}\right)\right] \cdot \frac{Z_1}{Z_2}$.

На рис.4 показаны зависимости действительных частей комплексных коэффициентов от угла падения при тех же параметрах. Кривая 1 соответствует R_e, 2 - T_e, 3 - P_e, 4 - сумме $R_e + T_e + P_e$. Из рисунка видно, что всегда $R_e + T_e + P_e = 1$ (кривая 4), то есть при комплексной магнитной проницаемости внешней среды для сохранения энергии введение комплексных энергетических коэффициентов является необходимым.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты: № 07-02-00233-а, № 09-02-98800-р_север_а).

1. М.Борн, Э.Вольф.Основы оптики. М.: Наука (1970).
2. И.В.Антонец, Л.Н.Котов, В.Г.Шавров, В.И.Щеглов, РЭ, 53, 389 (2008).
3. И.М.Минков, Оптика и спектроскопия, 58, 466 (1985).
4. И.В.Антонец, Л.Н.Котов, В.Г.Шавров, В.И.Щеглов. В кн.: Сб.тр. XVI Межд. конф. "Радиолокация и радиосвязь". М.: Изд. МЭИ, 18 (2008).

ДИНАМИКА УСТАНОВЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В НОРМАЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ С МАГНИТОУПРУГИМИ СВОЙСТВАМИ В УСЛОВИЯХ ОРИЕНТАЦИОННОГО ПЕРЕХОДА

В.С.Власов[1], Л.Н.Котов[1], В.Г.Шавров[2], В.И.Щеглов[2]

1 - Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия
2 - Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Магнитные ориентационные фазовые переходы в анизотропных магнетиках являются предметом пристального изучения [1]. Рассматривается, в основном, квазистатический процесс переориентации вектора намагниченности от одного устойчивого положения к другому. В то же время, процесс динамического установления намагниченности обычно остается без должного внимания. Основной причиной существования различных устойчивых состояний является кристаллографическая анизотропия материала, тогда как анизотропия формы, как правило, не учитывается. В большинстве случаев магнитоупругие свойства магнетиков также не рассматриваются. Настоящая работа посвящена исследованию динамики переориентации вектора намагниченности в магнитном материале, обладающем анизотропией формы и магнитострикцией.

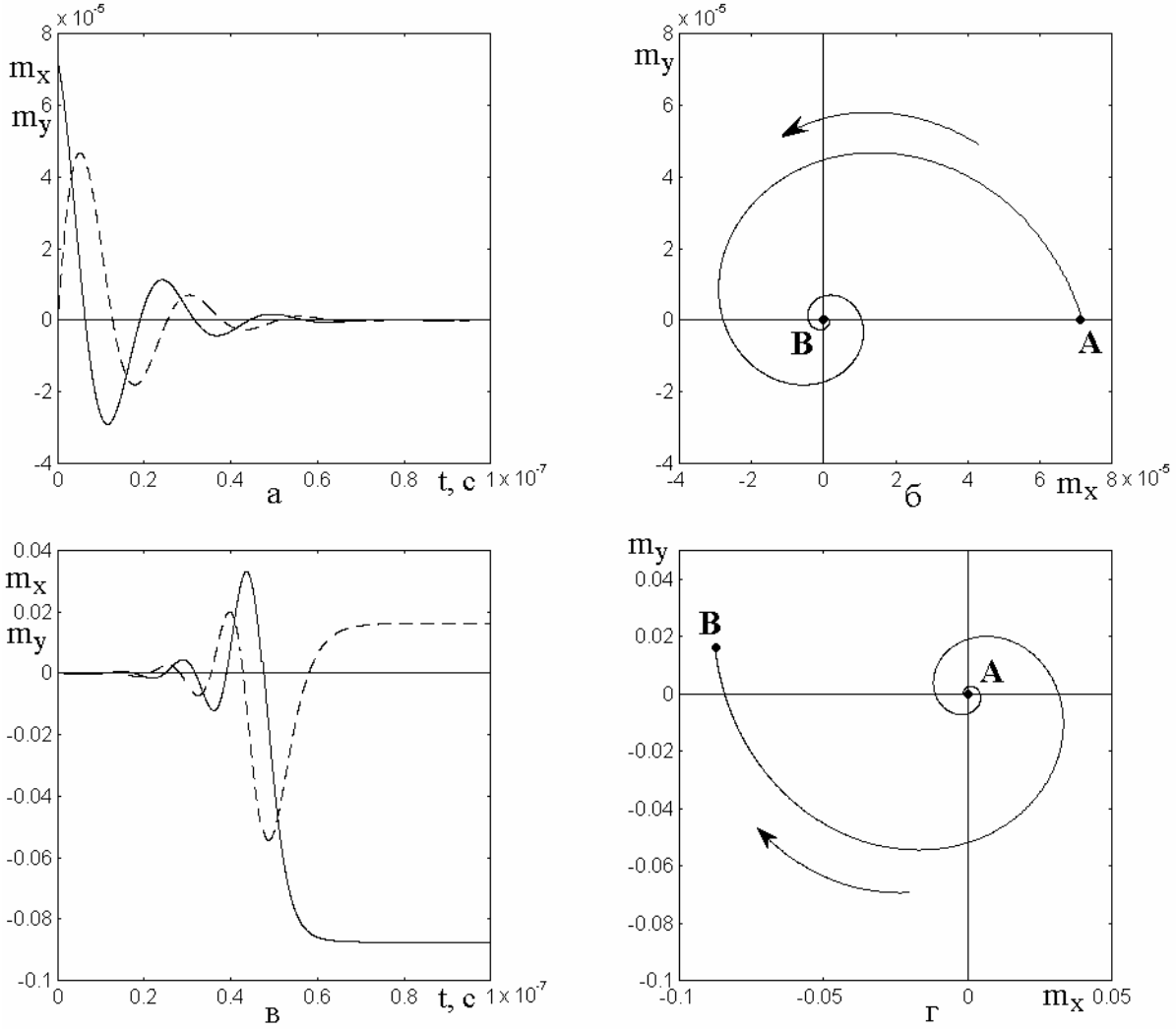
Рассмотрим ферритовую пластину, намагниченную по нормали к ее плоскости. Предположим, что феррит по магнитным свойствам - изотропен, упругие свойства описываются только константой c_{44}, а магнитоупругие - константой B_2. Введем декартову систему координат $Oxyz$, ось Oz которой перпендикулярна плоскости пластины. Полагая полную плотность энергии пластины U в поле $\vec{H} = \left\{ h_x;\ h_y;\ H_0 \right\}$ равной сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий, получаем:

$$U = -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 +$$
$$+ 2c_{44}\left(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2\right) + 2B_2\left(m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}\right)$$

где $\vec{m} = \vec{M}/M_0$ - нормированный вектор намагниченности, M_0 - намагниченность насыщения; $u_{ik} = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right)$ - тензор деформаций, u_i - компоненты упругого смещения, x_i - координаты, $i = x, y, z$.

Действуя аналогично работам [2, 3], записываем уравнение движения для намагниченности Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта и уравнения движения для упругих смещений. В результате получаем нелинейную систему уравнений, описывающую прецессию намагниченности, связанную с упругими колебаниями по толщине пластины.

Для исследования процесса установления намагниченности полученная система решалась численно методом Рунге-Кутта. Выбранные значения намагниченности и константы упругости составляли: $4\pi M_0 = 1750\,Гс$, $c_{44} = 7{,}64 \cdot 10^{11}\ эрг \cdot см^{-3}$. Для обеспечения ориентационного перехода в поле $2750\,Э$ константа магнитоупругого взаимодействия была выбрана равной $B_2 = 3{,}26 \cdot 10^8\ эрг \cdot см^{-3}$. Толщина пластины выбиралась из условия совпадения резонансной частоты упругих колебаний с частотой ферромагнитного резонанса (ФМР), в отсутствие магнитоупругого взаимодействия равной $2800\,МГц$, и составляла $0{,}6865\,мкм$. Параметры затухания магнитной и упругой подсистем равнялись $\alpha = 0{,}3$; $\beta = 10^8\,с^{-1}$.



Динамика установления вектора намагниченности в отсутствие внешнего возбуждения исследовалась путем задания начального отклонения намагниченности вдоль оси Ox с дальнейшим рассмотрением развития процесса во времени. Полученные зависимости показаны на рисунке.

На рисунках “а” и “в” показано изменение компонент намагниченности во времени при начальном отклонении $m_x = 0{,}01$. Сплошные линии соот-

ветствуют m_x, пунктирные - m_y. На рисунках “б” и “г” показаны зависимости $m_y(m_x)$ при тех же условиях. Рисунки “а” и “б” соответствуют $B_2 = 3{,}23 \cdot 10^8$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-3}$, когда константа недостаточна для перехода, рисунки “в” и “г” - $B_2 = 3{,}30 \cdot 10^8$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-3}$, когда значение константы превышает величину, требуемую для перехода ($3{,}26 \cdot 10^8$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-3}$).

Из рисунка видно, что в отсутствие перехода вектор намагниченности после ряда затухающих осцилляций стремится к положению вдоль поля, то есть по нормали к плоскости пластины. Зависимость $m_y(m_x)$ представляет собой закручивающуюся спираль от точки А к точке В. При наличии перехода вектор намагниченности также осциллирует, однако теперь амплитуда осцилляций нарастает вплоть до стационарных значений $m_x = -0{,}088$, $m_y = 0{,}016$, где осцилляции прекращаются. Зависимость $m_y(m_x)$ также имеет вид спирали, которая теперь от точки А к точке В раскручивается. Стационарное положение вектора намагниченности отклонено от нормали к плоскости пластины на угол $\theta = 5{,}14^o$, определяемый равновесием между внешним полем, размагничиванием формы пластины и ее упругой деформацией через посредство магнитоупругости.

В процессе переориентации упругие деформации ведут себя сходным образом: в отсутствие перехода u_x и u_y, проходя через ряд затухающих осцилляций, стремятся к нулю, при наличии перехода также через ряд нарастающих осцилляций стремятся к стационарным значениям: $u_x = 1{,}32 \cdot 10^{-9}$ *см*, $u_y = -0{,}24 \cdot 10^{-9}$ *см*. Частота осцилляций, одна и та же для магнитных и упругих колебаний, вдали от перехода приближается к частоте ФМР в отсутствие магнитоупругости (*2800 МГц*), в области же перехода частота осцилляций стремится к нулю (мягкая мода).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты: № 07-02-00233-а, № 09-02-98800-р_север_а).

1. К.П.Белов, А.К.Звездин, А.М.Кадомцева, Р.З.Левитин.Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука (1979).

2. В.С.Власов. Исследование релаксационной и нелинейной динамики магнитных и магнитоупругих колебаний пленок и частиц. Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Сыктывкар (2007).

3. С.Н.Карпачев, В.С.Власов, Л.Н.Котов, Вестник МГУ, Сер.3, 60 (2006).

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ ПРИ ОРИЕНТАЦИОННОМ ПЕРЕХОДЕ В АНИЗОТРОПНОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Объемные и поверхностные магнитостатические волны (МСВ) в ферритовых пленках и структурах используются в устройствах аналоговой обработки информации на СВЧ [1]. Большое разнообразие таких волн наблюдается в пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) ориентации (111) с доменной структурой, где при достаточной нормальной одноосной анизотропии вектор намагниченности ориентируется перпендикулярно плоскости пленки [2, 3]. Касательное намагничивание пленки вызывает поворот намагниченности к направлению поля - ориентационный фазовый переход второго рода. Экспериментальное наблюдение МСВ при таком переходе описано в [4], где исследованы волны, распространяющиеся параллельно и перпендикулярно к направлению поля. Показано, что частота МСВ с увеличением поля уменьшается вплоть до момента, когда вектор намагниченности ложится в плоскость пленки. Теоретическая модель тех же явлений предложена в [5-8], где показано, что МСВ, распространяющиеся вдоль плоскости пленки, имеют бегущую составляющую, перпендикулярную этой плоскости, причем МСВ могут быть двух видов: квазиобъемные, для которых амплитуда составляющей, перпендикулярной плоскости пленки, постоянна и квазиповерхностные, амплитуда которых по мере удаления от плоскости экспоненциально спадает. Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию свойств таких волн.

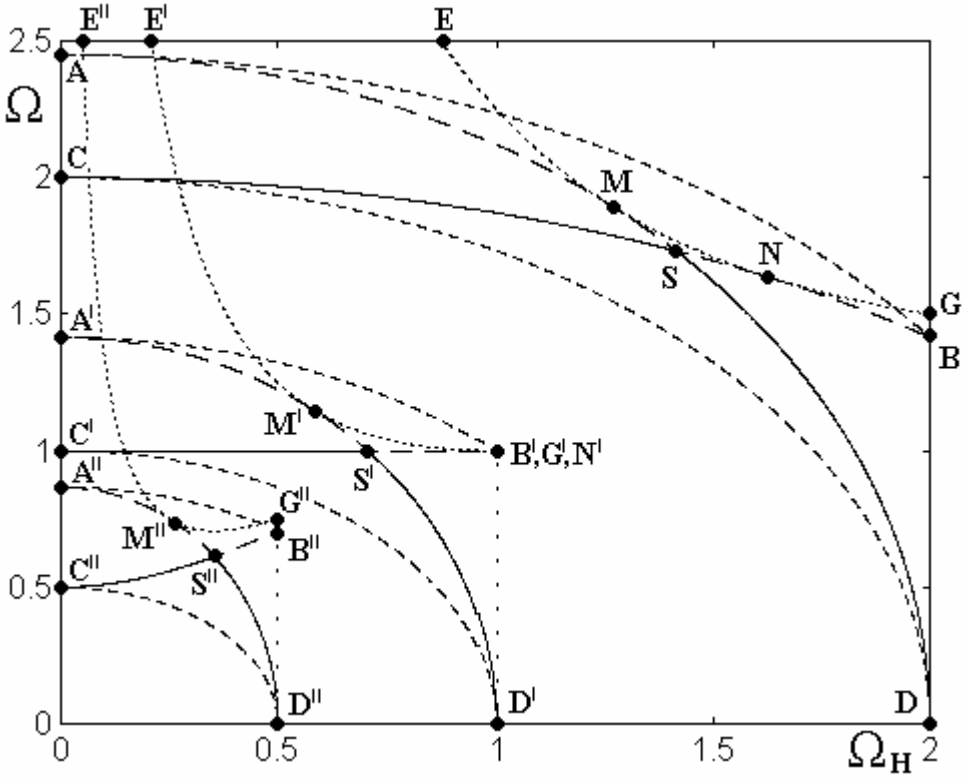
Рассмотрим задачу в геометрии работ [5-8]. Частотные границы между областями квазиобъемных и квазиповерхностных волн имеют вид:

$$\Omega_{1,2} = \sqrt{\left(\Omega_A^2 - \Omega_H^2\right) + \frac{\Omega_A^2 \mp \sqrt{\Omega_A^4 - 4\Omega_H^2\left(\Omega_A^2 - \Omega_H^2\right)\cdot cos^2\,\varphi}}{2\Omega_A}},$$

причем нормированные частоты равны: $\Omega = \frac{\omega}{4\pi\gamma M_0}$; $\Omega_H = \frac{H_0}{4\pi M_0}$; $\Omega_A = \frac{K/M_0 - 2\pi M_0}{2\pi M_0}$, где: M_0 - намагниченность насыщения; K - константа анизотропии; H_0 - постоянное поле; ω - частота; φ - угол между волновым вектором и нормалью к полю; γ - гиромагнитная постоянная.

На рисунке показаны зависимости частотных границ между областями с различными типами волн от нормированного постоянного поля при различных значениях поля анизотропии. Кривые, обозначенные буквами без

штрихов, соответствуют $\Omega_A = 2{,}0$, с одним штрихом - $\Omega_A = 1{,}0$, с двумя штрихами - $\Omega_A = 0{,}5$. Рассмотрим пример кривых, обозначенных буквами без штрихов ($\Omega_A = 2{,}0$). Кривые ASB, CSD и EMNG соответствуют распространению волн перпендикулярно направлению поля: $\varphi = 0^o$, кривые AB и CD - вдоль поля: $\varphi = 90^o$. Частоты в точках A, B, C, D равны: $\Omega(A) = \sqrt{\Omega_A(\Omega_A + 1)}$; $\Omega(B) = \sqrt{\Omega_A}$; $\Omega(C) = \Omega_A$; $\Omega(D) = 0$.



Спадающий вид кривых $\Omega_{1,2}(\Omega_H)$ отражает характерное свойство динамических возбуждений при ориентационном фазовом переходе второго рода: уменьшение резонансной частоты вплоть до нуля (мягкая мода) вследствие потери устойчивости в точке перехода (при $\Omega_H = \Omega_A$). Если кривые AB и CD плавно спадают без каких-либо соприкосновений, то кривые ASB и CSD соприкасаются друг с другом в точке S, где претерпевают излом, после чего их продолжения меняются местами, создавая иллюзию пересечения двух плавных кривых. Точка S соответствует частотам: $\Omega(S) = \dfrac{\sqrt{\Omega_A(\Omega_A + 1)}}{\sqrt{2}}$; $\Omega_H(S) = \dfrac{\Omega_A}{\sqrt{2}}$. Кривая EMNG соответствует предельным волновым числам. В точках M и N она касается кривой ASB, где:

$$\Omega_H(M) = \frac{\Omega_A\sqrt{\Omega_A}}{\sqrt{2\Omega_A + 1}}; \quad \Omega(M) = \frac{\sqrt{\Omega_A}(\Omega_A + 1)}{\sqrt{2\Omega_A + 1}}; \quad \Omega_H(N) = \frac{\Omega_A\sqrt{\Omega_A}}{\sqrt{2\Omega_A - 1}};$$

$\Omega\left(N\right)=\dfrac{\Omega_A\sqrt{\Omega_A}}{\sqrt{2\Omega_A-1}}$. Допустимые области существования квазиобъемных волн при $\varphi=0^o$ заключены между парой спадающих кривых CSD и ASB, а при $\varphi=90^o$ - между кривыми CD и AB. Вне этих областей волны могут быть только квазиповерхностными. Анализ дисперсионных соотношений показывает, что при $\varphi=0^o$ в криволинейных треугольниках ASC и BSD существуют квазиобъемные волны, а в криволинейном треугольнике MSN - квазиповерхностные. При $\varphi=90^o$ между кривыми AB и CD существуют квазиобъемные волны, а квазиповерхностные волны вообще отсутствуют. Вне этих областей какие-либо волны не существуют.

Кривые, обозначенные буквами со штрихами, показывают, как меняются зависимости $\Omega_{1,2}\left(\Omega_H\right)$, соответствующие $\varphi=0^o$ и $\varphi=90^o$, при изменении поля анизотропии. При уменьшении поля анизотропии общий вид кривых, в основном, сохраняется, а их размах по обеим осям уменьшается. Заметно меняется кривая CSB, состоящая из двух участков CS и SB, а также кривая EMNG. Так, при $\Omega_A=2{,}0$ кривая CSB в целом спадает, а кривая EMNG в целом спадает и касается кривой ASB в двух точках M и N. При $\Omega_A=1{,}0$ кривая $C^{/}S^{/}B^{/}$ идет строго горизонтально, причем точка $B^{/}$ совпадает с точками $G^{/}$ и $N^{/}$. При $\Omega_A=0{,}5$ кривая $C^{//}S^{//}B^{//}$ возрастает, точки B и G опять расходятся, кривая $E^{//}M^{//}G^{//}$ на участке $M^{//}G^{//}$, а точка N вообще отсутствует. Такая трансформация кривых обусловлена уменьшением жесткости системы при уменьшении поля анизотропии.

Работа поддержана РФФИ, грант № 07-02-00233-а.

1. J.Adam, L.Davis, G.Dionne, T.Schloemann, S.Stitzer, IEEE Trans. on MTT, **50**, 721 (2002).
2. П.Е.Зильберман, В.М.Куликов, В.В.Тихонов, И.В.Шеин, РЭ, **35**, 986 (1990).
3. А.В.Вашковский, Э.Г.Локк, В.И.Щеглов, ФТТ, **41**, 2034 (1999).
4. А.В.Вашковский, Э.Г.Локк, В.И.Щеглов, ЖЭТФ, **111**, 1016 (1997).
5. В.И.Зубков, В.И.Щеглов, РЭ, **45**, 1263 (2000).
6. В.И.Щеглов. В кн.: Международная школа-семинар “Новые магнитные материалы микроэлектроники”(НМММ-1998), ч.**1**. Москва: Изд.МГУ, 127 (1998).
7. В.И.Зубков, В.И.Щеглов, Письма в ЖТФ, **25**, 73 (1999).
8. В.И.Зубков, В.И.Щеглов, РЭ, **45**, 471 (2000).

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КОМПОЗИЦИОННОЙ СРЕДЫ ИЗ АНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРИТОВЫХ ЧАСТИЦ

В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Электродинамические свойства композиционных сред, состоящих из дискретных элементов, являются предметом интенсивных исследований [1-3]. В настоящей работе рассмотрена такая среда, представляющая собой решетку из анизотропных ферритовых частиц сферической формы, впервые предложенную в [4, 5]. Рассчитана динамическая магнитная восприимчивость среды, намагниченной постоянным полем. Все частицы обладают одинаковой одноосной анизотропией, а ориентации осей анизотропии отдельных частиц распределены в пространстве равновероятным образом, причем взаимодействие между частицами отсутствует. Удельную восприимчивость находим путем умножения восприимчивости одной частицы, усредненной по всем возможным ориентациям, на число частиц в единице объема. Для получения тензора восприимчивости одной частицы с ориентацией оси легкого намагничивания (ОЛН) под углами θ_a и φ_a, используем системы координат, показанные на рис.1.

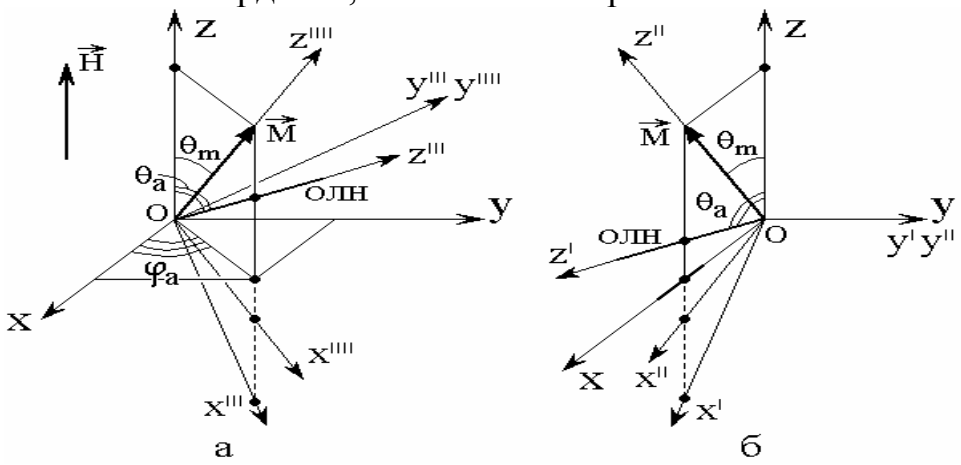


Рис.1.

СИСТЕМА № 1 - $Oxyz$ - лабораторная, в которой должен быть получен тензор восприимчивости в конечном виде.

СИСТЕМА № 2 - $Ox'y'z'$, связанная с осью анизотропии при $\varphi_a = 0$, которая используется для нахождения равновесного положения вектора намагниченности.

СИСТЕМА № 3 - $Ox''y''z''$, связанная с равновесной намагниченностью $\vec{M}_0$, в которой решается уравнение движения вектора намагниченности при $\varphi_a = 0$.

СИСТЕМА № 4 - $Ox'''y'''z'''$, связанная с осью анизотропии при произвольном φ_a, в которой плотность энергии одноосной анизотропии имеет наиболее простой вид.

СИСТЕМА № 5 - $Ox''''y''''z''''$, связанная с равновесной намагниченностью при произвольном φ_a, в которой решается уравнение движения вектора намагниченности при произвольном значении φ_a.

Для решения задачи сначала надо найти равновесное положение вектора намагниченности, после чего записать полную плотность энергии в системе $Ox''''y''''z''''$. Далее в этой системе надо записать, линеаризовать и решить уравнение движения вектора намагниченности, в результате чего будут найдены компоненты тензора восприимчивости $\vec{\vec{\chi}}''''$ в системе $Ox''''y''''z''''$. Конечным шагом является перевод полученного тензора восприимчивости из системы $Ox''''y''''z''''$, в систему $Oxyz$.

Для получения тензора восприимчивости среды в целом надо компоненты тензора, полученные для одной частицы, усреднить по всем возможным ориентациям оси анизотропии, то есть по всем возможным значениям углов θ_a и φ_a.

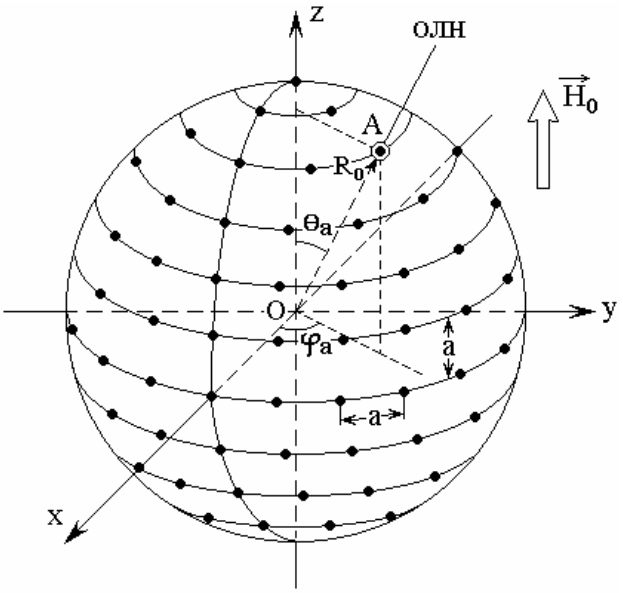


Рис.2.

Схема процедуры усреднения иллюстрируется рис.2, основу которого составляет лабораторная система координат $Oxyz$. На поверхности вспомогательной сферы радиуса R_0 укрупненными точками показаны пересечения этой поверхности с осями анизотропии отдельных частиц. Как пример показана одна из осей, проходящая через точку A. Задача рассматривается на пронумерованном дискретном множестве ориентаций осей анизотропии, распределенных равномерно с одинаковым шагом по обеим координатам: шаг по дуге на поверхности сферы равен a.

В результате получаем усредненное значение компоненты восприимчивости χ_{ik} с учетом коэффициента заполнения в виде:

$$\chi_{ik} = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{r}{d}\right)^3 \cdot \frac{\sum_{n=0}^{n_{max}}\left(\sum_{m=0}^{m_{n\,max}} \chi_{ik}^{(n,m)}\right)}{2\pi\sum_{n=0}^{n_{max}}\frac{\sin\left(n\cdot\theta_0\right)}{\theta_0}},$$

где: r - радиус ферритовой сферы, d - расстояние между соседними узлами решетки, n и m - угловые номера положений оси анизотропии, $n_{max} = \pi/\theta_0$, $m_{n\,max} = 2\pi\sin\left(n\cdot\theta_0\right)/\theta_0$, θ_0 - шаг по углу.

Численный расчет по приведенной формуле показывает, что все девять компонент полученного тензора отличны от нуля и являются комплексными с ненулевыми действительной и мнимой частями. Сравнительные величины компонент усредненного тензора композиционной среды ведут себя весьма подобно компонентам тензора для изотропной среды, а наблюдаемые отличия не превосходят $10 \div 15\%$. Композиционная среда, в основном, сохраняет гиротропные свойства, близкие к аналогичным свойствам однородной изотропной среды. Важнейшими отличиями от изотропной среды являются ненулевой характер всех девяти компонент тензора, значительно более широкий диапазон перекрываемых частот (в несколько раз), а также наличие значительных мнимых составляющих компонент тензора χ_{xx}, χ_{yy} и действительных составляющих компонент χ_{xy}, χ_{yx}. Тензор восприимчивости не является диагональным, симметричным или антисимметричным, но частично (с точностью до $10 \div 15\%$) проявляет свойства как симметрии, так и антисимметрии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00233-а).

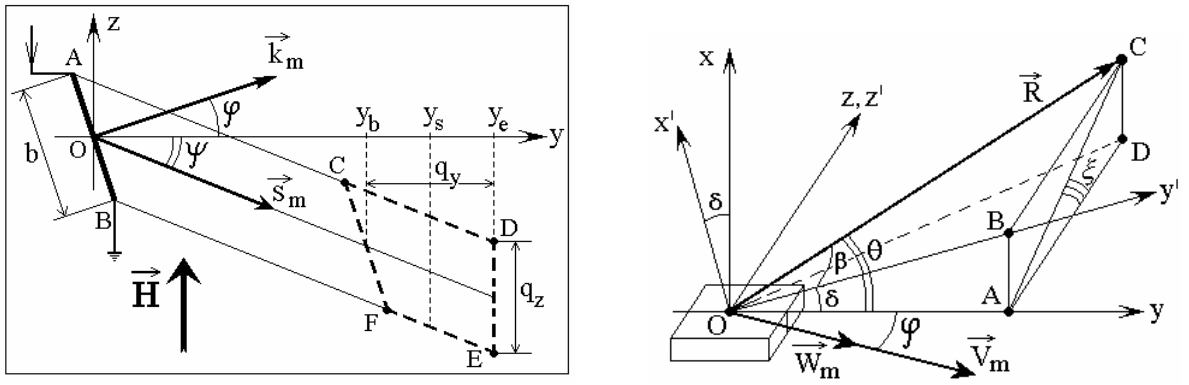
1. А.П.Виноградов. Электродинамика композитных материалов. М.: УРСС, (2001).
2. С.А.Третьяков, **РЭ**, 39, 1457 (1994).
3. Б.З.Каценеленбаум, Е.Н.Коршунова, А.Н.Сивов, А.Д.Шатров, УФН, **167**, 1201 (1997).
4. И.Е.Дикштейн, В.И.Щеглов. В кн.: XVII международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (НМММ-2000). Москва: УРСС, МГУ, 21 (2000).
5. В.И.Зубков, В.И.Щеглов. В кн.: VIII международный семинар "Магнитные фазовые переходы". Махачкала: издание Института физики Дагестанского научного центра РАН, 63 (2007).

ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ НЕКОЛЛИНЕАРНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

В.И.Зубков, В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в ферритовой пластине, касательно намагниченной полем, возрастающим в направлении распространения ПМСВ, сопровождается излучением электромагнитных волн [1, 2]. Диаграмма направленности излучения интерпретирована в работах [3, 4] на основе модели ускоренного движения магнитных зарядов. Рассмотрен случай коллинеарных волн, то есть таких, у которых фазовая и групповая скорости параллельны. В ферритовой среде такие волны распространяются только перпендикулярно направлению поля. Настоящая работа посвящена исследованию излучения ЭМВ в общем случае произвольного распространения ПМСВ относительно поля, когда направления фазовой и групповой скоростей различны.



а б

Рис.1.

На рис.1а показано расположение преобразователя ПМСВ AB и области излучения $CDEF$ на поверхности ферритовой пластины.

Поле $\vec{H}$ направлено вдоль оси Oz системы $Oxyz$, причем его величина вдоль оси Oy линейно возрастает. Волновой и лучевой векторы ПМСВ, обозначенные через $\vec{k}_m$ и $\vec{s}_m$, составляют с осью Oy углы φ и ψ соответственно.

Из рисунка видно, что область излучения представляет собой неправильный четырехугольник сложной формы. Координата начала области излучения обозначена как y_b, конец - y_e, середина, соответствующая перегибу функции высвечивания - y_s.

Геометрия расположения точки наблюдения, где регистрируется излучение, показана на рис.1б. Точка наблюдения обозначена буквой C, а вектор, определяющий направление OC- через $\vec{R}$. Система координат $Or\delta\beta$ типа "угол места δ - азимут β", введена в работе [4] для сравнения с результатами эксперимента [2]. Система $Ox'y'z'$ введена для удобства математической обработки параметров ПМСВ. Сферические координаты (относительно Oy) соответствуют углам θ и ξ.

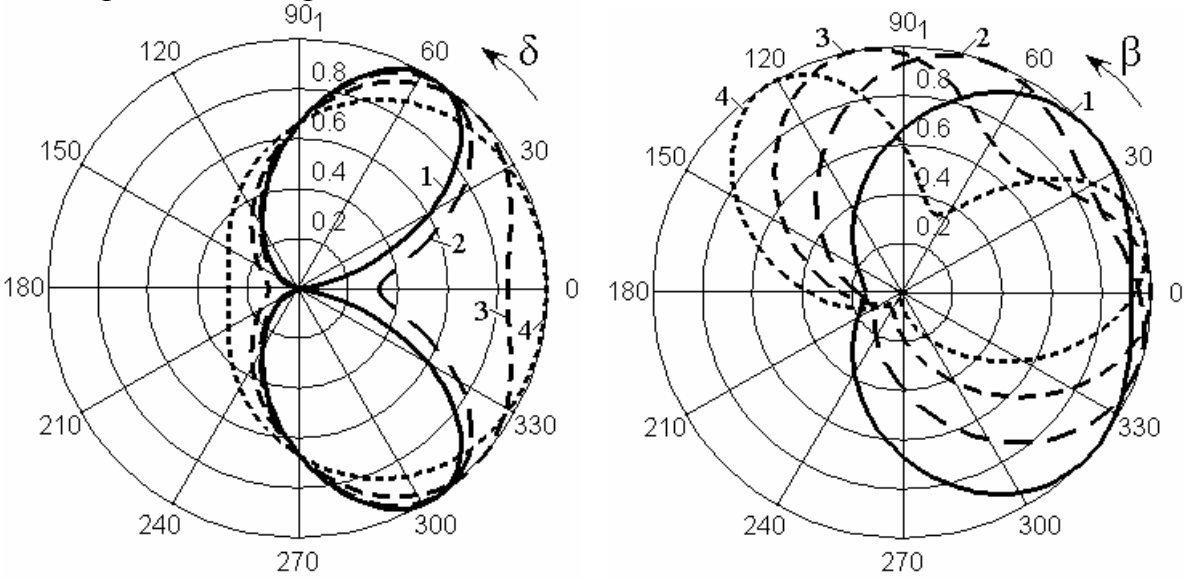
Рассмотрим теперь расчет диаграммы направленности излучения с учетом неколлинеарного характера ПМСВ на основе модели ускоренного движения магнитных зарядов. В идеологии будем следовать работам [3, 4]. Полагая объемную плотность магнитных зарядов ρ_m в виде: $\rho_m(x,y,z) = -\,div\vec{M}(x,y,z)$, где $\vec{M}$- динамическая намагниченность ПМСВ, получаем диаграмму направленности:

$$U_m = U_0 \cdot \left(\int_{V_m} G(y,z) \cdot d\vec{E} \right)^2 ,$$

где $d\vec{E} = -\frac{\rho_m \cdot dV}{c^2} \cdot \frac{w}{R} \cdot \left[1 - \frac{v}{c} \cdot (\cos\beta\cos\delta\cos\varphi + \sin\beta\sin\varphi) \right]^{-2} \times$

$$\times \left[\vec{i}\,(\cos\beta\cos\delta\sin\varphi - \sin\beta\cos\varphi) - \vec{j}\,\cos\beta\sin\delta\sin\varphi + \vec{k}\,\cos\beta\sin\delta\cos\varphi \right]$$

U_0 - постоянный нормировочный множитель, G - функция высвечивания [4], V_m - объем области излучения, v и w - скорость и ускорение магнитного заряда, c - скорость света.



а б

Рис.2.

Полученные нормированные диаграммы направленности при различных углах φ показаны на рис.2а,б. Кривые 1 соответствуют $\varphi = 0^o$, 2 - $\varphi = 20^o$, 3 - $\varphi = 40^o$, 4 - $\varphi = 60^o$. Рис.1а соответствует зависимости интенсивности излучения от угла δ при $\beta = 0$, рис.2б - от угла β при $\delta = 45^o$. При расчете полагалось $v/c = 0{,}32$, что наилучшим образом согласуется с экспериментом [4].

Приведенные диаграммы можно интерпретировать следующим образом. В трехмерном пространстве диаграмма направленности представляет собой толстостенную вытянутую вперед воронкообразную фигуру, обладающую цилиндрической симметрией относительно направления волнового вектора ПМСВ, причем при изменении ориентации этого волнового вектора в плоскости ферритовой пластины ось воронки поворачивается в ту же сторону и на те же углы (возможно с незначительным опережением), что и волновой вектор. Диаграммы, приведенные на рис.2а представляют собой сечение этой поворачивающейся воронкообразной фигуры плоскостью Oxy на рис.1б. Диаграммы на рис.2б представляют собой сечение той же фигуры, плоскостью, проходящей через ось Oz на рис.1б под углом 45^o к плоскости Oyz.

Полная диаграмма направленности определяется произведением воронкообразной диаграммы на амплитудный множитель определяемый конфигурацией области излучения и условиями излучения из нее, поэтому по мере увеличения угла между волновым вектором ПМСВ и нормалью к направлению поля общий воронкообразный характер диаграммы сохраняется, однако максимальная пространственная протяженность вдоль оси воронки уменьшается, что согласуется с предварительными указаниями эксперимента [1, 2].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00233-а).

1. А.В.Вашковский, В.И.Зубков, Э.Г.Локк, В.И.Щеглов, РЭ, **38**, 818 (1993).
2. А.В.Вашковский, Э.Г.Локк, РЭ, **40**, 1030 (1995).
3. В.И.Зубков, В.И.Щеглов, Письма в ЖТФ, **26**, 106 (2000).
4. В.И.Зубков, В.И.Щеглов, РЭ, **46**, 433 (2001).

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ - ДИЭЛЕКТРИК - РЕШЕТКА, НАМАГНИЧЕННОЙ ПОЛЕМ ТИПА "ВАЛА"

В.И.Зубков, В.И.Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Задачи распространения электромагнитных волн в различных композиционных средах привлекают значительное внимание исследователей [1]. В работах [2-6] мы рассмотрели распространение пучков поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в композиционной структуре феррит - диэлектрик - решетка из металлических полос (ФДР), намагниченной в плоскости как однородным, так и неоднородными полями: линейным и типа “долины”. Настоящая работа посвящена исследованию траекторий ПМСВ в той же структуре, намагниченной полем типа “вала”. Как и в работах [2-6], исследование выполнено на основе модели частичного просачивания энергии волны через решетку.

Общая геометрия задачи, совпадает с принятой в работах [2-6]. Структура содержит ферритовую пластину толщиной d, по одну сторону от которой через слой диэлектрика ($\varepsilon = 1$) толщиной p параллельно пластине расположена периодическая решетка из прямых металлических полос. Период решетки равен b, ширина окна - w. Структура намагничена постоянным полем $\vec{H}$, направленным вдоль полос решетки. Вдоль поверхности феррита распространяются (ПМСВ), волновой вектор которых $\vec{k}$ составляет с нормалью к полю угол φ.

Дисперсионное соотношение для ПМСВ имеет вид [3,4]:

$$\left[\beta - 1 - 2\mu\alpha \; cth\left(k\,d\,\alpha\right)\right] + g\left(\beta + 1 + 2\nu\delta\right) exp\left(-2k\,p\right) = 0,$$

где:

$$\alpha = \sqrt{\frac{sin^2\varphi}{\mu} + cos^2\varphi}, \quad \beta = \left(\nu^2 - \mu^2 + \mu\right)cos^2\varphi - \mu, \quad \delta = cos\varphi, \quad \mu = 1 + \eta,$$

$$\eta = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad \nu = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad \Omega_H = \frac{H_0}{4\pi M_0}, \quad \Omega = \frac{\omega}{4\pi\gamma M_0},$$

γ - гиромагнитная постоянная.

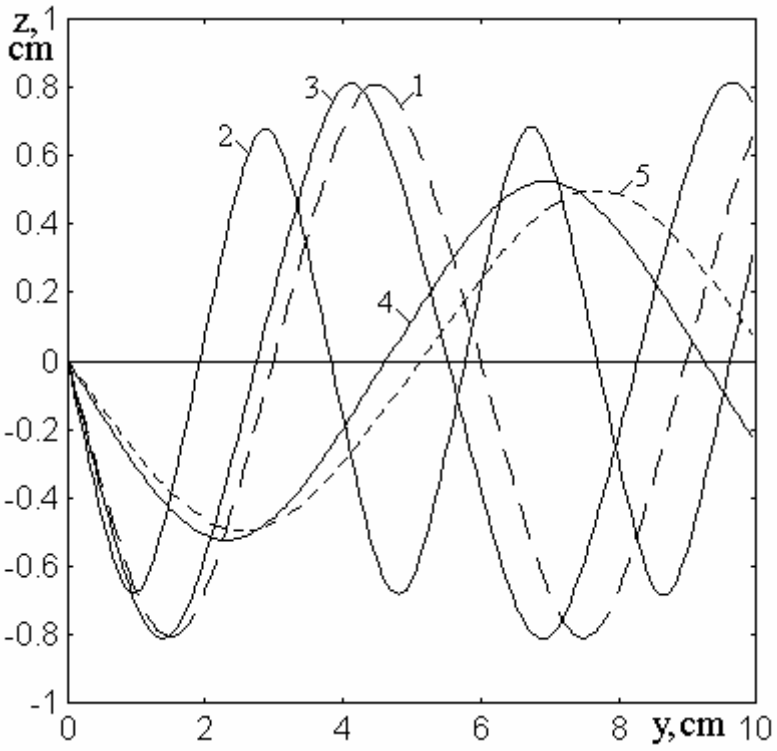
Эффект просачивания поля ПМСВ через решетку описывается “параметром экранирования” [2-6], имеющим вид:

$$g = \frac{1 - W_B}{1 + W_B \cdot \left(1 - W_B\right) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(k\,d\right)^n},$$

где: $W_B = w/b$ - относительная ширина окна решетки, A_n - нормированные на d безразмерные постоянные коэффициенты. При $0 \le w \le b$ получаем: $0 \le g \le 1$, причем $g = 0$ соответствует полному открытию щелей решетки (поверхность феррита свободна), а $g = 1$ полному их закрытию (над ферритом сплошной слой металла).

Коэффициенты A_n характеризуют степень зависимости просачивания поля волны через решетку от волнового числа: при всех $A_n = 0$ такая зависимость отсутствует, то есть волны любой длины просачиваются через решетку одинаково; при увеличении A_n степень просачивания более коротких волн по сравнению с более длинными возрастает, причем зависимость от волнового числа получается тем более резкой, чем больше n.

В настоящей работе методом Гамильтона-Аулда [7-9] рассмотрены траектории пучков ПМСВ в поле типа "вала": $H_z = H_0\left(a z^2 + b z + c\right)$, где $a = -1/16\ см^{-2} = -0{,}0625 см^{-1}$, $b = 0$, $c = 1$, $H_0 = 437{,}5\ Э$. При этом d = 15 мкм, $4\pi M_0$ = 1750 Гс, p = 10 мкм, частота СВЧ - 3200 МГц.



На рисунке показаны траектории ПМСВ при $\varphi = 20^o$ для случаев различной зависимости параметра g от волнового числа. Рассмотрен случай, когда ряд содержит только одно слагаемое: $A_2 \cdot \left(k\,d\right)^2$. Кривая 1 соответствует $W_B = 1$, то есть свободной поверхности феррита. Кривые 2-4 соответствуют $W_B = 0{,}1$. При этом кривая 2 соответствует $A_2 = 10^{-3}$, кривая 3 - $A_2 = 10^{-4}$, кривая 4 - $A_2 = 10^{-5}$, то есть по мере перехода от кривой 2 к

кривой 4 зависимость параметра экранирования от волнового числа уменьшается. Кривая 5 соответствует $W_B = 0$, то есть структуре ФДМ со сплошным слоем металла.

