

**МИНОБРНАУКИ РОССИИ**

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики твердого тела Российской академии наук  
Российский научный фонд (РНФ)**

**ТРЕТЬЯ ШКОЛА МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ  
«НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ СИСТЕМ  
БЕЗОПАСНОСТИ»**

**Сборник тезисов**



*31 мая-3 июня 2021 года  
г. Черноголовка, Московская обл.*

**ТРЕТЬЯ ШКОЛА МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ  
«НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ СИСТЕМ  
БЕЗОПАСНОСТИ»**

*31 мая-3 июня 2021 года  
г. Черноголовка, Московская обл.*

**Программный комитет:**

1. **Кукушкин Игорь Владимирович** (ИФТТ, Черноголовка) – председатель.
2. **Тимофеев Владислав Борисович** (ИФТТ, Черноголовка)
3. **Кулаковский Владимир Дмитриевич** (ИФТТ, Черноголовка)
4. **Волков Владимир Александрович** (ИРЭ, Москва)
5. **Кулик Леонид Викторович** (ИФТТ, Черноголовка)
6. **Сазонов Андрей Гаврилович** (ООО «Южполиметал», Москва)
7. **Дремин Алексей Анатольевич** (ООО «МВЭЙВ», Москва)
8. **Ваньков Александр Борисович** (ООО «РамМикс», Черноголовка)

**Организационный комитет:**

1. **Кукушкин Игорь Владимирович** (ИФТТ, Черноголовка) – председатель.
2. **Морозова Елена Николаевна** (ИФТТ, Черноголовка)
3. **Федотова Яна Викторовна** (ИФТТ, Черноголовка)
4. **Родная Анна Игоревна** (ИФТТ, Черноголовка)
5. **Ермакова Ольга Николаевна** (ИФТТ, Черноголовка)
6. **Лангваген Екатерина Сергеевна** (ИФТТ, Черноголовка)

ISBN 978-5-6040418-9-5



**ISBN 978-5-6040418-9-5**

# ОГЛАВЛЕНИЕ

## ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ

<u>В.М.Муравьев</u> , П.А.Гусихин, И.В.Кукушкин. Обнаружение электромагнитных плазменных волн в двумерных электронных системах.....	6
<u>П.А.Гусихин</u> , В.М.Муравьев, И.В.Кукушкин. Поперечные электромагнитные плазменные возбуждения в двумерной электронной системе.....	7
<u>А.А.Заболотных</u> , В.А.Волков. Плазмоны в экранированной двумерной электронной системе в магнитном поле при учёте электромагнитного запаздывания.....	8
В.А.Волков. Нульмерные плазмоны.....	9
<u>С.И.Дорожкин</u> , А.А.Капустин. Размерные бернштейновские резонансы.....	10
А.А.Деменев, Д.Д.Яремкевич, А.В.Щербаков, С.М.Кухтарук, С.С.Гаврилов, Д.Р.Яковлев, <u>В.Д.Кулаковский</u> , М.Байер. Импульсное акустооптическое переключение мультстабильной микрорезонаторной экситон-поляритонной системы.....	11
С.С.Гаврилов. Фазовая мультстабильность и топологические возбуждения в неравновесных поляритонных системах.....	12
<u>А.В.Горбунов</u> , А.В.Ларионов, В.Б.Тимофеев. Когерентность магнитоэкситонного конденсата в холловском изоляторе.....	14
<u>А.С.Журавлев</u> , А.В.Ларионов, Л.В.Кулик. Спиновый транспорт в замагниченной 2D электронной системе.....	15
С.М.Дикман. Динамика керровского вращения макроскопического спинового момента в квантово-холловском ферромагнетике.....	17
<u>Д.А.Грибанев</u> , В.И.Кукушкин, Е.Г.Завьялова. Количественное определение белков и вирусных частиц гриппа в коллоидных растворах серебра.....	20
<u>А.А.Максимов</u> , Е.В.Филатов, И.И.Тартаковский. Температурная зависимость циркулярно-поляризованного излучения хиральных инжекционных полупроводниковых лазеров.....	20
<u>В.В.Соловьев</u> , И.В.Кукушкин. Исследования гетероструктур GaN/AlGaN методами оптической спектроскопии для фундаментальной науки и практических приложений.....	21
<u>П.А.Гусихин</u> , К.Р.Джикирба, В.М.Муравьев. Изучение спектров пропускания металлических метаповерхностей в субтерагерцовом частотном диапазоне.....	22
<u>К.Р.Джикирба</u> , П.А.Гусихин, И.В.Андреев, В.М.Муравьев, Я.Господарич, А.Пименов, И.В.Кукушкин. Фазовые волновые пластины для управления лучом ТГц диапазона.....	23
А.Б.Ваньков. Перенормировка масштаба обменной энергии квантово-холловских ферромагнетиков в двумерной ферми-жидкости.....	24
Б.Д.Кайсин. Макрозаполнение магнитоэкситонного уровня в режиме КЭХ.....	25
<u>А.В.Щепетильников</u> , А.Р.Хисамеева, Ю.А.Нефёдов, И.В.Кукушкин. Эффекты спин-орбитального взаимодействия в низкоразмерных электронных системах....	26
<u>Л.В.Кулик</u> , А.С.Журавлев. Магниторотоны в состоянии Лафлина 1/3.....	27

## СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

- И.В.Андреев, Н.Д.Семенов, С.И.Губарев, В.М.Муравьев. Переход от «проксимити» к обычным двумерным плазмонам.....30
- А.С.Астраханцева, О.В.Криставчук, В.И.Кукушкин, Е.Н.Морозова, А.Н.Нечаев. Сравнительный анализ оптических свойств SERS-структур при их формировании путем вакуумного термического напыления на поверхности пористых трековых мембран и подложек Si/SiO<sub>2</sub>.....30
- И.Ш.Бахтеев, С.Ю. Молчанов. Искусственный анизотропный материал для преобразования линейной поляризации в круговую поляризацию.....31
- Е.И.Белозеров, А.С.Журавлёв. Резонансная фотолюминесценция двумерной электронной системы в условиях формирования объемного состояния дробного квантового эффекта холла  $\frac{1}{2}$ .....33
- А.С.Бричкин, А.В.Черненко. Технологические особенности создания гетероструктур с монослоями дихалькогенидов переходных металлов и графена 34
- А.А.Деменев. Особенности перераспределения экситон-поляритонной плотности при импульсной широкоапертурной резонансной оптической накачке .....35
- С.В.Зайцев. Механизмы поляризации носителей в ферромагнитных гетероструктурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn..... 36
- С.В.Зайцев. Неоднородность магнитного состояния и когерентная спиновая динамика в ферромагнитных структурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn .....37
- В.М.Муравьев, П.А.Гусихин, А.М.Зарезин, И.В.Кукушкин. Исследование аномального запаздывания релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах..... 38
- Б.Д.Кайсин. Межподзонные возбуждения в ДЭС на основе ZnO ..... 40
- С.Ю.Молчанов, И.Ш.Бахтеев. Исследование отражения перфорированных поверхностей с закороткой в диапазоне КВЧ..... 40
- Э.Степанец-Хуссейн, Л.И.Мусина, А.В.Ларионов, А.С.Журавлев, И.В.Кукушкин, Л.В.Кулик. Исследование неэкспоненциальной декогеренции коллективных спиновых состояний в 2ДЭГ методом времяразрешенного керровского вращения .....41
- А.Л.Парахонский, М.В.Лебедев, А.П.Киселев, А.А.Дремин, И.В.Кукушкин. Визуализация макроскопических пространственных флуктуаций интенсивности фотолюминесценции в режиме квантового эффекта Холла.....43
- Н.Д.Семенов, И.В.Андреев, В.М.Муравьев. Влияние эффектов запаздывания на ширину линии плазменного резонанса в экранированных двумерных системах...44
- С.Н.Терешко, А.А.Деменев, А.В.Емелин, В.Д.Кулаковский. Экситонные поляритоны в перовските CsPb<sub>0.9</sub>Eg<sub>0.1</sub>Br<sub>3</sub>.....45
- А.А.Максимов, И.И.Тартаковский, Е.В.Филатов. Кинетика перестройки мод в многомодовом инжекционном полупроводниковом лазере ..... 47
- А.Р.Хисамеева, А.В.Щепетильников, В.М.Муравьев. Перестройка спектра плазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs посредством внешней деформации.....48