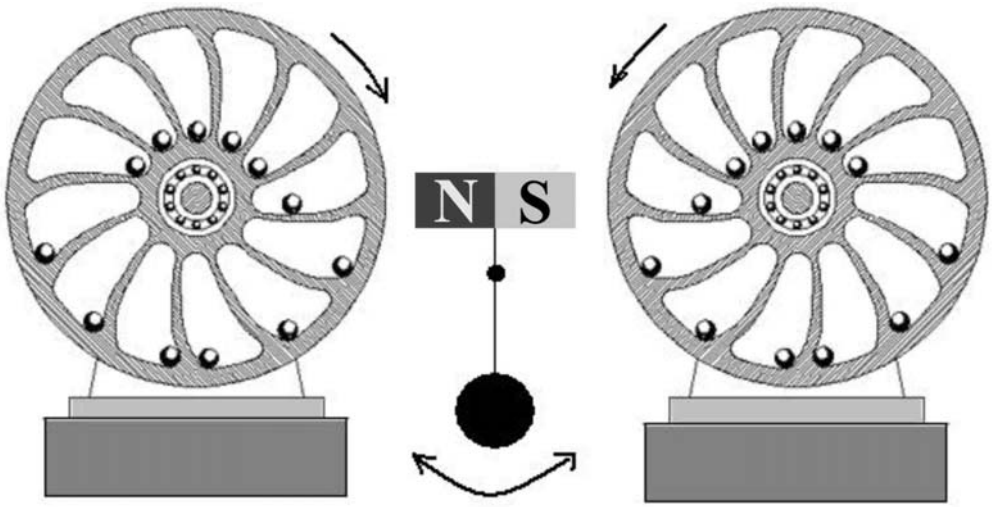
Из рисунка видно, что при переходе от свободной поверхности к структуре ФДР с сильной зависимостью параметра экранирования g от волнового числа k период траектории 2 по сравнению с траекторией 1 сильно уменьшается (приблизительно в полтора раза). Если после этого зависимость g от k становится слабее (то есть A_2 уменьшается), то период траекторий 2-4 постепенно увеличивается стремясь к периоду для структуры ФДМ (кривая 5). Рассмотрение хода траекторий методом изочастотных кривых показывает, что при введения решетки период траекторий по сравнению со свободной пленкой резко уменьшается (переход от кривой 1 к кривой 2), после чего, по мере уменьшения зависимости параметра экранирования от волнового числа постепенно увеличивается, стремясь к периоду, соответствующему структуре ФДМ (переход от кривой 2 к кривой 3, а затем 4).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00233-а).

1. А.П.Виноградов. Электродинамика композитных материалов. М.: УРСС (2001).
2. В.И.Зубков, В.И.Щеглов. Proc. XIII Intern. Conference on Spin-Electronics and Gyrovector Electrodynamics. Moscow: UNC-1 MPEI (TU), 167 (2004).
3. В.И.Зубков, В.И.Щеглов, РЭ, **51**, 328 (2006).
4. В.И.Зубков, В.И.Щеглов. Proc. XII Intern. Conference on Spin-Electronics and Gyrovector Electrodynamics. Moscow: UNC-1 MPEI (TU), 166 (2003).
5. В.И.Зубков, В.И.Щеглов. Сборник трудов XIX Международной школы-семинара “Новые магнитные материалы микроэлектроники” (НМММ), Москва. М: Изд-во Физ.фак. МГУ (2004).
6. В.И.Зубков, В.И.Щеглов. Труды XV Международной конференции "Радиолокация и радиосвязь". Москва: Издание МЭИ, 283 (2007).
7. B.A.Auld, Bell Syst.Tech.J., **44**, 495 (1965).
8. Ю.И.Беспятых, В.И.Зубков, В.В.Тарасенко, ЖТФ, **50**, 140 (1980).
9. A.V.Vashkovsky, T.Y.Lock, V.I.Shcheglov, V.I.Zubkov, IEEE Trans. on Magn., **Mag-26**, 1480 (1990).

Секция ДЦ

Резонанс есть синэнергия, несущая с собой
бытия, его порождающие...
Павел Флоренский, «У водоразделов мысли»



http://talks.mark-itt.ru/forums/icons/forum_pictures/000649/649956.jpg

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МАГНЕТИКАХ

МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРОБОРАТОВ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ.

Кузьменко А.М.[1], Мухин А.А.[1], Иванов В.Ю.[1], Кадомцева А.М.[2], Безматерных Л.Н.[3]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*
[2]*Физический факультет МГУ, Москва*
[3]*Институт физики им. Киренского СО РАН, Красноярск*

Редкоземельные ферробораты $RFe_3(BO_3)_4$ (R = Y, La - Lu) привлекают в последнее время значительный интерес в связи с обнаружением в них мультиферроэлектрических явлений, а также интересных магнитных, оптических и других свойств, обусловленных обменным взаимодействием между антиферромагнитно упорядоченной железной и парамагнитной редкоземельной (R) подсистемами [1,2]. В данной работе представлены результаты исследований магнитного резонанса и диэлектрических свойств ряда ферроборатов (табл.1) в субмиллиметровом диапазоне длин волн (3-20 $см^{-1}$), которые позволили получить данные о магнитных взаимодействиях, спиновой структуре и фазовых переходах.

Поляризационные измерения спектров пропускания плоскопараллельных образцов a-среза (тригонального кристалла толщиной ~ 1мм и размером ~5-7 мм выполнены с помощью техники квазиоптической ЛОВ (лампа обратной волны) спектроскопии при T= 3 – 300 К. Во всех исследованных ферроборатах ниже температуры T_N=35-40 К были обнаружены резонансные моды, обусловленные АФМР в Fe-подсистеме и возбуждениями R-ионов. Из обработки спектров пропускания определены температурные зависимости частот мод (рис.1-3), их ширин и интенсивностей (вкладов в μ), а также комплексной диэлектрической проницаемости ε.

Таблица 1. Температуры структурного перехода и спиновой переориентации и ориентация S_{Fe}.

R	T_S, К	T_R, К	Тип АФМ структуры
Y	375	-	ab
Eu	56	-	ab
Tb	203	-	c
$Tb_{0.25}Er_{0.75}$	>300	-	c
$Gd_{0.5}Nd_{0.5}$	-	-	ab
$Gd_{0.75}Nd_{0.25}$	97	~6	ab→c
$Gd_{0.96}Nd_{0.04}$	125	~6	ab→c
$Nd_{0.4}Y_{0.6}$	88	-	ab
$Nd_{0.75}Dy_{0.25}$	-	~16	ab→c
$Nd_{0.95}Dy_{0.05}$	-	-	ab

В легкоплоскостных ферроборатах $YFe_3(BO_3)_4$ и $EuFe_3(BO_3)_4$ обнаруженные моды, которые возбуждаются h||b-оси, идентифицированы как высокочастотные моды АФМР ионов Fe (рис.1) $\nu_{1Fe} = \gamma\sqrt{K_{Fe}/\chi_\perp}$, что позволило определить константу анизотропии K_{Fe} = 2.7 10^5 эрг/г, стабилизирующую легкую плоскость и поле $H_E = M_0/2\chi_\perp$=680 кЭ Fe-Fe обмена, согласующиеся с данными [3]. Наблюдаемое увеличение частоты ν_{1Fe} в $EuFe_3(BO_3)_4$ (рис.1) свиде-

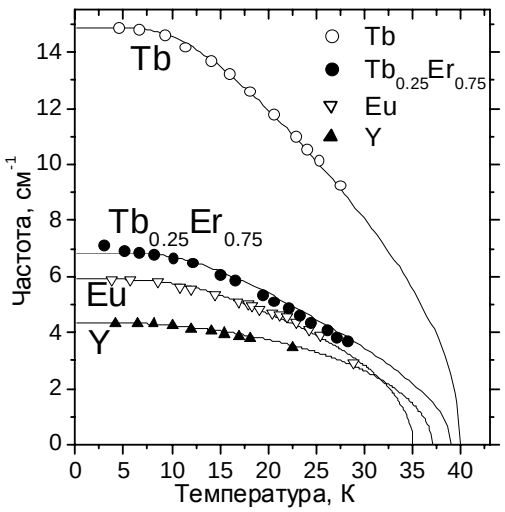


Рис. 1. Частоты мод АФМР возбуждаемых h||b-оси в легкоплоскостных (Y, Eu) и одноосных (Tb, $Tb_{0.25}Er_{0.75}$) ферроборатах. Точки – эксперимент, сплошные линии – теория.

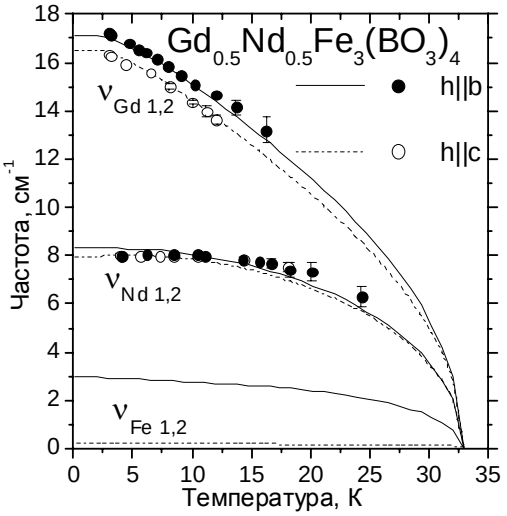


Рис. 2. Температурные зависимости частот резонансных мод в $Gd_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$. Точки – эксперимент, сплошные и пунктирные линии – теория.

тельствует о дополнительном анизотропном ванфлековском (VV) вкладе ионов Eu^{3+} в энергию анизотропии, стабилизирующем легкую плоскость $K_{Fe} \to K_{eff} \equiv K_{Fe} + (\chi_{\perp c}^{VV} - \chi_c^{VV}) H_{ex\,Eu-Fe}^2$, что хорошо согласуется с наблюдаемой анизотропией ванфлековской восприимчивости $\chi_{\perp c}^{VV} > \chi_c^{VV}$ и позволяет оценить поле Eu-Fe обмена $H_{ex\,Eu-Fe} \approx 140\ kOe$. Вторая (низкочастотная) мода АФМР, определяемая анизотропией в легкой (ab) плоскости, имеет намного меньшую частоту и в исследованном диапазоне не наблюдалась.

В одноосном $TbFe_3(BO_3)_4$ обнаружено значительное возрастание частоты моды АФМР (рис.1), которое свидетельствует не только об изменении знака эффективной константы анизотропии K_{eff}, но и ее большой величине за счет анизотропного вклада ионов Tb^{3+}, поляризованных вдоль их изинговской оси, совпадающей с осью C_3 кристалла. $K_{eff} \equiv K_{Fe} - N\Delta_{Tb} th(\Delta_{Tb} / k_B T) < 0$, где $2\Delta_{Tb} \equiv 2\mu_{Tb}^c H_{ex\,Tb-Fe}^c$ - расщепление основного квазидублета Tb^{3+}. Полученные из АФМР значения величины расщепления $2\Delta_{Tb}(4K) \approx 30\ cm^{-1}$ и обменного поля $H_{ex\,Tb-Fe}^c \approx 35\ kOe$ хорошо согласуются с соответствующими результатами статических исследований, в частности, значением поля спин-флоп перехода [4]. Магнитные возбуждения Tb подсистемы выявлены не были, очевидно, из-за изинговского характера основного квазидублета Tb^{3+}. Обнаруженное нами уменьшение в два раза частоты АФМР в замещенном (одноосном) $Tb_{0.25}Er_{0.75}Fe_3(BO_3)_4$ (рис.1) подтверждает превалирующую роль ионов Tb^{3+} в эффективную анизотропию даже при их 4-х кратном разбавлении. Вклад Er^{3+} здесь не очень существенен из-за меньшего обменного расщепления.

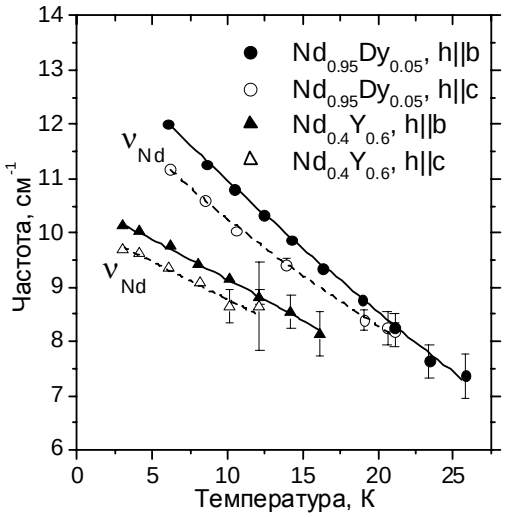


Рис. 3. Температурные зависимости частот резонансных мод в $Nd_{0.95}Dy_{0.05}Fe_3(BO_3)_4$, $Nd_{0.4}Y_{0.6}Fe_3(BO_3)_4$.

В других исследованных ферроборатах (Табл.1) обнаруженные моды наблюдались как при h||b, так и при h||c и были идентифицированы как магнитные возбуждения R-ионов (Nd^{3+} или Gd^{3+}), связанные с колебаниями Fe спинов (рис. 2,3). Анализ динамических свойств системы в однодублетном приближении для R-ионов, описываемых $S_i^{eff} = 1/2$ с учетом R-Fe обмена $H_{R-Fe} = \sum_i \vec{S}_i^{eff} (\mu_B \hat{g}_i \vec{H} + \hat{\lambda}_{ij} \vec{S}_j^{Fe})$, показал наличие в общем случае сильной динамической связи спиновых колебаний обоих подсистем, обуславливающих расталкивание частот и перераспределение интенсивностей мод одной и той же симметрии. Это проиллюстрировано на рис. 2 для легкоплоскостного $Gd_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$, где в поляризации h||c и h||b-оси обнаружено по две резонансных моды, которые условно можно обозначить как редкоземельные Gd (ν_{Gd}) и Nd (ν_{Nd}). Моделирование этой системы с учетом изотропного характера ионов Gd ($g_c \approx g_{\perp c}$) и анизотропии g-фактора ($g_{\perp c} > g_c$) и обменного расщепления основного дублета Nd ($2\Delta_{\perp c} > 2\Delta_c$) позволило описать наблюдаемые R-моды, а также выявить низколежащие АФМР Fe-моды $\nu_{Fe1,2}$, хотя эта классификация весьма условна, учитывая их смешивание. Обнаруженные в $Nd_{0.95}Dy_{0.05}Fe_3(BO_3)_4$ и $Nd_{0.4}Y_{0.6}Fe_3(BO_3)_4$ моды можно также условно классифицировать как Nd-моды (рис.3), их частоты смещены вверх относительно расщепления дублета Nd^{3+}, что свидетельствует о динамическом взаимодействии их с Fe-подсистемой и смешанном характере колебаний.

Были исследованы также температурные зависимости высокочастотной диэлектрической проницаемости ε, которые выявили сильную анизотропию ε ($\varepsilon_c > \varepsilon_{\perp c}$), а также резкое уменьшение $\varepsilon_c(T)$ при структурных переходах из высокотемпературной фазы R32 в низкосимметричную $P3_121$, величина скачка достигает $\Delta\varepsilon_c \approx 3$ в $EuFe_3(BO_3)_4$. Величина другой компоненты $\varepsilon_{\perp c}$ слабо меняется с температурой и лежит для всех исследуемых составов в пределах 12-14 $см^{-1}$ на частоте ν=10 $см^{-1}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 07-02-00580-а)

1. А.К. Звездин, С.С. Кротов, А.М. Кадомцева, и др., Письма в ЖЭТФ, **81**, 335 (2005).
2. А.Н. Васильев, Е.А. Попова, Физика низких температур, **32**, 968 (2006).
3. А.И. Панкратц, Г.А. Петраковский, Л.Н. Безматерных, и др.,ФТТ, **50**, 77 (2008)
4. C.Ritter, A. Balaev, A. Vorotynov, et.al, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 196227 (2007).

ВЛИЯНИЕ РАЗНОСТИ ПОЛЕЙ ОДНОРОДНОГО РЕЗОНАНСА В СЛОЯХ ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ НА СПЕКТРЫ СВР

А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабаев, Н.В. Янцен

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева

В большом числе работ спектр СВР в двухслойных пленках наблюдается в интервале магнитных полей, ограниченном полями однородного резонанса в одном и другом слоях [1-4]. В этом случае слой с меньшим значением поля однородного резонанса является реактивной (упругой) средой, в котором спиновая волна экспоненциально затухает. Данный фактор приводит к достаточно эффективному динамическому механизму закреплению спинов. В магнитных полях, меньших наименьшего из полей однородного резонанса в слоях, оба слоя становятся для спиновых волн дисперсивными средами, а сами волны гармоническими как в одном, так и в другом слоях. Результирующий переменный магнитный момент всей пленки в этом случае становится существенно меньшим. Данное обстоятельство и обуславливает тот факт, что объемные спин-волновые (СВ)-моды в большом числе работ не наблюдаются.

В настоящей работе установлено, что при достаточно большом различии полей однородного резонанса в слоях двухслойной пленки, будут эффективно возбуждаться гармонические СВ-моды, локализованные сначала в одном, а затем во втором слоях и, соответственно, спектр СВР будет состоять из двух серий пиков поглощения соответствующих мод.

Как можно показать, амплитуда гармонической спиновой волны m, возбуждаемой однородным высокочастотным (ВЧ) полем в слое обратно пропорциональна волновому числу k, $m_0 \sim 1/\alpha hk$, где α–параметр затухания, h–толщина слоя. Это обстоятельство приводит к тому, что при одинаковом параметре затухания α амплитуда спиновой волны во втором слое m_{02} оказывается в k_2/k_1 раз меньше, чем в первом m_{01}. Большое различие полей однородного резонанса в слоях $H_{0i} - H_{0j}$ обуславливает большие значения (k_2/k_1), а следовательно и сильное различие амплитуд переменной намагниченности в слоях. Данное обстоятельство приводит к тому, что СВ-мода с большей амплитудой переменной намагниченности должна будет иметь узел на границе раздела слоев или вблизи нее. Тем самым будет обеспечиваться локализации доминирующей СВ-моды (спин-волновых колебаний с существенно большей амплитудой) в первом слое. Данное обстоятельство можно рассматривать как механизм эффективного закрепления спинов, обусловленного вторым слоем – слоем находящемся в состоянии дисперсивной среды.

Для экспериментальной проверки выше изложенного были исследованы спектры СВР двухслойных монокристаллических пленок ферритов-гранатов. Варьирование значений разности $H_{01} - H_{02}$ производилось путем изменения угла между внешним постоянным магнитным полем $\vec{H}$ и пленкой.

На рисунке приведены угловые зависимости резонансных полей спин-волновых мод исследованных пленок. Отрезки линий определяют область углов, при которых наблюдается возбуждение соответствующей моды.

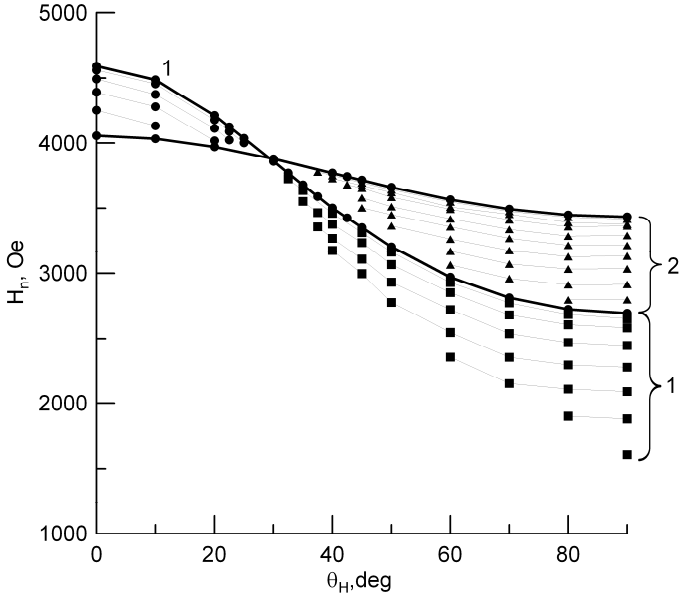


Рис. 1. Угловые зависимости числа возбуждаемых СВ-мод и их резонансных полей. Жирные линии – $H_{0i}(\theta_H)$

Как видно из рисунка, в интервале углов от 0° до 30° спектр состоит лишь из пиков поглощения, соответствующих гармоническим СВ-модам, локализованным в первом слое.

При $\theta_H = 30^\circ$ поля однородного резонанса в слоях становятся равными и спектр поглощения трансформируется в одну общую нулевую моду – моду однородного резонанса.

При углах $40^\circ \le \theta_H \le 90^\circ$ СВ-моды возбуждаются уже не только в интервале магнитных полей $H_{01} < H < H_{02}$ – вторая серия СВ-мод (моды, локализованные во втором слое), но и в области полей, меньших H_{01}, то есть когда оба слоя одновременно являются дисперсивными средами – вторая серия СВ-мод, локализованных в первом слое. При этом проявляется совершенно четкая зависимость: с увеличением разности полей однородного резонанса (происходящим с увеличением угла θ_H), увеличивается число возбуждаемых СВ-мод, то есть начинают последовательно возбуждаться моды все более высокого порядка.

В работе также приведены результаты теоретического анализа, хорошо согласующегося с экспериментом.

1. C.H.Wilts, S.Prasad. IEEE Trans. Magn. MAG-17. 1981. 2405.
2. B.Hoekstra, R.P.Stapele, J.M.Robertson. J. Appl. Phys. 1977. 48. 382.
3. Н.К.Даньшин, В.С.Деллалов, М.А.Кольцов, Е.И.Николаев, В.Ф.Шкарь. ЖЭТФ, М., 1996. т. 110 вып. 3(9). с. 938–942.
4. M.Jirsa. Phys. stat. sol. (b). 1982. **113**. 679.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ФЕРРИМАГНЕТИКЕ $[Mn\{(R/S)\text{-}pn\}_2]_2[Mn\{(R/S)\text{-}pn\}_2H_2O][Cr(CN)_6]$

Р.Б. Моргунов[1], Ф.Б. Мушенок[1], В.Л. Бердинский[2]

[1]*Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия*
[2]*Оренбургский государственный университет, г. Оренбург, Россия*

Нелинейные волновые процессы наблюдаются в различных областях современной физики и вызывают интерес не только с прикладной точки зрения, но и с позиции фундаментальных знаний о волновых процессах. Удобной моделью для изучения нелинейных волновых процессов являются спиновые волны в молекулярных магнетиках. В этом случае возможно управление атомной структурой методами молекулярного дизайна и создание предсказуемого распределения спиновой плотности.

Одним из молекулярных ферримагнетиков, интересным с точки зрения нелинейных волновых процессов, является $[Mn\{(R/S)\text{-}pn\}_2]_2[Mn\{(R/S)\text{-}pn\}_2H_2O][Cr(CN)_6]$ (YN) с геликоидальным распределением спиновой плотности [1]. Наличие конкурирующих обменных взаимодействий Дзялошинского-Мория D и Гейзенберга J [2] приводит к нелинейности магнитных свойств кристаллов YN: нелинейным гармоникам магнитной восприимчивости [3] и спиновому солитонному резонансу [4, 5] (рис. 1).

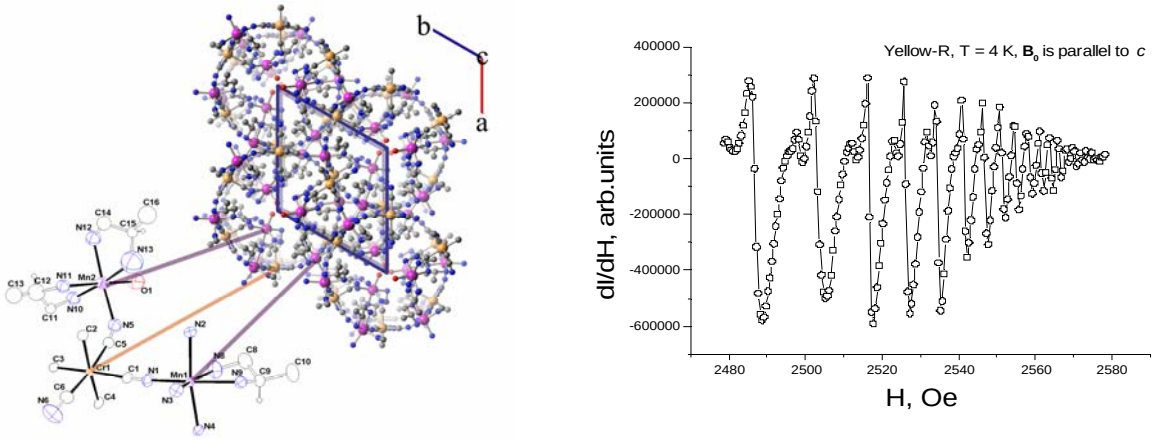


Рисунок 1. Атомная структура монокристаллов YN (слева). Спектр электронного спинового резонанса кристаллов YN, записанный при 4 К в ориентации постоянного магнитного поля спектрометра вдоль легкой оси намагничивания кристалла *c* (справа).

Установлено, что важную роль в возбуждении спиновых солитонов в YN играет проекция магнитного поля на ось лёгкого намагничивания *c*. При достижении критического угла в 45^0 вся последовательность спин-солитонных максимумов вырождается в одну линию (рис. 2).

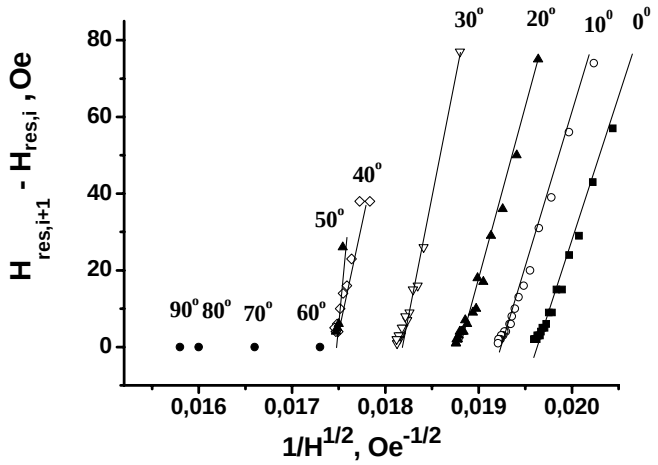


Рисунок 2. Зависимость интервала между соседними резонансными максимумами $\Delta H = H_{res,i+1} - H_{res,I}$ от магнитного поля H при нескольких углах между постоянным магнитным полем спектрометра и осью кристалла *c* при 4 K.

Целью данной работы было исследование зависимости спектров ферримагнитного резонанса в кристаллах YN от величины микроволновой накачки.

Обнаружено, что изменение мощности на два порядка величины (от 0.02 mW до 2 mW) практически не изменяет вида спектра и его основных параметров (рис. 3). При пороговой мощности, большей 2 mW, наблюдалась резкая перестройка резонансного спектра, которая выражалась в изменении резонансной частоты линий и уменьшении интервала между ними.

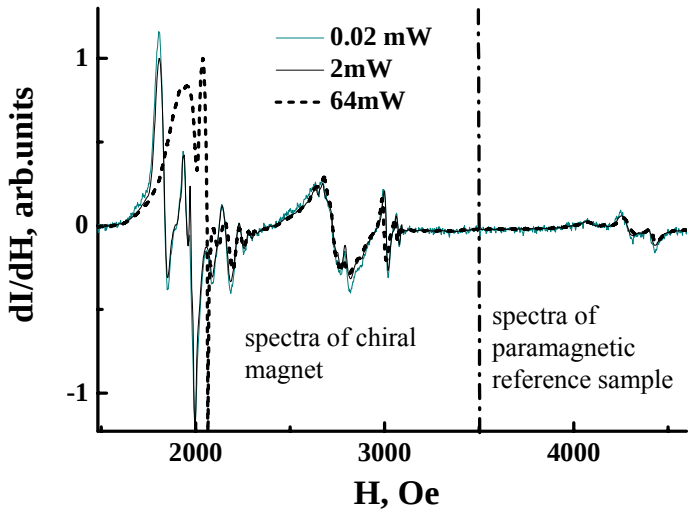


Рисунок 3. Спектры ферромагнитного резонанса в кристаллах YN при 4 K и различных уровнях микроволновой мощности (в диапазоне полей

1500 – 3500 Oe). В области 4200-4500 Oe расположен спектр калибровочного образца $K_3[Cr(CN)_6]$: Ca CO_3

При увеличении мощности микроволнового поля происходит рост угла прецессии спинов, что изменяет эффективное поле магнитокристаллической анизотропии, влияющей на резонансную частоту. Минимальная микроволновая мощность, необходимая для развития такой резонансной нестабильности определена на основе уравнения Сула [6] и составляет 1 mW, что соответствует амплитуде переменного магнитного поля 0.3 Oe. В наших экспериментах изменение спектров наблюдается при мощности микроволновой накачки, большей 2 mW, что совпадает по порядку величины с полученными значениями пороговой мощности.

Таким образом, обнаружено возбуждение нелинейных спиновых волн в YN при увеличении микроволновой мощности. При мощности, большей порогового значения, наблюдаются изменения формы и частоты резонансных линий, связанные с развитием резонансной нестабильности Сула.

Авторы признательны профессору K.Inoue за образцы, предоставленные для исследования. Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 07-03-00370a.

K. Inoue, H. Imai, S. Prasanna et al., Angew. Chem. Int. Ed. **113**, 4372 (2001).

J. Kishine, K. Inoue, Y. Yoshida, Progress of Theoretical Physics Supplement **159**, 82 (2005).

M. Mito, K. Iriguchi, H. Deguchi et al., Phys. Rev. B. **79**, 012406 (2009).

Р.Б. Моргунов, В.Л. Бердинский, М.В. Кирман и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 524 (2006).

R. B. Morgunov, M. V. Kirman, K. Inoue et al., Phys. Rev. B. **77**, 184419 (2008).

P.W.Anderson, H.Suhl, Phys. Rev. **100**, 1788 (1955).

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПИНОВОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ СЛОИСТЫХ КУПРАТОВ В ПСЕВДОЩЕЛЕВОЙ ФАЗЕ. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ДАННЫМИ ПО СДВИГУ НАЙТА НА ЯДРАХ МЕДИ В $YBa_2Cu_4O_8$ И $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$

Е. А. Андреева, А. И. Андреев, М. В. Ерёмин[2)].

Марийский государственный университет, Россия
[2)] Казанский государственный университет, Россия

В модели синглетно – коррелированной зоны проводимости [1,2] статическая магнитная восприимчивость слоистых купратов определяется формулой

$$\chi^{+,-}(\omega \to 0, q \to 0) = \frac{-\frac{1}{N}\sum_k \frac{\partial f_k}{\partial \varepsilon_k}}{\frac{1-F_t}{L}\delta + \frac{1}{N}\sum_k [t_k(1-F_t) - 2J_1]\frac{\partial f_k}{\partial \varepsilon_k}} \quad (1)$$

Она получается из общей формулы для динамической восприимчивости, полученной в работе [2], путем предельного перехода; $q \to 0$ и затем $\omega \to 0$. Такой порядок предельного перехода диктуется тем обстоятельством, что при выводе общей формулы для динамической восприимчивости в [2] предполагалось, что $\omega \neq 0$.

Закон дисперсии квазичастиц для сверхпроводника $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ определяется формулой

$$\varepsilon_k = 2t_{eff}^{(1)}[\cos(k_x a) + \cos(k_y a)] + 4t_{eff}^{(2)}\cos(k_x a)\cos(k_y a) + 2t_{eff}^{(3)}[\cos(2k_x a) + \cos(2k_y a)] + \ldots$$

Значения эффективных интегралов перескока определены в [3] по данным фотоэмиссионной спектроскопии. В сверхпроводнике $YBa_2Cu_4O_8$ фермиуровень пересекают две зоны. Параметры зон определены в [4]. Для этого соединения в (1) предполагается суммирование по обеим зонам. Отметим , что при записи формулы (1), как и в [1,2], мы используем дырочное представление. Поэтому параметр перескока $t_{eff}^{(1)} > 0$. Знаки остальных параметров фиксируются согласованно. Параметр расцепления уравнений движения для функций Грина F_t, как и в [2], считался равным 0.3, δ - число дырок в расчете на один узел меди в плоскости CuO_2. Эффективный интеграл суперобменного взаимодействия между локализованными спинами на соседних узлах меди принимался равным $J_1 \cong 80meV$. Через t_k в (1) обозначен Фурье-образ затравочных интегралов перескока. Эффективные интегралы перескока связаны с затравочными соотношением типа

$t_{eff}^{(1)} = Lt_1 \cong \left[\frac{1+\delta}{2} + \frac{2+4F_t}{1+\delta} < S_0^z S_1^z >\right] t_1$. Фактор $\frac{1+\delta}{2}$ соответствует хаббардовскому подавлению ширины зоны, $< S_0^z S_1^z >$ -спин спиновая корреляционная функция локализованных спинов на соседних узлах меди ($\cong -0.04$). Средние значения локализованных спинов на ионах меди считаются равными нулю ($< S_0^z >= 0$) при всех температурах. Отметим, что этот режим быстро флуктуирующих спинов вполне соответствует двухкомпонентной модели Пайнса (см. недавний обзор [5]).

Часть наших расчетов температурной зависимости сдвига Найта на ядрах меди приведена на рис. 1.

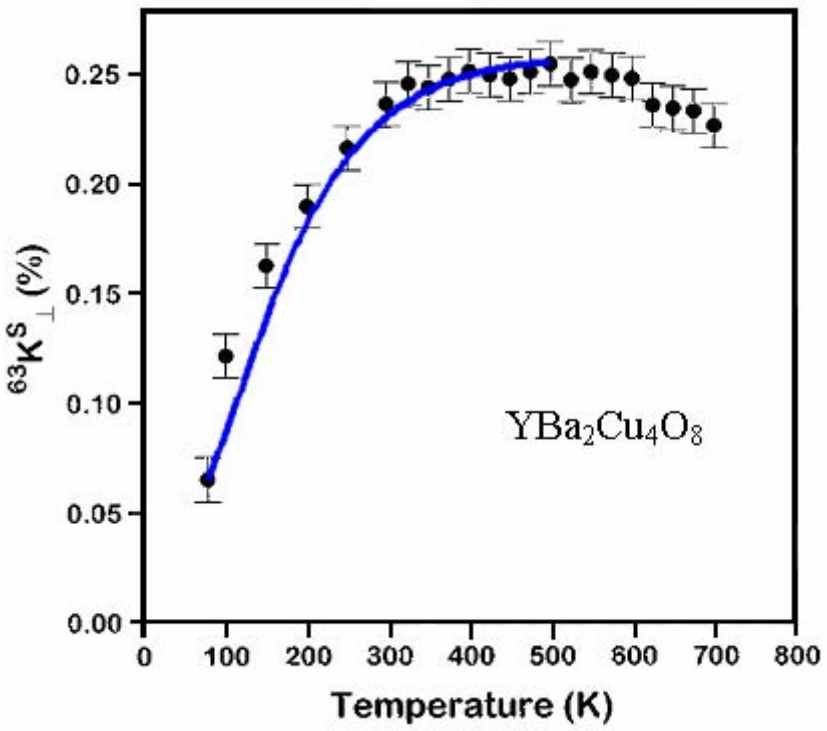


Рис. 1. Температурная зависимость сдвига Найта на ядрах плоскостной меди в $YBa_2Cu_4O_8$. Экспериментальные данные приводятся по данным работ [6,7]. Сплошная линия – расчет по формуле (1). Параметры связывающей и антисвязывающей зон проводимости взяты согласно данным фотоэмиссионной спектроскопии [4].

Основной причиной температурного изменения восприимчивости в нормальной фазе является наличие псевдощели в окрестности уровня Ферми. Можно предположить, что псевдощель образуется из–за процессов переброса электрона с одного участка поверхности Ферми на другой. Наиболее вероятным является значение вектора $Q \cong (\pm\pi/a, \pm\pi/a)$. На этом волновом векторе зарядовая восприимчивость максимальна. Переброс осуще-

ствляется, вероятно, фононами. Но не может быть фононов с частотой больше ω_D, следовательно, логично ввести следующие неравенства (ограничения) $|\varepsilon_k - \mu| < \hbar\omega_D$, $|\varepsilon_{k+Q} - \mu| < \hbar\omega_D$ и $|\varepsilon_k - \varepsilon_{k+Q}| < \hbar\omega_D$.

Из-за процессов переброса, в законе дисперсии квазичастиц, на поверхности Ферми, образуются разрывы, которые можно описать формулой

$$\breve{\varepsilon}_k = \frac{\varepsilon_k + \varepsilon_{k+Q} - 2\mu}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\varepsilon_k - \varepsilon_{k+Q})^2 + 4D_k^2} \qquad (2)$$

здесь

$$D_k = \mathrm{D}_0\sqrt{\left[1 - \left(\frac{T}{T^*}\right)\right]}(\cos k_x a - \cos k_y a) \qquad (3)$$

В расчете, результаты которого представлены на Рис.1, параметры $\mathrm{D}_0 \cong 35meV$ и $\mathrm{T}^* \cong 500, K$, $\hbar\omega_D \cong 0.05eV$ в обеих зонах считались одинаковыми. Интересно отметить, что несмотря на резкую зависимость параметра псевдощели в окрестности $\mathrm{T} \approx \mathrm{T}^*$, температурных ход графика практически не имеет излома при $\mathrm{T} = \mathrm{T}^*$. Это обстоятельство связано с тем, что на части ферми-контура, в силу указанных выше условий, щель вообще не открывается.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №09-02-00777-а

1. М.В. Еремин, С.Г. Соловьянов, С. В. Варламов, ЖЭТФ, **111**, 1763 (1997)
2. М.В. Еремин А. А. Алеев, И. М. Еремин, ЖЭТФ, **133**, 862-874 (2008)
3. M. Norman, Phys. Rev. B 63, 092509 (2000); M. Eschrig, M. Norman, Phys. Rev. B 67, 144503 (2003)
4. T. Kondo, R. Khasanov, Y.Sassa et al., cond-mat. arXiv: 0903.22018, (2009)
5. V. Barzykin, D. Pines, Advances in Phys., (to be published), cond-mat. super-con., 10 Mar.2009
6. M. Bankay, M. Mali, J. Roos, and D. Brinkman, Phys. Rev. B **50**, 6416 (1964).
7. N. J. Curro, T. Imai, C.P. Slichter, B. Dabrowski, Phys. Rev. B **56**, 877 (1997)

УПРАВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКОЙ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ РОМБИЧЕСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА В РЕЖИМЕ АВТОФАЗИРОВКИ

М. А. Шамсутдинов, Л. А. Калякин*, А. Л. Сухоносов, А. А. Халфина

Башкирский государственный университет.
**Институт математики с вычислительным центром Уфимского научного центра РАН, Уфа, ул. Чернышеского, 112, 450077.*

В настоящее время растет интерес к управляемому возбуждению колебаний в нелинейных динамических системах [1]. В данной работе исследуются условия управляемого возбуждения нелинейных колебаний доменных стенок под действием переменных полей небольшой амплитуды, что возможно в режиме автофазировки [2, 3], под которым понимается явление автоматической подстройки собственной частоты системы под частоту внешнего воздействия. Такой "захват" частоты, удерживаемый длительное время, приводит к значительному росту амплитуды колебаний при существенно малой амплитуде накачки [2, 3].

В реальных системах существуют диссипативные процессы, приводящие к нарушению условий автофазировки и уменьшению амплитуды колебаний. Влияние затухания на условия авторезонансной генерации нелинейных колебаний доменных стенок исследовано в работах [4, 5].

Целью настоящей работы является выявление возможности управления нелинейной динамикой доменных стенок: исследование условий возбуждения нелинейных колебаний в режиме автофазировки и перевода системы в стационарный режим, а также определение условий, при которых достигается полное управление нелинейной динамикой частотно-модулированными переменными полями небольшой постоянной амплитуды.

Уравнение, описывающее нелинейную динамику доменных стенок в пленке ромбического ферромагнетика в переменном поле $H(t)$, имеет вид [5]:

$$x_{\tau\tau} + \beta x_\tau + \mathrm{F}(x) = \pi H(t)/(4\pi M_s), \qquad (1)$$

$$\mathrm{F}(x) = x + 2/l \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (1 - e^{-nl}) \sin nx / n^2 ,$$

Уравнения главного резонанса колебаний доменной стенки в масштабе медленного времени $\theta = \varepsilon^{2/3}\eta$ (ε - малый параметр, характеризующий амплитуду внешнего поля с учетом нелинейности возвращающей силы, действующей на доменную стенку, η - безразмерное время с характерным масштабом быстрых колебаний доменной стенки) имеют вид [5]:

$$\frac{d\rho}{d\theta} = -\frac{1}{2}\sin\psi - \lambda\varepsilon^{-2/3}\rho,$$
$$\frac{d\psi}{d\theta} = -\varepsilon^{-2/3}\varphi(\theta) - \frac{1}{2}\frac{\cos\psi}{\rho} + \frac{3}{8}\rho^2, \qquad (2)$$

где $\varepsilon^{1/3}\rho/\sqrt{\delta_3}$ - амплитуда колебаний доменной стенки, ψ - разность фаз колебаний доменной стенки и поля накачки, δ_3 - малый параметр, определяемый геометрическими размерами доменной структуры пленки $l = \pi L/(2D)$ (L - толщина пленки, $2D$ - период доменной структуры), λ - параметр затухания.

Режим автофазировки, как показывает анализ системы (10), осуществим, пока выполняется условие

$$\varepsilon^2 > 32\left|\varphi(\theta)\right|_{\max}\lambda^2/3. \qquad (3)$$

Нарушение данного условия приводит к срыву авторезонансного режима колебаний, резкому уменьшению амплитуды колебаний доменной стенки.

Отметим еще, что частота поля накачки должна изменяться достаточно медленно [2-5]. Критерий медленности изменения частоты накачки, необходимый для сохранения режима автофазировки, определяется видом функции $\varphi(\theta)$ и в общем случае может быть найден только численно.

Выбирая закон изменения частоты накачки в виде

$$\varphi(\eta) = kth(\nu\eta),\ k << 1, \nu << 1, \qquad (4)$$

можно перевести доменную стенку в стационарный колебательный режим движения с большой амплитудой (рис. 1). Численный эксперимент пока-

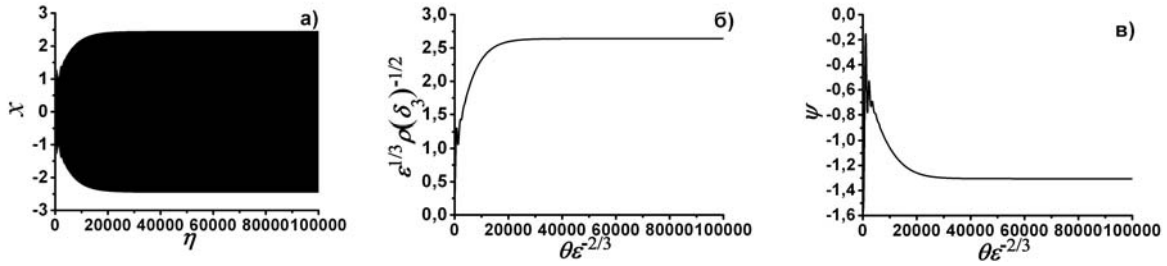


Рис. 1. а) Решение уравнения (1); б) и в) решение уравнений (2) при $l = 10$, $\lambda = 0.001$, $\varepsilon \approx 0.000574$, $\nu = 10^{-4}$, $k = 0.025$.

зывает хорошее согласие усредненной модели (2) и исходного уравнения (1). Амплитуда колебаний стенки в стационарном режиме определяется глубиной модуляции k - большему k соответствует большая амплитуда установившихся колебаний, - а время выхода на стационарный режим задается параметром ν - увеличение ν до некоторого $\nu_{кр}$ ведет к уменьшению этого времени. Превышение значения ν над $\nu_{кр}$ ведет к разрушению автофазировки вследствие нарушения критерия медленности изменения частоты накачки.

Выбирая закон изменения частоты накачки в виде:

$$\varphi(\eta) = k\sin(\nu\eta),\ k << 1, \nu << 1. \qquad (5)$$

можно полностью управлять амплитудой и частотой нелинейных колебаний доменной стенки (рис 2). Период функции $\varphi(\theta)$ задает период изменения амплитуды колебаний доменной стенки (рис. 2).

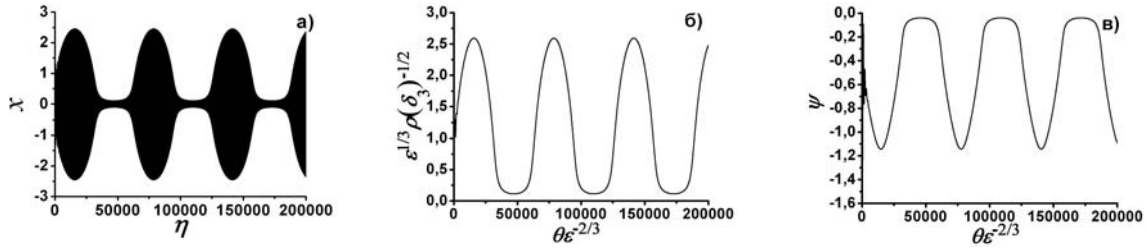


Рис. 2. а) Решение уравнения (1); б) и в) решение уравнений (10), для параметров рис.1

Срыв колебаний, обусловленный нарушением условия (3) приведен на рис. 3, для выбора $\varphi(\theta)$ в виде (4), а на рис. 4 приведен случай нарушения критерия медленности частоты накачки.

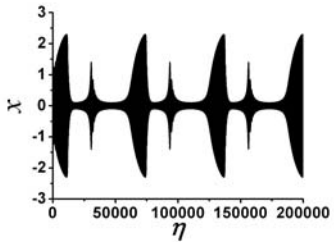


Рис. 3. Решение уравнения (1) для параметров рис. 1, кроме $\varepsilon = 0.000466$.

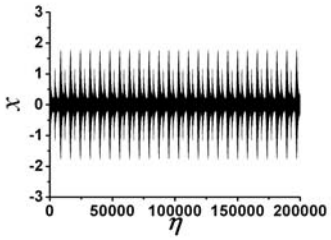


Рис. 4. Решение уравнения (1) для параметров рис. 1, кроме $\nu = 8\cdot10^{-4}$.

В результате, показана возможность полного управления нелинейной динамикой доменной стенки в режиме автофазировки. Меняя глубину модуляции k можно управлять интенсивностью выходного сигнала, а меняя скорость изменения частоты, управляем периодом включения и выключения авторезонансного режима колебаний доменной стенки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-0192436-КЭ и ГНТП АН РБ.

Литература

1. Фрадков А.Л.//УФН. **175**, 113 (2005).
2. Калякин Л.А.//УМН. **63**, 3 (2008).
3. Калякин Л.А.//ДАН. **378** 594 (2001).
4. Шамсутдинов М.А, Калякин Л.А., Халфина А. А, Сухоносов А. Л.// Изв. РАН. Серия физическая. **72**, 1487 (2008).
5. Шамсутдинов М.А., Калякин Л.А., Сухоносов А.Л., Халфина А.А.// ФММ. **108**, (2009).

НАНОТЕХНОЛОГИИ, РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕРХТОНКИХ ПОЛЕЙ И ЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.В.Суриков

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

Доля статей России по нанотехнологиям постепенно сокращается. Например, за период с 2002 по 2006 гг. она снизилась примерно в два раза (с 3% в 2002 г. до 1.5% в 2006 г. [1]). При этом доля статей Китая в 2006 г. выросла до 16%.

Можно отметить определенный рост интереса к исследованиям сплавов Гейслера, причем как к традиционным со структурой $L2_1$, так и к полуметаллическим со структурой $C1_b$. Исследование распределений сверхтонких полей на различных ядрах атомов сплава позволяет получить необходимую информацию о принципиальных особенностях сплавов на наноуровне, что важно для дальнейшего продвижения к заданным свойствам. Основными методами экспериментальных исследований сверхтонких полей в сплавах являются эффект Мессбауэра и ядерное спиновое эхо, но каждый из них хорош только на «своих» ядрах. Поэтому в идеале желательно применение обоих методов. Например, нами был синтезирован новый сплав Гейслера Mn_2CoSn и методом ядерного спинового эха изучена его магнитная структура. В работе [2] с помощью эффекта Мессбауэра было продолжено изучение полей в данном сплаве на ядрах Sn^{119} и наши результаты получили подтверждение.

В представляемом докладе приводятся распределения сверхтонких полей на различных ядрах сплавов Гейслера, полученные методом ядерного спинового эха. Из анализа результатов можно сделать вывод, что данный метод может быть весьма эффективным в тех «нанообразцах», где присутствуют кластеры размером порядка или менее 10 ангстрем.

Литература:

1. Science Citation Index, 1995-2006 гг.
2. N.Lakshmi, Anil Pandey, K.Venugopalan. Bul. Mater. Sci., **25**, №4, 309 (2002).

ПРЕЦЕССИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА В ПЛЕНКЕ, НАМАГНИЧЕННОЙ ВБЛИЗИ «ТРУДНОГО» НАПРАВЛЕНИЯ

Т.М.Василевская, Д.И.Семенцов

Ульяновский государственный университет, Ульяновск

Известно, что резонансная прецессия магнитного момента одноосной металлической пленки, намагниченной вдоль «легкой» оси, лежащей в плоскости пленки, происходит по сильно вытянутой эллиптической траектории. При подмагничивании пленки не вдоль «легкой» оси траектория прецессии магнитного момента становится более сложной. В докладе будут представлены результаты исследования особенностей намагниченности, равновесная ориентация которой близка к направлению «трудной» оси или совпадает с ней. Особый интерес представляет низкочастотная область вблизи поля одноосной анизотропии пленки.

Динамическое поведение намагниченности во внешних статическом **H** и переменном **h** магнитных полях описывается уравнениями Ландау-Лифшица, которые в сферических координатах имеют следующий вид:

$$\dot{\psi}M = -\frac{\lambda}{M}\frac{\partial F}{\partial \psi} - \frac{\gamma}{\cos\psi}\frac{\partial F}{\partial \varphi}, \quad \dot{\varphi}M\cos\psi = -\gamma\frac{\partial F}{\partial \psi} - \frac{\lambda}{M\cos\psi}\frac{\partial F}{\partial \varphi}. \qquad (1)$$

Здесь ψ и φ – полярный и азимутальный углы вектора намагниченности **M**, отсчитываемые от оси *x*, лежащей в плоскости пленки, λ – параметр затухания. Плотность свободной энергии *F* определяется соотношением

$$F = -\mathbf{M}\left(\mathbf{H}+\mathbf{h}\right) - \beta(\mathbf{nM})^2 + \frac{1}{2}\left(\mathbf{M}\hat{N}\mathbf{M}\right), \qquad (2)$$

где **H** – подмагничивающее поле, приложенное вдоль оси *x*, **h** - высокочастотное поле, ориентация которого определяется типом накачки (поперечной или продольной), $H_к = \beta M$ – поле одноосной анизотропии, **n** – орт «легкой» оси, $\hat{N}$ – тензор размагничивающих коэффициентов. В расчетах используются параметры, близкие к параметрам реальной пленки пермаллойного класса: $4\pi M_0 = 10^4$ Гс, $\gamma = 1.76\cdot 10^7$ $\left(\text{Э}\cdot\text{с}\right)^{-1}$, $H_k = 15$ Э, $\lambda = 1.41\cdot 10^8$ с$^{-1}$. При подмагничивании вдоль ОТН зависимость резонансной частоты от поля *H* имеет две ветви:

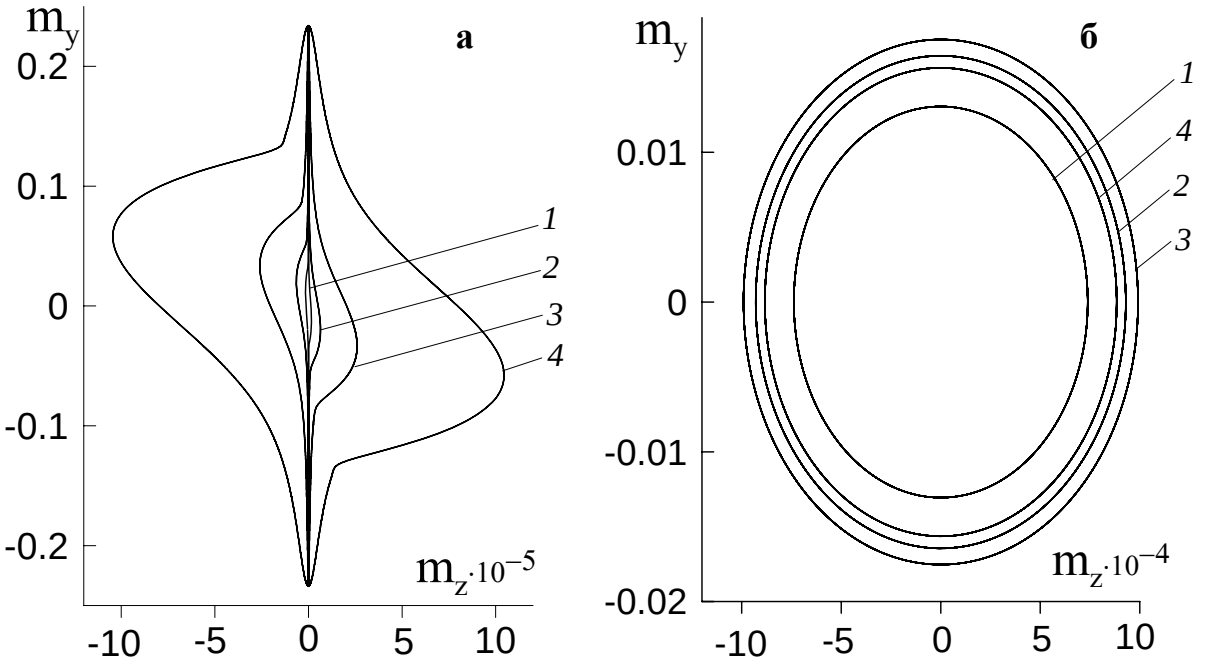
$$\omega_r = \gamma\sqrt{4\pi M_0\left(H\cos(\varphi_0) - H_k\cos(2\varphi_0)\right)}, \qquad (3)$$

где равновесный угол $\varphi_0 = 0$ при $H > H_k$, $\varphi_0 = \arccos H/H_k$ при $H < H_k$. Указанные резонансные ветви сходятся на малых частотах и при значении поля $H \to H_k$ частота $\omega_r \to 0$.

На рисунке приведены проекции на плоскость *yz* нормированного магнитного момента $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$, совершающего в установившемся динамическом режиме прецессионное движение под воздействием переменного

магнитного поля $h = 0.1$ Э, ориентированного вдоль оси y. Ориентация ОЛН пленки относительно подмагничивающего поля выбрана ортогональной, т.е. $\mathbf{n} \perp \mathbf{H}$, $H = 15$ Э, частота $\omega = \left(10^4, 10^5, 10^6, 10^7\right)$ с$^{-1}$ (рис. *а*, кривые *1*–4). Для сравнения аналогичные зависимости приведены для случая $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$, полученные на частоте $\omega = 10^{10}$ с$^{-1}$ при $H = \left(12, 15, 17, 20\right)$ Э (рис. *б*, кривые *1–4*). Из приведенных траекторий видно, что из-за больших значений размагничивающего поля $H_r = 4\pi M_0$ имеет место неравенство $m_y \gg m_z$. В случае $\mathbf{n} \perp \mathbf{H}$, при значении поля $H = H_k$ равновесная ориентация вектора намагниченности совпадает с направлением подмагничивающего поля. Сложные траектории, наблюдаемые на малых частотах, переходят в эллиптические на частотах $\omega \geq 10^9$ с$^{-1}$. В рассматриваемом диапазоне частот амплитуда компоненты m_y не зависит от частоты, а величина компоненты m_z с понижением частоты уменьшается. На низких частотах ($\omega \leq 10^5$ с$^{-1}$) колебания вектора **m** являются практически линейно-поляризованными вдоль направления поля **h**. С увеличением амплитуды поля h характер траекторий прецессии еще более усложняется.

Прецессия намагниченности в случае $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$ происходит по эллиптическим траекториям при любых значениях подмагничивающего поля. При приближении *H* к резонансному значению амплитуда прецессии возрастает (кривая *3* на рис. б). Амплитуда прецессии в этом случае значительно меньше (при заданном поле h), чем в случае $\mathbf{n} \perp \mathbf{H}$.



СПЕКТРЫ МИКРОВОЛНОВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЕ СЛОИСТОГО ПЕРОВСКИТА $RBa_2Cu_3O_x$: ЭФФЕКТ НИЗКОСИММЕТРИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

З.А. Казей, В.В. Снегирев, Н.П. Данилова, М. Гоаран[1], Л.П. Козеева[2], М.Ю. Каменева[2]

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
[1]*Laboratoire National des Champs Magnetiques Pulses, Toulouse, France*
[2] *Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск, Россия*

Исследованию кристаллического поля (КП) и магнитных возбуждений в слоистых перовскитах посвящены многочисленные нейтронные работы [1, 2], но определенные из этих экспериментов электронные структуры редкоземельных (РЗ) ионов часто не согласуются с результатами детальных исследований магнитных свойств кристаллов в слабых и сильных магнитных полях [3]. Одной из причин этого противоречия может быть влияние низкосимметричных и неоднородных компонент КП на электронную структуру магнитного иона. Структура слоистого перовскита дефектна по своей природе и беспорядок в кислородной подсистеме будет приводить к появлению неоднородных и низкосимметричных компонент КП, прежде всего низкого порядка (типа $B_2^2O_2^2$), вклад в которые от соседей магнитного иона достаточно медленно уменьшается с расстоянием. Исследование спектров микроволнового поглощения в сильном магнитном поле может быть полезно в этом вопросе, так как дает прямую информацию об электронной структуре РЗ иона: энергетических интервалах, величинах и анизотропии g-факторов, матричных элементах соответствующих операторов.

Спектры микроволнового поглощения исследовались в геометрии Фарадея (λ = 871, 406, 305 и 118 мкм) на тетрагональных монокристаллах $RBa_2Cu_3O_x$ с контролируемым значением кислородного индекса x в магнитных полях до 40 Тл и температурах от 4.2 до 40 K. Возбуждения в далекой инфракрасной области получались с использованием резонатора Перо-Фабри с оптической накачой лазером на CO_2 Монокристаллы $RBa_2Cu_3O_x$, выращенные методом раствора в расплаве, дополнительно отжигались на воздухе или в вакууме при температуре 900 и 650 °C, соответственно, и быстро закаливались до комнатной температуры, при этом содержание кислорода в кристаллах после такой термообработки соответствовало x = 6.3 и 6.0.

Интенсивности излучения различной длины волны, прошедшего через кристалл $RBa_2Cu_3O_6$ (прозрачность), в зависимости от приложенного магнитного поля обнаруживают ряд резонансных линий поглощения, обусловленных переходами между низко лежащими уровнями энергии иона

R^{3+}. Например, в спектре $HoBa_2Cu_3O_6$ на длине волны 406 мкм (верхняя часть рис.) резонансные линии *d* и *e* соответствуют переходам с основного (или низко лежащего уровня) иона Ho^{3+} на ближайший возбужденный, поскольку их интенсивность уменьшается при повышении температуры. Слабые линии поглощения *f*, *g*, появляющиеся при повышении температуры, связаны с переходами с возбужденных уровней.

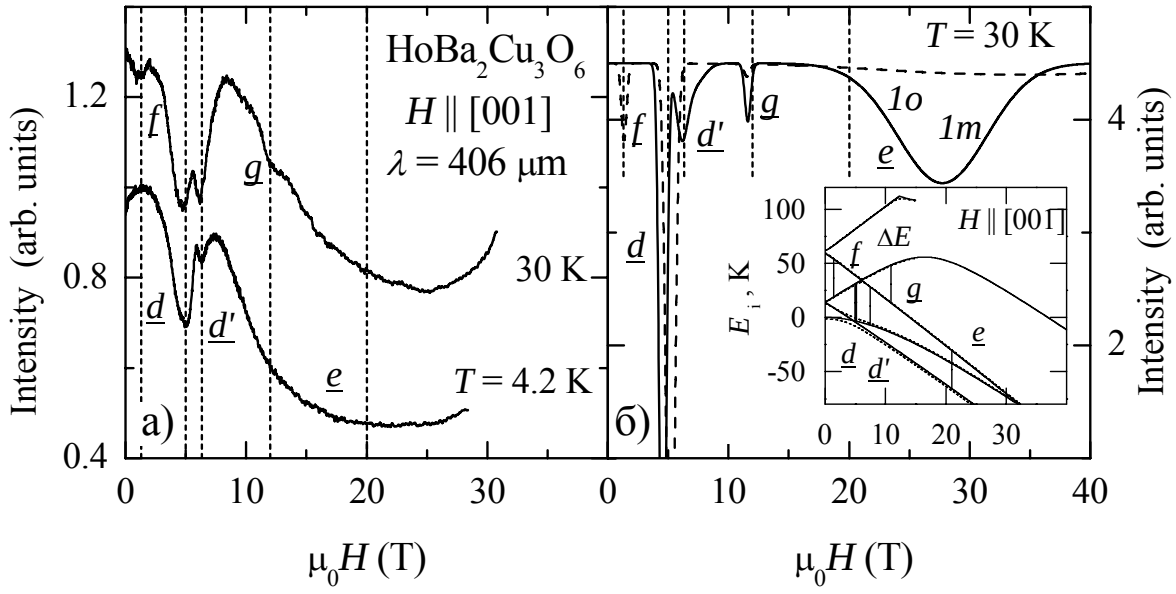


Рис. Экспериментальный (а) и рассчитанный (б) спектры микроволнового поглощения кристалла $HoBa_2Cu_3O_6$ в импульсном магнитном поле вдоль тетрагональной оси на длине волны 406 мкм. На вставке показан эффект Зеемана, рассчитанный без учета парных взаимодействия. Разрешенные переходы между уровнями энергии иона Ho^{3+} (ΔE = 35.2 K) соответствуют линиям поглощения.

Для расчета спектров поглощения тетрагональных кристаллов $RBa_2Cu_3O_x$ ($x < 6.4$) в сильном магнитном поле использовался гамильтониан, включающий гамильтониан тетрагонального КП и зеемановский член, записанные в формализме эквивалентных операторов O_n^m; для учета неупорядоченных орторомбической и моноклинной компонент в гамильтониан КП вводились члены второго порядка $B_2^2O_2^2$ и $B_2^1O_2^1$, которые обуславливают наибольший эффект. Уровни энергии E_i и волновые функции $|i\rangle$ иона R^{3+}, полученные при численной диагонализации полного гамильтониана позволяют рассчитать относительную интенсивность резонансных линий поглощения, соответствующих различным переходам между уровнями *i* и *j* основного мультиплета, расщепленного в КП. Расщепление нижних уровней энергии иона Ho^{3+} в структуре слоистого перовскита $HoBa_2Cu_3O_6$ в магнитном поле вдоль оси [001] и разрешенные по энергии переходы на длине волны 406 мкм (ΔE = 35.2 K) показаны на вставке рис. Отметим, что ряд линий (*d*', *f*) имеют заметную интенсивность только при включении в

гамильтониан КП моноклинной или орторомбической компонент, так как в тетрагональном КП в волновых функциях уровней отсутствуют компоненты, которые бы смешивались оператором J_x.

Положения и относительные интенсивности основных резонансных линий поглощения на различных длинах волн адекватно описываются в рамках тетрагонального КП с известными из независимых экспериментов параметрами. Слабые или запрещенные линии (линии $\underline{d}'$, $\underline{f}$ на рис.) на экспериментальных спектрах, однако, являются более интенсивными. Причиной этого расхождения может быть влияние низко симметричных компонент КП, обусловленных беспорядком в кислородной подсистеме. Действительно, численное моделирование обнаруживает появление на длине волны 406 мкм запрещенных линий $\underline{d'}$ и $\underline{f}$ при наличии моноклинной (B_2^1 = 120 K) или орторомбической (B_2^2 = 40 K), соответственно, компонент КП (кривые *1m* и *1o* на рис.).

Таким образом, присутствие на экспериментальных спектрах значительных линий поглощения, запрещенных в тетрагональной симметрии, позволят предположить наличие значительных орторомбической и моноклинной компонент КП. Результаты численного моделирования показывают, что члены второго порядка моноклинного и орторомбического КП меняют спектры микроволнового поглощения, также как и магнитные свойства [3], ближе к наблюдаемым на эксперименте. Эти члены отсутствуют для идеальной кристаллической структуры, но могут возникать за счет беспорядка в кислородной подсистеме для кристаллов с $x > 6.0$. Влияние низкосимметричного КП сильнее проявляется на спектрах поглощения кристаллов с $x = 6.3$, для которых положения и интенсивности широких линий резонансного поглощения плохо согласуются с электронной структурой РЗ иона в тетрагональном КП. Отметим, что аналогичные эффекты, по-видимому, могут иметь место и в других купратах [4], для которых магнитное поведение РЗ подсистемы не вполне согласуется с электронной структурой РЗ иона.

1. A. Furrer, P. Bruesch, and P. Unternahrer, Phys. Rev. B **38**, 4616 (1988).

2. U. Staub, J. Mesot, M. Guillaume et al., Phys. Rev. B **50**, 4068 (1994).

3. Z. A. Kazei, G. Fillion, A. Harat et al., J. Phys. C **18**, 10455 (2006).

4. L. Soderholm, C.-K. Loong, U. Staub et al., Physica C **246**, 11 (1995).

ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ МОД СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В ТРЕХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, М.А. Бакулин

Мордовский госуниверситет, Саранск

В настоящей работе проведено исследование влияния симметрии закрепления спинов на интенсивность линий I_n мод спин-волнового резонанса (СВР). Изменение симметрии закрепления спинов в трехслойной пленке осуществлялось постепенным уменьшением толщины $h_з$ верхнего слоя закрепления путем послойного стравливания.

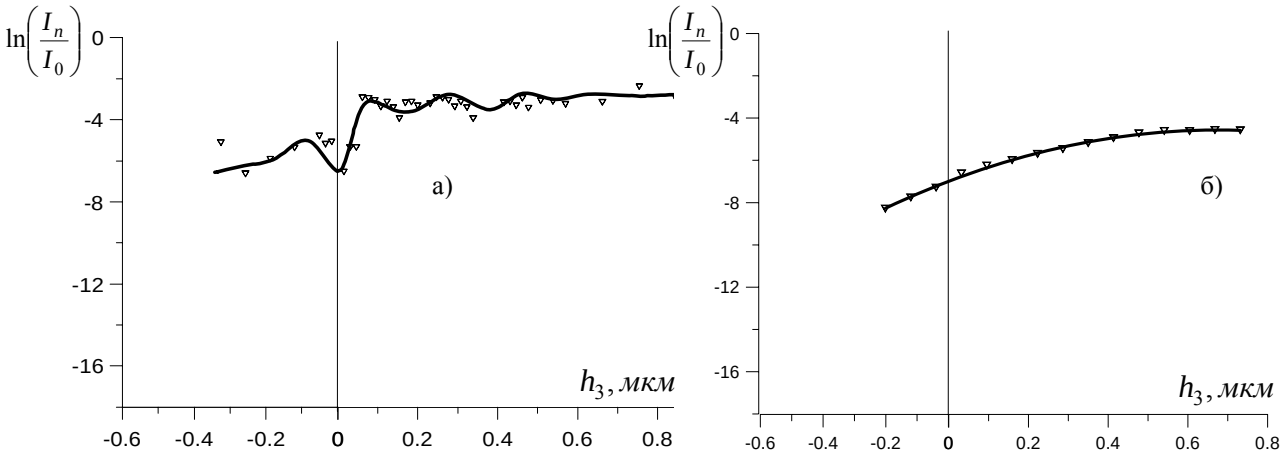


Рис.1. Зависимости интенсивности линий первой СВ-моды от толщины слоя закрепления h_3 для параллельной а) и перпендикулярной б) ориентации. Сплошные линии – расчет

Регистрация спектров СВР производилась при параллельной и перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости пленки. В результате эксперимента установлено, что по мере уменьшения толщины $h_з$ при параллельной ориентации наблюдается близкое к периодическому изменение величины $\ln(I_n/I_0)$ (рис.1.а). При перпендикулярной ориентации наблюдается монотонное уменьшение величины $\ln(I_n/I_0)$ (рис.1.б). Как показал проведенный расчет, наблюдаемое различие в изменении величины $\ln(I_n/I_0)$ связано с различной конфигурацией спиновой волны в слое закрепления при той и другой ориентациях. При параллельной ориентации спиновая волна в слое закрепления является экспоненциально-затухающей, гармонической, при перпендикулярной ориентации − экспоненциально-затухающей. Данное различие обусловливает разный характер изменения интеграла возбуждения, определяющего интенсивность спиновых волн, с уменьшением толщины $h_з$.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ШИРИНУ ЛИНИЙ МОД СВР В ОБЛАСТИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА СЛОЯ ЗАКРЕПЛЕНИЯ

Д.А. Зюзин, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин, А.Г. Бажанов

Мордовский Государственный Университет им. Н.П. Огарева

Исследовано влияние температуры на спектр спин-волнового резонанса в трехслойных пленках, в которых один из слоев закрепления обладал значительно меньшей температурой Кюри T_K по сравнению с двумя другими.

При повышении температуры спектр СВР при перпендикулярной ориентации относительно плоскости пленки, практически не изменяется вплоть до температуры 130 ^oC, при дальнейшем повышении температуры изменяется число возбуждаемых СВ-мод.

Наиболее существенные изменения при изменении температуры претерпевает ширина линий СВ-мод (2ΔH) (Рис.1.). От комнатной температуры до 130 ^oC происходит монотонный рост ширины линий, затем происходит ее резкое уменьшение.

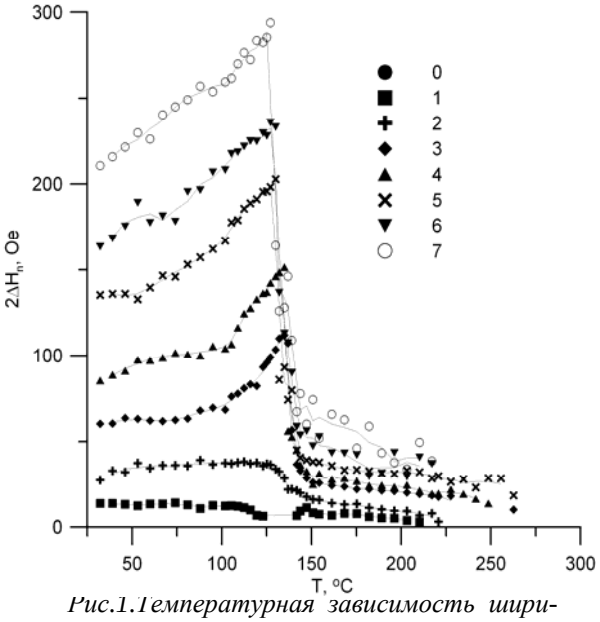


Рис.1.Температурная зависимость ширины линии СВ-мод.

Возрастание ширины линий в интервале от 20 ^oC до 130 ^oC объясняется тем, что при повышении температуры уменьшается различие полей однородного резонанса в слоях, и как следствие увеличивается глубина проникновения спиновой волны в слой закрепления [1].

Обнаружено, что при приближении к T_K, происходит резкое уменьшение ширины линии 2ΔH мод спин-волнового резонанса (Рис.1.). Для мод высшего порядка 2ΔH уменьшается примерно в пять раз. Показано, что резкое уменьшение ширины линий СВ-мод связано с переходом одного из слоев в парамагнитное состояние. В интервале температур от 150 ^oC до точки Кюри ширина линий практически не меняется.

Как видно из рисунка, наиболее чувствительными к магнитному состоянию оказываются моды более высокого порядка.

[1] *Зюзин А.М., Бажанов А.Г.* ЖЭТФ. 1997. т. 112**.** вып. 10. с. 1430-1439.

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ СВР В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

А.М.Зюзин, М.А.Бакулин, С.Н.Сабаев, В.В. Радайкин

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева

В настоящей работе излагается подход, позволяющий рассчитывать спектры спин-волнового резонанса (СВР) в двухслойных магнитных пленках при диссипативном или смешанном механизмах закрепления спинов. Расчет основывался на получении выражения для высокочастотной (ВЧ) восприимчивости двухслойной пленки. При этом использовались обменные граничные условия на свободных и межслойной границах пленки, а не учет степени закрепление спинов с помощью формального параметра – константы поверхностной анизотропии.

Высокочастотное поле **h** принималось перпендикулярным постоянному магнитному полю $\mathbf{H}_0$. Уравнение для переменных компонент намагниченности m_x и m_y имели вид [1]:

$$\begin{aligned}
&\frac{2A}{M_0}\frac{\partial^2 m_x}{\partial z} - \left[H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos^2\theta_M + i\alpha\frac{\omega}{\gamma}\right] m_x + i\frac{\omega}{\gamma} m_y = -M_0 h_x, \\
&\frac{2A}{M_0}\frac{\partial^2 m_y}{\partial z} - \left[H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos 2\theta_M + i\alpha\frac{\omega}{\gamma}\right] m_y - i\frac{\omega}{\gamma} m_x = M_0 h_y,
\end{aligned} \tag{1}$$

где θ_M и θ_H – углы между нормалью к плоскости пленки и векторами $\mathbf{M}_0$ и $\mathbf{H}_0$ соответственно, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания Гильберта, H_k – значение эффективного поля одноосной магнитной анизотропии, A – константа обменного взаимодействия.

Решение системы уравнений (1) представлялось в виде:

$$\mathbf{m}(z) = \mathbf{B}\exp(ikz) + \mathbf{C}\exp(-ikz) + \frac{M_0}{D_1 D_2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}\begin{pmatrix} D_2 & -i\frac{\omega}{\gamma} \\ i\frac{\omega}{\gamma} & D_1 \end{pmatrix}\mathbf{h}, \tag{2}$$

где $D_1 = H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos^2\theta_M + i\alpha\frac{\omega}{\gamma}$,

$D_2 = H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) + H_k \cos 2\theta_M + i\alpha\frac{\omega}{\gamma}$, k – волновое число.

Для нахождения **B** и **C** кроме дисперсионного соотношения использовались вышеотмеченные граничные условия на свободных и межслойной границах:

$$\left.\frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z}\right|_{z=-d_1}=0,\ \left.\frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial z}\right|_{z=d_2}=0,\frac{\mathbf{m}_1}{M_1}=\left.\frac{\mathbf{m}_2}{M_2}\right|_{z=0},\ \frac{A_1}{M_1}\frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial z}=\left.\frac{A_2}{M_2}\frac{\partial \mathbf{m}_2}{\partial z}\right|_{z=0}, \quad (3)$$

где d_1 и d_2 – толщина первого и второго слоев соответственно.

Совместное решение системы уравнений (1) записанных для каждого слоя, дисперсионных соотношений и граничных условий (3) позволило найти усредненное по толщине пленки значение высокочастотной намагниченности:

$$\langle \mathbf{m} \rangle = \frac{1}{d_1+d_2}\left(\int_{-d_1}^{0} \mathbf{m}_1(z)dz + \int_{0}^{d_2} \mathbf{m}_2(z)dz \right) = \vec{\chi}\mathbf{h}, \quad (4)$$

где $\vec{\chi}$ – тензор высокочастотной восприимчивости двухслойной пленки.

Поглощаемая пленкой мощность высокочастотного поля (P) определяется антиэрмитовой частью высокочастотной восприимчивости $\vec{\chi} = \vec{\chi}' - i\vec{\chi}''$. Если принять, что линейно-поляризованное поле **h** направлено вдоль оси x, то поглощаемая мощность определяется компонентой $P \sim \chi''_{xx}$.

Проверка адекватности предложенной модели расчета спектров СВР проводилась путем сопоставления расчетных и экспериментальных спектров.

Экспериментальные спектры СВР были записаны на двухслойных монокристаллических пленках ферритов-гранатов, выращенных методом жидкофазной эпитаксии путем последовательного наращивания слоев из различных растворов в расплаве на подложки из гадолиний-галлиевого граната с плоскостью (111).

Регистрацию спектров СВР производили на стандартном радиоспектрометре с частотой СВЧ-поля $\omega/2\pi$ равной $9.34 \cdot 10^9\ Гц$. Образцы помещались в скрещенные постоянное и переменное магнитные поля. Магнитное поле измеряли с помощью ЯМР-магнетометра.

На представленном рисунке показаны экспериментальный (а) и расчетный (зависимости $d\chi''_{xx}(H)/dH$) (б) спектры СВР двухслойной пленки феррита-граната при различных ориентациях постоянного магнитного поля относительно плоскости пленки. Видно, что расчетный спектр (резонансные поля линий поглощения спин-волновых (СВ) мод, их число и относительная интенсивность, а также ширина) соответствует экспериментальному. Кроме того, характер трансформации расчетного спектра СВР происходящей при изменении угла θ_H соответствует изменениям экспериментального спектра на его угловой зависимости.

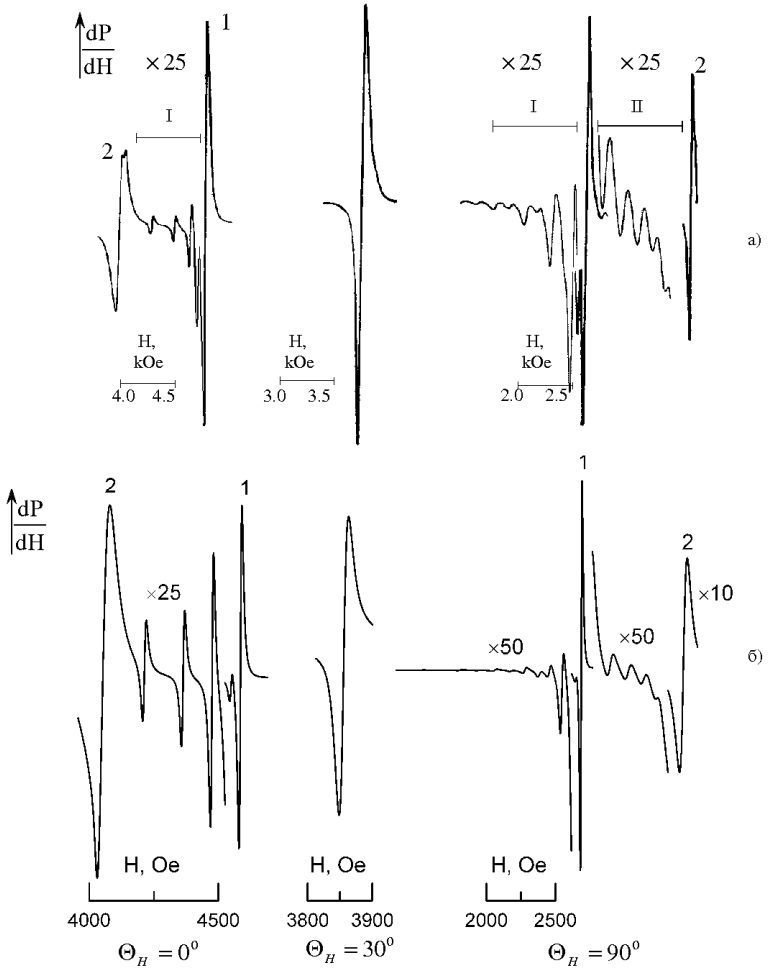


Рис.1. Экспериментальные а) и расчетные б) спектры СВР при различных ориентациях внешнего поля относительно плоскости пленки.

Расчетные угловые зависимости разности резонансных полей нулевой и n-й мод $H_0 - H_n = f(\theta_H)$ совпадали с экспериментальными. На расчетных зависимостях $H_0 - H_n = f(\theta_H)$, также как и в эксперименте наблюдался эффект пространственной дисперсии и, в частности наличие участка аномальной дисперсии [2]. Кроме того, удовлетворительно описывалось происходящее при изменении θ_H существенное увеличение ширины линии СВ-мод, связанное с возрастанием влияния области затухания спиновой волны в слое с большим α на диссипацию энергии стоячих спиновых волн [3].

Таким образом, предложенный в настоящей работе подход позволяет получить удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных спектров СВР.

1. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
2. А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, А.В. Куляпин. ФТТ **45**, 2208 (2003).
3. А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, С.Н. Сабаев, С.С. Кидяев. ФТТ, **42**, 1279 (2000)

ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

Б.А. Беляев[1], А.В. Изотов[2], С.Я. Кипарисов[1]
[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*
[2]*Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия*

Нанокристаллические пленки кобальта, содержащие менее 2% фосфора, полученные химическим осаждением [1] в присутствии постоянного магнитного поля H_0, исследовались методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Подложки для пленок размерами 12×12 mm^2 и толщиной 2.5 mm вырезались из стандартных фотопластинок, предназначенных для изготовления фотошаблонов в технологии микроэлектронной фотолитографии.

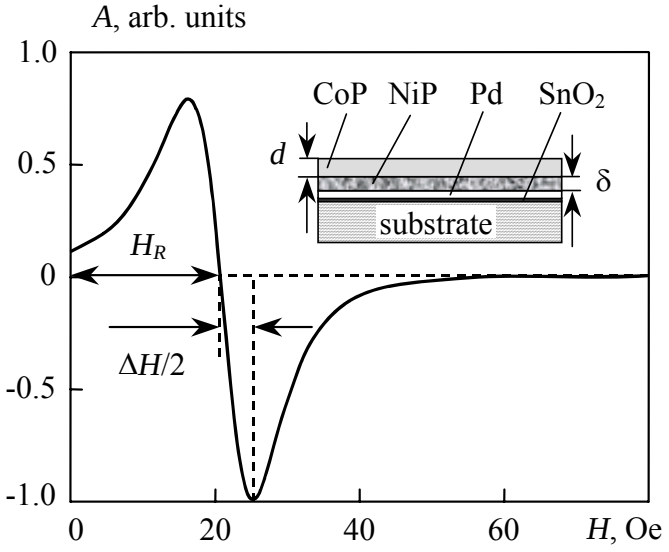


Рис. 1. Исследуемый образец и дифференциальная кривая линии ферромагнитного резонанса

Предварительно подложки активировались слоем палладия толщиной 50 Å, осажденного на слой окиси олова (рис. 1), а затем осаждался буферный слой Ni-P толщиной δ=300 Å с содержанием фосфора больше 7%, когда он не обладает магнитным моментом. Такая пленка имеет аморфную структуру, и она существенно улучшает высокочастотные свойства основного магнитного слоя кобальта [1].

При получении первой серии образцов магнитное поле прикладывалось в плоскости подложки, и оно имело величину ~3 kOe. Вторая серия образцов осаждалась в магнитном поле Земли, однако подложки при этом ориентировались ортогонально тангенциальной компоненте поля. В каждой серии было изготовлено несколько образцов с толщиной пленок 10-80 nm. Все образцы обладали одноосной магнитной анизотропией, причем оси легкого намагничивания в них для первой серии образцов совпадали с направлением постоянного магнитного поля, присутствующего в процессе получения, а для второй серии – с нормальной составляющей магнитного поля Земли.

Измерение магнитных параметров на локальных участках образцов проводилось на автоматизированном сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса [2], в котором в качестве датчика используется миниатюрный микрополосковый резонатор. В спектрометре резонансное поглощение СВЧ мощности регистрируется традиционно модуляционным

методом по изменению добротности резонатора в процессе развертки постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. При этом полуширина линии ФМР оценивается как разность между полем, соответствующим экстремуму на дифференциальной кривой поглощения справа от резонансного поля (рис. 1) и самим резонансным полем. Это исключает погрешность измерения ΔH, обусловленную асимметричной формой линии ФМР, которая, как правило, связана с искажением левого склона кривой поглощения в силу проявления, например, нерезонансной высокочастотной восприимчивости анизотропной пленки [3].

На рис. 2 представлены "дифференциальные" спектры ФМР, записанные на частоте СВЧ накачки 2.274 GHz, для образцов толщиной 30 nm из первой – (*a*) и второй – (*b*) серий. Кривые снимались при трех различных направлениях магнитного поля развертки H, приложенного в плоскости: вдоль осей легкого намагничивания (φ=0°), под 45° и 90° к ней. Отметим, что при направлении H ортогонально легкой оси (φ=90°) кроме пика однородного ФМР в спектрах обоих образцов наблюдаются пики, расположенные точно в поле одноосной магнитной анизотропии, природа которых обусловлена нерезонансной магнитной восприимчивостью [3].

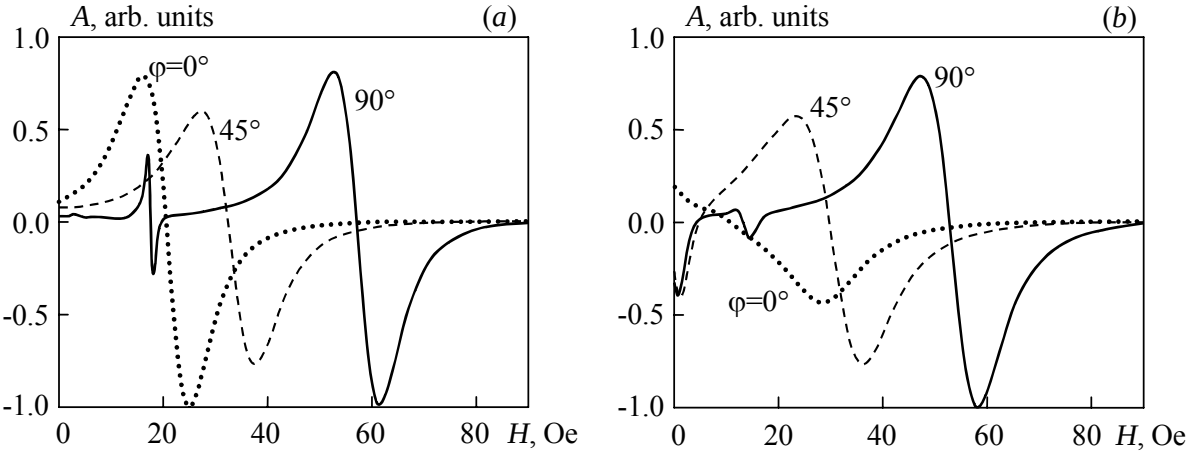


Рис. 2. Спектры ФМР при различных углах направления магнитного поля развертки для образцов толщиной 30 nm из первой – (*a*) и второй – (*b*) серии

Из рисунков также видно, что на образце из второй серии, в отличие от первой, наблюдается интенсивный дополнительный резонанс в малых полях (<10 Oe) при φ=90°, а при φ=0° ширина линии ФМР у образца первой сери значительно меньше. Важно заметить, что аналогичные отличия кривых ФМР наблюдаются для всех образцов из каждой серии независимо от их толщины.

Для определения магнитных характеристик пленок: эффективной намагниченности M_{ef}, поля одноосной анизотропии H_k, величины B_s и направления θ_B поля однонаправленной анизотропии, были сняты зависимости резонансных полей однородного ФМР H_R от угла поворота поля развертки φ относительно оси легкого намагничивания (ОЛН) образца. На рис. 3 черными точками приведены соответствующие зависимости для тех

же образцов из первой – (*a*) и второй – (*b*) серий. Белыми точками показаны зависимости ширины линии ФМР $\Delta H(\varphi)$, полученные в этом эксперименте. Сплошными линиями на рис. 3 показаны теоретические зависимости $H_R(\varphi)$, построенные для образцов с использованием феноменологического расчета [2], в котором использовались значения магнитных характеристик образцов представленных в таблице.

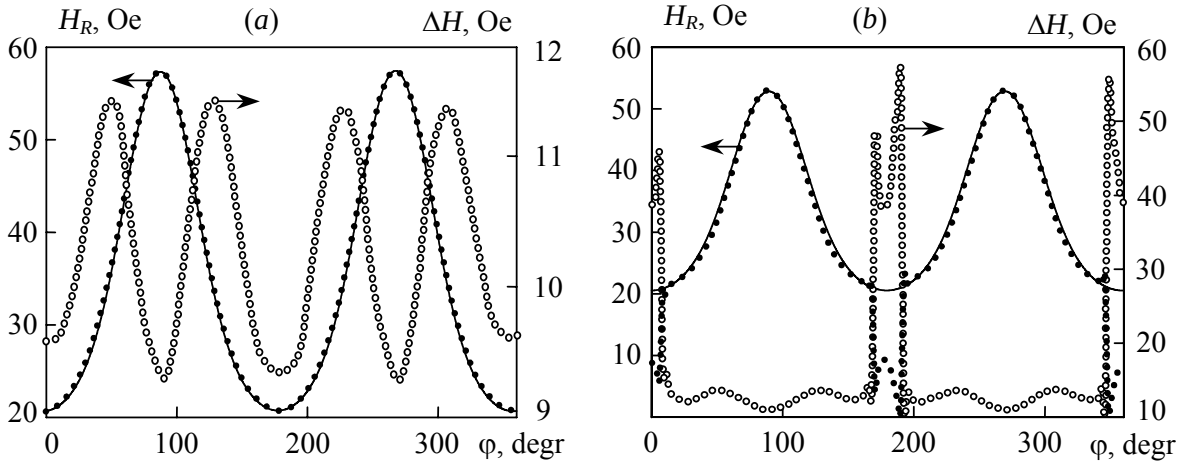


Рис. 3. Угловые зависимости полей ФМР (черные точки) и ширины линии (белые точки) для образцов толщиной 30 nm из первой – (*a*) и второй – (*b*) серии

На рис. 3 видно, что в окрестности ОЛН в сравнительно небольшом диапазоне углов (примерно 20°) для образца из второй серии поле ФМР резко уменьшается почти до нуля, а ширина линии ФМР в этой области также резко увеличивается почти на порядок. При этом резонансное поле имеет локальный максимум, положение которого совпадает с ОЛН, а ширина линии – минимум. Такое поведение $H_R(\varphi)$ и $\Delta H(\varphi)$ обусловлено возникновением в определенной области углов сильного релаксационного процесса, связанного с обнаруженным нами в слабых полях резонансом. Действительно, в этом интервале углов φ пики однородного ФМР и наблюдаемого в слабых полях сближаются, одновременно сильно уширяясь. Природа наблюдаемого в слабых полях резонансного пика и связанного с ним сильного уширения однородного ФМР выясняется.

№ серии	M_{ef}, Gs	H_k, Oe	ΔH_{min}, Oe	ΔH_{max}, Oe	B_s, Oe	θ_B, град.
1	1429.5	16.17	9.3	11.4	0.01	55
2	1342.4	18.4	11.1	54.0	0.06	50

1. Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов, Г.В. Скоморохов // ФТТ. **50**. 650 (2008).
2. B.A. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov // IEEE Sensors Journal. **5**, No 2. 260 (2005).
3. Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов // Письма в ЖЭТФ. **74**. 248 (2001).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ РЕЛАКСАЦИОННЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ, ВЫЗВАННЫХ НЕСТАБИЛЬНОСТЬЮ ФМР В ПЛЁНКАХ

В.С.Власов [1], Л.Н.Котов [1], В.И.Щеглов [2], В.Г.Шавров [2]

[1] *Сыктывкарский Государственный Университет, Сыктывкар, Россия*
[2] *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*

Результаты экспериментального исследования автоколебаний в ферритовых объемных образцах, вызванных бистабильностью при ФМР, были впервые изложены в работе [1]. Автоколебания наблюдались в ферритовом диске, находившемся во внешнем постоянном магнитном поле, которое было перпендикулярно его плоскости и больше по величине, чем поле насыщения. Диск помещался в резонатор и возбуждался переменным СВЧ полем на частоте близкой к частоте ФМР. Автоколебания возбуждались только в том случае, если диск помещается в резонатор. В случае, если диск помещался, например, в волновод автоколебаний не наблюдалось. Данный тип автоколебаний был обнаружен также в ферритовых сферах и стержнях. Он обусловлен бистабильностью резонансных кривых при нелинейном ФМР. Возникновение данных автоколебаний происходит в результате взаимодействия двух подсистем. Резонатор играет роль линейной подсистемы, а ферритовый образец является нелинейной подсистемой. Основной механизм возникновения автоколебаний связан с тем, что поглощение энергии ферритовым образцом является разрывной функцией амплитуды СВЧ магнитного поля в резонаторе, которая в свою очередь зависит от мощности, поглощенной образцом. В работе [1] было дано краткое объяснение возникновения автоколебаний, однако впоследствии не было проведено детального рассмотрения явления и моделирования данных автоколебаний и пока еще не исследованы подобные автоколебания в пленках и наноструктурах.

В данной работе методом компьютерного моделирования было исследовано возбуждение магнитных автоколебаний рассмотренного типа в ферритовых пленках. Геометрия задачи была аналогичная экспериментальным условиям: пленка помещалась в постоянное поле по величине большее, чем поле насыщения и направленное перпендикулярно её плоскости. Переменное поле СВЧ поле было перпендикулярно постоянному. Условия в резонаторе учитывались введением зависимости амплитуды СВЧ поля от поглощаемой плёнкой мощности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-02-98800, № 09-02-01256).

1. M.T. Weiss, Phys. Rev. Lett., **1**, №7, 239 (1958).

МАГНИТНАЯ МИКРОСТРУКТУРА И ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНКАХ НАНОКОМПОЗИТОВ «ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ - ДИЭЛЕКТРИК»

Исхаков Р.С.[a,b], Денисова Е.А.[a,d], Комогорцев С.В.[a,b],Чеканова Л.А.[a,d], Калинин Ю.Е.[c], Ситников А.В.[c]

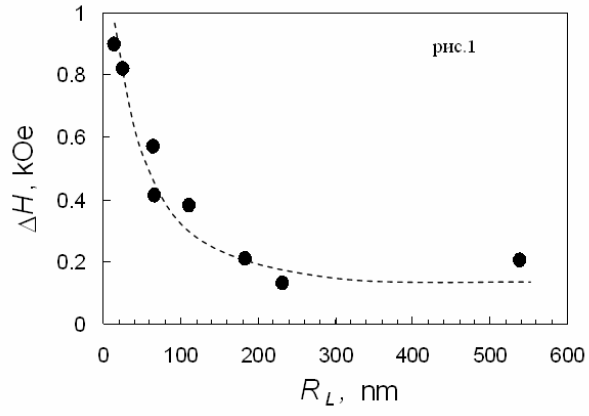
[a]*Институт физики СО РАН, Красноярск, Россия*
[b]*Сибирский государственный технологический университет, Красноярск, Россия*
[c]*Воронежский Технический Университет, Воронеж, Россия*
[d]*Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия*

В докладе представлены результаты исследования взаимосвязи магнитной микроструктуры и ферромагнитного резонанса в нанокомпозитах «ферромагнитный металл - диэлектрик» на примере гранулированных сплавов $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{1-x}$, Co-$SiO_2$, Co-$CaF_2$. Ранее в этих материалах был обнаружен целый ряд интересных физических эффектов: гигантское магнитосопротивление, гигантский аномальный эффект Холла, усиление магнитооптических эффектов и т.д. Перечисленные эффекты во многом обусловлены особенностями микромагнитной структуры этих материалов. При условии сильного обменного взаимодействия между наночастицами композита связь макроскопических магнитных параметров (таких как восприимчивость, коэрцитивное поле, ширина линии ФМР и т.д.) с микроскопическими параметрами спиновой системы, такими как размер наночастицы (зерна), межзеренное (и внутризеренное) обменное взаимодействие, локальная анизотропия, описывается так называемой моделью случайной анизотропии, предложенной для аморфных ферромагнетиков. Микроскопические магнитные характеристики наномагнетиков обусловлены размером ($2R_L$) и анизотропией стохастических доменов, самопроизвольно образованными большим количеством частиц (размером $2R_c$). В данной работе использована методика, позволяющая из кривых приближения намагниченности к насыщению в наномагнетиках определять размер элемента их микромагнитной структуры (размер стохастического домена), величину эффективной анизотропии в этом элементе и величину элемента наноструктуры (размер наночастиц) и ее локальную анизотропию, а также пространственную размерность системы обменно-связанных ферромагнитных наночастиц. Сравнительный анализ характеристик спектров ФМР и параметров случайной магнитной анизотропии позволил установить корреляции между этими величинами.

Изучены ФМР спектры в пленках нанокомпозитов (CoFeB)-SiO_2, Co-SiO_2, Co-CaF_2 при различной геометрии ориентации плоскости пленки относительно внешнего поля. Зависимости резонансных полей от концентрации металлической фазы для трех серий нанокомпозитных пленок, измеренные в ортогональных геометриях позволяют оценить точку протека-

ния (x ~ 0.35). Ход H_r(x) свидетельствует о монотонной трансформации эффективных размагничивающих факторов от соотношения $N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$ (изотропная гранулированная среда) к соотношению $N_x = N_y = 0$, $N_z = 4\,\pi$ (сплошная металлическая матрица с диэлектрическими включениями). Спектр ФМР в параллельной геометрии может быть разложен на два-три лоренциана с разными интенсивностями, но характеризующиеся одним и тем же значением H_r.

Зависимость ΔH(x) характеризуется отрицательным градиентом. Такое же уменьшение с ростом концентрации магнитной фазы демонстрируют величины поля локальной магнитной анизотропии H_a и поля магнитной анизотропии стохастического магнитного домена $\langle H_a \rangle_L$ [1]. Одной из основных идей лежащих в основе современных попыток объяснения ширины линии ФМР в наномагнетиках является т.н. идея обменного сужения ширины ФМР. Эту идею можно кратко выразить с помощью приближенного равенства: $\Delta H(\mathrm{x}) \approx k \cdot \langle H_a \rangle_L \approx k \cdot 2A/MR_L^2$. Располагая набором данных по параметрам обменных корреляций в исследуемых нанокомпозиционных пленках, а также данными по ширине линии ФМР мы получаем возможность проверить применимость этой идеи на конкретном примере. На рис.1 экспериментальная зависимость ширины линии ферромагнитного резонанса от величины корреляционного радиуса намагниченности на примере пленок $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x(SiO_2)_{1-x}$ согласуется с зависимостью $\Delta H(\mathrm{x}) \sim A(\mathrm{x})/R_L(\mathrm{x})^2$ (штриховая линия). Это показывает, что основным механизмом, определяющим величину ΔH в исследуемых пленках, является механизм обменного сужения.



Работа частично поддержана грантами целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы" РНП.2.1.1/2584, РНП 2.1.1/3498.

1. Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, Е.А. Денисова, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, Письма в ЖЭТФ. **86**, 534 (2007).

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ НА ФЕРРИМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МОНОКРИСТАЛЛАХ $[Cr(CN)_6][Mn(S)\text{-}pnH(H_2O)](H_2O)$

Р.Б. Моргунов[1], Ф.Б. Мушенок[1], М.В. Кирман[1], В.Л. Бердинский[2]

[1]*Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия*
[2]*Оренбургский государственный университет, г. Оренбург, Россия*

Одним из недавних достижений молекулярного магнетизма является синтез серии хиральных металл-органических ферримагнетиков с цианидными обменными связями между ионами переходных металлов. Одним из таких соединений является $[Cr(CN)_6][Mn(S)\text{-}pnH(H_2O)](H_2O)$, где (S)-pn – 1,2-диаминопропан, получившие название Green Needle (GN) [1]. Интерес к подобным молекулярным магнетикам обусловлен новыми типами нелинейных спиновых возбуждений в них [2 - 4]. В зависимости от внешних условий кристаллы GN могут находиться в одной из трёх кристаллических фаз. Кристаллы GN в **I** и **II** фазах образованы квазидвумерными слоями, состоящими из чередующихся атомов Mn^{2+} и Cr^{3+}, связанными между собой CN группами [1]. При переходе кристаллов GN в **III** фазу происходит образование прямых химических связей между слоями, увеличение межслоевого взаимодействия и образование трёхмерного магнитного упорядочения [].

Таким образом, кристаллы GN предоставляют возможность наблюдения влияния фазовых переходов на магнитокристаллическую анизотропию и обменное взаимодействие. Целью этой работы является обнаружение влияния кристаллических структурных фазовых переходов на спектры ФМР монокристаллов GN (параметры поля анизотропии и обменного взаимодействия).

Установлено, что структурный переход между **I** и **II** фазами не изменяет величины обменного взаимодействия и параметров анизотропии (табл. 1). В тоже время, переход из **I** во **II** фазу существенно влияет на вид спектров ФМР: вместо множественных линий, соответствующих спин-волновому и спин-солитонному резонансам [2-4], наблюдается одна широкая линия (рис. 1). Переход кристаллов GN в фазу **III** приводит к сильному изменению параметров магнитокристаллической анизотропии и появлению изотропных линий в спектре ФМР [5]. Наличие изотропных и анизотропных резонансных линий в фазе **III** указывает на сосуществование разных магнитных фаз в кристалле. Можно предполагать, что анизотропные линии соответствуют ферримагнитной части, а изотропные линии соответствуют состоянию спинового стекла.

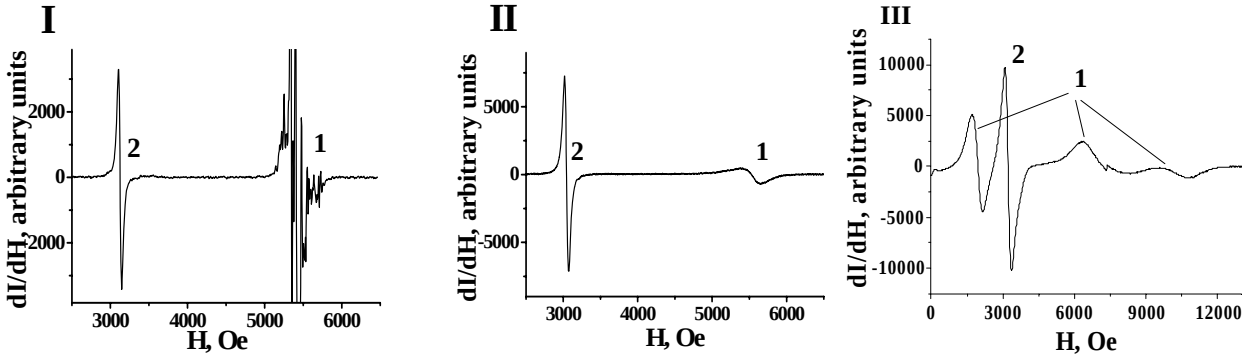


Рисунок 1. Спектры ФМР монокристаллов GN в **I**, **II** и **III** фазах при температуре T = 3 K. Группа линий 1 – спектр исследуемого кристалла Green Needle, линия 2 соответствует сигналу калибровочного образца $CuSO_4\,5H_2O$.

Табл. 1

GN	$K_{2\perp}$, 10^6 erg/cm^3	$K_{2\parallel}$, 10^6 erg/cm^3	$K_{4\perp}$, 10^6 erg/cm^3	$K_{4\parallel}$, 10^6 erg/cm^3
I фаза	0,216	-0,059	0,036	-0,0085
II фаза	0,210	-0,059	0,036	-0,0085
III фаза	-1,17	0,045	–	-0,015

Таким образом, обнаружено сходство параметров магнитной анизотропии и обменного взаимодействия в фазах **I** и **II** монокристаллов GN и их сильное отличие в фазе **III**. Полученные данные свидетельствуют о сложном спиновом состоянии кристаллов в фазе **III**. Сосуществование изотропных и анизотропных линий ФМР в фазе **III** свидетельствует о наличии двух магнитных фаз ниже температуры Кюри. Одна из магнитных фаз соответствует ферримагнитному состоянию, а другая, вероятно, – спин-стекольному состоянию.

Авторы признательны профессору K. Inoue за образцы, предоставленные для исследования.
Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 07-03-00370а.

[1] K. Inoue, K. Kikuchi, M. Ohba. Angew. Chem, Int. Ed. **42/39**, D3461 (2003).
[2] R. Morgunov, M. V. Kirman, K. Inoue et al. Phys. Rev B **77**, 184419 (2008).
[3] Р.Б. Моргунов, В.Л. Бердинский, М.В. Кирман и др. ЖЭТФ, **134**, 95 (2008).
[4] Р.Б. Моргунов, В.Л. Бердинский, М.В. Кирман и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 524 (2006).
[5] Р.Б. Моргунов, Ф.Б. Мушенок, Физика твёрдого тела **51**, 2210 (2009).

О ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ СПИНОВОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И ШИРИНЫ ЛИНИИ ЭПР В $KCuF_3$

М. Файзуллин

Казанский Государственный Университет, Россия

Кристалл $KCuF_3$ является квазиодномерным антиферромагнетиком $(T < T_N - 39\ K)$. Вдоль оси c кристалла ионы меди связаны сильным антиферромагнитным, а в перпендикулярной ей плоскости ab слабым ферромагнитным взаимодействием ($J_{ab}/J_c \simeq -0.01$). В настоящее время изучение магнитной и электронной структуры подобных соединений представляет большой интерес [1,2]. В квазиодномерных системах важную роль играют флуктуационные эффекты, поэтому применение стандартных методов теории молекулярного поля затруднено.

В данной работе для описания температурного хода спиновой восприимчивости и ширины линии ЭПР в кристалле $KCuF_3$ используется метод функции Грина с расцеплением уравнений движения согласно Kondo и Yamaji (KY) [3].

В большинстве работ для описания температурной зависимости ширины линии ЭПР в концентрированных магнетиках привлекается модель классических спинов [4]. Температурная зависимость парных спин-спиновых корреляционных функций вычислена Fisher [5]. Однако, такой подход применим лишь при высоких температурах. С другой стороны имеется квантово полевая теория ширины линии ЭПР одномерных антиферромагнитных спиновых систем, разработанная Oshikawa и Affleck (OA) [6]. Она применима в области крайне низких температур (меньших по сравнению с величиной зеемановской энергии и параметрами анизотропного обменного взаимодействия). Описание температурной зависимости ширины линии ЭПР в рамках квантовой теории KY еще не приводилось, хотя теория успела продемонстрировать свою состоятельность в описании ядерной спин-решеточной релаксации [7] и спиновой восприимчивости [8].

Часть результатов нашего расчета статической спиновой восприимчивости приведена на рис.1. Параметр обменного взаимодействия между ближайшими соседями ионов меди принят равным $J = -370\ K$. Описание температурного хода по методу Bonner и Fisher дает значение $-380\ K$ [9].

Согласно [10] основной вклад в ширину линии ЭПР $KCuF_3$ обусловлен динамическим взаимодействием Дзялошинского-Мория (дДМ).

Форма линии ЭПР является Лоренцевой. Ширина линии определяется формулой

$$\Delta H = \frac{\pi}{\sqrt{3}}\sqrt{\frac{M_2^2}{M_4}}, \qquad (1)$$

где M_2 и M_4 – второй и четвертый моменты формы линии. M_2 может быть

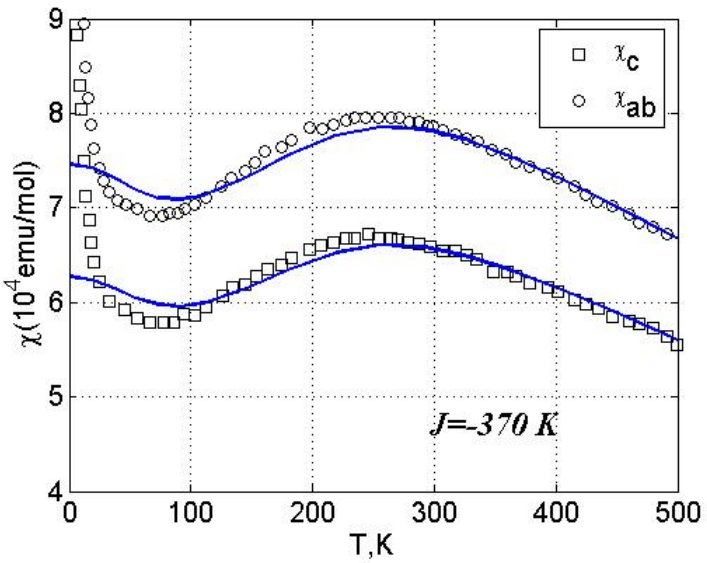


Рис.1 Температурная зависимость статической спиновой восприимчивости $KCuF_3$.

Экспериментальные данные взяты из работы [9] (□ – продольная, ○ – поперечная); сплошные линии – результаты нашего расчета по теории [3].

выражен через спин-спиновые корреляционные функции $C_{1,2} = \langle S_i^+ S_{i\pm 1, i\pm 2}^- \rangle_T$ следующим образом

$$M_2 = \frac{d_{(ab)}^2}{4}[2 + \sin^2\theta]\frac{[1/2 - C_1 - 2C_2 + 4C_2^2]}{1/2 + 2(C_1 + C_2)}, \qquad (2)$$

где $d_{(ab)}$ - величина параметра дДМ, θ – угол между осью кристалла c и направлением магнитного поля. Расчитанная по формуле (2) температурная зависимость M_2 приведена на рис.2 (сплошная линия). Отметим, что имеются два источника температурной зависимости. Зависят от температуры спин-спиновые корреляционные функции [3], а также зависит от температуры параметр дДМ [10]

$$\langle d_{(ab)}^2 \rangle_T \propto \frac{1}{\omega_F}\coth(\hbar\omega_F/2k_BT),$$

где $\omega_F/2\pi c \approx 70\ \text{см}^{-1}$ – квант поперечных колебаний мостикового иона в цепочке Cu-F-Cu. Если пренебречь температурной зависимостью $d_{(ab)}$ в (2), то температурный ход второго момента будет монотонно убывающим. Подключение в рассмотрение четвертого момента не меняет качественной картины температурной зависимости ширины линии ЭПР (1).

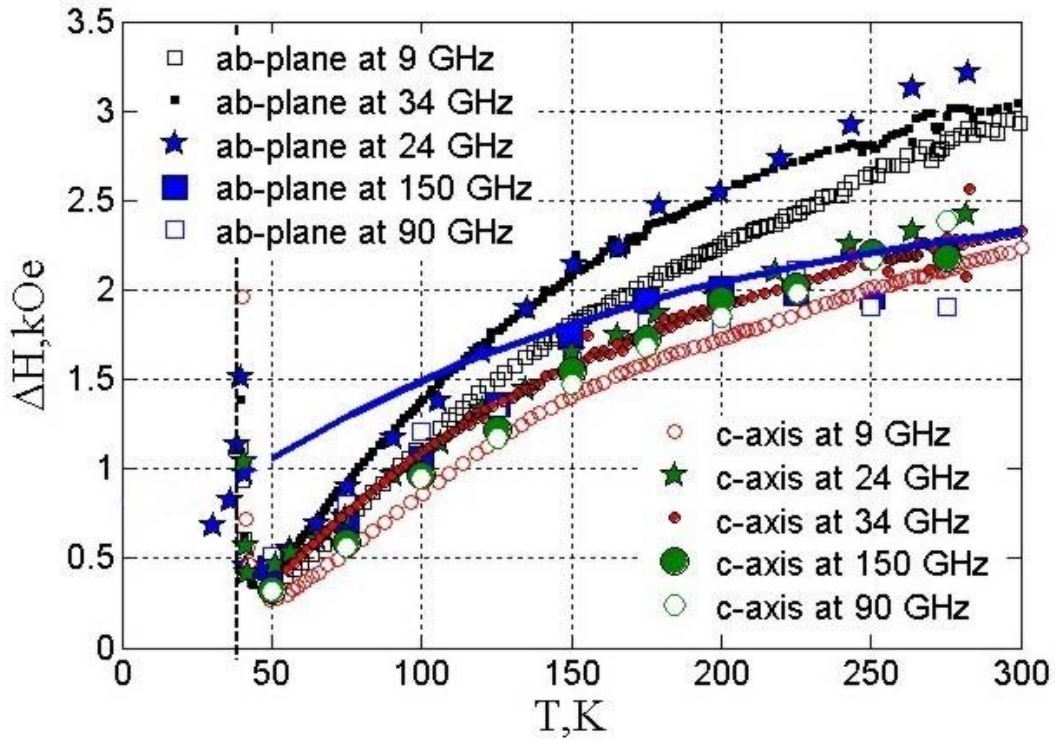


Рис.2 Температурная зависимость ширины линии ЭПР $KCuF_3$.
Сплошной линией изображен результат нашего расчета по формуле (2). Экспериментальные данные взяты из работы [10].

Таким образом, расчет ширины линии ЭПР в рамках квантовой теории КУ в кристалле $KCuF_3$ при учете динамического взаимодействия Дзялошинского-Мории [10] позволяет качественно объяснить наблюдаемую в эксперименте температурную зависимость. Как видно из рис.1, температурный ход спиновой восприимчивости также объясняется.

1. R. Eremina, M. Eremin, V.N. Glazkov et al., Phys. Rev. B, **68**, 014417 (2003)
2. Р. Еремина, Т. Гаврилова, Н.-А. Krug von Nidda, ФТТ, **50**, 273 (2007)
3. J. Kondo, K. Yamaji, Prog. Theor. Phys., **47**, 807 (1972)
4. Y. Tazuke, K. Nagata, J. Phys. Soc. Japan, **38**, 1003 (1975)
5. M. E. Fisher, Amer. J. Phys., **32**, 343 (1964)
6. M. Oshikawa, I. Affleck, Phys. Rev. B, **65**, 134410 (2002)
7. A. Zavidonov, I. Larionov, M. Itoh, Phys. Rev. B, **61**, 11625 (2000)
8. Y. Fukumoto, A. Oguchi, J. Phys. Soc. Japan, **65**, 264 (1996)
9. Kadota, I. Yamada, S. Yoneyama, J. Phys. Soc. Japan, **23**, 751 (1967)
10. M. Eremin, D. Zakharov et al., Phys. Rev. Lett., **101**, 147601 (2008)

О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ЧАСТОТАМИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И ГЛАВНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ТЕНЗОРА МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В КРИСТАЛЛАХ С НИЗКОЙ СИММЕТРИЕЙ.

Р.М. Ерёмина, М.В. Ерёмин

Казанский физико-технический институт, Россия
Казанский государственный университет, Россия

Резонансное значение величины магнитного поля определяется соотношением $\hbar\omega = \mathbf{g}\beta\mathbf{B}_{\mathbf{res}}$, где $\mathbf{B} = (1 + 4\pi\boldsymbol{\chi})\mathbf{H}$, ω - частота СВЧ поля, $\mathbf{g}$ и $\boldsymbol{\chi}$ - тензоры гиромагнитных отношений и магнитной восприимчивости, соответственно. В настоящем сообщении мы приводим соотношение между ω_{res} и главными значениями тензоров $\mathbf{g}$ и $\boldsymbol{\chi}$ - , справедливое для образцов произвольной симметрии. Соотношение выведено методом Цванцига-Мори (см. обзор [1]), где данный метод обсуждается в связи с проблемой описания экспериментов по рассеянию нейтронов.

Следуя [1], гамильтониан системы во внешнем поле запишем в виде

$$H = H_0 - \sum_{j,\alpha} H_j^{\alpha} M_j^{\alpha} = H_0 - \sum_{\alpha,k} H^{\alpha}(k) M^{\alpha}(-k) \quad , \qquad (1)$$

где H_0 – гамильтониан в отсутствии магнитного поля, H_j^{α} компонента поля, $M^{\alpha}(k)$ - Фурье-компоненты оператора намагниченности, связанные с оператором эффективного спина $S^{\alpha}(k)$ соотношением $M^{\alpha}(k) = -g^{\alpha}\mu_B S^{\alpha}(k)$.

Уравнения движения для компонент намагниченностей линеаризуются по схеме [2]:

$$\frac{dA_m(t)}{dt} = \sum_l i\omega_{ml} A_l(t) \quad , \qquad (2)$$

где ω_{ml} - частотная матрица, которая определяется следующим образом

$$\omega_{ml} = (M^*, LM)_{mf} (M^*, M)^{-1}_{fl} \qquad (3)$$

Здесь $\frac{\partial}{\partial t} = iL$, круглыми скобками обозначены скалярного произведения, в качестве которых берутся релаксационные функции Кубо [2]. Последние, связаны с компонентами тензора магнитной восприимчивости соотношением [1]:

$$(M^{\alpha}(-k), M^{\gamma}(k)) =$$

$$\int_0^{\beta} \left\{ < e^{\lambda H_0} M^{\alpha}(-k) e^{-\lambda H_0} M^{\gamma}(k) > - < M^{\alpha}(-k) >< M^{\gamma}(k) > \right\} d\lambda = N\chi^{\alpha\gamma}(k) \qquad (4)$$

$\beta = 1/k_B T$, угловые скобки обозначают термодинамические средние.

В общем случае $< M^{\gamma}(k) >=< M^{\gamma}(k) >_{H=0} + H^{\alpha}(k)\chi^{\alpha\gamma}(k)$

Используя тождество Кубо [1,2] $(\frac{\partial A}{\partial t}, B) = -\frac{i}{\hbar} < [A, B] >$ имеем следующее матричное соотношение:

$$(\frac{\partial M_{\alpha}}{\partial t}, M_{\gamma}) = -\frac{i}{\hbar} < [M_{\alpha}, M_{\gamma}] >= \frac{\mu_B}{\hbar} \begin{vmatrix} 0 & \frac{g_x g_y}{g_z}\chi_c H_z & -\frac{g_x g_z}{g_y}\chi_b H_y \\ -\frac{g_x g_y}{g_z}\chi_c H_z & 0 & -\frac{g_y g_z}{g_x}\chi_a H_x \\ -\frac{g_z g_x}{g_y}\chi_b H_y & -\frac{g_x g_y}{g_x}\chi_a H_x & 0 \end{vmatrix} \quad (5)$$

Далее учитывая, что элементы матрицы $(M^*, M)^{-1}$ связаны с главными значениями тензора восприимчивости соотношением:

$$(M^*, M)^{-1} = \begin{vmatrix} \chi_a^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_b^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_c^{-1} \end{vmatrix} \quad (6)$$

находим произведение матриц $i\omega_{\alpha\beta} = (\frac{\partial \boldsymbol{M}_{\alpha}}{\partial t}, \boldsymbol{M}_{\gamma})(\boldsymbol{M}_{\gamma}, \boldsymbol{M}_{\beta})^{-1}$, а затем и ее собственные значения. Один из корней обращается в нуль. Остальные два определяются формулой

$$(\hbar\omega)^2 = (\mu_B)^2 \{\frac{g_x^2 g_y^2}{g_z^2 \chi_a \chi_b}\chi_c^2 H_z^2 + \frac{g_x^2 g_z^2}{g_y^2 \chi_c \chi_a}\chi_b^2 H_y^2 + \frac{g_y^2 g_z^2}{g_x^2 \chi_c \chi_b}\chi_a^2 H_x^2\}. \quad (7)$$

Подставляя $H_x = H\sin\theta\cos\varphi$, $H_y = H\sin\theta\sin\varphi$, $H_z = H\cos\theta$, получаем общую формулу для угловой зависимости для частоты магнитного резонанса:

$$(\hbar\omega)^2 = (\mu_B H)^2 \{\frac{g_x^2 g_y^2}{g_z^2 \chi_a \chi_b}\chi_c^2 \cos^2\vartheta + \frac{g_x^2 g_z^2}{g_y^2 \chi_c \chi_a}\chi_b^2 \sin^2\vartheta\sin^2\varphi + \frac{g_y^2 g_z^2}{g_x^2 \chi_c \chi_b}\chi_a^2 \sin^2\vartheta\cos^2\varphi\} \quad (8)$$

Полученную формулу можно считать естественным обобщением частных соотношений, полученных ранее в [4,5] {в [4], см. формулу (А4), в [5] - формулу - (16)}.

На Рис. 1, в качестве примера, приведены данные по ЭПР из [6]. На вставке представлены графики температурного хода компонент магнитной восприимчивости из [7]. Как видно из рисунка, ход температурных зависимостей эффективного g- фактора и магнитной восприимчивости отличается. Особенно четко это видно для случая **H | | c** . Температурный ход $g_{eff} = (\hbar\omega_{res})/(\beta H_{res})$, рассчитанный по формуле (8), представлен сплошной линией. Главные значения тензора **g** при всех температурах постоянны и приняты равными $g_a \approx 2.11$; $g_b \approx 2.23$; $g_c \approx 2.09$. Как видно из вставки, при температурах ниже спин-пайерлского перехода ($T_{sp} = 14.2K$) все три компоненты намагниченности уменьшаются. Однако измеренные эффективные зна-

чения g_a и g_b, при этом, резко возрастают. Как видно из рис. 1 это интересное явление замечательно воспроизводится по формуле (8). Имеющие расхождения между рассчитанными и экспериментальными значениями, вероятно, связаны с тем, что в экспериментах по измерениям намагниченности и ЭПР использовались образцы различной формы.

Работа М.В.Е. выполнена при поддержке целевой программы РНП № 2.1.1/6183, Р.М.Е.- при поддержке гранта РФФИ 09-02-00779-а.

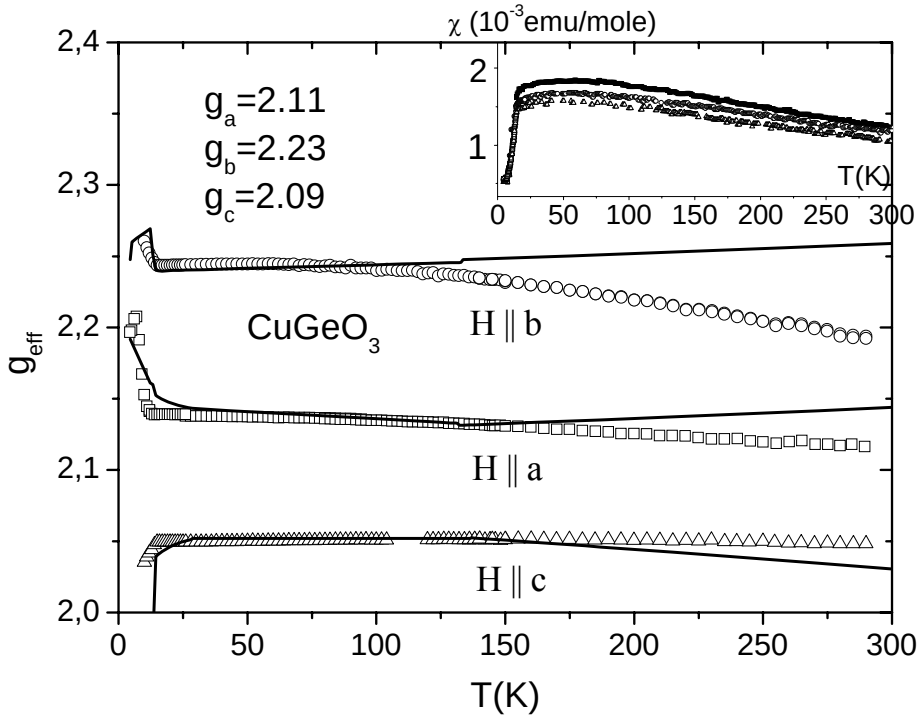


Рис.1.1. Температурная зависимость положения эффективного g –фактора линии ЭПР в монокристалле $CuGeO_3$. Символы соответствуют измерениям по ЭПР [6]. На вставке представлен температурный ход главных значений тензора магнитной восприимчивости по данным работы [7]. Сплошная линия – расчет по формуле (8) с компонентами g- тензора, указанными в левом верхнем углу.

1. W. Marshall, R.D. Lowde, Rep. Prog. Phys. 31,705 (1968)
2. R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan., 12, 570 (1957)
4. J. Choukrin, J.-L. Richard, A. Stepanov, Phys. Rev. B 68, 144415 (2006)
5. D. L. Huber, M. S. Seera, phys. stat. sol. (b) 74, 145 (1976)
6. R. M. Eremina et al., Phys. Rev. B 68, 014417 (2003).
7. M. Hase, I. Terasaki, K. Uchinokura, Phys. Rev. Lett. 70, 3651 (1993)

СТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС МЕЖДУ ПРЕДЕЛЬНЫМИ ЦИКЛАМИ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет

К одному из наиболее интересных эффектов, обусловленных влиянием шума, относится стохастический резонанс (СР), имеющий место в бистабильных системах различной природы и проявляемый в значительном увеличении их отклика на регулярный сигнал при оптимальной интенсивности шума [1]. Наряду с «классическим» СР в сильно демпфированных системах со статической бистабильностью обнаружены иные подобные режимы, в частности: детерминированный СР в системах с хаотическими аттракторами [1], СР на смешанных гармониках в моностабильной магнитной системе [2], СР между предельными циклами синхронизации фаз, находящимися в бистабильном состоянии в модели пружинного маятника (Витта-Горелика) [3], СР с фазами стохастических колебаний магнитных моментов металлической сверхрешетки при продольном шумовом сигнале [4]. В настоящем докладе приводятся результаты исследования нового типа СР, возникающего между двумя предельными циклами прецессии намагниченности тонкой магнитной пленки, которые сильно отличаются по амплитуде прецессии и имеют близкие по значениям параметров условия реализации.

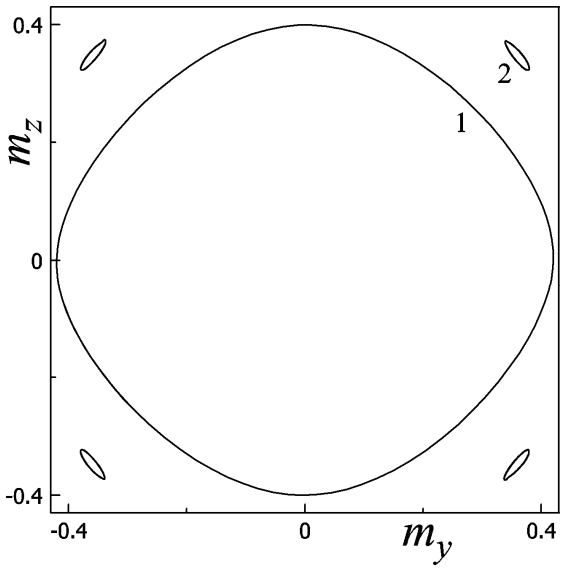
Для анализа динамики намагниченности уравнения Ландау-Лифшица удобно записать в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned}
\frac{M\left(1+\alpha^2\right)}{\gamma}\dot{m}_y &= \left(m_z+\alpha m_x m_y\right)\frac{\partial F}{\partial m_x}-\left(m_x-\alpha m_y m_z\right)\frac{\partial F}{\partial m_z}-\alpha\left(1-m_y^2\right)\frac{\partial F}{\partial m_y},\\
\frac{M\left(1+\alpha^2\right)}{\gamma}\dot{m}_z &= \left(m_x+\alpha m_y m_z\right)\frac{\partial F}{\partial m_y}-\left(m_y-\alpha m_x m_z\right)\frac{\partial F}{\partial m_x}-\alpha\left(1-m_z^2\right)\frac{\partial F}{\partial m_z},
\end{aligned} \qquad (1)$$

где $m_i = M_i/M$ – нормированные компоненты вектора намагниченности **M**, для которых выполняется равенство $m_x^2+m_y^2+m_z^2=1$; γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации; рассматривается пленка типа (100), для которой кристаллографическая ось [100] совпадает с нормалью к пленке и осью *x*, а оси [010] и [001] совпадают с осями *y* и *z*; в этом случае плотность свободной энергии *F* определяется выражением

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H}+\mathbf{h})+\left(2\pi M^2-K_u\right)m_x^2+K_1\left[m_z^2\left(m_x^2+m_y^2\right)+m_x^2m_y^2\right], \qquad (2)$$

где K_u и K_1 – константы ростовой и кристаллографической анизотропии; **H** и **h** – внешние статическое и переменное магнитные полях, поля **H** далее принимается ориентированным вдоль нормали к пленке (оси *x*).



Ри.1. Проекции предельных циклов прецессии нормированного вектора намагниченности, реализующейся в условиях динамической бистабильности.

Численный анализ динамических уравнений показал [5], что в рассматриваемых магнитных системах на достаточно низких частотах реализуются различные регулярные прецессионные режимы. При этом имеют место критические значения параметров, при которых происходят динамические фазовые переходы с потерей устойчивости одного предельного цикла и переходом прецессии намагниченности на аттрактор другого режима. В ряде случаев имеются интервалы значений управляющего параметра, в которых оба режима устойчивы, т.е. возникает состояние динамической бистабильности (или мультистабильнотси).

На рис.1 приведены проекции нормированного вектора намагниченности, прецессирующего под воздействием переменного поля $h(t) = h_y \sin(\omega t)$ в условиях бистабильности по одному из предельных циклов: в зависимости от флуктуаций параметров или различных начальных условиях реализуется или высокоамплитудный режим, или один из четырех симметричных по отношению друг к другу режимов, имеющих малую амплитуду прецессии. Использовались следующие параметры: $4\pi M = 214.6\,\mathrm{G}$; $\alpha = 10^{-2}$; $\gamma = 1.755 \times$ $\times 10^7\ (\mathrm{Oe}\cdot\mathrm{s})^{-1}$; $K_1 = -10^3\ \mathrm{erg/cm^3}$ и $K_u = -3\times 10^3\ \mathrm{erg/cm^3}$ [5], $H = 350\,\mathrm{Oe}$, $h_y = 1\,\mathrm{Oe}$, $\omega/2\pi = 90\,\mathrm{MHz}$.

При выборе условий, которые отвечают узкому интервалу величины *H*, соответствующему динамической бистабильности (с сильно отличающимися по амплитуде режимами), при выборе величины подмагничивающего поля вблизи середины этого интервала (данным условиям отвечают вышеприведенные численные значения), а также при приложении дополнительного переменного поля, линейно поляризованного вдоль **H**, имеющего малую частоту и достаточно большую амплитуду (более половины вышеуказанного интервала), система оказывается чувствительной к воздействию шумового сигнала. На рис.2 приведена временная зависимость проекции нормированного вектора намагниченности при переменном поле:

$$\mathbf{h}(t) = h_y \sin(\omega t)\,\mathbf{e}_y + \left[h_x \sin(\tilde{\omega} t) + \sigma\zeta(t)\right]\mathbf{e}_x, \qquad (3)$$

где $\mathbf{e}_{x,y}$ – единичные вектора вдоль соответствующих осей; σ – параметр, являющийся амплитудой шумового процесса, а $\zeta(t)$ – случайная величина на интервале [-1,1], которая дискретно изменяется с шагом по времени τ, выступающим в роли времени корреляции; параметры дополнительного

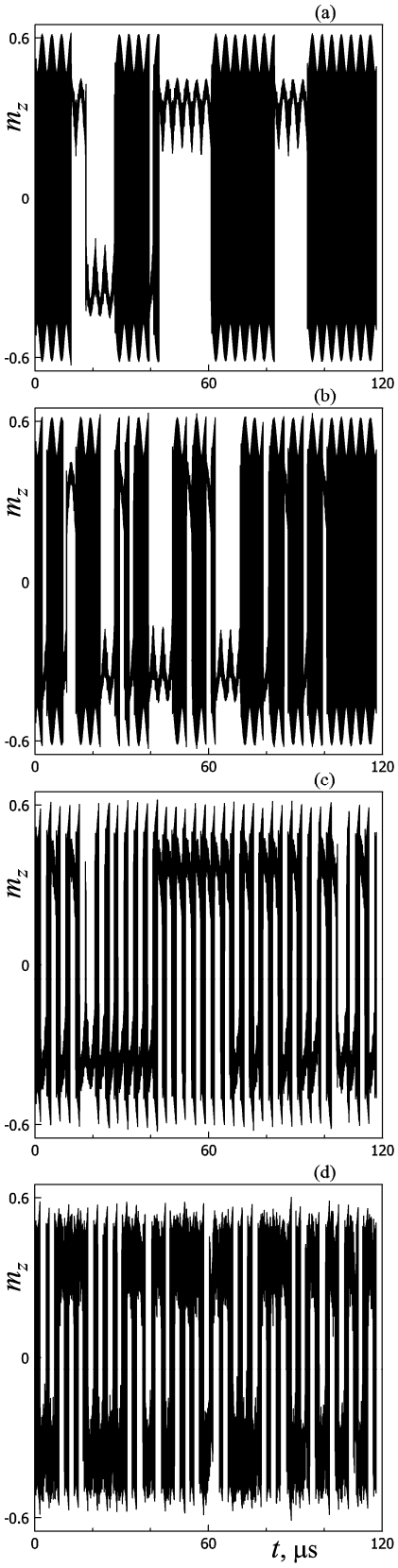


Рис.2. Временная зависимость проекции нормированного вектора намагниченности при дополнительном гармоническом магнитном поле и различном по амплитуде шумовом сигнале.

гармонического сигнала $h_x = 35\,\text{Oe}$, $\tilde{\omega}/2\pi = 0.3\,\text{MHz}$ (что значительно ниже частоты первого гармонического сигнала, вызывающего исходные динамические режимы прецессии); $\sigma = 1.6, 2, 4, 10\,\text{Oe}$ (a-d) при $\tau = 6\times10^{-11}\,\text{s}$.

При отсутствии шума реализуется высокоамплитудный режим с траекторией, близкой к траектории «1» на рис.1 (амплитуда режима периодически изменяется под воздействием второго гармонического поля). При малом уровне шума, как видно из рис.2a, возникают редкие перескоки с указанного режима на один из четырех режимов малой амплитуды (и обратно). При увеличении уровня шума частота перескоков увеличивается (b), достигая частоты дополнительного гармонического сигнала $\tilde{\omega}$ (c). Дальнейшее увеличение шума приводит к росту зашумленности каждой из фаз результирующей динамики (d), и регулярная составляющая отклика системы на низкочастотное периодическое поле уменьшается. Таким образом, имеет место эффект стохастического резонанса между предельными циклами.

1. В.С. Анищенко, В.В. Астахов, Т.Е. Вадива-сова и др., *Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах*, Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003.
2. А.Н. Григоренко, П.И. Никитин, Г.В. Ро-щепкин, Письма в ЖЭТФ **65**, 788 (1997).
3. Ю.Н. Горностырев, Д.И. Ждахин, М.И. Кац-нельсон, А.В. Трефилов, Письма в ЖЭТФ **69**, 585 (1999).
4. А.М. Шутый, Письма в ЖТФ **35**, вып.6, 39 (2009).
5. Д.И. Семенцов, А.М. Шутый, УФН **177**, 831 (2007).

АВТОРЕЗОНАНСНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТНОГО БРИЗЕРА В ОДНООСНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В.Н. Назаров[1)], М.А. Шамсутдинов[2)], Л.А. Калякин[3)]

[1)]*Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, 450075, Уфа, Россия*
[2)]*Башкирский государственный университет, 450074, Уфа, Россия*
[3)]*Институт математики с вычислительным центром УНЦ РАН, 450077, Уфа, Россия*

При изучении новых магнитных материалов и процессов, протекающих в них, актуальными являются исследования динамического перемагничивания, генерации однородных и неоднородных по структуре динамических состояний под действием высокочастотного поля [1, 2]. Особый интерес представляет изучение управляемых динамических режимов, при которых возможно достижение больших углов прецессии намагниченности полями достаточно малой амплитуды [3–5]. В переменном магнитном поле в режиме параметрического авторезонанса возможны эффекты, связанные с нарастанием со временем амплитуды осциллирующего решения возмущенного уравнения синус-Гордона от малой величины до значений порядка единицы [3–5].

В данной работе рассматривается авторезонансное параметрическое возбуждение магнитного бризера в одноосном ферромагнетике полями переменной частоты. Рассмотрим переменные поля $H_1(t)$ малой амплитуды

$$h = h_1 \cos(\omega'\tau - \mu\tau^2/2),\ (h_1 = M_0 H_1 / 2K_u << 1, \tau = 2\gamma K_u t / M_0)$$

и случай слабой диссипации $\alpha = \lambda_1/(M_0\gamma) << 1$, γ – гиромагнитное отношение; λ_1 – параметр диссипации, t – текущее время. Частоту $\omega' - \mu\tau$ считаем медленной функцией времени τ ($\mu << 1$).

Поставленная задача решается исходя из уравнений Ландау–Лифшица. В качестве невозмущенного состояния используется решение в виде магнитного бризера [6]

$$\mathrm{tg}^2\,\theta/2 = (1-\Omega)/(\Omega + Q^{-1}\sin^2\varphi)\,\mathrm{ch}^{-2}(\sqrt{1-\Omega}\cdot\xi),$$

где $Q^{-1} = 2\pi M_0^2 / K_u$, Q – фактор качества; $\xi = y/\delta_0$, $\delta_0 = \sqrt{A/K_u}$. В отсутствие поля и затухания [6] при $0 < \Omega < 1$ для φ существует решение $\mathrm{ctg}\,\varphi = -(\omega/\Omega)\,\mathrm{tg}\,\omega(\tau - \tau_0)$, где $\omega = \sqrt{\Omega(\Omega + Q^{-1})}$ – собственная частота системы. В однородном состоянии $\Omega_{\max} = 1$ и частота в размерных переменных представляет собой частоту ферромагнитного резонанса

$$\tilde{\omega}_{\max} = \frac{2\gamma}{M_0}\left[K_u\left(K_u + 2\pi M_0^2\right)\right]^{1/2}.$$

Как было показано [5, 7], при начальной амплитуде меньше некоторого значения в случае постоянного магнитного поля рост амплитуды бри-

зера получить нельзя, наличие диссипации приводит к уменьшению амплитуды. В случае переменного внешнего поля возможно появление резонансных эффектов, которые приводят к более значительному изменению амплитуды. При постоянной частоте накачки ω' и в отсутствие диссипации возможно изменение амплитуды $A(\tau)$ на величину порядка $O(\sqrt{h_1})$. Такого типа решения строятся при условии параметрического резонанса $2\sqrt{1-A_0^2} = \omega'$.

Проанализируем случай переменной частоты накачки $\omega' - \mu\tau, (\mu \neq 0)$. При малых μ, h_1 обнаруживаются приближенные решения со значительным изменением амплитуды. Эволюция во времени квадрата амплитуды $A^2(\tau)$ на таких решениях определяется из резонансного условия

$$2\sqrt{1-A^2} = \omega' - \mu\tau. \qquad (1)$$

Это соотношение интерпретируется как захват системы в параметрический резонанс [3–5]. Алгебраическое уравнение (1) дает приближенное решение для $A(\tau)$ на далеких временах с характерным масштабом $\mu\tau \approx 1$. Вблизи начального момента ($\mu\tau << 1$) имеется погранслой, в котором приближенное решение определяется из дифференциальных уравнений. Эти уравнения получаются методом усреднения из системы в переменных Ω и Φ, где $\Phi = \Phi(\tau) = \omega(\tau - \tau_0)$. Основные результаты данной работы связаны с исследованием усредненных уравнений, в которых положено $\Omega = \sqrt{1-\varepsilon R}$, $\varepsilon R << 1$, $\tau' = \varepsilon\tau$, $\Phi = (\omega'\tau - \mu\tau^2/2 + \Psi(\varepsilon\tau))/2$, $R(\varepsilon\tau)$ является медленно меняющейся функцией времени, $0 < \varepsilon << 1$. Уравнения для функций $R(\tau), \Psi(\tau)$, полученные путем усреднения, принято называть уравнениями главного резонанса. В случае большого фактора качества $Q >> 1$ и выполнении резонансного условия $2\omega(0) = \omega'$ система уравнений главного резонанса имеют вид

$$\frac{dR}{d\tau'} = R\left[-\frac{4\alpha}{\varepsilon} + \frac{h_1^{(1)}}{\varepsilon Q^{(1)}}\sin\Psi\right],$$

$$\frac{d\Psi}{d\tau'} = -R + \frac{h_1^{(1)}}{2\varepsilon Q^{(1)}}\cos\Psi + \frac{\mu}{\varepsilon^2}\tau'. \qquad (2)$$

Анализ (2) при следующих соотношениях $h_1^{(1)}/\varepsilon Q^{(1)} = 1$, $\mu/\varepsilon^2 \approx 1$, $\alpha/\varepsilon \leq 10^{-1}$ показывает существование решений с растущими и ограниченными амплитудами (рис. 1, кривая 1). Из (2) следует, что рост величины R будет происходить, если амплитуда накачки

$$h_1^{(1)} > 4\alpha Q^{(1)}.$$

В случае малого фактора качества уравнения главного резонанса выглядят следующим образом

$$\frac{dR}{d\tau'} = R\left[-\frac{4\alpha}{\varepsilon Q^{(2)}} + \frac{h_1^{(2)}}{\varepsilon\sqrt{Q^{(2)}}}\sin\Psi \right],$$

$$\frac{d\Psi}{d\tau'} = -\frac{R}{2\sqrt{Q^{(2)}}} + \frac{h_1^{(2)}}{2\varepsilon\sqrt{Q^{(2)}}}\cos\Psi + \frac{\mu}{\varepsilon^2}\tau'. \qquad (3)$$

Анализ данной системы уравнений показывает растущее решение, существующее при выполнении условия

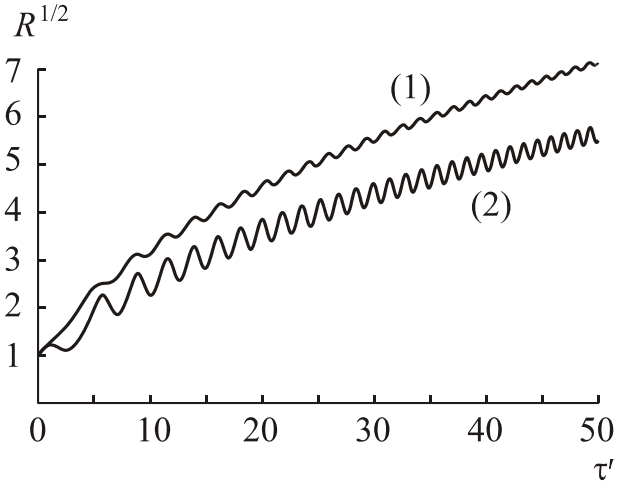


Рис.1. Растущие решения уравнений главного резонанса в ферромагнетике при $\alpha = 0.001$, $R(0) = 1$, $\Psi(0) = \pi/2$ с большим фактором качества $Q^{(1)} = 10$, $h_1^{(1)} = 0.1$, $\varepsilon = 0.01$ (кривая 1) и малым фактором качества $Q^{(2)} = 0.1$, $h_1^{(2)} = 0.1$, $\varepsilon = 0.3$ (кривая 2).

$$h_1^{(2)} > \frac{4\alpha}{\sqrt{Q^{(2)}}}.$$

Результаты численного эксперимента системы (3) приведены на рис. 1 (кривая 2).

Таким образом, авторезонансное параметрическое возбуждение магнитного бризера в ферромагнетике возможно в переменном внешнем магнитном поле. В случае большого фактора качества материала для роста амплитуды необходима бóльшая по амплитуде переменное магнитное поле, чем для случая малого фактора качества.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 09-01-92436-КЭ и ГНТП №3 АН РБ.

1. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит (1994).
2. Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. УФН, **177**, 831 (2007).
3. Л.А. Калякин, М.А. Шамсутдинов, Р.Н. Гарифуллин, Р.К. Салимов. ФММ, **104**, 5 (2007).
4. Л.А. Калякин. УМН, **63**, 3 (2008).
5. М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. Уфа: Гилем (2007).
6. Б.А. Иванов, А.М. Косевич, И.М. Бабич. Письма в ЖЭТФ, **29**, 777 (1979).
7. М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров, И.Ю. Ломакина. ФММ, **101**, 339 (2006).

Секция ДЮ

Всем правит случай.
Знать бы еще, кто правит случаем.
Станислав Ежи Лец

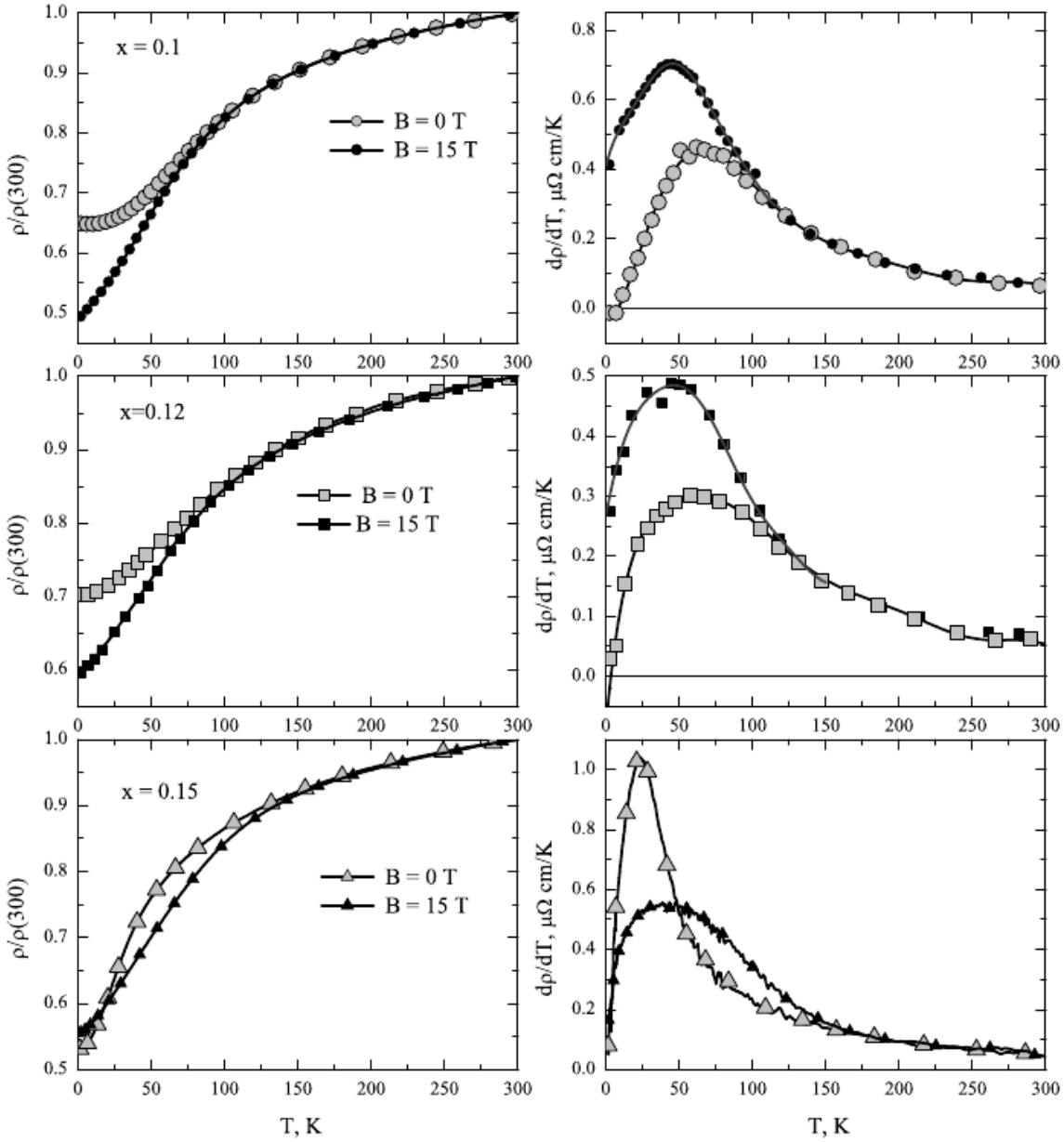
КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНЕТИКАХ

НЕФЕРМИ-ЖИДКОСТНОЙ ТРАНСПОРТ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ RCo_2.

А.Т. Бурков

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург

Известно, что при низких температурах, когда зависящая от температуры часть сопротивления определяется электрон-электронными столкновениями, сопротивление металла изменяется с температурой как $\rho = AT^2$. Этот тип зависимости является фундаментальным свойством Ферми-жидкости (ФЖ) и поэтому должен наблюдаться при достаточно низких температурах во всех металлах. ФЖ поведение нарушается во флуктуационной области вблизи фазовых переходов, в частности вблизи магнитных фазовых переходов. Особым случаем является ситуация, когда температура магнитного упорядочения обращается в ноль - т.н. квантовая критическая точка (ККТ) [1]. Такая ситуация может быть реализована в некоторых сплавах путем изменения состава, в некоторых соединениях под давлением или во внешнем магнитном поле. При этом флуктуационная область простирается вплоть до $T = 0$, а зависимость сопротивления от температуры $\rho = AT^n$ характеризуется показателем n значительно меньшим 2 - не Ферми-жидкостное (НФЖ) поведение сопротивления. Известно более 50 систем, в которых наблюдается НФ поведение, большая часть этих соединений является концентрированными Кондо системами или сплавами на их основе [2,3]. В сплавах на основе магнитных RCo_2 соединений $(R_xY_{1-x})Co_2$, при замещении магнитного R-элемента на немагнитный Y температура Кюри понижается с ростом содержания немагнитного элемента и при некоторой критической концентрации дальний магнитный порядок исчезает. В структурно неупорядоченных сплавах сложно, а может быть и невозможно, определить, является концентрационный переход переходом первого или второго рода, т.е. обращается ли температура Кюри при изменении состава непрерывно в ноль. Тем не менее, в сплавах $(R_xY_{1-x})Co_2$ существует хорошо определенная граница, разделяющая парамагнитные и ферримагнитные сплавы. Мы обнаружили НФЖ поведение сопротивления во внешнем магнитном поле в парамагнитных сплавах в системе $(Gd_xY_{1-x})Co_2$ вблизи от магнитной фазовой границы ($x \leq 0.12$). В магнитном поле сопротивление является почти линейной функцией температуры. Два представления одинаково хорошо описывают эти зависимости: $\rho = DT^{1.2}$, или $\rho = AT^2 + CT$, где коэффициент A уменьшается в магнитном поле, а коэффициент C сильно растет. На Рис.1 показано нормированное сопротивление нескольких сплавов этой системы в зависимости от температуры в нулевом магнитном поле и в поле 15 Тл.



Температурные зависимости сопротивления (слева) и производной сопротивления по температуре (справа) для трех сплавов ($Y_{1-x}Gd_xCo_2$ (x = 0.1, x = 0.12, и x = 0.15). Измерения выполнены в нулевом поле (серые точки) и в поле B = 15Тл (черные точки).

Сопротивление, измеренное в нулевом поле для сплавов из окрестности фазовой границы имеет почти ФЖ поведение: $\rho = AT^2$, при этом коэффициент *A* сильно зависит от состава. Наиболее ярко эффект магнитного поля проявляется для сплава x = 0.1. Производная сопротивления по температуре этого сплава при T < 50 K линейно зависит от температуры. Во внешнем магнитном поле общая форма зависимости dρ/dT сохраняется, но появляется дополнительный вклад, соответствующий линейному вкладу в сопротивление. С увеличением содержания Gd, область, в которой наблюдается линейная зависимость производной от температуры, сужается. Линейный вклад равен нулю для чистого YCo_2 и для ферримагнитных сплавов, коэффициент достигает максимума в парамагнитной области, вблизи от магнитной фазовой границы и быстро уменьшается при пересечении

этой границы. Квадратичный член достигает максимального значения также вблизи магнитной границы, но в ферримагнитной области фазовой диаграммы. Резкое возрастание коэффициента *A* наблюдается также и в других НФЖ системах при приближении к квантовой критической точке, в том числе в "чистых" системах, в которых квантовая критическая точка достигается под давлением [1].

В парамагнитной части фазовой диаграммы коэффициент *A* уменьшается в магнитном поле, в то время как в магнитной области он не зависит от поля. Механизм проводимости во флуктуационной области, приводящий к почти линейным зависимостям сопротивления от температуры является в настоящее время предметом активных исследований. Один из таких возможных механизмов связан с рассеянием на границах кластеров с высокой локальной намагниченностью в коллективизированной 3d системе. При определенных условиях такая граница может обладать очень высокой восприимчивостью.

До настоящего времени, сопротивление было, пожалуй, единственным транспортным коэффициентом, который изучался в окрестности ККТ. Между тем, другие коэффициенты, как, например, термоэдс, могут содержать дополнительную информацию о механизме проводимости в этой области. Мы выполнили подробное исследование термоэдс систем сплавов $(Y_{1-x}Gd_x)Co_2$ и $Y(Co_{1-x}Al_x)_2$ в окрестности магнитной фазовой границы этих систем. Это исследование включает также измерения термоэдс в магнитных полях до 15 тесла. Наиболее важный результат заключается в том, относительная магнитотермоэдс $\frac{\Delta S}{S} = \frac{S(B,T) - S(0,T)}{S(0,T)}$ сплавав с НФЖ поведением сопротивления расходится при понижении температуры, а в ферромагнитном (ФЖ) сплаве она стремится при низких температурах к конечному значению. Эти результаты показывают, что и термоэдс в НЖФ области имеет не стандартную температурную зависимость.

Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ 09-02-01285-а.

1. C.M. Varma, Z. Nussinov, Wim van Saarlos, Physics Reports, **361,** (2002), 267-417.
2. G.R. Stewart, Rew. Mod. Phys. **73** (2001), 797-855.
3. G.R. Stewart, Rew. Mod. Phys. **78** (2006), 743-753.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ МАНГАНИТА $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$

А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов
Институт физики ДагНЦ РАН, 367003, Махачкала, Россия

Исследование магнитных, тепловых и транспортных свойств манганитов показывают, что для большинства из них характерны переход ферромагнетик-парамагнетик (ФМ-ПМ), сопровождающийся переходом металл-изолятор (МИ). В ферромагнитной области поведение электросопротивления носит металлический характер, а выше температуры Кюри в парамагнитной фазе зависимость элетросопротивления имеет полупроводниковый характер. Предполагая, что важную роль в «формировании» эффекта КМС в манганитах играет конкуренция между ферромагнитными и парамагнитными областями, в работах [1-3] приводятся феноменологические модели, позволяющие описать электросопротивление как функцию от температуры в широком интервале температур.

Исследование манганитов $La_{1-x}Ag_yMnO_3$ [4] показало, что в ферромагнитной области температурная зависимость электросопротивления описывается выражением, включающим несколько механизмов рассеяния:

$$\rho_{FM}(T) = \rho_0 + AT^2 + BT^{4.5} \qquad (1)$$

где ρ_0 – остаточное сопротивление, член AT^2 обычно приписывают взаимному рассеянию носителей заряда, а член $BT^{4.5}$ обусловлен электрон-магнонными процессами рассеяния. Зависимость $\rho(T)$ выше температуры перехода металл-диэлектрик достаточно хорошо аппроксимируется термоактивационным законом вида:

$$\rho_{PM} = DT \exp(E_P / k_B T) \qquad (2)$$

где E_P- энергия активации поляронного прыжка, $D = 2k_B / 3ne^2av$, где n – концентрация носителей заряда, a – длина прыжка, которая примерно совпадает с постоянной решетки, v – частота оптических фононов.

Кроме того, для некоторых образцов $La_{1-x}Ag_yMnO_3$ при низких температурах наблюдается минимум на температурной зависимости электросопротивления [5], который можно объяснить в рамках модели спин-поляризованного туннелирования носителей тока через границы гранул [5,6]:

$$\rho_{SPT}(T,H) = \frac{\rho^* + \rho_1 T^{3/2}}{1 + \varepsilon\langle\cos\theta_{ij}\rangle} \qquad (3)$$

В равенстве (3) ρ^* и ρ_1 -независящие от поля параметры, ε=P^2, где P-степень поляризации носителей тока в каждой грануле и $\langle\cos\theta_{ij}\rangle$- спиновая корреляционная функция.

В данной работе приводится анализ температурной зависимости электросопротивления для образца $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$ в интервале температур 4-350 K, используя простые феноменологические модели [1-3].

В рамках этих моделей полное сопротивление системы можно написать как сумму сопротивлений отдельных фаз ФМ и ПМ: $\rho(T) = \rho_{FM} f + \rho_{PM}(1-f)$, где f доля ферромагнитной фазы, а (1-f) –доля парамагнитной фазы. Объемные доли ФМ и ПМ фаз удовлетворяют распределению Больцмана:

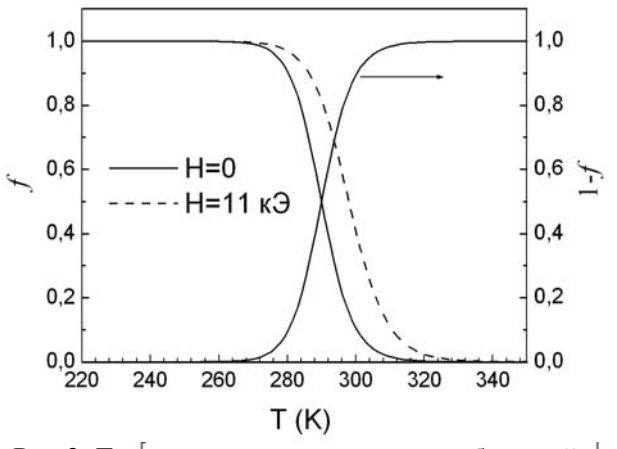


Рис.2. Температурная зависимость объемной доли ферромагнитных f и парамагнитных (1-f) фаз.

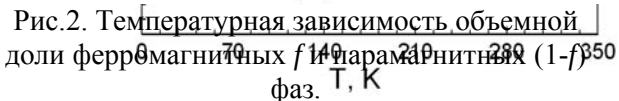


Рис.1. Температурная зависимость электросопротивления $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$.

$$f = \frac{1}{1+\exp(\Delta U / k_B T)} \qquad (4)$$

где ΔU – разность энергий между ФМ и ПМ состояниями: $\Delta U \sim -U_0\left(1 - T / T_C^{\text{mod}}\right)$. Тогда полное выражение, описывающее температурную зависимость электросопротивления с учетом вклада от спин-зависимого туннелирования будет иметь следующий вид:

$$\rho(T) = \rho_{SPT} + \left(\rho_0 + AT^2 + BT^{4.5}\right) f + DT\exp(E_P / k_B T)(1-f) \qquad (5)$$

На рис.1 приведена экспериментальная температурная зависимость электросопротивления образца $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$ в интервале температур 4-350 K. На том же рисунке приведены кривые, полученные путем аппроксимации экспериментальных данных с помощью выражений (1), (2) и (5). Как видим, выражение (5) достаточно хорошо описывает поведение $\rho(T)$ в широкой области температур.

Температурная зависимость объемной доли ферромагнитной фракции f, полученная из данных аппроксимации экспериментальных результатов $\rho(T)$ с помощью выражения (5) в нулевом магнитном поле и в поле 11 кЭ, показаны на рис.2, откуда виден явный рост доли ФМ фракции в магнитном поле. Ясно, что f близко к 1 при температурах, значительно ниже T_C, а с ростом температуры при $T>T_C$ доля ФМ фракции приближается к нулю. Внешнее магнитное поле увеличивает долю ФМ фракции, т.е. часть ПМ фракции под действием внешнего магнитного поля переходит в ФМ проводящие области, что и приводит к росту проводимости, в результате чего и появляется эффект КМС.

В работе [3] для анализа температурной зависимости электросопротивления манганита $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ используют другой подход. Авторы [3] используют частный случай модели с проводящими областями эллип-

сиодальной формы, где рассматривается перколяционный фазовый переход металл-диэлектрик в приближении эффективной среды. Идея этой модели заключается, в том, что удельное сопротивление в ферромагнитной, парамагнитной и переходной областях может быть представлена как удельное электросопротивление эффективной среды, характеризующейся коэффициентом смешивания («mixing factor») $C(H,T)$, который представляет концентрацию металлических проводящих областей и описывается следующим выражением:

$$C(H,T) = \frac{1}{1-\left((\rho-\rho_{FM})(\rho+2\rho_{PM})\Delta/9(\rho-\rho_{PM})\right)}, \qquad (6)$$

$$\text{где } \Delta = \left(1/(\rho_{FM} + g_{//}(\rho-\rho_{FM}))\right) + \left(2/(\rho_{FM} + ((\rho-\rho_{FM})/2))\right),$$

$$g_{//} = (b^2\rho_{PM}/a^2\rho)\ln(1+(a\rho/b\rho_{PM})).$$

Здесь a, b (большая, малая) оси сплющенных эллипсоидов. В первом приближении $C(0,T)=M(0,T)/M$ [3]. Как видно из выражения (6), основным фактором, определяющим температурный ход $C(H,T)$, является конкуренция между ферромагнитными и парамагнитными областями. Фактически $C(H,T)$ и $f(H,T)$ есть один и тот же параметр, полученный различными способами, что подтверждается и нашими расчетами.

Таким образом, используя феноменологические модели можно описать поведение $\rho(T)$ манганитов в широкой области температур, включая парамагнитные и ферромагнитные состояния.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (09-08-96533), программы ОФН РАН.

1. G. Li, H.-D. Zhou, S. J. Feng, J. Appl. Phys., **92**, 1406 (2002).
2. A.D. Hernandez, C. Hart, R. Escudero, O. Ares, Physica B **320**, 64 (2002).
3. M. Jaime, P. Lin, S. H. Chun, M. B. Salamon, Phys. Rev. B **60**, 6318 (1999).
4. И.К. Камилов, А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев и др. ЖЭТФ **132**, 835 (2007).
5. А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов и др., ФНТ **35**, 1091 (2009).
6. M.I. Auslender, E. Rozenberg et al., J. of Alloys and Comp. **326**, 81 (2001).

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ МАГНЕТИКОВ С НЕКОМПЛАНАРНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

Е.А. Караштин, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП 105, Россия

В настоящее время большой интерес исследователей привлекают особенности транспортных свойств неоднородных магнетиков, обусловленные наличием обменного взаимодействия [2]. В настоящее время наиболее исследованными являются неоднородные магнитные структуры с коллинеарным и неколлинеарным, но компланарным распределением намагниченности. В таких структурах возникает эффект гигантского магнито-сопротивления, который является на сегодняшний день наиболее интересным транспортным явлением, обусловленным обменным взаимодействием. Неоднородные магнитные системы с некомпланарным распределением намагниченности в настоящее время слабо изучены. Однако в таких системах обменное взаимодействие приводит к нарушению симметрии по отношению к обращению времени, что качественно отличает их от компланарных систем. В средах с некомпланарной магнитной структурой наблюдается, например, “топологический” эффект Холла – дополнительный вклад в недиагональные компоненты тензора проводимости [2-4].

Данная работа также посвящена исследованию систем с некомпланарным распределением намагниченности. Она состоит из двух частей. В первой части с феноменологической точки зрения рассмотрено влияние обменного взаимодействия на транспортные свойства неоднородных магнетиков. Продемонстрировано, что в среде с некомпланарным распределением намагниченности могут возникать дополнительный вклад в эффект Холла (“топологический” эффект Холла), выпрямление переменного электрического тока и явление оптической активности. Во второй части работы представлена микроскопическая теория перечисленных выше явлений для некоторых конкретных магнитных систем.

Феноменологическая теория основана на предположении о том, что обменное взаимодействие доминирует в среде. Это означает, что характеристики среды (за исключением направления вектора намагниченности) не должны зависеть от одновременного поворота намагниченности в каждой ее точке на одинаковый угол [5]. Используя данное предположение, в работе построено три тензора проводимости. Первый описывает “топологический” эффект Холла (ТЭХ). Он имеет вид

$$\sigma_{i,j}^{H} = K_H \left(\vec{M} \left[\frac{\partial \vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial x_j} \right] \right) \qquad (1)$$

Здесь K_H - константа ТЭХ, $\vec{M}$ - локальная намагниченность. Из (1) видно, что ТЭХ может существовать только в средах неоднородных, как минимум, по двум координатам магнетиках с некомпланарным распределением намагниченности. Примером такой системы является микрочастица с вихревым распределением намагниченности. Причиной возникновения ТЭХ является нарушение симметрии по отношению к обращению времени за счет обменного взаимодействия. Если распределение намагниченности некомпланарно и не обладает центром инверсии, то в такой системе обменное взаимодействие может приводить к эффектам выпрямления. Явление оптической активности относится к таким эффектам. Тензор, описывающий оптическую активность в среде с некомпланарным распределением намагниченности, имеет вид

$$\sigma_{i,j}^{OA} = K_{OA}\left(\vec{M}\left[\frac{\partial\vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial^2\vec{M}}{\partial x_j \partial x_l}\right]\right)\frac{\partial}{\partial x_l} \qquad (2)$$

Здесь K_{OA} - константа оптической активности. Т.к. предполагается, что среда неоднородна, то использование волнового вектора электромагнитной волны в тензоре оптической активности не всегда корректно. Поэтому использовано более общее представление такого тензора в виде оператора пространственного дифференцирования. Примером среды, где тензор (2) отличен от нуля, является среда с конусной магнитной спиралью.

Обменное взаимодействие также может приводить и к квадратичным по электрическому полю эффектам. В частности, тензор вида

$$\sigma_{ijk}^{Q} = K_Q\left(\vec{M}\left[\frac{\partial\vec{M}}{\partial x_i}, \frac{\partial^2\vec{M}}{\partial x_j \partial x_k}\right]\right) \qquad (3)$$

(K_Q - константа) описывает эффект выпрямления, который может возникать в неоднородной магнитной структуре, если распределение намагниченности в ней некомпланарно и не обладает центром инверсии (магнитная спираль, например).

В работе описанные выше с феноменологической точки зрения явления рассмотрены также и микроскопически. Теория эффекта выпрямления построена для среды со спиральной магнитной структурой [6]. Продемонстрировано, что в области низких частот электрического поля два механизма дают вклад в диодный эффект. Первый – асимметрия групповой скорости, а второй – асимметрия рассеяния электронов. В резонансной области частот электрического поля, соответствующей переходам электронов из одной спиновой подзоны в другую, возникает дополнительный механизм выпрямления, связанный с этими переходами [7]. Резонансный меха-

низм является более эффективным, однако существует только в узкой области частот. Эффект выпрямления оценен для редкоземельных металлов (Ho, Dy, Er). Во внешнем поле 100 В/см отношение квадратичной и линейной компонент тока составляет величину порядка 10^{-8}.

В работе также построена микроскопическая теория явления оптической активности в среде с геликоидальной магнитной структурой. Также два механизма дают вклад в это явление, а именно, асимметрия групповой скорости и асимметрия рассеяния. Оценки показывают, что поправки к диэлектрической проницаемости редкоземельных металлов (Ho, Dy, Er) в области плазменной частоты линейные по волновому вектору электромагнитной волны составляют 10^{-5}.

Микроскопическая теория топологического эффекта Холла построена для частицы с вихревым распределением намагниченности. Оценки, сделанные на основе данной теории, показывают, что для микрочастицы с латеральными размерами порядка 100 нм ТЭХ дает доминирующий вклад в Холловскую проводимость, если внешнее магнитное поле не превышает 200 Э.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-01321-а.

Список литературы.

[1] I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys., **76**, 323(2004)
[2] Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa, et. al, Science, **291**, 2573 (2001)
[3] Ya. Aharonov, A. Stern, Physical Review Letters, **69**, 25, 3593 (1992)
[4] P. Bruno, V. K. Dugaev, and M. Taillefumier, Physical Review Letters, **93**, 9, 096806-1 (2004)
[5] Ландау, Л.Д. Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика. Т. VIII // Москва, Государственное издательство физико-математической литературы “Наука” .- 1963
[6] A.A. Fraerman, O.G. Udalov, Physical Review B, **77**, 9, 094401-094404 (2008)
[7] А.А. Фраерман, О.Г. Удалов, Письма в ЖЭТФ, **87**, 3, 187-191 (2008)

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ Ba ДЛЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МАНГАНИТА $La_{1-x}Ba_xMnO_3$ ($0.05 \le x \le 0.3$)

Э.А.Нейфельд, В.Е.Архипов, Н.А.Угрюмова, А.В.Королев, Я.М.Муковский*

Институт физики металлов УрО РАН, 620041, Екатеринбург, Россия
**Московский институт стали и сплавов 117939, Москва, Россия*

В работах [1] было показано, что энергия активации электрической проводимости в допированных манганитах в парамагнитной фазе зависит от температуры. Анализ зависимости $\rho(T)$ в координатах $\ln(\rho)–T^{-1/4}$ или $\ln(\rho)–T^{-1/2}$ показывает, что линейная зависимость, соответствующая прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по модели Мотта или Шкловского (VRH- проводимость), не наблюдается. Это особенно отчетливо проявляется при анализе $\rho(T)$ для монокристалла $Eu_{0.6}Sr_{0.4}MnO_3$, в котором сопротивление в интервале (400-80)K монотонно увеличивается на 6 порядков. В то же время эти зависимости хорошо аппроксимируются квадратным полиномом. Используя полученные подгонкой коэффициенты полинома и понятие локальной энергии активации в [1] показано, что температурная зависимость энергии активации имеет вид $\varepsilon_a = \varepsilon_0 – B/T$.

Однако для определения $\varepsilon_a(T)$ можно не привлекать понятие локальной энергии активации, поскольку из выражения $\ln(\rho/T) = ax^2 + bx + c$ ($x=T^{-1}$, a,b,c – коэффициенты, определяемые при подгонке) непосредственно следует, что $\rho=TA\exp[(b+a/T)/T]$, где $A=e^c$. Обозначим $b = \varepsilon_0$ и $a/b=T_p$, тогда

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1-T_p/T). \qquad (1)$$

В данной работе таким способом проанализированы экспериментальные температурные зависимости удельного электрического сопротивления для монокристаллов системы $La_{1-x}Ba_xMnO_3$ ($0.05 \le x \le 0.3$) (рис.1) и найдены концентрационные зависимости значений ε_0 и T_p .

На рис.2 в координатах $\ln(\rho/T) – T^{-1}$ приведены эти же зависимости в интервале экспоненциального роста сопротивления с понижением температуры. Видно, что энергия активации проводимости исследованных кристаллов зависит от температуры и экспериментальные результаты удовлетворительно аппроксимируется квадратным полиномом (сплошная линия). Для образца с x=0,3 экспоненциальная зависимость наблюдается в коротком температурном интервале. Поэтому на рис.3 результаты для этого образца представлены в увеличенном масштабе. Зависимость $\ln(\rho/T) – T^{-1}$ не линейна (для иллюстрации рядом с графиком проведена прямая линия), но хорошо аппроксимируется квадратичным полиномом.

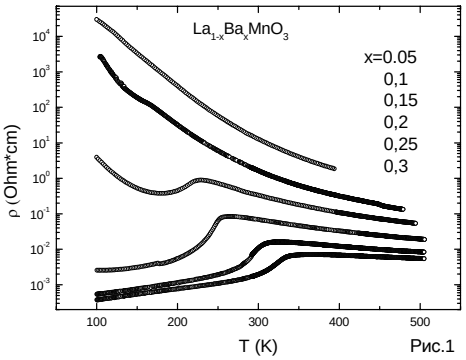


Рис.1

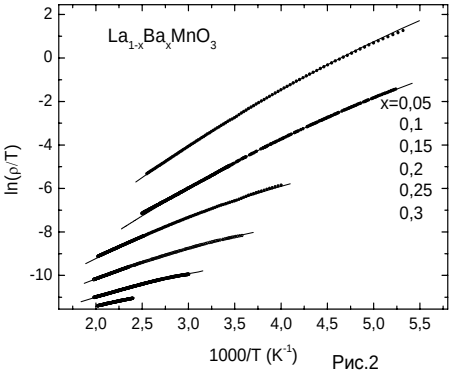


Рис.2

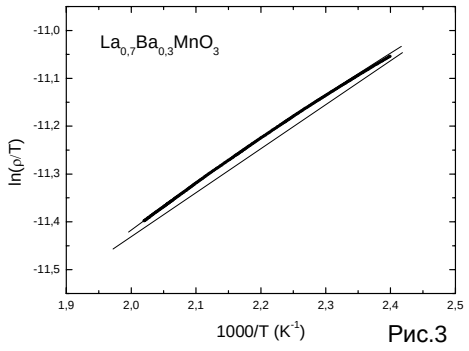


Рис.3

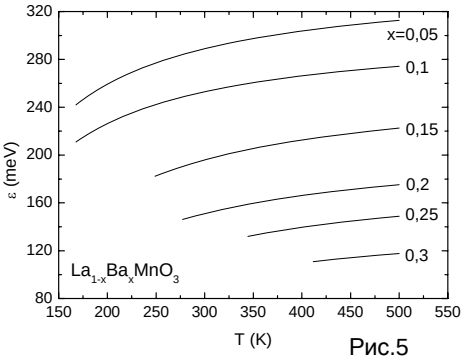


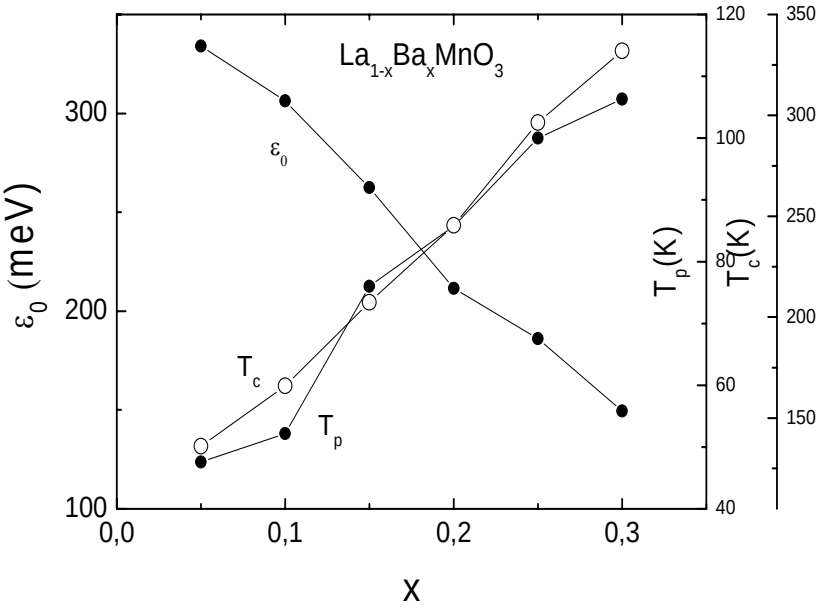
Рис.5

На рис.4 полученные температурные зависимости энергии активации показаны графически, а в таблице приведены значения ε_0, T_p, температурные интервалы, в которых экспериментальные результаты аппроксимируются квадратным полиномом, и температура Кюри T_c.

X	A	ε_0 (meV)	Tp (K)	T_c (K)	Интервал (К)
0,05	5,92e-7	334,1	47,6		180-400
0,1	3,03e-7	306,2	52,2	166	190-400
0,15	5,52e-7	262,5	76,0	207,3	250-500
0,2	6,48e-7	211,6	85,8	245,5	278-500
0,25	5,2e-7	186,1	100,0	296,4	345-500
0,3	7,09y-7	149,5	106,3	332	416-500

Теоретической модели активационной электрической проводимости в манганитах, из которой бы следовала экспериментально наблюдаемая температурная зависимость энергии активации вида (1), нет. Качественное объяснение наблюдаемой зависимости в [1] основано на модели фазового расслоения как динамического состояния, предложенной в работах Л.П. Горькова [2]. Ферромагнитно и антиферромагнитно коррелированные флуктуации могут сосуществовать в такой среде в виде «туманного» состояния, их размеры определяются условием электронейтральности. Степень магнитного упорядочения во флуктуациях, а значит, и энергия акти-

вации прыжковой проводимости зависят от отношения энергии взаимодействия магнитных моментов ионов Mn и тепловой энергии kT. Этим объясняется аналогия в температурных зависимостях энергии активации и магнитной восприимчивости, величина которой определяется отношением энергии взаимодействия магнитных моментов со слабым внешним магнитным полем и тепловой энергией. Физический смысл ε_0 понятен. Это энергия активации при бесконечно высокой температуре, когда магнитно коррелированные флуктуации исчезают. T_p - температура, при которой энергия активации (1) обратилась бы в ноль в случае, если бы рассматриваемый механизм проводимости сохранился до таких низких температур.



Концентрационные зависимости ε_0 и T_p, показанные на рис.5, могут быть полезны для более глубокого понимания физического смысла этих величин. ε_0 почти линейно зависит от содержания Ba в исследованном интервале концентраций, как и температура Кюри. Температура T_p также имеет приблизительно линейную зависимость от концентрации x.

1. Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Угрюмова, А.В. Королев, Я.М. Муковский, ФНТ, (2007), т.33, №2/3,с.354
Э.А. Нейфельд, В.Е. Архипов, Н.А. Угрюмова, А.В. Королев, Я.М. Муковский, ИЗВЕСТИЯ РАН, СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2007, т.71, №11, с.1602.
2. Л.П. Горьков, УФН **168,** 665 (1998); L.P.Gor'kov, V.Z.Kresin. Pis'ma v ZhETF **67,** 934, (1998); Л.П.Горьков, А.В.Сокол, Письма в ЖЭТФ **46,** 333 (1987).

КИНЕТИКА МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПИННИНГОВАННЫХ ЛЕНТ

Г.С. Крайнова, В.И. Невмержицкий, В.В. Юдин,
А.М. Фролов, П.В. Харитонский

Дальневосточный Государственный Университет, Россия

Методы быстрой закалки из жидкого состояния характеризуются значительной неравновесностью термодинамических условий получения. Использование спиннингования приводит к дополнительным факторам, связанным с прокаткой. Следует также отметить, что в большинстве случаев спиннингованные сплавы (спиннингованные ленты - СЛ) получают в аморфном состоянии, которое нельзя характеризовать как термодинамически равновесное. В связи с этим в данной работе изучались вопросы стабильности, структурной релаксации СЛ FeCrB(Sn), FeCrB, FeCoB на примере зависимости электросопротивления от температуры, т.к. транспортные свойства могут быть использованы в качестве чувствительного метода изучения различных процессов рассеяния. Параллельно были проведены рентгеноструктурные исследования для контроля упорядочения СЛ на атомном уровне на каждом этапе отжига, который проводился до 550^0C. При определенной температуре отжига ((100, 200, 300, 400, 500, 550)°C) образец выдерживался в течение 30 минут. Исследование структурно-чувствительных магнитных характеристик СЛ было проведено индукционным методом (получены кривые намагничивания).

Известно, что температурная зависимость электросопротивления для аморфных материалов является достаточно сложной. В отличие от кристаллических сплавов аморфные аналоги могут обладать в различных интервалах температур температурным коэффициентом сопротивления (ТКС) α положительным, отрицательным и даже равным нулю. Такие изменения α связаны как с различным характером процессов структурной релаксации, в пределах аморфного состояния, так и с кристаллизацией.

Зависимость электросопротивления спиннингованной ленты FeCrB(Sn) от температуры имеет немонотонный характер, рис. 1. На первых этапах отжига увеличение температуры приводит в целом к росту сопротивления, при этом величина ТКС увеличивается. Следует отметить смену знака α при $T_{отж}$=360°C: наблюдается уменьшение сопротивления с ростом температуры вплоть до $T_{отж}$=400°C. Второй минимум электросопротивления отмечен в момент выдержки спиннингованной ленты FeCrB(Sn) при $T_{отж}$=450°C. Дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к росту электросопротивления, причем с большей скоростью, чем в интервале температур 400° - 450°C. Исследование профиля рентгенограмм, показывает, что процессы структурной релаксации СЛ FeCrB(Sn)

до $T_{отж}$=400°С проходят только в пределах аморфного состояния. Изменение величины и знака ТКС показывает, что переход спиннингованной ленты из «стеклянного» состояния в «микрокристаллическое» происходит, по меньшей мере, в два этапа, после чего наблюдается устойчивый рост электросопротивления.

Характер поведения относительного электросопротивления фольги FeCoB вплоть до $T_{отж}$=400°С аналогичен предыдущему образцу, рис.1: наблюдается рост электросопротивления, причем до $T_{отж}$=100°С, $\alpha_1=1{,}4\cdot10^{-5}$ K^{-1}, дальнейший рост $T_{отж}$ приводит к увеличению ТКС до $\alpha_2= 8{,}5\cdot10^{-5}$ K^{-1}. Анализ атомного упорядочения, показывает максимальную разупорядоченность в аморфной матрице при температуре, которая предшествует ла-

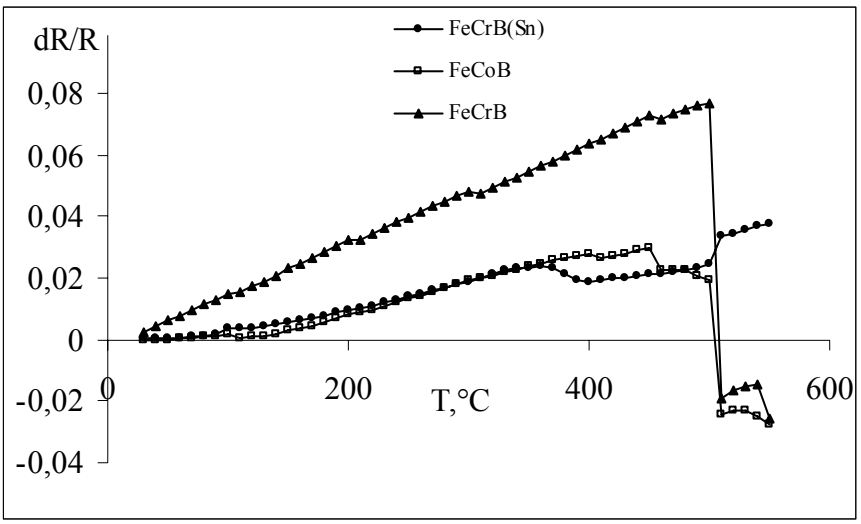


Рис. 1. Термические зависимости относительного электросопротивления спиннингованных лент

винообразной кристаллизации образца, рис 2. Отмеченные изменения структуры на атомном уровне приводят к смене знака ТКС, $\alpha_3 = -8{,}4\cdot10^{-4}K^{-1}$.

В отличие от аморфных аналогов кристаллическая спиннингованная лента FeCrB демонстрирует монотонное увеличение относительного электросопротивления вплоть до $T_{отж}$= 500°С. Следует отметить, что значение ТКС $\alpha=2{,}7\cdot10^{-3}$ K^{-1} большее, чем для аморфных спиннингованных лент, подтверждает, что состояние фольги FeCrB является кристаллическим. Для СЛ FeCoB и FeCrB при $T_{отж}$ > 500°С обнаружено падение электросопротивления, рис.1. Такой скачок в транспортных свойствах кристаллических образцов обусловлен значительным уменьшением неравновесности системы.

На рис.2 приведены кривые намагничивания и остаточной намагниченности для СЛ. Огромный ресурс неравновесности, быстрозакаленных сплавов, отображается в отсутствии остаточной намагниченности данных образцов до $T_{отж}$= 400° – 500°С, что позволяет предположить: магнитная матрица СЛ представлена двумя компонентами: ферро- и парамагнитной.

Значительные тепловые нагрузки приводят к снятию напряжения прокатки, к топологическому упорядочению в аморфной матрице, эволюция свободного объема сопровождается укрупнением сеточных мезодефектов, соответственно увеличивается размер ферромагнитных наноотдельностей. Сравнение процессов намагничивания рассмотренных СЛ позволяет сделать вывод: добавка Sn к основной матрице увеличивает ликвационную неоднородность и тем самым приводит к большему магнитному разупоря-

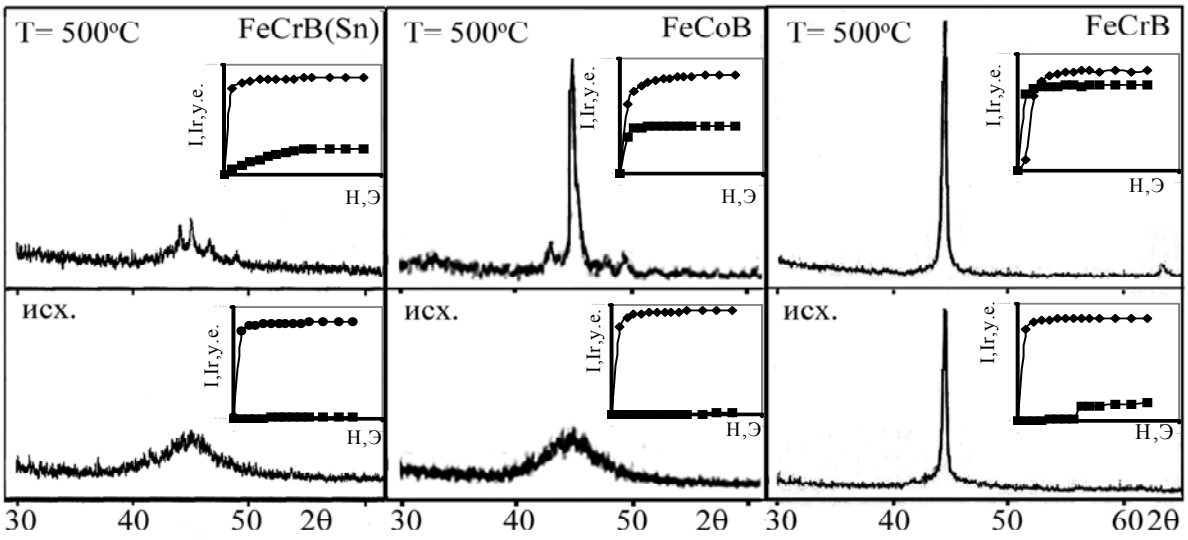


Рис. 2. Профили рентгенограмм СЛ, вид кривых намагничивания в исходном и отожженном состояниях.

дочению, что объясняет разные сценарии структурной релаксации и кинетику физических свойств в процессе отжига.

Таким образом в данной работе идентифицированы различные сценарии фазовых превращений в пределах аморфного состояния и при фазовых переходах из аморфного состояния в нанокристаллическое, как на уровне атомного упорядочения, так и при анализе электрофизических и магнитных свойств спиннингованных лент. Поведение электросопротивления позволяет определить этапы структурной релаксации спиннингованных лент.

Работа поддержана грантом АВЦП 2.1.1/992.

СОПРОТИВЛЕНИЕ И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ $La_{0.80}Sr_{0.20}MnO_3$, ЛЕГИРОВАННЫХ ИТТРИЕМ

Р.И.Зайнуллина,[1] Н.Г.Бебенин[1], С.В. Майков[1], В.В.Устинов[1], Я.М.Муковский[2]

[1]Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, С.Ковалевской, 18, [2]Московский институт стали и сплавов, 119049 Москва, Ленинский просп., 4.

Интерес к манганитам лантана $La_{1-x}D_xMnO_3$, где D – двухвалентный ион (Ca, Sr, Ba), а также к манганитам других редких земель обусловлен эффектом колоссального магнитосопротивления (КМС), который наблюдается в этих материалах вблизи температуры Кюри T_C. КМС манганиты характеризуются сильным взаимодействием между электронными, спиновыми и решеточными степенями свободы. В монокристалле $La_{0.80}Sr_{0.20}MnO_3$ (далее – Sr20) при исследовании скорости продольных звуковых волн и внутреннего трения было обнаружено, что структурный переход от низкотемпературной орторомбической Pnma фазы к высокотемпературной ромбоэдрической $R\bar{3}c$ фазе (T_S=95 K) сопровождается значительным скачком скорости звука и гигантским по протяженности температурным гистерезисом [1].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования влияния легирования Y на кинетические свойства $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$. Рост монокристаллов осуществлялся методом плавающей зоны с радиационным нагревом. Монокристаллы, выращенные с разной скоростью, отличались по составу. Оказалось, что в образце SrY1 концентрация марганца z_{Mn}=1.00±0.01, лантана z_{La}=0.78±0.01, стронция z_{Sr}=0.198±0.004, иттрия z_Y=0.030±0.015, тогда как в образце SrY2 - z_{Mn}=0.98±0.01, z_{La}=0.78±0.01, z_{Sr}=0.17±0.01, z_Y=0.05±0.02.

На рис. 1 показаны кривые температурной зависимости электросопротивления для образцов Sr20 (T_C = 308 K), SrY1 (T_C = 261 K), и SrY2 (T_C = 302 K), снятые при нагреве. В ферромагнитной области при низких температурах наблюдается металлическая проводимость с квадратичной зависимостью сопротивления от температуры: $\rho(T)= \rho(0)+AT^2$. Легирование иттрием приводит к возрастанию остаточного сопротивления почти в 3 раза для образца SrY2 и более чем на порядок для SrY1. Для образца SrY1 кривые, снятые при нагреве и охлаждении, совпадают, а на зависимости $\rho(T)$ для SrY2 в интервале от 230 до 300 К наблюдается гистерезис, который, скорее всего, обусловлен структурным Pnma-$R\bar{3}c$ переходом [2].

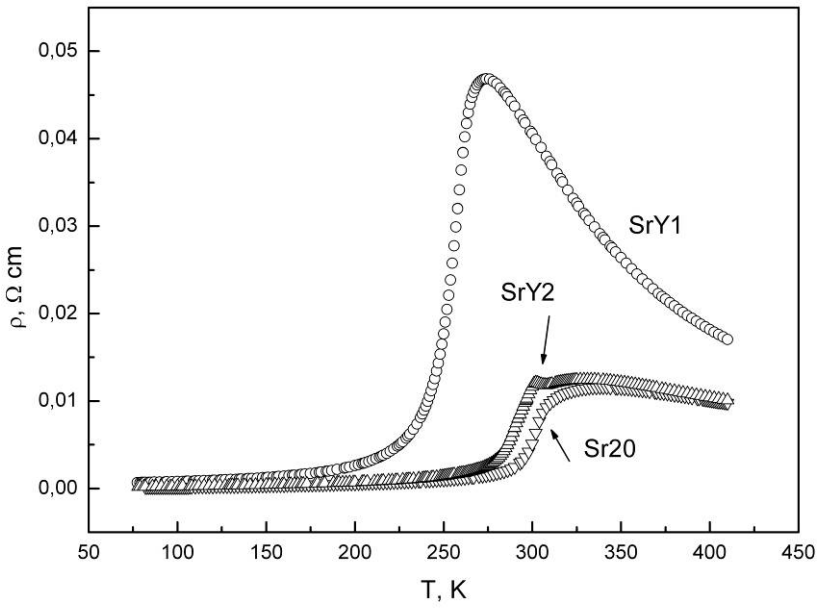


Рис.1

Известно, что в манганитах редких земель температура Кюри зависит от концентрации ионов Mn^{4+}, среднего радиуса $<r_A>$ ионов в А-позиции и имеющегося в системе беспорядка. Концентрации Mn^{4+} в монокристалле Sr20 и в SrY1 одинаковы. Ионный радиус Y^{3+} (=1.19 Å) заметно меньше радиуса La^{3+} (=1.36 Å). Введение иттрия приводит к уменьшению $<r_A>$, усилению беспорядка и, следовательно, к понижению T_C. Имеющиеся в SrY2 вакансии Mn приводят к увеличению концентрации ионов Mn^{4+}, что компенсирует уменьшение T_C из-за введения иттрия.

Проявление структурного перехода в образце SrY2 наблюдается при значительно более высокой температуре, чем в Sr20. Возможно, это связано с тем, что в системе $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ увеличение $<r_A>$ приводит к понижению T_S, а так как легирование иттрием ведет к уменьшению $<r_A>$, температура структурного перехода возрастает. По-видимому, в образцах с иттрием из-за усиления беспорядка структурный Pnma-$R\bar{3}c$ переход подавляется и происходит лишь в малых областях указанных кристаллов, тогда как основная часть образцов SrY1 и SrY2 имеет ромбоэдрическую структуру.

В парамагнитной области сопротивление ρ(T) имеет активационный характер. Локальная энергия активации, определяемая как $\varepsilon_a=d\ln(\rho(T))/d(T^{-1})$, не зависит от температуры при $T>>T_C$, причем энергия активации образца SrY1 в два раза больше энергии активации образца SrY2.

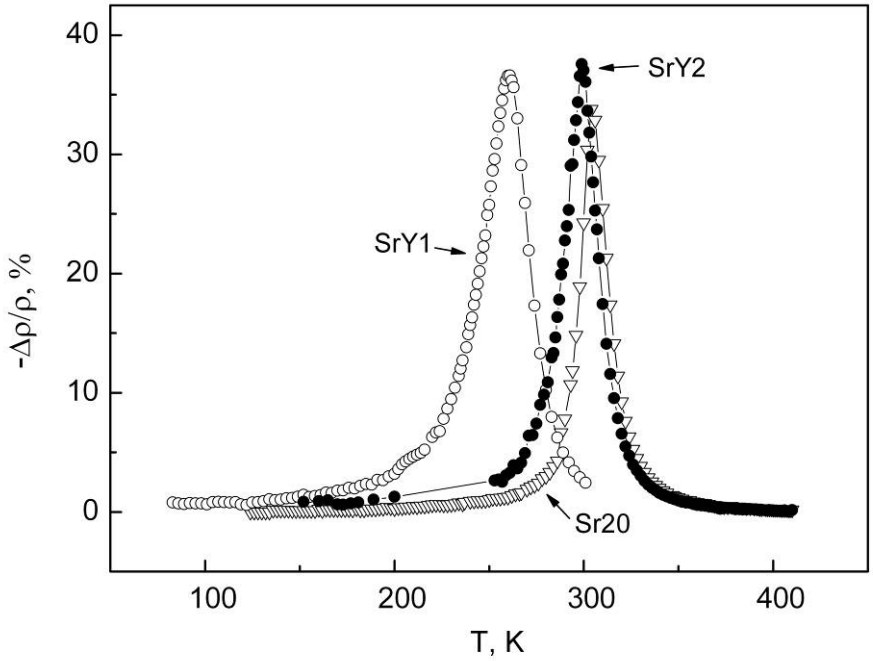


Рис.2.

На рис.2 показаны кривые температурной зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho = [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$, снятые при охлаждении в поле H = 10 кЭ. Положение пиков практически совпадает с T_C. Следует отметить, что максимальная величина $|\Delta\rho/\rho|$ во всех случаях практически одинакова, хотя T_C, остаточное сопротивление и максимальная величина $\rho(T)$ существенно отличаются. Обсуждаются возможные причины такого различия.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00081 и Программой №5 Президиума РАН.

[1] Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебенин, А.М. Бурханов, В.В. Устинов, Я.М. Муковский, Письма в ЖЭТФ, **74**, 120 (2001).
[2] R.I. Zainullina, N.G. Bebenin, V.V. Ustinov, Ya.M. Mukovskii, J. Alloys and Compounds, **467**, 22 (2009).

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.Г. Волков, А.А. Повзнер, А.Н.Черепанова

Уральский государственный технический университет – УПИ

Пропускание электрического тока через немагнитный полупроводник, сопровождается процессом саморазогрева, в результате которого резко увеличивается значение его внутренней температуры. При этом вольт-амперная характеристика (ВАХ) приобретает S-образный характер, что указывает на формирование бистабильного состояния электронной подсистемы и приводит к возникновению кинетического фазового перехода между «холодной» и «горячей» фазами [1,2].

В настоящем сообщении изучаются кинетические переходы в магнитных полупроводниках. Показано, что в магнитном полупроводнике возникающее в процессе саморазогрева увеличение внутренней температуры ведет к возрастанию амплитуды тепловых спиновых флуктуаций, которое усиливает спиновое расщепление электронных термов, приводящее к резкому увеличению числа носителей тока. Последнее стимулирует саморазогрев и дополнительно усиливает положительную обратную связь тока и температуры.

Для численного исследования влияния электрического поля на электронную подсистему магнитных полупроводников были рассмотрены ферромагнитный $EuO_{1-\delta}$ и почти ферромагнитный FeSi. При расчетах электронных функций Грина d-электронов FeSi и $EuO_{1-\delta}$ рассматривалась модель Хаббарда. В случае FeSi эта модель дополнялась учетом зонного движения s-электронов и sd-взаимодействия (обобщенная sd-модель), а для $EuO_{1-\delta}$ мы дополнительно включали гамильтониан локализованных f-электронов и учитывали межузельное обменное взаимодействие d- и f-электронов. При вычислении функционала свободной энергии и производящего функционала для определения функций Грина использовался метод Стратановича-Хаббарда, сводящий задачу многих тел к задаче о движении электронов в случайных обменных и зарядовых полях. При этом в длинноволновом приближении для флуктуаций обменных и зарядовых полей были получены выражения для плотности электронных состояний, намагниченности и амплитуды флуктуаций спиновой плотности каждой группы электронов. В частности, согласно установленному выражению, плотность электронных состояний зависит от внутренней температуры образца

$$g_{i,\sigma}(\varepsilon)=\frac{1}{2}\sum_{\alpha=\pm1}\left(1+{\alpha\sigma M_{0,i}}\Big/{m_i}\right)g_{0,i}\left(\varepsilon+\left(e\vec{E}\vec{v}_i(\varepsilon)\tau_i(\varepsilon)\right)+{U^{(i)}n_i}\Big/{2}+\alpha\xi_i\right),$$

где σ - спиновое квантовое число; $g_{0,i}(\varepsilon)$, n_i, $\vec{v}_i(\varepsilon)$ и $\tau_i(\varepsilon)$ - одноэлектронная плотность состояний, заполнение, скорость и время свободного пробега электронов *i*-ой зоны; $M_{0,i}$ - намагниченность, а ξ_i^2 определяется через средний квадрат магнитного момента на узле и среднеквадратическую флуктуацию энергии межузельного обменного взаимодействия электронов *i*-ой зоны (см.[3]); $Q^{(i,i`)}$- однородные части параметров обменного взаимодействия.

Далее для магнитного полупроводника во внешнем электрическом поле полученные выражения дополнялись уравнением для плотности тока и нестационарным уравнением теплового баланса

$$C\rho L\, dT/dt = jU - \lambda(T - T_0)/h$$

где C, λ, ρ - удельная теплоемкость, теплопроводность, плотность образца; j и U- плотность тока и приложенное напряжение; h и L- поперечный и продольный, относительно направления электрического поля, размеры образца; T и T_0 - внутренняя температура и температура поверхности образца.

Полученная система уравнений позволяет рассчитать вольт-амперную характеристику (в стационарном случае) и исследовать временные зависимости тока и внутренней температуры магнитных полупроводников, находящихся в условиях саморазогрева. Анализ полученных уравнений и оценки характерных значений напряжения, внешней температуры и т.д. были выполнены нами численно. Необходимы для расчетов данные об одноэлектронных спектрах рассматриваемых полупроводников были заимствованы из работ [4,5], а значения параметров взаимодействия - из работ [3,6].

Согласно полученным в стационарных условиях результатам, как в $EuO_{1-\delta}$, так и в FeSi реализуется бистабильное состояние электронной подсистемы, о чем свидетельствует S-образный характер ВАХ (см. рис.), а также гистерезис внутренней температуры по приложенному напряжению. При этом узкий энергетический зазор между зоной проводимости и заполненными валентными состояниями (валентной зоной - FeSi и локализованными f-состояния - $EuO_{1-\delta}$) резко изменяется с температурой. Однако, в отличие от $EuO_{1-\delta}$, в случае FeSi верхняя ветвь гистерезиса захватывает и полуметаллическую область. Следует отметить значительное влияние на полученные результаты геометрии образца. Так S-образный характер ВАХ $EuO_{1-\delta}$ реализуется только в пленках с $L/h>100$, тогда как для FeSi оказывается возможным вплоть до кубической формы образца - $L/h>1$.

Более детальный анализ исследуемой системы уравнений обнаруживает, что возможность кинетического фазового перехода между «горячим» и «холодным» состояниями данных соединений обусловлена лавинообразным изменением числа носителей тока в условиях возникновения ($EuO_{1-\delta}$) или исчезновения (FeSi) области запрещенных энергий, отделяющей заполненный электронные состояния от зоны проводимости. Этот лавинооб-

разный процесс характеризуется временным интервалом сопоставимым со временем теплообмена.

Найденные решения в нестационарном случае свидетельствуют о том, что в $EuO_{1-\delta}$ и FeSi возможна реализация автоколебательного режима . Так аттрактор рассматриваемой системы уравнений имеет вид предельного цикла (что соответствует возникновению изохронных колебаний силы тока и внутренней температуры) в случае FeSi в интервале 70 К<T_0< 95 К и U<0.2 В, а в $EuO_{1-\delta}$ при 50 К<T_0< 65 К и U<5 В. За пределами указанных температурных интервалов автоколебания исчезают при всех рассмотренных значениях напряжения. Следует также отметить, что в случае FeSi при U> 0.2 В возникают решения аттрактор которых имеет вид странного аттрактора, что соответствует хаотическим колебаниям. Для $EuO_{1-\delta}$ аналогичное решения найдено не было.

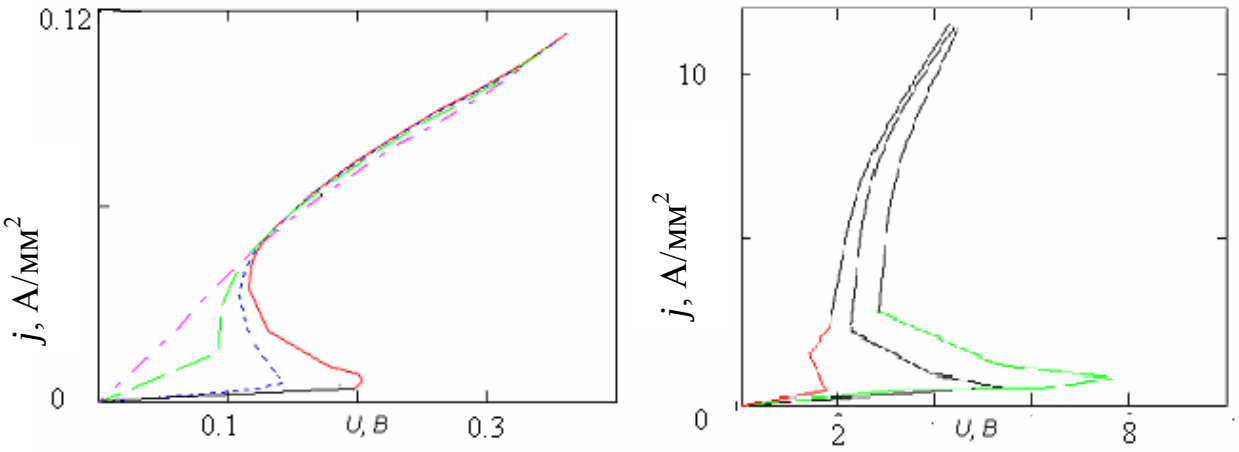


Рис. Вольт-амперная характеристика FeSi и $EuO_{1-\delta}$ при значениях внешней температуры 200 К, 100 К, 70 К, 50 К и 50 К, 55 К, 60 К (слева направо, соответственно).

Литература:

1. А.В. Мелких, А.А. Повзнер, ЖТФ, **72**, 7, 141 (2002)
2. А.В. Мелких, А.А. Повзнер, Письма в ЖТФ, **29**, 6, 14 (2003)
3. А.В. Мелких, Ф.Н. Рыбаков, А.А. Повзнер, Письма в ЖТФ, 2005**,31**, 16, 67 (2005)
4. К.А. Шумихина, А.Г. Волков, А.А. Повзнер, ФТТ, **45**, 6, 996 (2003).
5. А.А. Самохвалов Редкоземельные полупроводники. Л.: Наука (1977).
6. V. I. Anisimov, R. Hlubina, M. A. Korotin, V.V. Mazurenko, T.M. Rice, A.O. Shorikov, M. Sigrist, Phys.Rev.Lett., **89**, 257203 (2002).
7. А.Г. Волков, А.Г. Андреева, О.В. Аношина, А.А. Повзнер, ФТТ, **44**, 12, 2217 (2002)

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, М.Н. Дроздов, А.Ю. Климов, В.Л.Миронов, В.В. Рогов, А.А.Фраерман

ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия

Интерес к гальваномагнитным свойствам многослойных систем, содержащих ферромагнитные слои обусловлен, с одной стороны, возможностью создания на их основе новых устройств записи и хранения информации [1]. С другой стороны, недостаточно изученными остаются транспортные свойства систем с неколлинеарным (некомпланарным) распределением намагниченности. Такие магнитные состояния могут реализовываться в многослойных ферромагнитных наночастицах за счет магнитостатического взаимодействия слоев [2].

В данной работе представлены результаты исследования транспортных свойств наночастиц, состоящих из двух слоев ферромагнетика (CoFe), разделенных немагнитной (TaO_x) прослойкой. Ранее нами было показано [3], что основному состоянию данной системы соответствует антипараллельная ориентация магнитных моментов ферромагнитных слоев, что обусловлено их магнитостатическим взаимодействием. При этом, величина поля взаимодействия может достигать сотен эрстед. Если величина собственной коэрцитивности частиц, зависящая от их формы, меньше поля взаимодействия, то состояние, в котором магнитные моменты слоев сонаправлены, является метастабильным. Таким образом, данная система представляется адекватной для изучения зависимости ее сопротивления от взаимной ориентации магнитных моментов, управляемой внешним магнитным полем.

Многослойные структуры CoFe(11нм)/TaO_x(1нм)/CoFe(9нм) изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере Ar при остаточным давлении в камере ~ 10^{-6} Торр. Окисление слоя Ta между магнитными слоями проводилось в атмосфере кислорода с давлением порядка 10 Торр. Перед напылением многослойной структуры на кремниевую подложку наносилась металлическая пленка (Ta) толщиной ~ 50 нм, выполняющая функции «нижнего» электрода. Состав и толщины слоев контролировались методами ионной масс-спектроскопии (ВИМС) и рентгеновской рефлектометрии.

Для формирования частиц использовались методы электронной литографии (литографическая приставка ELPHY PLUS). При этом была использована многослойная маска, состоящая из полимерных и металлических слоев. Этот составной резист обеспечил, возможность ионного (плазмохимического) травления металлических слоев и последующего удаления диэлектрического (Ta_2O_5) слоя в результате “lift-off”процесса. В

результате была сформирована система эллиптических частиц (латеральные размеры 300x500 нм) окруженных диэлектрической матрицей. После этого над каждой частицей формировался «верхний» металлический (на основе Cu) электрод. Таким образом, протекание тока между электродами было возможно только через частицу, перпендикулярно ее слоям (Рис. 2a).

Перед нанесением верхнего электрода, магнитное состояние многослойной частицы исследовалось методом магнитно-силовой микроскопии (вакуумный микроскоп “Solver”). Эти исследования подтвердили основные предположения о характере намагничивания и позволили установить, что при приложении внешнего магнитного поля порядка 300 Э намагниченности слоев становятся сонаправленными. Измерение сопротивления изготовленных структур проводились двухконтактным методом при комнатной температуре. Сопротивление структуры составляло ~10 кОм, измерения проводились при пропускании тока ~ 1-50 μA (падение напряжения 10-500 мВ). Зависимость изменения сопротивления от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль длинной оси частицы, представлена на Рис.2b (падение напряжения 100 мВ). Величина магнитосопротивления составила ~ 3% при падении напряжения 10 мВ и плавно уменьшалась с ростом измерительного тока. Проведены измерения зависимости сопротивления от магнитного поля, направленного вдоль короткой оси частицы. Эти измерения показывают, что сопротивление системы пропорционально косинусу угла между магнитными моментами слоев.

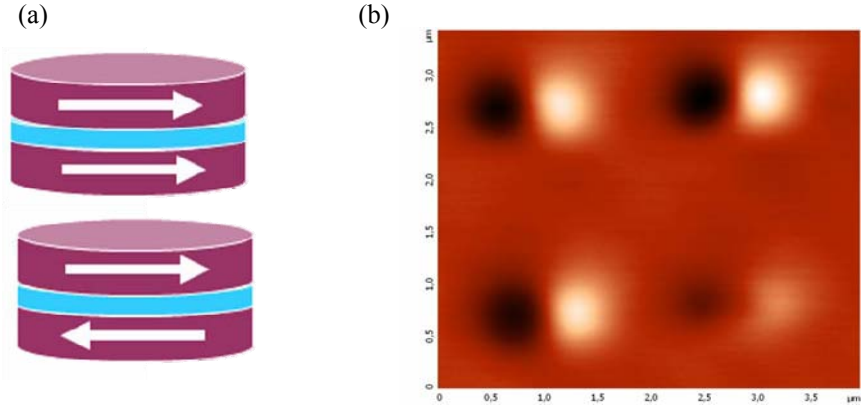
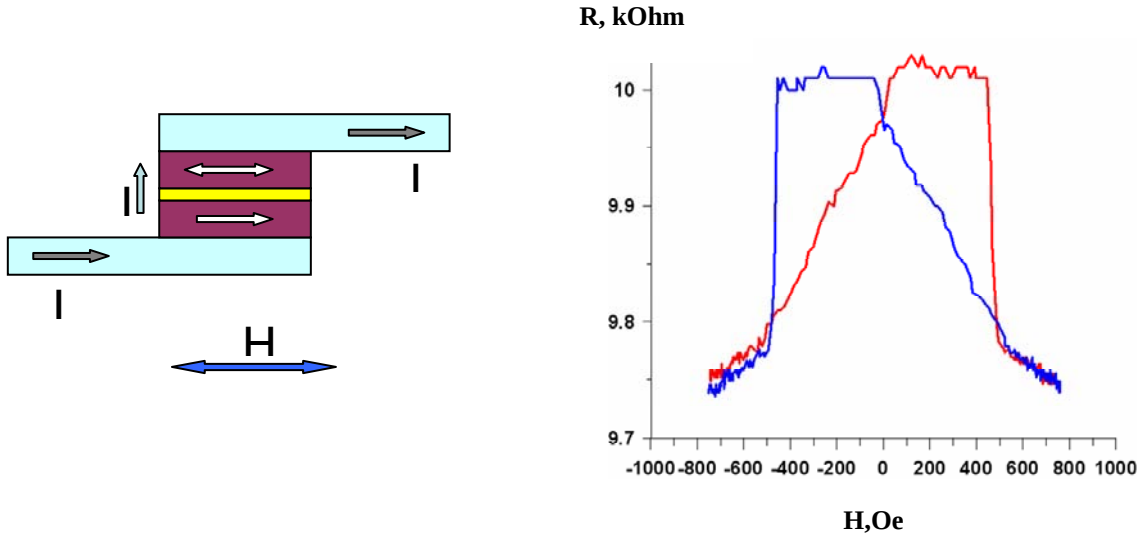


Рис.1. (a) Схематическое изображение двух устойчивых состояний
(b) МСМ изображение устойчивых состояний тестовых частиц. Три частицы находятся в «ферромагнитном» состоянии, а крайняя правая – в «антиферромагнитном».



(a) (b)

Рис.2.(a) Схема исследуемой структуры . (b) Зависимость величины сопротивления от внешнего магнитного поля

Таким образом, продемонстрирована возможность наблюдения магнитосопротивления в двухслойной магнитной структуре CoFe/TaO_x/CoFe, что открывает возможность исследования транспортных свойств многослойных магнитных систем с некомпланарным распределением намагниченности, полученным за счет магнитостатического взаимодействия между слоями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программ РАН.

1. Jian-Gang Zhu, Proceedings of IEEE, V.96, N.11, p.1786, 2008.
2. A. A. Fraerman et al, J. of Appl. Phys. 103, 073916, 2008.
3. Б.А. Грибков и др. Труды X симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника - 2006", (Н.Новгород, 13-17 марта 2006 г.), с. 225, 2006.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОКОМПОЗИТАХ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК С АМОРФНОЙ СТРУКТУРОЙ

Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней

Воронежский государственный технический университет

В работе представлен анализ экспериментальных данных по исследованию кинетических явлений (электропроводности, термо-эдс, магнитосопротивления) нанокомпозитов металл-диэлектрик с аморфной структурой, полученных авторами. Для напыления аморфных нанокомпозиций использовались сплавные мишени Co, $Co_{84}Nb_{14}Ta_2$, $Fe_{41}Co_{39}B_{20}$ и $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ размером 270 х 80 мм^2 с закрепленными на ее поверхности пластинами из монокристалла кварца, алюмооксида или другого диэлектрика шириной ~ 9 мм, расположенными перпендикулярно продольной оси сплавной мишени. Для исследования кинетических свойств из полученных пленок вырезались образцы, представляющих собой ситалловые пластины длиной 60 мм и шириной 3 мм с нанесенными композитами толщиной 5 -10 мкм

Анализ температурных зависимостей электрического сопротивления в области низких и умеренных температур позволил сделать вывод о том, что в исследуемых композитах до порога протекания реализуются различные механизма переноса носителей заряда:

1. Прыжковая проводимость по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми с переменной длиной прыжка (модель Мотта), описываемая уравнением

$$\sigma = e^2 \cdot R^2 \cdot \nu_{ph} \cdot g \cdot \exp\left(-\frac{B}{T}\right)^{1/4}, \qquad (1)$$

где

$$B = \frac{16}{a^3 \cdot k \cdot g\left(E_F\right)}, \qquad (2)$$

e – заряд электрона, R - расстояние прыжка, ν_{pv} - фактор спектра фононов взаимодействия, T - абсолютная температура, $g(E_F)$ - плотность состояний. По результатам исследований температурных зависимостей проводимости и термоэдс для нанокомпозитов, где выполняется закон Мотта, сделаны оценки эффективной плотности состояний электронов на уровне Ферми и ее производной по энергии. Установлена зависимость плотности электронных состояний на уровне Ферми от элементного состава гранул: величина $g(E_F)$ увеличивается в нанокомпозитах при замене материала гранул в соответствии со следующей последовательностью: CoNbTa $\rightarrow$ CoFeB $\rightarrow$ CoFeZr.

2. Туннелирование электронов между гранулами через локализованные состояния. Согласно этой модели температурная зависимость проводимости в канале, содержащем n локализованных состояний, имеет степенной вид

$$\sigma_n = P\left(\frac{\Lambda^2}{\rho_0 c^5}\right)^{(n-1)/(n+1)} \frac{(ga^2 n^2 l)^n T^{\gamma_n} E^{\beta_n}}{al} \exp\left[\frac{-2l}{a(n+1)}\right], \qquad (3)$$

где a – радиус локализованного состояния, l – среднее расстояние между гранулами, $\gamma_n = n - 2/(n+1)$, $\beta_n = 2n/(n+1)$, P – коэффициент, Λ - константа деформационного потенциала, ρ_0 – плотность вещества матрицы, c – скорость звука, g – плотность локализованных состояний, E – глубина залегания локализованного состояния в области барьера. Используя модель неупругого резонансного туннелирования электронов, для исследованных композитов найдено среднее число локализованных состояний в диэлектрической матрице между металлическими гранулами, участвующих в электронном транспорте, и их зависимость от температуры изотермических отжигов. Установлено, что с увеличением температуры термообработки происходит снижение среднего числа локализованных состояний в диэлектрической матрице.

3. Туннелирование электронов между гранулами через диэлектрический барьер, описываемое соотношением

$$\sigma = \sigma_0\left[\exp(-2(C / k_B)^{1/2} T^{-1/2}\right] \qquad (4)$$

где: σ_o и C – постоянные, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

4. Термоактивированная прыжковая проводимость между ближайшими соседними состояниями

$$\rho = \rho_o \exp\left(\frac{w}{kT}\right), \qquad (5)$$

где w - энергия активации прыжка, величина которой соответствует ширине зоны локализованных состояний или неупругое туннелирование между гранулами по всему объему диэлектрической матрицы

$$\rho = \rho_o \exp\left(\frac{E}{2kT}\right), \qquad (6)$$

где E – разность энергий между конечным и начальным состоянием в соседних гранулах.

В композитах за порогом протекания удельное электрическое сопротивление определяется лабиринтной структурой проводящих каналов из металлических гранул и может иметь температурную зависимость с ТКР близким к нулю.

В композитах, полученных в атмосфере аргона, наблюдается отрицательная магнитотермоэдс, т.е. уменьшение термоэдс в сильных магнитных полях. В композитах, полученных в атмосфере аргона и кислорода, наблюдается положительная магнитотермоэдс. Для нанокомпозитов $CoFeZr_X(Al_2O_n)_{100-X}$, полученных в атмосфере аргона и азота, проявляется

сильная несимметрия магнитотермоэдс относительно направления поля, обусловленная анизотропией этих наноструктур.

Исследования магнитосопротивления (МС) в композитах ферромагнетик-диэлектрик показали, что характер концентрационной зависимости МС крайне немонотонен, однако он одинаков для всех исследованных гетероструктур независимо от элементного состава фаз: четко выраженный максимум вблизи порога протекания и снижение величины МС до нуля за порогом протекания. Характерной особенностью, обнаруженной при исследовании наногранулированных композитов, является корреляция между максимальными значениями магнитосопротивления и плотностью состояний на уровне Ферми металлической фазы: максимум МС выше у композитов, имеющих большее значение величины $g(E_F)$. Аналогичная корреляция наблюдается и между максимальными значениями магнитосопротивления и магнито-стрикции насыщения (т.е. величиной деформации ферромагнитного мате-риала в насыщающем магнитном поле) металлической фазы, из которой сформированы гранулы. При увеличении значений магнитострикции насыщения ферромагнитных включений, обусловленном изменением элементного состава гранул от CoNbTa к CoFeB и далее к CoFeZr, магнитосопротивление линейно возрастает. Наблюдаемые корреляции между магнитострикцией насыщения ферромагнитной фазы и максимальными значениями магнитосопротивления связываются с возрастанием вклада d-электронов в спин-зависимое туннелирование при последовательном изменении материала гранул: CoNbTa $\rightarrow$ CoFeB $\rightarrow$ CoFeZr. Характерной особенностью для исследованных нанокомпозитов за порогом протекания является также зависимость термоэдс от плотности состояний на уровне Ферми: величина диффузионной термоэдс растет в нанокомпозитах с гранулами CoNbTa $\rightarrow$ CoFeB $\rightarrow$ CoFeZr.

Если в нанокомпозитах существует локальная анизотропность, то помимо обычного отрицательного магнитосопротивления, может наблюдаться и положительное магнитосопротивление (например, в нанокомпозитах с гранулами из кобальта) значительно большее, чем это имеет место в гомогенных материалах. Такое поведение связывается с наличием в структуре композитов, расположенных вблизи порога протекания, нанокластеров, которые имеют различную по величине магнитную анизотропию.

Работа выполнена при финансовой поддержке федерального агентства по образованию (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (гранты № 08-02-00840, 09-02-97506).

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОГЕРЕНТНОГО ВКЛАДА ДОМЕННЫХ СТЕНОК В ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ

А.И.Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)

Механизм вклада доменных стенок в электросопротивление, предложенный Леви и Чангом в работе [1], относится к механизмам, основанным на модификации доменными стенками параметров среды (волновых функций носителей заряда, их концентрации и т.д.), которая приводит к изменению параметров рассеяния носителей заряда фононами, примесями и т.п.

Рассмотрим систему параллельных друг другу плоских доменных стенок, перпендикулярных оси x декартовой системы координат. Пусть параметр порядка в соседних доменах параллелен (антипараллелен) оси z этой системы координат. Вращение намагниченности в доменной стенке происходит относительно оси x (блоховская доменная стенка), и его локальная ориентация характеризуется углом θ, который он составляет с осью z. Модуль параметра порядка представляется неизменной величиной.

Волновые функции адиабатического приближения, описывающие состояния, в которых проекция спина носителя заряда на локальное направление намагниченности составляет величину $\pm 1/2$, могут быть получены из обычных блоховских функций с фиксированным значением проекции спина носителя заряда на ось z (S_z=±1/2) путем калибровочного преобразования [1]. В результате этого калибровочного преобразования оператор потенциальной энергии носителя заряда приобретает тот же вид, что и в монодоменном ферромагнетике. Однако оператор кинетической энергии не коммутирует с оператором калибровочного преобразования, в результате гамильтониан возмущения записывается в виде:

$$\widehat{W} = -\frac{\hbar}{2m}\sigma_x\theta_x^{'}\hat{p}_x + \frac{i\hbar^2}{4m}\sigma_x\theta_{xx}^{''} + \frac{\hbar^2}{8m}(\theta_x^{'})^2, \qquad (1)$$

где σ_x – матрица Паули, $\hat{p}_x$ – оператор компоненты импульса, а m – масса электрона. Оператор $\widehat{W}$ отличен от нуля в области доменных стенок.

Наличие диагонального матричного элемента $W_0 = \left\langle k\left|\widehat{W}\right|k\right\rangle \neq 0$ вызывает смешивание адиабатических волновых функций, отвечающих одному и тому же значению волнового вектора и противоположным направлениям спина. Это, в свою очередь, вызывает изменение матричных элементов, описывающих рассеяние носителей заряда на примесях и фононах,

и, следовательно, к магнетосопротивлению, которое в случае доменной стенки толщиной 150 Å авторы работы [1] оценили как ~1%.

Полученное в этой работе значение W_0 не зависело от концентрации доменных стенок. В работе [2] было показано, что в силу нормировки ψ-функций при условии идентичности доменных стенок, как и следовало ожидать, величина когерентного вклада в магнетосопротивление $(\Delta\rho/\rho)_{cog}$ оказывается пропорциональной квадрату концентрации доменных стенок.

Однако доменные стенки могут отличаться направлением вращения намагниченности, то есть знаком величины θ_x'. Если концентрация стенок обоих типов одинакова, то W_0=0, то есть эффект Леви-Чанга отсутствует. В противном случае $W_0 \propto n_+ - n_-$, где n_+ и n_- - концентрации стенок с противоположным направлением вращения намагниченности. При этом величина W_0 практически не зависит от ширины доменной стенки L.

Окончательно в случае отсутствия спиновой релаксации получаем

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{cog} = \left(n_+ - n_-\right)^2 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{L-Zh} L^2 \sim \left(\frac{\hbar v_F}{J}\right)^2 (n_+ - n_-)^2, \qquad (2)$$

где $\left(\Delta\rho/\rho\right)_{L-Zh}$ - результат расчета Леви-Чанга [1], v_F - фермиевская скорость, а $2J$ – обменное расщепление подзон с противоположными проекциями спина.

Формула (2) получена без учета спиновой релаксации. Спин-диффузионная длина L_{sf} равная [3]

$$L_{sf} = \left[\frac{1}{3} v_F l \tau_{sf}\right]^{1/2}, \qquad (3)$$

где l - длина свободного пробега носителей заряда, обусловленная их взаимодействием с фононами или дефектами кристаллической решетки, а τ_{sf} - характерное время релаксации по спину, является характерным расстоянием, на котором теряется «память» о первоначальном спиновом состоянии.

Разобьем мысленно ферромагнетик на пластины размером L_{sf}, ориентированные перпендикулярно оси x, то есть параллельные доменным стенкам. Возможны два предельных случая:

а) $L_{sf} >> b$, где b - ширина домена.

Тогда в заданную полосу попадает $L_{sf}/b >> 1$ доменных стенок. Именно их вклады в W_0 складываются когерентно. Вклады более удален-

ных стенок уже не являются когерентными вследствие процессов декогеренизации состояний носителей заряда по спину.

Характерная флуктуация величины $N_+ - N_-$, где N_+ и N_- - число доменных стенок с различным направлением вращения намагниченности в полосе, при случайном выборе направления вращения намагниченности в доменной стенке составляет величину порядка $\sqrt{N_+ + N_-}$, а $n_\pm = N_\pm / L_{sf}$. Тогда из формулы (2) получаем

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{cog} \sim nL_{sf}^{-1}\left(\frac{\hbar v_F}{J}\right)^2, \qquad (4)$$

где $n = n_+ + n_-$ - концентрация доменных стенок. Таким образом, в данном предельном случае вклады доменных стенок в сопротивление практически аддитивны.

b) $L << L_{sf} << b$

В этом предельном случае изменение сопротивления возникает только в полосах, содержащих доменные стенки.

В такой полосе $(n_+ - n_-) = L_{sf}^{-1}$, а

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{полосы} \sim \left(\frac{\hbar v_F}{L_{sf} J}\right)^2. \qquad (5)$$

Но поскольку относительная концентрация таких полос равна $L_{sf}/b << 1$, то для всего образца $(\Delta\rho/\rho)_{cog}$ описывается формулой (4).

Выводы

Вследствие случайности выбора направления вращения намагниченности в доменной стенке, их вклад в сопротивление образца оказывается аддитивным и описывается формулой (4).

Поскольку внешнее магнитное поле переводит образец в монодоменное состояние и устраняет рассматриваемый механизм, то указанная формула описывает вклад доменных стенок в магнетосопротивление.

Так как он обратно пропорционален L_{sf}, то его измерение можно использовать для получения информации о величине спин-диффузионной длины.

1. P.M. Levy, S. Zhang. Phys. Rev. Lett. **79**, 5110 (1997).
2. А.И. Морозов. ФТТ **45,** 1417 (2003).
3. T. Valet, A. Fert. Rev. B **48**, 7099 (1993).

ВЛИЯНИЕ ДЕФИЦИТА КИСЛОРОДА НА МАГНИТНЫЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ, МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА МАНГАНИТОВ $La_{0.9}Sr_{0.01}MnO_{3-y}$

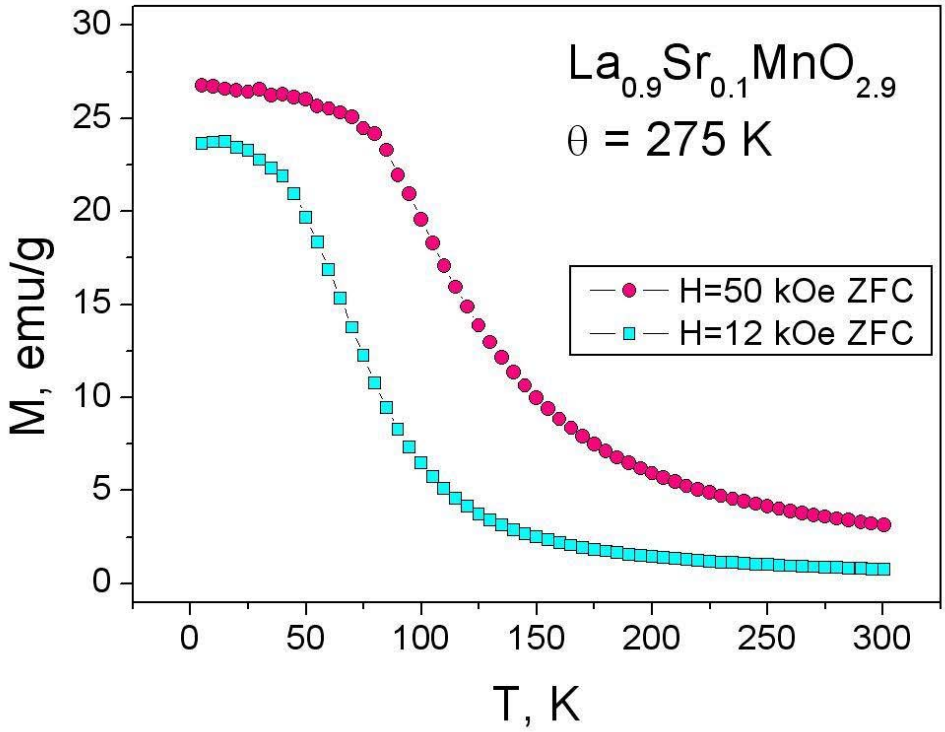
Л.И. Королева[1], Д.М. Защиринский[1], Т.М. Хапаева[1], Л.И. Гурский[2], Н.А. Каланда, В.М. Трухан[2], Р. Шимчак[3], Б. Крзуманска[3]

[1]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия
[2]Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Белоруссия
[3]Институт физики РАН, Польша

На основании исследования физических свойств систем $La_{1-x}Me_xMnO_{3-y}$ (Me = Sr, Ca) было показано, что в них имеет место ферро-антиферромагнитное магнитно-двухфазное состояние (МДФС), вызванное сильным *s-d* обменом. При $x < 0.17$ оно изолирующее - в изолирующей антиферромагнитной матрице располагаются ферромагнитные капли или ферроны, в которых сосредоточены носители заряда, а при $0.17 \le x \le 0.4$ проводящее - в проводящей ферромагнитной матрице располагаются изолирующие антиферромагнитные капли [1]. При этом ферромагнетизм в ферромагнитной части образца создается и поддерживается косвенным обменом через носители тока, которыми в указанных манганитах являются дырки. В то же время температура Кюри в манганитах сильно зависит от нестехиометрии по кислороду. Однако влияние дефицита O на физические свойства манганитов исследовано всего лишь в 2-х работах [2,3]. В нашей недавней работе [2] было показано, что в составах с $x = 0.2$ и 0.4 системы $La_{1-x}Sr_xMnO_{3-y}$ происходит переход от проводящего МДФС при $y = 0$ к изолирующему при $y = 0.13$ и 0.2. При этом в изолирующем МДФС магнитосопротивление и объемная магнитострикция малы. Отсюда был сделан вывод, что нескомпенсированные двухзарядные доноры - вакансии O – находятся в состоянии с антипараллельным расположением спинов и не вызывают образования ферромагнитных кластеров типа ферронов. Роль как скомпенсированных, так и нескомпенсированных двухзарядных доноров заключается в том, что они образуют разорванные связи Mn-O-Mn, приводящие к понижению магнитного момента на формульную единицу (ф.е.) в составах с $y = 0.13$ и переходу к суперпарамагнетизму в составах с $y = 0.2$. В работе [3], в которой был исследован состав с $x = 0.15$ и $y \le 0.055$, было обнаружено, что температура Кюри, электропроводность и магнитосопротивление уменьшаются с ростом y, а постоянные орторомбической решетки b и c возрастают.

В данной работе исследовано влияние дефицита кислорода на магнитные, электрические, магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства состава с $x = 0.1$ и $y = 0.03$, 0.1 и 0.15. На рис. показана температурная за-

висимость намагниченности $M(T)$ состава с $y = 0.1$, которая типична и для составов с $y = 0.03$, и 0.15.



Из рис. видно, что в области низких температур намагниченность слабо зависит от T, а затем начинается спад на кривых $M(T)$, который продолжается в широкой температурной области. Более высокотемпературная часть последнего участка кривой $M(T)$, измеренной в магнитных полях H = 12 кЭ и 50 кЭ, подчиняется функции Ланжевена с моментом суперпарамагнитных кластеров $m = 26\ \mu_B$ и $19\ \mu_B$ соответственно. В таблице приводятся моменты суперпарамагнитных кластеров у составов с $y = 0.03$, 0.1 и 0.15 с указанием Т-интервалов, в которых кривые $M(T)$ подчиняются функции Ланжевена. В таблице для всех 3-х составов также приводятся: намагниченность при T, стремящемся к 0 К (M_0), определенная экстраполяцией начального участка кривой намагниченности до пересечения с осью M; температура Кюри T_C, определенная экстраполяцией наиболее крутой части кривой $M(T)$, измеренной при H = 50 кЭ, до пересечения с осью T; парамагнитная точка Кюри θ. Там же приводятся величины удельного электросопротивления r при T = 200 К. Оказалось, что T-зависимость r имеет полупроводниковый характер с энергией активации E, представленной в таблице. В последнем столбце приводится количество нескомпенсированных электронов или дырок на ф. ед., которое равно $0{,}1 - 2y$. Из таблицы видно, что по мере возрастания дефицита кислорода температура Кюри и моменты суперпарамагнитных кластеров уменьшаются, а парамагнитная точка Кюри, намагниченность M_0, удельное электросопротивление и энергия активации увеличиваются. Магнитосопротивление мало. Хотя

оно имеет максимум в T_C, этот максимум на 1-2 порядка ниже, чем у состава с $y = 0$ по данным [1]. Объемная магнитострикция ~ 10^{-5} в районе T_C, что на порядок ниже, чем у состава с $y = 0$ [1]. Рассмотрим теперь систему $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_{3-y}$ с $y = 0.03$, 0.1 и 0.15.

Y	θ, К	T_C, К 50 кЭ	M_0, μ_B/ф.ед. 12 кЭ	M_0, μ_B/ф.ед. 50 кЭ	m, μ_B/ф.ед. 12 кЭ	m, μ_B/ф.ед. 50 кЭ	E, эВ	lg ρ, T=20 0 K	0,1–2*y*
0,03	261	214	0,8	1,19	34 200-300 K	23 220-300 K	0,4	3,63	0,04 дырки
0,1	275	183	1,00	1,24	26 150-300 K	19 200-300 K	0,47	3,99	0,1 электроны
0,15	290	175	1,02	1,31	23 170-300 K	19 200-300 K	0,54	5,41	0,2 электроны

В ней имеются однозарядные акцепторы - ионы Sr^{2+} и двухзарядные доноры – вакансии кислорода. Энергетические уровни доноров расположены выше энергетических уровней акцепторов, поэтому электроны с донорных уровней частично (у составов с $y = 0.1$ и 0.15) или полностью (у состава с $y = 0.03$) перейдут на акцепторные уровни, т.е. полупроводник будет частично компенсирован. Количество нескомпенсированных электронов или дырок на ф.ед. приведено в таблице. В составах с $y = 0.1$ и 0.2 будет электронный тип проводимости, а в составе с $y = 0.03$ – дырочный. Поэтому отсутствие гигантских магнитосопротивления и объемной магнитострикции в рассматриваемых составах свидетельствует об отсутствии ферронов около неионизованных вакансий кислорода в составах с $y = 0.1$ и 0.2 и оставшихся после компенсации ионов Sr^{2+}. По-видимому, в $La_{0.9}Sr_{0.1}MnO_{3-y}$ *s-d* обмен у электронов значительно слабее, чем у дырок, и спины двух электронов вакансии кислорода упорядочены антипараллельно, как в немагнитных полупроводниках (состояние $(1S)^2$ в гелиоподобной модели, а не (1S)(2S), в котором 2S-электрон образует феррон). Роль как скомпенсированных, так и нескомпенсированных двухзарядных доноров заключается в том, что они образуют разорванные связи Mn-O-Mn, приводящие к понижению температуры Кюри с ростом *y* и появлению выше нее суперпарамагнитных кластеров неферронного типа. Это видно из таблицы; из нее также следует, что при этом возрастает парамагнитная точка Кюри. По-видимому, это связано с тем, что с ростом *y* изоляция суперпарамагнитных кластеров возрастает, что препятствует их разрушению.

1. Л.И. Королева. Магнитные полупроводники. М.: Из-во физфака МГУ.
2. A.M. De Leon-Guevara, R. Berthet, et al, Phys. Rev B, **56**, 6031 (1997).
3. Л.И. Королева, Д.М. Защиринский, Т.М. Хапаева и др., ФТТ, **50**, 2201 (2008).

ВЛИЯНИЕ НЕГОМОГЕННОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА АНИЗОТРОПИЮ УДЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕРМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Cu-Zr

Зайченко С.Г[1]., Перов Н.С.[2], Федотова Н.Л.[1]
[1]ГНЦ ЦНИИчермет им. И.П. Бардина, Москва, Россия;
[2]МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

Негомогенная пластическая деформация аморфных металлических сплавов (АМС) при температурах ниже $0.7E_g$, где T_g – температура стеклования, реализуется в виде локализованных полос сдвига (ПС). Впервые установлено, что для АМС, в том числе и АМС системы Cu – Zr, образцы которых были подвергнуты прокатке с максимальной степенью обжатия до 50% и испытаниям на 180-и градусный свободный изгиб, удельное электрическое сопротивление ρ снижается на величину от 30 до 50% по сравнением с ρ АМС в исходном состоянии. Величина изменения ρ после механических испытаний зависела от угла между направлением ПС и вектором плотности тока. Если оба вектора являются коллинеарными, ρ принимает минимальные значения, в случае их перпендикулярности – максимальные. Таким образом, впервые обнаружен эффект анизотропии удельного сопротивления ρ для АМС, включая АМС системы Cu-Zr, вызванный негомогенной пластической деформацией.

Из предложенной модели явления следует, что удельное электрическое сопротивление ρ в ПС примерно в 6 раз меньше ρ материала АМС в исходном недеформированном состоянии. Проведенные электронно-микроскопические исследования позволили определить плотность полос сдвига после механических испытаний. Наряду с имеющимися в литературе данными по их толщине (от 10 до 40 нм в зависимости от состава АМС и методов испытания) и, по всей видимости, единственной работой [1], посвященной изучению эффекта дилатации материала АМС в ПС, позволили сделать следующие заключения. Основным фактором, определяющим снижение ρ в полосах сдвига, является эффект дилатации материала, следствием которого являются: (i) уменьшение эффективного сечения рассеяния электронов проводимости; (ii) увеличение плотности последних в полосах сдвига.

Среди других факторов, влияющих на снижение ρ в ПС, необходимо отметить изменение ближнего порядка в ПС и релаксацию остаточных напряжений после механических испытаний образцов АМС. Проведена оценка вклада каждого из перечисленных факторов в снижение ρ АМС системы Cu-Zr.

[1] Donovan P.E., Stobbs W.M. Acta Metall. 29. 7. 1419 (1981).

СПИНОВАЯ АККУМУЛЯЦИЯ И ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В СПИН-ВЕНТИЛЬНОЙ НАНО-ПОЛОСКЕ

А.В. Крашенинников[1,2], А.В. Хвальковский[1], К.А. Звездин[1]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Московский Физико-Технческий Институт, Москва, Россия*

За последние несколько лет интерес к индуцированному током движению доменных стенок (ДС), которое наблюдается в магнитных нанополосках [1-4], возрос многократно, как из-за фундаментального интереса к этому явлению, так и с точки зрения создания новых приложений, таких как, магнитная память и магнитные логические элементы. Экспериментально было найдено, что критическая плотность тока для приводедение ДС в движение составляет около 10^7 А/см^2 в однослойной нано-полоске NiFe[4]. Интересно, что в случае узкой многослойной нано-полоски с ДС в свободном магнитном слое, эта величина составляет всего 10^6 А/см^2. Возможно, основную роль, обуславливающую это различие, играют спиновые токи, которые могут течь в спиновом вентиле в области ДС перпендикулярно плоскости слоев. Действительно, как было недавно показано [5], подобные токи возбуждают ДС значительно более эффективно, чем токи, текущие в плоскости магнитного слоя. Однако до сих пор расчета распределения спиновых токов в спин-вентильной структуре с ДС сделано не было. Наша задача состояла в проведении подобного расчета.

Более детально, нашей целью являлся расчет пространственного распределения спин-поляризованных токов и спиновой аккумуляции для длинной и узкой спин-вентильной наноструктуры. Расчет проводился в диффузном приближении. Наноструктура состоит из следующих частей: закрепленный магнитный слой, немагнитный слой и свободный магнитный слой, в котором содержится ДС. Расчет распределения электрохимического потенциала и спиновых токов мы проводим с помощью метода, развитого J. Hamrle et al. [6] и обобщенного нами для учета возможной неколлинеарности намагниченности в магнитных слоях. В методе J. Hamrle et al. изучаемой системе ставится в соответствие двух- или трехмерная квазиэлектрическая схема, состоящая из набора, так называемых, спин-зависимых-резисторых элементов (СЗРЭ). СЗРЭ соответствует однослойному или многослойному участку системы, в котором транспорт может рассматриваться в одномерном приближении. Решение задачи спиновой диффузии Valet-Fert [7] для СЗРЭ позволяет линейно связать значения электрохимического потенциала и спиновых токов на двух концах элемента. Используя обобщенные законы Кирхгофа для узлов схемы, решение задачи спинового транспорта всей системы сводится к решению большого числа линейных уравнений. Данный метод может быть применен для систем с существенно коллинеарно намагниченными слоями. Однако для

спин-вентильной системы с ДС необходимо использование более общих методов. В частности, требуется решение задачи спинового транспорта для неколлинеарно намагниченных слоев. Мы строим подобный обобщенный метод, основываясь на одномерном решении работы Barnas et al. [8].

С помощью этого метода мы рассчитываем задачу спинового транспорта в трехслойной системе /Co(7*nm*)/Cu(8*nm*)/CoFeB(4nm)/, подобной рассматриваемой в работе S. Laribi et al. [3]. Мы используем двумерную сетку, при этом каждому слою и каждому интерфейсу соответствует один слой СЗРЭ. Получившаяся сетка схематично изображена на рисунке 1. Для данной системы был произведен расчет спинового транспорта. Результаты будут представлены на конференции.

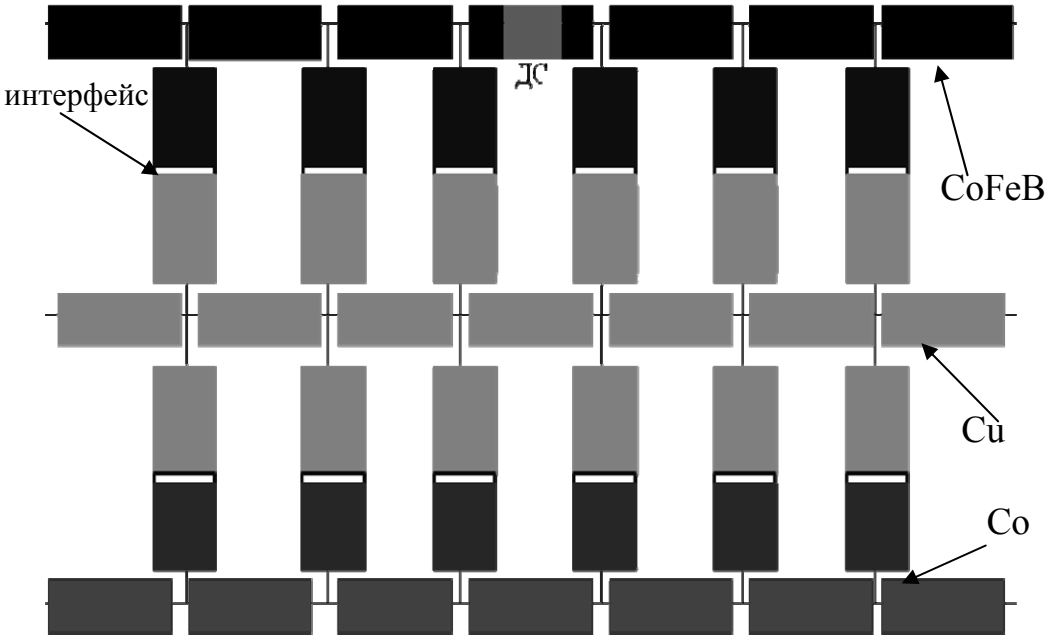


Рис.1 Представление исследуемой нано-полоски в виде сетки из СЗРЭ

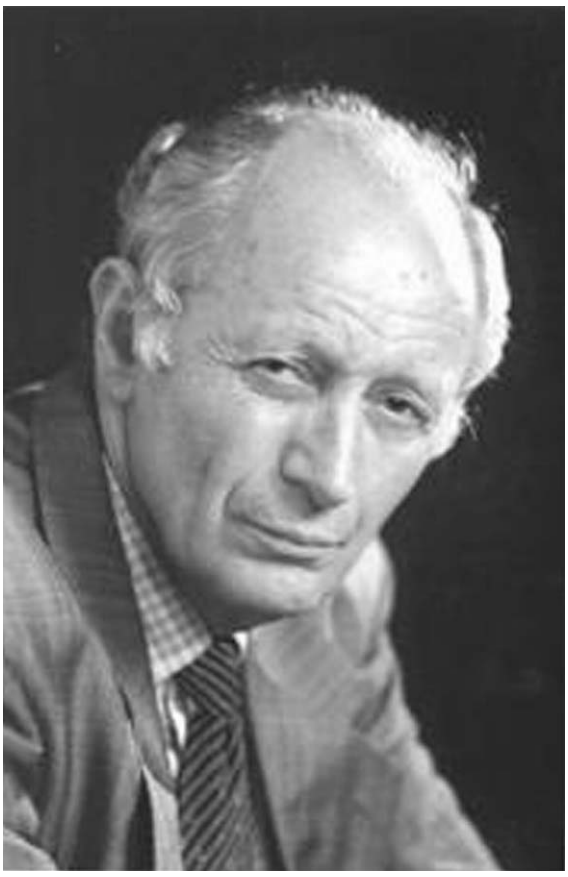
Работа была поддержана РФФИ, грант 09-02-01423

1. J. Grollier, et al., Appl. Phys. Lett. 83, 509 (2003)
2. S. Laribi et al. Appl. Phy. Lett. 90, 232505 (2007)
3. A. Yamaguchi, et al., Phys. Rev. Lett. 92, 077205 (2004)
4. M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S. S. P. Parkin, Science 320, 209 (2008)
5. A.V. Khvalkovskiy et al., Phys. Rev. Lett. 102, 067206 (2009)
6. J. Hamrle, et al., Appl. Phys. Lett. 98, 064301 (2005)
7. T. Valet and A. Fert. Phys. Rev. B 48, 7099 (1993).
8. J. Barnaś, et al., Phys. Rev. Lett. 72, 024426 (2005)

Единственный наш долг перед историей -
это постоянно ее переписывать...
Оскар Уайльд

НАША ИСТОРИЯ

ПАМЯТИ Юрия Андреевича Осипьяна



15.II.1931 - 10.IX.2008

10 сентября 2008 года ушел из жизни академик Юрий Андреевич Осипьян – выдающийся физик и талантливый организатор науки, автор фундаментальных научных работ в области физики конденсированных сред. Научные интересы Юрия Андреевича были связаны с самыми разнообразными направлениями современного естествознания: физика дислокаций и фазовые переходы, прочность и пластичность твердых тел, сверхпроводимость, спектроскопия деформированных и содержащих дефекты материалов, кристаллофизика, свойства наноструктур, космическое материаловедение и др.

Вклад Юрия Андреевича Осипьяна в науку, получивший мировую известность, был отмечен высшими наградами Российской Академии Наук, в их числе – Большой золотой медалью им. М.В. Ломоносова, за экспериментальное обнаружение нового физического явления – аномально сильного влияния оптического возбуждения на движение и размножение дислокаций в полупроводниках, получившего впоследствии название фотопластического эффекта

Юрий Андреевич Осипьян был одним из организаторов Института физики твердого тела РАН – одного из крупнейших академических учреждений физического профиля в нашей стране. Возглавляя данный институт в течение длительного времени, Юрий Андреевич внес огромный вклад в подбор и воспитание научных кадров, обеспечение и поддержание высокого научного уровня исследований, и создание оптимальных условий для научного творчества.

Являясь председателем Научного совета РАН по проблеме «Физика конденсированных сред», был в курсе состояния дел по всем направлениям научных исследований, относящихся к данной тематике, и оказывал им должное внимание. В период с 2002 по 2006 гг. Юрий Андреевич трижды возглавлял Организационный комитет 18-ой, 19-ой и 20-ой школ-семинаров «Новые магнитные материалы микроэлектроники», что в немалой степени способствовало успешному проведению этих научных форумов.

Юрия Андреевича Осипьяна отличали ответственное отношение ко всему, что он делал, энциклопедические познания и компетентность суждений, сочетающиеся с доброжелательностью, внимательным и чутким отношением к коллегам.

Уход из жизни Юрия Андреевича Осипьяна – тяжелая утрата для коллег и друзей, для всего научного сообщества.

В НАШЕЙ ИСТОРИИ ИСЧЕЗЛО ЕЩЕ ОДНО БЕЛОЕ ПЯТНО

Во вступительном разделе трудов XX юбилейной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники», посвященном истории этого форума и озаглавленном «Этапы большого пути» [1], отсутствовали сведения о 2-ой, 3-ей и 4-ой школах, которые, со слов О.С. Колотова, проводились соответственно в Цахкадзоре (Армянская ССР, 1970 г.), в Хумсане (Ташкентская обл. Узбекской ССР, 1972 г.) и в Жигулях (Куйбышевская обл. РСФСР, 1974 г.). Оргкомитет НМММ- XX обратился с просьбой ко всем, кто помнит что-либо об этих школах-семинарах, сообщить об этом.

Спустя некоторое время после закрытия XX школы-семинара в Оргкомитет обратился зав. лабораторией Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники РАН, д.ф.-м.н. Голик Л.Л. и сообщил, что он присутствовал на 4-ой школе семинаре, которая проходила не в Жигулях, а непосредственно в городе Куйбышеве (ныне Самара) и у него чудом сохранились тезисы докладов. Тезисы были изданы Куйбышевским государственным педагогическим институтом им. В.В. Куйбышева в виде тонкой (38 страниц) брошюры в мягком переплете. Из этой брошюры мы публикуем на отдельных страницах копии титульного листа, содержание и авторский указатель, ознакомившись с которыми нынешнее поколение магнитологов может получить представление о том, кто стоял у истоков исследований физических свойств и возможностей практического применения магнитных пленок в нашей стране.

Судя по представленным материалам, число участников школы-семинара НМММ-IV было небольшим: авторский указатель содержит всего 56 фамилий и включает всех соавторов, из которых далеко не все смогли приехать в Куйбышев.

Сведения о составе организационного и программного комитетов НМММ-IV в сборнике тезисов докладов не приведены.

Оргкомитет Международной конференции НМММ-XXI выражает искреннюю благодарность Леонарду Леонидовичу Голику за предоставленную информацию.

1. Ф.В. Лисовский. Сборник трудов XX Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники», Москва, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 8 (2006).

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО КОМПЛЕКСНОЙ ПРОБЛЕМЕ
«ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА»
АКАДЕМИИ НАУК СССР
МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ РСФСР**

**КУЙБЫШЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. В. В. КУЙБЫШЕВА**

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ ШКОЛЫ-СЕМИНАРА «НОВЫЕ МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ»

КУЙБЫШЕВ 1974

СОДЕРЖАНИЕ

1. Абакумов Б. М., Байкова Н. Д., Ибаев Ю. К. Некоторые проблемы использования магнитных пленок для регистрации оптической информации..... 3

2. Глазер А. А. Физические основы термомагнитной записи информации на магнитных пленках 5

3. Раев В. К., Старостин Ю. В. Структурные методы управления цилиндрическими магнитными доменами в гранатовых пленках..... 6

4. Клепарский В. Г., Розенблат М. А. Одноосные магнитные материалы для запоминающих устройств на подвижных цилиндрических магнитных доменах..... 7

5. Дудоров В. Н., Дмитрук М. В., Осико В. В., .Телеснин Р. В. Тимошечкин М. И. Выращивание монокристаллических пленок гранатов методом жидкостной эпитаксии..... 9

6. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Монокристаллические магнитные материалы для устройств на цилиндрических магнитных доменах..... 10

7. Иванов Р. Д. Ионно-плазменные процессы в создании новых магнитопленочных материалов для микроэлектронных устройств..... 11

8. Фабриков М. Е., Потапов В. С., Раев В. К. Динамика цилиндрических магнитных доменов в ЦМД-устройствах..... 13

9. Кошкин Л. И., Курушин Е. П., Нефедов Е. И. Дифракция электромагнитных волн на полосовой доменной структуре (магнитной решетке)..... 13

10. Корнев Ю. В., Сысоев В. Я. Широкополосный метод измерения компонент резонансной СВЧ-проницаемости проводящих ферромагнитных пленок..... 15

11. Палатник Л. С., Лубяный Л. З., Лукашенко Л. И. Доменная структура и некоторые практические применения пленок с перпендикулярной анизотропией. 15

12. Пынько В. Г. Монокристаллические (001)-пленки кобальтового феррита. 17

13. Мирошников Ю. Ф., Кошкин Л. И. Анизотропия пленок ферритов-шпинелей..... 18

14. Старостин Ю. В. Аномальные цилиндрические магнитные домены и методы их подавления..... 20

15. Кандаурова Г. С. Гистерезисные явления в процессах формирования доменной структуры в одноосных ферромагнетиках..... 21

16. Балкарей Ю. И., Бару В. Г., Голик Л.Л. Состояние исследований магнитных полупроводников 21

17. Калинников В. Т., Аминов Т. Г., Бельский Н. К., Вигилева Е. С., Голик Л. Л., Кунькова З. Э., Новиков Л. Н., Шапшева Н. П. Получение и некоторые физические свойства монокристаллов $x CdCr_2Se_4 \cdot (1-x) CdCr_2S_4$..... 22

18. Петров В. И., Спивак Г. В. Электронно-микроскопическое исследование магнитных материалов..... 22

19. Беляев В. С., Кошкин Л. И., Широбоков А. В. К исследованию пленок магнитоупорядоченных материалов методом эффекта Мессбауэра..... 23

20. Палатник Л. С, Равлик А. Г., Самофалов В. Н. Пленочные магнитомягкие материалы и их применение в технике..... 24

21. Пузей И. М. Исследования и перспективы в области новых магнитомягких сплавов..... 25

22. Егиян К. А. Особенности структуры и формирования свойств цилиндрических магнитных пленок и использование их в запоминающих устройствах..... 28

23. Гусева Е. Г, Кокотько В. Н. Вращающаяся анизотропия монокристаллических ферритовых пленок..... 30

24. Кошкин Л. И., Янковская И. М. Влияние внешних напряжений на магнитные параметры пленок Mg–Mn феррита с никелем..... 30

25. Буравихин В. А., Бочкарев В. Ф., Горохов Е. А. Новые пленочные магнитные материалы для ЗУ с высокоплотной записью..... 32

26. Глущенко А. Г., Кошкин Л. И., Курушин Е. П. Применение монокристаллических ферритовых пленок в микроустройствах СВЧ..... 33

Авторский указатель

1. Абакумов Б. М.
2. Аминов Т. Г.
3. Байкова Н. Д.
4. Балбашов А. М.
5. Балкарей Ю. И.
6. Бару В. Г.
7. Бельский И. К.
8. Беляев В. С.
9. Бочкарев В. Ф.
10. Буравихин В. А.
11. Вагилева Е. С.
12. Глазер А. А.
13. Глущенко А. Г.
14. Голик Л. Л.
15. Горохов Е. А.
16. Гусева Е. Г.
17. Дмитрук М. В.
18. Дудоров В. Н.
19. Егиян К. А.
20. Ибаев Ю. К.
21. Иванов Р. Д.
22. Телеснин Р. В.
23. Тимошечкин М. И.
24. Калитников В. Т.
25. Кандаурова Г. С.
26. Клепарский В. Г.
27. Кокотько В. Н.
28. Корнев Ю. В.
29. Кошкин Л. И.
30. Кунькова З. Э.
31. Курушин Е. П.
32. Лубяный Л. З.
33. Лукашенко Л. М.
34. Мирошников Ю. Ф.
35. Нефедов Е. И.
36. Новиков Л. Н.
37. Осико В. В.
38. Палатник Л. С.
39. Петров В. И.
40. Потапов В. С.
41. Пузей И. М.
42. Пынько В. Г.
43. Равлик А. Г.
44. Раев В. К.
45. Розенблат М. А.
46. Самофалов В. Н.
47. Старостин Ю. В.
48. Сысоев В. Я.
49. Спивак Г. В.
50. Телеснин Р. В.
51. Тимошечкин М. И.
52. Фабриков М. Е.
53. Шапшева Н. П.
54. Широбоков А. В.
55. Червоненкис А. Я.
56. Янковская Н. М.

Авторский указатель

A-Z

Barandiaran J.M. БЦ-8
Bürgler D.E. АС-2
Carotenuto G. ВЮ-13
Ceulemans A. БЦ-20
Cezar J.C. БС-8
Cros V. АС-1
АЮ-1
Fert A. АС-1
АЮ-1
Fettar F. БЦ-6
Fleurier R. БЮ-22
Garcia-Arribas A. БЦ-8
Grollier J. АС-1
АЮ-1
Haskel D. АЦ-4
Jiang J.S. АЦ-4
Khomskii D.I. ГЦ-21
Kirby B.J. АЦ-4
Kliava J. ВЮ-3
Lee S.S. АЦ-23
Lombardi F. АЦ-1
Lorenz T. ГЦ-21
Michelsc A. ГЮ-20
Neumann M. ГС-5
Nogaret A.R. ГЮ-2
Rogalev A. БС-8
Rohrkamp A.A. ГЦ-21
Rzhevsky A.A. АС-2
Saboungi M-L. БЮ-22
Schneider C.M. АС-2
Shimada T. БС-1
Smekhova A. БС-8
Sukhachev A. БЮ-22
Szymczak H. ГЮ-21
Te Velthuis S.G.E. АЦ-4
Tiberto P. ВЮ-13
Weber H.W. ГЮ-22
Winkler D. АЦ-1
Zabluda V. БЮ-22

Абанин А.С. ВЮ-20
Абдулвагидов Ш.Б. ГЦ-12 ГЦ-9
Абрахамсен Н. БЮ-29
Аванесян Г.Г. АЮ-2
Авраменко Б.А. БЦ-32
Агабабян Э.В. ГС-13
Агапонова А.В. АЦ-2
Агафонов С.С. ВС-24
Азаматов Ш. А. АС-16 АС-8
Азнаурова Г.Я. ГЦ-17
Айнбиндер Р.М. БЮ-28
Акмальдинов К. ДС-11
Александрова Г.А. АЦ-10
Алексеев А.М. ДС-5
Алиев А.М. . ГЦ-3 ГЦ-9
Алыкова О.М. БЮ-5
Аминов Т.Г. ГС-33 ГС-27
Амиров А.А. БЦ-25
Андреев А.И. ДЦ-29
Андреева Е.А. ДЦ-29
Анзулевич А.П. ДЦ-11
Анисонян К.Г. ВС-14
Анненков А.Ю. ДЦ-13 ДЦ-14
Антипов С.Д. АЦ-12 АЦ-13
Антонец И.В. ДЦ-20
Антонов А. БЮ-29
Аплеснин С.С. ГС-1 ГС-31
Арбузова Т.И. ВЦ-3
Арзамасцева Г.В. БС-11 БС-13
ВЦ-10
Арзуманян Г.М. БЮ-25
Аронзон Б.А. АЦ-5 ВС-8
ВЮ-10
Артемьев Е.М. ГС-36
Артемьев М.Е. ГС-36
Арутюнян Н.П. ГС-13
Архипкин В.Г. ВЦ-9
Архипов В.Е. ДЮ-4 ВЦ-28
ГЦ-14
Асадуллин Ф.Ф. АС-3 АЮ-9
Асеев А.С. БЦ-32
Афремов Л.Л. ДС-6
Ацаркин В. А. БЮ-19

Бабаев А.Б. ГЦ-17
Бабич Н. ВЮ-21
Бабушкина Н.А. ГЦ-21
Багдасарова К.А. ВЮ-12
Баделин А.Г. ВС-21 ВС-22

Бадиев М.К. ГЦ-18
Бажанов А.Г. ДЦ-34 ДЦ-35
Бакулин М.А. АЦ-11 ДЦ-27 ДЦ-34 ДЦ-35 ДЦ-36
Балабанов Д.Е. ВЮ-13
Балагуров Л.А. ВС-12 ВС-13
Балаев А.Д. ГЮ-20
Балаев Д.А. АЦ-26 БЮ-12
Балакирев В.Ф. ГС-25
Баласк И. ГС-21
Балашою М.А. БЮ-23 БЮ-25
Балбашов А.М. БС-26 БС-27 ДЦ-1 ГС-5
Балымов К.Г. АЦ-33
Бандурина О.Н. ГС-1
Банщиков А.Г. БС-1
Баранов Н.В. ВС-6 ВЦ-26
Бареев Р.Г. БЮ-9
Бармин Ю.В. . ВЦ-14 ВЦ-21
Батаронов И.Л. ВЦ-14 ВЦ-21
Батдалов А.Б. ДЮ-2 ГС-16 ГЦ-3
Баумер В. БЮ-20
Бауэр Н.М. ВЦ-20
Баюков О.А. АЦ-7 БЮ-23 ВС-19
Бебенин Н.Г. ДЮ-6 ВЦ-1 ВЦ-13 ГЦ-11
Безматерных Л.Н. БС-2 БЦ-23 ДЦ-26 ВЦ-6
Безносиков Д.С. ДЦ-9
Безносов А. БЮ-20
Белецкий В.В. ГС-19
Белозоров Д.П. ГС-22
Белоконь В.И. ГЦ-20
Белотелов В.И. БС-10 БС-14 ВЮ-13
Белуданова А.И. ДС-9
Беляев Б.А. АС-12 АЮ-11 ДЦ-37
Бердинский В.Л. ДЦ-28 ДЦ-40
Береснев Э.Н. ГС-18
Блудов А.Н. БЦ-19
Богданов С. Г. ВС-18
Болдырев К.Н. ВЦ-7
Болтаев А.П. ГЮ-7
Болтушкин А.В. БЦ-14
Бондарев А.В. ВЦ-14 ВЦ-21
Бондаренко Г.Н. АЦ-7 ГС-34
Борисов А.Б. ДЦ-7
Борич М.А. БЦ-4
Бородин В.А. ГЦ-22
Брандт Н.Б. БЮ-11
Букреев Д.А. БЦ-31 ДС-1
Буравцова В.Е. БС-12
Бурков А.Т. ДЮ-1
Бурков В.И. ВЮ-13
Бурханов Г.С. ДС-16 ВЦ-16
Буханцов В.А. АЦ-19 ДЦ-9
Бучельников В.Д. БЮ-7 ДЦ-11 ВЦ-20 ВЦ-25 ГЦ-2
Бучин Э. Ю. БС-25
Буш А.А. ГЦ-5
Бушева Е.В. ГС-33
Быков Д.А. БС-10
Быков И.В. АЦ-2
Быкова Л.Е. АЦ-7 ГС-28
Бычков И.В. АЦ-27 БС-18 БЮ-7 ДЦ-11 ГЦ-2
Бюрглер Д. АЦ-24
Бюшнер Б. ВЮ-14

Ваганова Е. И. БС-25
Вагин Д.В. ГЮ-17
Валиев У.В. БС-19
Варнавский С.А. ВС-2
Василевская Т.М. ДЦ-32
Василенко Д.Ю. ВС-18
Васильев А. ГС-21
Васильев А.Н. ВЮ-14
Васильев В.Г. БЦ-33
Васильева Н.В. БС-15
Васин А.А. ДС-13
Васьковский В.О. АЦ-33 БЦ-8
Вахитов Р.М. АС-4 ДС-3
Вахитова М.М. ДС-3
Вашковский А.В. ДЦ-17 ДЦ-5
Введенский В.Ю. ГЮ-18
Вдовичев С.Н. ДЮ-8 ГЮ-9
Вей Ф. БЦ-18
Великанов Д.А. АЦ-26 АЦ-32 БЦ-1 ГС-19
Веселовский Р.В. БЮ-31
Викторов В.Н. АС-6
Виноградов А. П. БС-9
Виноградов А.Н. БС-16
Вихрова О.В. АЦ-9 БС-16

Владимирова Е.В.	БЦ-33
Власов В.С.	АС-3 АЦ-15 АЦ-16 АЦ-19 АЮ-9 ДЦ-21 ДЦ-38 ДЦ-9
Войнов Ю.П.	ГЮ-8
Войтенко О. В.	БЮ-27 ГС-15
Волков А.В.	ДЮ-7
Волков В.Т.	АЦ-17 ВЮ-22
Волков Н.В.	АЦ-26
Волкова П.Е..	ГС-36
Волчков С.О.	БЮ-9 ДС-1
Воробьев Г.П.	БЦ-23
Воробьева Н.В.	ГС-4 ДС-10
Вызулин С.А.	БЦ-10
Вяткин В.П.	ВС-18

Гавико В.С. ВС-5 ВЦ-12 ВЦ-13 ГЮ-19 ГЮ-13

Гаврилюк А.А.	БЦ-31 ДС-19
Гаврилюк А.Г.	ГЦ-1
Гайдукова И.Ю.	ГС-12
Галахов В.Р.	ГС-5
Галяс А.И	ГС-1 ГС-31
Гамзатов А.Г.	ДЮ-2 ГС-16 ГЦ-9
Ганеев И.Т.	АЮ-14
Ганьшина Е.А.	АЦ-1 БС-8 БС-5 БС-12 БС-16
Гапонцев А.В.	АЦ-3
Гареева Е.Р.	ДС-3
Гареева З.В.	БЦ-39
Гарифуллина Ф.Ф.	ДС-10
Гастев С.В.	БС-1
Гендлер Т.С.	БЮ-21 БЮ-29 БЮ-31
Генералов А. А.	БЮ-19
Герасимов Е.Г.	ВС-5 ВЦ-12 ВЦ-17
Герасимов М. В.	АЮ-6 ДС-4
Герасимчук В.С.	АС-15
Герус С.В.	ДЦ-14 ДЦ-13
Гижевский Б.А.	БС-20 ГС-25 ГС-5 ГЮ-19 ГЮ-13
Глазков В.П.	ВС-24
Глазырин К.В.	ВЦ-5
Глухов А. П.	БЮ-27
Гнатченко С.Л.	БЦ-19 ГЦ-13
Гоаран М.	ДЦ-33
Голик Л.Л.	БС-16
Голов А.В.	АЮ-10
Голованов А.Н.	ВС-27
Головнев Ю.Ф.	ВЮ-15 ВЮ-16 ВЮ-20 ВЮ-19
Гончаров В.С.	ВС-24
Гончарова О. А.	БЮ-27
Горбаренко С.А.	БЮ-30
Горбатов О.И.	АС-18
Горбачев В.В.	ВС-27
Горбенко О.Ю.	БС-5 ВС-3 ГЦ-12 ГЦ-21
Горелик В.С.	ГЮ-8
Гореликов Г.С.	ГЦ-16
Горин А.М.	ДС-4
Горностырев Ю.Н.	АС-18
Горобец Ю.И.	АЦ-28
Горобинский А.В.	БЦ-10
Горшков А.Г.	БЦ-34
Горюнов Г.Е.	АЦ-12 АЦ-13
Горячев А.В.	ДС-5
Грабчиков С.С.	АЦ-34 ГС-15
Грановский А.Б.	БС-8 БС-9 ВС-12 ВС-13
Грановский С.А.	ГС-12
Гребенников А.А.	ГЮ-12
Гребенников В. И.	БС-6 БС-7
Гребенькова Ю.	БЦ-7
Грибков Б.А.	БЮ-18 ДЮ-8 ГЮ-9 ГЮ-1
Грибов И.В.	БЦ-33
Григоров С.Н.	БЦ-32
Григорьев Е.С.	БЦ-37
Гриднев С.А.	БЦ-25 БЦ-35 БЦ-36 БЦ-37 БЦ-34
Грязнов В.В.	ГЮ-8
Губайдулина Т.В.	ВС-16
Губернаторов В.В.	ГС-29
Гудим И.А.	БЦ-23
Гудим И.А.	ВЦ-6
Гудин С.А.	АЦ-3
Гумеров А.М.	АС-8
Гурский Л.И.	ДЮ-11
Гусев С.А.	БЮ-18 ДЮ-8 ГЮ-1 ГЮ-9
Гусев С.Н.	ВС-8

Давлетшина А.Д. АС-8

Давыдейко Н.В. ВЦ-4
Давыдов А.Б. ВЮ-10
Данилов Ю.А. АЦ-9 БС-16
Данилова Н.П. ДЦ-33
Деак И. Бурзо Э. ГС-21 ГС-21
Демиденко О.Ф. ГС-1 ГС-31
Демидов В. В. БЮ-19
Демидов Е.С. АЦ-5 ВС-8
Денисова Е.А. БЮ-27 ДЦ-39 ГС-20
Дёрр М. ГС-12
Десненко В. БЮ-20
Джамалутдинова И.С. ГЮ-15
Джежеря Ю.И. ГС-10
Дзидзигури Э.Л. ВЮ-12
Дмитриев А.И. ГЮ-10
Дмитриев Д.А. АС-11
Дмитриева Т.Г. ВС-10
Довгий В.Т. ВС-23 ВЦ-4
Дорогина Г.А. ГС-26
Дорофеенко А. В. БС-9
Дорошев В.Д. ГЦ-22
Дорошенко Р.А. БЦ-28 БЦ-39 ГЮ-13
Досколович Л.Л. БС-10
Дробосюк М.О. ГЦ-2
Дровосеков А. Б. АЦ-21 АЦ-24
Дроздов М.Н. ДЮ-8
Дроздов Ю.Н. АЦ-9
Дружинин А.В. АЮ-8
Дубовик М.Н. АЮ-5
Дубровских Д.В. БС-18
Дурасова Ю.А. БС-15
Дюжев Н.А. ДС-5

Евтихов М.Г. БС-11 БС-13 ВЦ-10
Ежов А.А. АЦ-13
Екомасов Е.Г АС-16 АС-8
Елисеева С.В. БЦ-15
Елохина Л.В. ВЦ-13 ГС-5 ГЦ-11
Еремин Е.В. БЦ-1 ГС-1
Ерёмин М.В. ДЦ-29 ДЦ-42
Ерёмина Р.М. ДЦ-42 ВЦ-5
Ермаков К.С. ГЮ-3
Ермолаева О.Л. БЮ-18
Ершов Н.В. АС-18 ГЮ-14
Ершова Е.А. БС-14
Ефимец Ю.Ю. АЦ-15 АЦ-16 АЦ-19
Ефимов Н.Н. ГС-27
Ещенко Д.Г. ГЦ-5

Жарков С.М. БС-24
Жерновой А.И. ДС-21
Живаева Л.В. ГС-36
Жигалов В.С. АЦ-7 ГС-28 ГС-34
Жукарев А.С. БЮ-1
Жуков А. ДС-8
Жуков Е.А. АЮ-7
Жукова В. ДС-8
Жукова В.И. АЮ-7
Жукова Д.А. ВЦ-22

Заблуда В.Н. ВЮ-3
Загайнова В.С. ВС-4 ГС-9
Зайковский В.И. ВЮ-3
Зайнуллина Р.И. ДЮ-6 ВЦ-1 ГЦ-11
Зайцев А.В. БЦ-1
Зайченко С.Г. ВС-15 ДЮ-12
Захаренко Н. ВЮ-21
Захаров Г.В. БЦ-31
Захаров Ю.В. ДС-12 ДС-2
Защиринский Д.М. ВС-2 ВС-3 ДЮ-11
Звездин А.К. БЦ-21 АС-1 АЮ-1 АЮ-2 БС-10 БС-14 БЦ-20 БЮ-17 ВЮ-13
Звездин К.А. АС-1 АЮ-1 АЮ-2 ДС-5 ДЮ-13 ВЮ-13
Зверев В.И. ГЦ-24
Зверева Е.А. ВС-27 ВС-29
Звонков Б.Н. АЦ-9 БС-16
Зезюлина П.А. ВС-17
Земцов Л.М. ВЮ-12
Зенков А.В. БС-22
Зенков Е.В. БС-22
Зильберман П.Е. ВЮ-8
Золоторев В.Ю. ГЦ-2
Зорченко В.В. АЦ-18
Зотов И.В. ГЦ-2
Зотов И.С. АЦ-27

Зубков В.И. ДЦ-24 ДЦ-25
Зубов В.Е. АС-9 ВЮ-7
Зюзин А.А. ДЦ-3
Зюзин А.М. АЦ-11 ДЦ-27 ДЦ-34 ДЦ-36
Зюзин А.Ю. ДЦ-3
Зюзин Д.А. ДЦ-35

Ибаев Ж.Г. ГЦ-6
Ибрагимов С.А. ВС-29
Иваненко Е. ВС-20
Иваненко С.В. ВС-11
Иванов А.А. ГЮ-6 ГЮ-23
Иванов А.В. АЦ-22
Иванов А.П. АС-3
Иванов Б.А. АЮ-2
Иванов В.Е. АС-7 БС-17
Иванов В.П. ГЮ-16
Иванов В.Ю. БЦ-23 ДЦ-1 ДЦ-26
Иванов О.А. ГС-17
Иванов С.А. БЮ-1
Иванов Ю.П. ГЮ-3 ГЮ-4
Иванова Н.Б. ВС-19
Иванова О.С. ВЮ-3
Иванова Т.И. ВЦ-8
Иванцов Р.Д. ВЮ-3
Игнатенко Н.М. АЮ-16
Игнатов Ю.А. АЦ-20
Игнатченко В.А. ДЦ-4
Изотов А.В. АС-12 АЮ-11 ДЦ-37
Ильин А.И ГЮ-4 ГЮ-3
Ильин М. ДС-8
Ильяшенко Е.И. ДС-13 ДС-14
Илюшин А.С. ГС-23 ГС-24
Инжеваткин Е.В. БЮ-23
Ипатов М. ДС-8
Исакова В.В. ДС-2
Исхаков Р.С. АЦ-29 АЦ-31 АЦ-8 БЮ-23 БЮ-26 ДЦ-39 ВЮ-5 ГС-20 ГЮ-20
Ищенко Л.А. БЮ-12 БЮ-23

Кабыченков А. ДЦ-8
Кадомцева А.М. БЦ-23 ДЦ-26 ВЦ-4
Казак Н.В. ВС-19
Казакова О.Л. ГЮ-10
Казанцев В.А. ГЦ-15
Казей З.А. ДЦ-33
Каинума Р. ГЦ-2
Каланда Н.А. ДЮ-11
Калгин А.В. БЦ-25 БЦ-35 БЦ-36 БЦ-37
Калениченко А. А. БЦ-38
Калинин Ю.Е. АЦ-15 АЦ-16 АЦ-19 АЦ-22 БС-12 БЦ-10 БЦ-37 ДЦ-39 ДЮ-9
Калинов А.В. ГЦ-21
Калитка В.С. ВС-3
Калиш А.Н. БС-10 БС-14
Калякин Л.А. БЮ-16 ДЦ-30 ДЦ-44
Каменев В.И. ВЦ-4 ГЦ-22
Каменева М.Ю. ДЦ-33
Каменцев К.Е. ГЦ-5
Камзин А.С. БЦ-18 ГЮ-5
Камилов И.К. ГЦ-3
Кандаурова Г.С. АЮ-8
Каномата Т. ВЦ-17
Каплунов И.А. ВС-25
Капралова Е.В. АЦ-34
Караштин Е.А. ДЮ-3
Каретникова И.Р. БЮ-18
Карзанов В.В. ВС-8
Карпасюк В.К. ВС-21 ВС-22
Карпачева Г.П. ВЮ-12
Карпенков А.Ю. ВЦ-16 ВЦ-23 ГЦ-4
Карпенков Д.Ю. ВЦ-23 ГЦ-4
Карпушов Е.Н. АЦ-14
Касаткин С.И. ГЮ-17
Кассан-Оглы Ф.А. АЮ-5 ГЦ-14 ГЦ-8
Касумов Ю.А. АЦ-17
Кауль А.Р. БС-5 БЮ-19 ВС-3
Качур И.С. ГЦ-13
Квеглис Л.И. ВЦ-9
Келлерман Д.Г. ГС-25
Кецко В.А. ГС-18
Ким П.Д. АЦ-23 АЦ-25 АЦ-30
Кипарисов С.Я. АЮ-11 ДЦ-37

	ГС-2
Кирдянкин Д.И.	ГС-33
Кириенко Ю.В	ДС-6
Кириленко Е.П.	ДС-5
Кириллова М.М.	БС-4
Кирман М.В.	ДЦ-40
Киров С.А.	БЮ-1
Киселев В.В.	АС-10
Киселев Д.Ф.	БЮ-1
Клабуков А.А.	АЦ-26
Клевец Ф.Н.	ГЦ-16
Климин С.А.	БЦ-22
Климов А.А.	АЦ-20
Климов А.Ю.	БЮ-18 ДЮ-8 ГЮ-9
Клингелер Р.	ВЮ-14
Князев М.А.	ВЮ-22
Князев Ю.В.	БС-21 ГЦ-23
Кобяков А.В.	АЦ-32
Ковалев В.И.	БС-16
Ковалева Н.П.	ДС-18
Коваль А.	БЮ-20
Козеева Л.П.	ДЦ-33
Коледов В.В.	АС-3
Коледов В.В.	ГЦ-2
Колотов О.С.	ДС-13 ДС-14 ДС-15
Колупаева З.И.	БЦ-32
Кольцова Т.Н.	ГС-18
Комарова М.А.	АС-17
Комогорцев С.В.	БЮ-26 ДЦ-39 ВЮ-5 ГС-20 ГЮ-20
Коновалова А.О	ГС-37
Кононенко О.В.	ВЮ-22
Конюхов Ю.В.	БЮ-21
Коплик А.Б.	БЦ-26
Копьев Д.Ю.	ВС-14
Копьева М.А.	ГС-18
Корзникова Г.Ф.	АС-20
Корзунин Г.С.	ВС-1
Корнеев В.И.	АЮ-12
Корнилов В.М.	ГС-4
Королев А. В.	АЦ-21 ДЮ-4 ВС-6 ВС-9 ВЦ-26 ВЦ-28 ГЦ-23 ГЮ-22
Королёв Р.И	АЦ-14
Королева Л.И.	ВС-2 ВС-3 ДЮ-11
Королева М.В.	ВЦ-7
Королевская О.Н.	БЦ-34
Короновский В. Е.	БЦ-38
Корсаков И.Е.	ГС-16
Косицына И.И.	ГС-29
Космачев О.А.	ГЦ-16
Кособукин В.А.	БС-1
Костенко В.И.	ДЦ-2
Костромитина Н.В.	ГС-25
Костюченко В.В.	БЦ-20 ВЮ-6
Котов В.А.	ДЦ-18 ВЮ-13
Котов Л.Н.	АС-3 АЦ-14 АЦ-15 АЦ-16 АЦ-19 АЮ-10 АЮ-9 ДЦ-20 ДЦ-21 ДЦ-38 ДЦ-9 ВЦ-15
Коуров Н.И.	ГЦ-23 ГЮ-22
Кочура А.В.	ВС-11
Кошкидько Ю.С.	ВС-25 ВЦ-8 ГЦ-4
Кравцов Е.	АЦ-4
Крайнова Г.С.	ДЮ-5
Крашенинников А.В.	АС-1 ДЮ-13
Крейнес Н. М.	АЦ-21 АЦ-24
Крзуманска Б. .	ВС-2 ДЮ-11
Кричевцов Б.Б.	АС-2 БС-1
Кручинин С.П.	ГС-10
Крыканов И.М.	БЦ-26
Кудаков А.Д.	АС-9
Кудашов А.Г.	БЮ-26
Кудреватых Н.В.	ВС-18 ДС-16
Кудрин А.В.	АЦ-9
Кудрявцев В.О.	БЦ-31
Кузнецов А.Р.	АС-18
Кузнецов Е.А.	ВЮ-2
Кузнецова Т. В.	БС-7
Кузовникова Л.А.	ГС-20
Кузьменко А.М.	БЦ-23 ДЦ-26
Кузьменко А.П.	АЮ-7
Кузьмин Ю.И.	БС-21
Кузюк И. В.	АЦ-24
Куклин А.И.	БЮ-25
Кулагин Д.В.	ДЦ-18
Кулеманов И.В.	ВС-12 ВС-13
Кунькова З.Э.	БС-16
Курбатова Ю.Н.	АЮ-3
Куркин М.И.	АЦ-3
Курляндская Г.В.	БЦ-8 БЮ-3

	БЮ-9 ДС-1
Кучин А.Г.	БС-21
Кущенков С.А.	АЦ-10
Кызыргулов И.Р.	АЮ-17 БЦ-30

Лаврентьев А.Г. ВС-1
Ладыгин В.М. БС-15
Ладыгина В.П. БЮ-12 БЮ-23
Лазута А.В. ВЦ-2
Лайхо Р. ВС-11
Лаковцев А. Б. ВЮ-15
Лаптева Т.В. ГС-32
Латыпов Д.Г. АЮ-14
Лахдеранта Е. ВС-11
Лачинов А.А. ГС-4
Лачинов А.Н. ДС-10
Лашкул А. ВС-11
Лебедева Е.В. БЦ-10
Левашов В.И. АЦ-17
Левашов В.И. ВЮ-22
Левина В.В. БЮ-21
Левчук А.С. АЦ-5
Левчук С.А. АЦ-9 ВС-8
Левшин Н.Л. АС-9
Лексиков А.А. АС-12
Лесников В.П. АЦ-5 ВС-8
Ли Л.А. АЦ-25 АЦ-32
Лилеев А.С. АС-6 ГЮ-18
Линник А.И. ВС-23 ВЦ-4
Линник Т.А. ВЦ-4
Лисовский Ф.В. БС-11 БС-13
ВЦ-10
Лисянский А. А. БС-9
Лихтер А.М. БЮ-5
Лобачевская Н.И. ГЮ-13
Лобов И.Д. БС-4
Ловенхаупт М. ГС-12
Логгинов А.С. БЦ-21
Логинов Н.Н. ДС-4
Логунов М.В. АЮ-6 ДС-4
Лозовик Ю. Е. БС-9
Лозовый Ф. ВС-20
Локк Э.Г. АС-21 ДЦ-17
ДЦ-19 ДЦ-5
Лошкарева Н.Н. БС-26 БС-5
ГС-6 ГС-5
Лубяный Л.З. ГС-22
Лузгин Д.В. ДЦ-11
Лукашева Е.В. БЮ-1
Лукиенко И.Н. АЦ-18
Лукин А.А. АС-19
Лукина Е.А. АС-19
Лукиянчук И.В. ГС-30
Лукшина В.А. ГЮ-14 ДС-1
Луцев Л.В ГЮ-16 АЮ-13
ВС-28 ВЮ-4
Лысов М.С. АЮ-8
Любутин И.С. ГЦ-1
Ляхова М.Б. АС-11 ВС-17
Ляшенко А.В. ДЦ-12

Магадеев Е.Б. АС-4
Магомедов М.А. ВЦ-24
Магомедова Л.К. ГЦ-12
Мазур А.С. ВС-23 ГЦ-22
Майков С.В. ДЮ-6
Макарова Т.Л. ВС-4 ГС-9
Маклаков С.А. АЦ-2
Маклыгина О.В. ВС-25
Маковецкий Г.И. ГС-1 ГС-31
Максимова Е.М. ВЮ-7
Малаховский А. В. БС-3
Малинина Р.И. ГС-35
Малкин Б.З. БС-2 ВЦ-6
Малов С.Н. ДС-19
Малышев П. М. АЮ-6
Мальцев В.К. АЦ-32 БЮ-27
Мальцев В.Н. БС-17
Манкевич А.С. ГС-16
Мансветова Е.Г.. БС-11 БС-13
ВЦ-10
Маньков Ю.И. ДЦ-6
Маренкин С.Ф. ВС-11 ВС-2
Маркелова М. Н. БЮ-19
Маркина М. ГС-21
Маркосян А.С. ГС-12
Марущенко Д.А. БЦ-7 АЦ-23
АЦ-25 ГС-2
Марченков В.В. ГЮ-22
Марченкова Е.Б. ГЮ-22
Масленников С.О. ГЮ-18
Мастин А.А. БЦ-16 БЦ-17
Матвеев В.Н. ВЮ-22
Матвеев В.Н. АЦ-17
Матвеев Л.А. АЦ-17
Матейченко П. БЮ-20
Матюнин А.В. ДС-13 ДС-14
ДС-15
Матюнин Д.А. ГЦ-16
Махлаев А.М. АЦ-30

Махнев А.А.	БС-4 БС-20
Махнев А.А.	БС-27
Махнев А.А.	
Мацынин А.А.	ГС-34
Машаев С.Ш.	ГС-24
Машаева Х.Ш.	ГС-24
Мейлихов Е.З.	ВЮ-9
Меленев П.В.	БЮ-15
Мельников В.А.	АС-17
Меньшенин В.В.	ГЦ-7
Меренков Д.Н.	БЦ-19
Мерзликин А. М.	БС-9
Мешков Г. А.	БЦ-21
Милль Б.В.	БЦ-22
Милославская О.В.	ВЦ-11
Миляев М.А.	АЦ-21 ВЮ-1
Мирзоев И.Г.	БЦ-32
Миронов В.Л.	БЮ-18 ДЮ-8 ГЮ-9 ГЮ-1
Миронов В.С.	БЮ-14
Миронова Г.А.	БЮ-11
Митрофанов В.Я.	БС-23
Михайлин С.В.	ГС-8
Михайлов В.И.	ВЦ-4
Михайлов Г.М.	ВЮ-22
Михальченко Г.В.	БЮ-30
Модин Е.Б.	БЮ-27 ГС-15
Моисеев А.А.	БЦ-31 ДС-1
Моисеев Н. В.	АЮ-6
Молоканов В.В.	АС-17
Молоканов П.Л.	ВЦ-2
Момот Н.А.	БЮ-26
Моргунов Р.Б.	ДЦ-28 ДЦ-40 ГЮ-10
Мороз О.Ю.	ВС-28
Морозов А.И.	БЦ-11
Морозов А.И.	ДЮ-10
Морозова В.П.	ГС-30
Москвин А.С.	БС-26
Москвина Н.А.	БЦ-33
Моховиков А.Ю.	ДС-19
Муковский Я.М.	ДЮ-4 ДЮ-6 ВЦ-13 ВЦ-28 ВЦ-5 ГЦ-11
Мурзанов М.С.	АС-11
Муртазаев А.К	ГЦ-18 ГЦ-19 ГЦ-6 ГЮ-15 ВЦ-24 ГЦ-17
Муртазин Р.Р.	АС-16 АС-8
Мусаева З.Р.	ВС-21
Мусихин В.А.	ВЦ-9
Мутайламов В.А.	ГЦ-19
Мухин А.А.	БЦ-23 ДЦ-1 ДЦ-26
Мухутдинова А.Р.	ВЮ-17
Мушенок Ф.Б.	ДЦ-28 ДЦ-40
Мушников Н.В.	ВС-5 ВЦ-12 ВЦ-17
Мягков В.Г.	АЦ-7 ГС-28 ГС-34

Надеждин М.Д. БЦ-28
Назаров В.Н. ДЦ-44
Наквасина Е.А. ВС-28
Нарожный М.В. БЦ-22
Наумов В. В. БС-25
Наумов С.В. ВС-9 ВЦ-3 ГС-25
Наухацкий И.А. ВЮ-7
Нащекин А.В. БС-1
Невмержицкий В.И. ДЮ-5
Нейфельд Э.А. ДЮ-4 ВЦ-28
Нейфельд Э.А.
Некрасов И.А. БС-21
Немцевич Л.В. БЦ-14
Нефедев К.В. ГЦ-20
Нефедов И.М. БЮ-18
Нечаев В.Н. АЦ-22
Нижанковский В.И. ВЦ-8
Никанорова И.А. ГС-23 ГС-24
Никитин С.А. ВС-7 ВЦ-16 ВЦ-22 ВЦ-23 ВЦ-27 ВЦ-8
Никитов С. А. АЦ-20
Николаев А. В. БЦ-21
Николаев С.Н. АЦ-5
Николаева Е. П. БЦ-21
Николайчук Г.А. ВС-28
Нипан Г.Д. ГС-18
Нишихара Х. ВЦ-17
Новак И.Ю. ГС-10
Новакова А.А. БЮ-21 БЮ-29
Новицкий Н.Н. БЦ-6 ВЮ-4
Новосад В.А. БЦ-19
Новоторцев В.М. ГС-27
Номерованная Л.В. БС-20 БС-27
Носкова Н.И. ВС-1
Носов А.П. БЦ-33
Носов Л.С. АЮ-10 АЮ-9 ВЦ-15 ВЮ-23

Нургулеев Д.А.	ВЮ-16
Нявро А.В.	ВЦ-9

Овченкова Ю.А. ВЦ-22
Овчинников С.Г. ВС-19 ГЦ-1
Огнев А.В. ГЮ-3 ГЮ-2
Ожерельев В.В. ВЦ-14 ВЦ-21
Ожогин В.И. ДЦ-10
Окотруб А.В. БЮ-26
Окулов В.И. ГС-14
Ольховик Л.П. БЮ-24
Омельяновский О.Е. ГЦ-5
Орленко Н. ВЮ-21
Орлов А. БС-8
Орлов А.Ф. ВС-12 ВС-13
Орлов В.А. ГЮ-23 ГЮ-6
Орлова Н.Б. АЦ-3
Осотов В.И. БЦ-33
Охоткин К.Г. ДС-12 ДС-2

Павлов В.В. ГС-11
Павлов В.Э. БЮ-31
Павлова И.О. ГС-17
Палевски Т. ВЦ-23
Пальчик М. ГС-2
Памятных Е.А. ГС-14
Памятных Л.А. АЮ-8
Панков М.А. ВЮ-10
Папорков В. А. БС-25
Парфенов О.Е. ГЦ-5
Паршин А.С. АЦ-10
Пастушенков Ю.Г. АС-11 АС-5 ВС-17 ВЦ-8
Пастушенкова М.А. ВС-25
Патрин Г.С. АЦ-23 АЦ-25 АЦ-26 АЦ-32 БЦ-1 ГС-19 ГС-2
Патрин К.Г. АЦ-26 АЦ-32
Патрушева Т.Н. АЦ-26
Пацелов А.М. ГС-25
Пашкевич М. В. БЦ-6
Пашковский А.В. ДС-12
Пащенко А.В. ГЦ-10
Пащенко В.П. ГЦ-10
Перминов А.С. ГЮ-18
Перно Ф. ДЦ-10
Перов Н.С. БЦ-27 БЮ-4 ВС-12 ВС-13 ВС-14 ВС-15 ВС-3 ДС-11 ДС-8 ВЮ-12 БС-8 БЮ-2 ДЮ-12
Петраковская Э.А. ВЮ-3
Петренко А.В. ВС-25
Петров В.В. ВС-28
Печников В.С. БЮ-30
Пиле С.Э. ВС-14
Пименов А.В. ДЦ-1
Пирогов А.Н. ВС-18
Пирятинская В.Г. ГЦ-13
Писарев Р.В. ГС-11
Питиримова Е.А. АЦ-9
Пичугин Н.А. ВС-29
Плещев В.Г. ВС-6
Плотников В.С. ГЮ-3
Плотников К.А. ВС-3
Плохов Д.И. БЮ-17
Повзнер А.А. ДЮ-7
Погожев В.А. ДС-13 ДС-14
Подгорных С.М. ГЦ-15
Подольский В.В. АЦ-5 ВС-8
Подольский Н.Н. ГЮ-23 ГЮ-6
Покатилов В.В. ВС-10
Покатилов В.С. ВС-10 ГС-37
Полещиков С.М. АС-3
Политова Г.А. ВС-7 ВЦ-16 ВЦ-27
Поляков В.В. БС-24
Поляков О.П. ГЮ-17
Поляков П.А. ДС-15
Поляков П.И. ВС-26 ВЦ-19
Полякова К.П. АЦ-26 БС-24
Пономарев В.И. ВС-21
Поносов Ю.С. ДЦ-16 ГЮ-19
Поперечный И.С. БЮ-13
Попков А.Ф. АЮ-12 БЦ-20 ДС-5
Попов А. Г. ВС-18
Попов А.И. БЦ-20 БЮ-17
Попов Ю.Ф. БЦ-23
Попова Е.А. ВЮ-14
Попова М.Н. БС-2 ВЦ-6
Попонникова В.А. ДС-20
Потапов А.П. ВС-1 ГС-7 ГЮ-

	14
Потужная О.И.	ГС-15
Поцелуйко А.А.	БЦ-13
Преображенский В.Л.	АЦ-20 ДЦ-10
Пресняков И.А.	ВС-16
Применко А.Э.	ВС-29
Проказников А. В.	БС-25
Прокопенко В.К.	ВЦ-4 ГЦ-10
Прохоров А.С.	БЦ-23 ДЦ-1
Прошкин А.В.	ВЦ-26
Прудников В.Н.	БЮ-2 БЮ-4
Пудонин Ф.А.	ДС-5 ГЮ-7
Пузик И.И.	БЮ-21
Пуртов К.В.	БЮ-23
Пустовалов Е.В.	ГС-15 ГЮ-3 ГЮ-4
Пухов А.А.	АЦ-2
Пушин В.Г.	ГЦ-23 ГЮ-22
Пынько В.Г.	БЦ-13
Пятаев А.В.	ВЦ-5
Пятаков А. П.	БЦ-21

Равлик А.Г. БЦ-32 ГС-22
Радайкин В.В. АЦ-11 ДЦ-27 ДЦ-35 ДЦ-36
Райхер Ю.Л. БЮ-12 БЮ-13 БЮ-15 ДС-7 ГС-3
Рамазанов М.К. ГЦ-18
Рандошкин В.В. БС-15 БЦ-16 БЦ-17
Расковалов А.А. АС-10
Рахимов Ш.А. БС-19
Ревенко Ю.Ф. ГЦ-10
Рево С.Л. ВС-20
Репина Н.М. БЦ-12
Решетняк С.А. АЦ-28
Ринкевич А.Б. ВЮ-1 ВЮ-2
Рогов В.В. ДЮ-8 ГЮ-9
Родимин В.Е. ГС-12
Родионов А.А. АЮ-16 ДС-20
Родионова А.А. АЮ-16
Романова О.Б. ГС-1 ГС-31
Ромашев Л. Н. АЦ-21 БС-4 ВЮ-1 ВЮ-2
Рощенко С.Т. БЦ-5
Рубачева А.Д. БС-16
Рудаков Ю.Р. ДС-21
Руденко В.В. ВС-19
Руденко Т.В. АЦ-23
Руднев В.С. ГС-30
Румянцева В.В. ВЮ-17
Румянцева Н.А. ГЮ-12
Рунов В.В. ВЦ-2
Русаков В.В. БЮ-15
Русаков В.С. ВС-16
Русакова А.В. ГС-22
Рыбаков Ф.Н. ДЦ-7
Рыжиков И.А. АЦ-2
Рыжковский В.М. ВС-24
Рыжов В.А. в ВЦ-2
Рыльков В.В. АЦ-5 ВС-8 ВЮ-10
Рынков Д.О. БЦ-11
Рюмшина Т.А. ВЦ-19
Рябинкина Л.И. ГС-1 ГС-31
Рябкова Л.В. ГС-18

Сабаев С.Н. АЦ-11 ДЦ-27 ДЦ-36
Савилов А.Р. БЮ-21
Савин П.А. АЦ-33 БЦ-8
Савина Ю.А. БЦ-19
Савицкий В.Н. ВЦ-18
Савченко А.С. ДЦ-18
Сагдаткиреева М.Б. АЮ-14 ВЮ-17
Садаков А.В. ГЦ-5
Сазанова Л.А. БС-22
Салецкий А.М. БЮ-11
Самардак А.С. ГЮ-2
Самойлович М.И. ГЮ-8
Самофалов В.Н. ГС-22
Самсонова В.В ДС-11 ДС-8 БЮ-4 БЮ-2
Самсонова В.В (мл.) ДС-8
Санников Д.Г. ДЦ-15
Сапожников М.В. АЦ-9 ВС-8
Сарнацкий В.М. АЮ-13
Свалов А.В. БЦ-8
Свалов Е.А. БЮ-3 БЮ-9
Свяжин А.Д. БС-28
Седова М.В. АЦ-2
Селезнева Н.В. ВС-6 ВЦ-13
Семенов А.Л. ДС-19
Семенов В. С. АС-13 АС-14
Семенова Е.М. АС-11 ВС-17 ВС-25
Семенцов Д.И. БЦ-15 ДЦ-15

	ДЦ-32
Семенько М.	ВЮ-21
Семиров А.В.	БЦ-31 ДС-19 ДС-1
Семисалова А.С.	ВС-12 ВС-13
Сенина В.А.	АЦ-12 АЦ-13
Сергеев А.С.	БЦ-29
Серегин С.В.	ГЮ-13
Середкин В.А.	БС-24 ГС-2 БЦ-9
Сечин Д.А.	БЦ-29
Сигов А.С.	ГС-37
Сидоренков В.В.	БЮ-10
Сидорова Е.Н.	ВЮ-12
Сидорова И.Г.	ВЮ-19
Сизова З.И.	БЮ-24
Сильчева А.Г.	ГЦ-10
Ситников А.В.	АЦ-15 АЦ-16 АЦ-19 АЦ-22 БС-12 БЦ-10 БЦ-2 ДЦ-39 ДЮ-9 ГЮ-12
Скибинский К.М.	АЮ-4
Скипетров Е.П.	ВС-27 ВС-29
Скоков К.П.	АС-11 ВС-17 ВС-25 ВЦ-27 ВЦ-8 ГЦ-4
Скулкина Н.А.	ГС-17
Слынько В.Е.	ВС-27 ВС-29
Слынько Е.И.	ВС-29
Смагин В.В.	БЦ-4
Смаржевская А.И.	ВЦ-27
Смирницкая Г.В.	АЦ-12 АЦ-13
Смирнов А.М.	ВС-21 ВС-22
Смирнов В.В.	БЮ-5
Смирнов Р.Ф.	ГЦ-4
Смирнов С.И.	БЮ-26
Смоланов Н.А.	ГЮ-11
Снегирев В.В.	ДЦ-33
Соболев А.В.	ВС-16
Соколов А.Э.	БС-3
Соколов В.В.	ГС-31
Соколов Н.С.	БС-1
Соколовский В.В.	ВЦ-20 ВЦ-25
Солин Н.И.	ВС-9
Соменков В.А.	ВС-24
Сорокин А.Н.	БЦ-8
Сорочак А.М.	ДЦ-2
Спицына Н.Г.	ВС-4 ГС-9
Станиславчук Т.Н.	БС-2 ВЦ-6
Старикова А.С.	АС-6
Стеблей М.Е.	ГЮ-2, ГЮ-3
Степанов В.И.	БЮ-12 БЮ-13 ДС-7
Степанов М.М.	БЦ-15
Степанова Е.А.	ГС-17
Степанцов Е.	АЦ-1
Стеценко А.Н.	АЦ-18
Стеценко П.Н.	АЦ-12 АЦ-13
Стогней О.В.	ДЮ-9 ГЮ-12
Стогний А.И.	БЦ-6 ВЮ-4 ГС-18
Столбов О.В.	ГС-3
Столяр С.В.	АЦ-29 АЦ-30 АЦ-31 АЦ-8 БЮ-12 БЮ-23
Столяров В.Л.	ГЮ-18
Стрельникова Е.Ф.	АЦ-31
Стругацкий М.Б.	АЮ-4 ВЮ-7
Стружкин В.В.	ГЦ-1
Супонев Н.П.	ВС-17
Суриков В.В.	БЮ-8 ДЦ-31
Сутурин С.М.	БС-1
Сухачёв А.Л.	БС-3
Сухоносов А.Л.	ДЦ-30
Сухоруков Ю.П.	АЦ-1 БС-5 ГЮ-19
Сухорукова О.С.	ГС-32
Сырьев Н.Е.	БЦ-10
Сысоев Н.Н	БЦ-16 БЦ-17 БС-15
Сысоев П.Н.	БС-15
Сычева В.Я.	ГЦ-10
Сычева Т.С.	ГС-29

Тажитдинов А.Н.	БЮ-6
Танкеев А.П.	БЦ-3 БЦ-4
Тарасенко С.В.	ДЦ-18 ГС-32
Тарасенко Т.Н.	ВС-23 ГЦ-22
Тарасов М.А.	АЦ-14
Таскаев С.В.	БЮ-7 ВЦ-20 ВЦ-25 ГЦ-2
Телегин А.В.	АЦ-1 БС-5 ГЮ-19
Темеров В.Л.	БЦ-23
Темирязева М.П.	АС-21
Теплых А.Е.	ВС-18
Терентьев П.Б	ВЦ-12 ВС-5
Терехов В.А.	ГЮ-12
Терёшина Е.А.	ДС-16

Терёшина И.С. ДС-16 ВС-7 ВЦ-16 ВЦ-23
Титов А.Н. БС-7
Титов И.С. ДС-14
Тихонов В.В. ДЦ-12
Тишин А.М. ГЦ-24
Тищенко Э.А. ГЦ-5
Ткач И.А. ВС-5
Товстолыткин А.И. ГЦ-22
Токман И.Д. ДС-9
Травкин В.Д. ДЦ-1
Трегубов И.М. ГЮ-12
Тристан Н. ВЮ-14
Трифонов А. БЮ-3
Трофименко И.Т. БЦ-10
Троянчук И.О. ВЦ-2
Трухан В.М. ДЮ-11
Труханов А.В. ГС-18 ГЦ-22 ГЮ-21
Труханов С.В. ГЦ-22 ГЮ-21
Трухин В.И. БС-15
Тугушев В.В. АЦ-5
Тулин В.А. ВЮ-22
Турков В.К. АЦ-14 АЦ-15 АЦ-16 АЦ-19
Турпанов И.А. БЦ-7 АЦ-25 АЦ-32

Угрюмова Н.А. ДЮ-4 ВЦ-28
Удалов О.Г. БЮ-18 ДЮ-3
Уздин В.М. ГЮ-15
Узоков А.А. БС-19
Умхаева З.С. ГС-23 ГС-24
Усачев П.А. ГС-11
Устинов А.Ю. ГС-30
Устинов В.В. АЦ-21 БС-4 ДЮ-6 ВЦ-1 ВЮ-1 ВЮ-2
Устюгов В.А. ВЮ-23
Уфимцев. Г.В. АЮ-9
Ушакова О.А. ГС-35

Фазлижанов И.И. ВЦ-5
Файзуллин М. ДЦ-41
Фальковская Л.Д. БС-23
Фарзетдинова Р.М. ВЮ-9
Федий А.А. АЦ-27 БС-18 ГЦ-2
Федоров В.И. ГЮ-14
Фёдорова Н.Б. ДС-20
Федорченко А.В АЦ-18
Федорченко И.В. ВС-11 ВС-2
Федотова Н.Л. ДЮ-12
Фертман Е. БЮ-20
Фетисов Л.Ю. БЦ-27 ВС-12 ВС-13
Фетисов Ю.К. БЦ-24 БЦ-26 БЦ-27
Филиппов Б.Н. АЮ-5 ГС-7 ГЦ-14 ГЦ-8
Фишер Л.М. ГЦ-21
Фишман А.Я. БС-23
Фомина К.А. БС-28
Фраерман А.А. БЮ-18 ДЮ-3 ДЮ-8 ГЮ-1 ГЮ-9
Фридман Ю.А. ГЦ-16
Фролов А.М. . ДЮ-5 ГС-30
Фролов Г.И. АЦ-6 БЦ-9 ГС-28

Хабибуллин И.Т. БЦ-3
Хавронин В.П. ВЦ-2
Халфина А.А. ДЦ-30
Хапаева Т.М. ВС-2 ДЮ-11
Харисов А.Т. БЦ-3 БЮ-16
Харитонский П.В. ДЮ-5 ГС-30
Харрасов М.Х. АЮ-17 БЦ-30
Харченко Н.Ф. АЦ-18 ВЦ-11 ВЦ-18
Харченко Ю.Н. ВЦ-11
Хачко О.И. БЮ-31
Хвальковский А.В. АС-1 АЮ-1 АЮ-2 ДЮ-13
Хизриев К.Ш. ГЦ-9 ГЮ-15
Ховайло В.В. ГЦ-2 ГЦ-4
Ходос И.И. АЦ-17
Холин Д. И. АЦ-21 АЦ-24
Хоменко Т.А. АЦ-28
Хрусталёв В.М. ВЦ-18
Хусаинов А.Т. АЮ-17

Цветкова Е.А. ВС-28
Цикалов Д.С. ДЦ-6
Цукерблат Б.С. БС-23
Цхададазе Г.А. ВЦ-22

Чамор Т.Г. ДЦ-2
Чашин Д.В. БЦ-24
Чеботаев Н.М. ВС-9
Чеботкевич Л.А. ГЮ-3 ГЮ-4 ГЮ-2
Чевнюк Л.В. ДЦ-2
Чеканова Л.А. БЮ-27 АЦ-29 АЦ-31 АЦ-8 ДЦ-39
Чекрыгина Ю.И. БЦ-10 БЦ-5
Черепанов В.Н. ВЦ-9
Черепанова А.Н. ДЮ-7
Черненков Ю.П. ГЮ-14
Черниченко А.В. БЦ-7
Черных А.В. ВЮ-22
Черных В.А. БЦ-36
Четвертакова О.Ф. ГЮ-11
Четкин Д.А. ВЦ-14
Четкин М.В. АЮ-3
Чжан А.В. ГС-2
Чигарев С.Г. ВЮ-8
Чижик М.В. АЦ-30 АЦ-31 АЦ-8
Чиненков М.Ю. АЮ-12
Чистяков О.Д. ВЦ-16 ДС-16
Чистякова Т.С. БЦ-33
Чукалина Е.П. БС-2 БЦ-22 ВЦ-6

Шабунина Г.Г. ГС-27 ГС-33
Шавров В.Г. АС-3 ДЦ-18 ДЦ-20 ДЦ-21 ДЦ-38 ГС-32 ГЦ-2
Шадров В.Г. БЦ-14
Шайхутдинов К.А. БЮ-26
Шалыгин А.Н. АС-17
Шалыгина Е.Е. АС-17 АЦ-2 ДС-5
Шамсутдинов М.А. БЦ-3 БЮ-16 ДЦ-30 ДЦ-44
Шапаева Т.Б. АЮ-3
Шарафуллин И.Ф. БЦ-30
Шарипов К.Р. ВЦ-5
Шахов М.С. ВС-11
Шевченко И. ВС-20
Шеменев В.Г. ГС-25
Шемяков А.А. ГЦ-10
Шерокалова Е.М. ВС-6
Шерстнев И.А. ГЮ-7
Шимчак Р.А. ВС-11 ДЮ-11 ВС-2
Шипкова И.Г. БЦ-10 БЦ-5
Шитов А.А. АС-15
Шматов Г.А. АЮ-8
Шредер Е.И. БС-28
Шредер Л.А. ВЦ-12
Шуваева Е.А. ГЮ-18
Шулика В.В. ВС-1
Шульга Н.В. БЦ-39
Шулятев Д.А. ГЦ-11
Шуринова Е.В. БЮ-24
Шустакова Г.В. БЦ-19
Шутый А.М. АЮ-15 ДС-17 ДЦ-43
Щеглов В.И. АС-21 АС-3 ДЦ-20 ДЦ-21 ДЦ-22 ДЦ-23 ДЦ-24 ДЦ-25 ДЦ-38
Щепеткин А.А. ВС-21
Щербаков Ю.И. АЮ-7

Эдельман И.С. . БС-19 БС-3 ВЮ-3 ГЮ-19 БЮ-22
Экажев А.М. ГС-23 ГС-24
Эпштейн Э.М. ВЮ-8

Юдин В.В. ДЮ-5
Юмагузин А.Р. ДС-3
Юрасов Н.И. . ВЮ-18 ГЮ-8
Юркин Г.Ю. ГС-19
Юшков В.И. АЦ-32

Ягубский Е.Б. ВС-4 ГС-9
Яковлев С.В. ГЮ-16
Яковчук В.Ю. АЦ-30 АЦ-8 БЦ-1 БЦ-9
Якубов И.Т. АЦ-2
Янушкевич К.И. ГС-1 ГС-31
Янцен Н.В. ДЦ-27
Яцык И.В. ВЦ-5