<b><u>А.Р.Хисамеева</u>, А.В.Щепетильников, Ю.А.Нефёдов. Детектирование спинового резонанса двумерных электронов проводимости в индуцированном микроволновым излучением фотонапряжении.....</b>	<b>50</b>
<b><u>А.Р.Хисамеева</u>, А.В.Щепетильников, Ю.А.Нефёдов. Исследование спиновой релаксации вблизи нечётных факторов заполнения в квантовых ямах GaAs/AlGaAs .....</b>	<b>50</b>
<b><u>А.В.Черненко</u>, А.С.Бричкин. Влияние толщины слоёв нитрида бора на свойства гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов.....</b>	<b>51</b>
<b><u>А.В.Щепетильников</u>, А.Р.Хисамеева, Ю.А.Нефёдов. Фактор Ланде в GaAs/AlGaAs квантовых ямах .....</b>	<b>52</b>

# Обнаружение электромагнитных плазменных волн в двумерных электронных системах

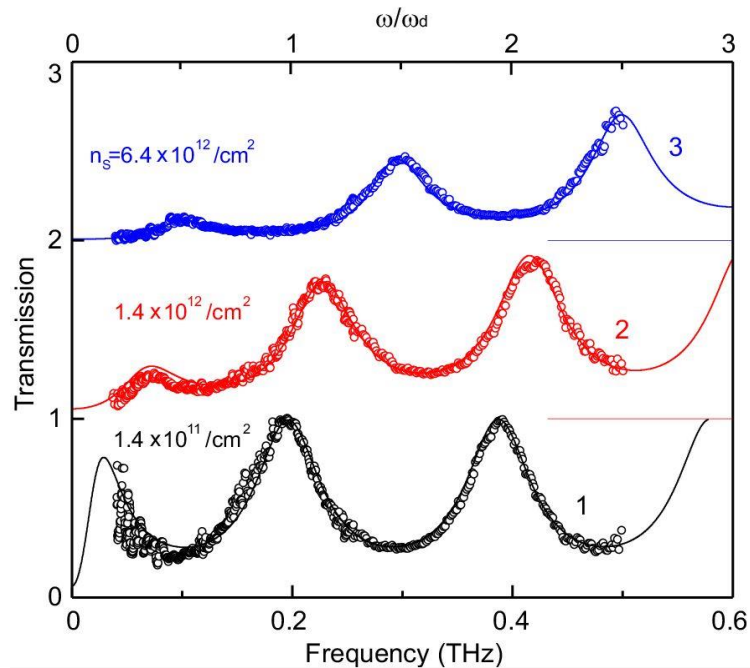
**В.М.Муравьев,\* П.А.Гусихин, И.В.Кукушкин**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: muravev@issp.ac.ru*

В электромагнитном отклике высококачественных двумерных электронных систем на базе GaAs/AlGaAs наноструктур, выращенных на диэлектрической подложке были экспериментально открыты двумерные электромагнитные плазменные волны. Был измерен их спектр и магнитодисперсия. В отличие от хорошо изученных двумерных плазмонов, являющихся продольными колебаниями зарядовой плотности, открытые моды являются поперечными электромагнитными плазменными волнами. Основным свойством данных плазменных волн является «надсветовая» дисперсионная зависимость частоты от составляющей волнового вектора в плоскости ДЭС.

Установлено, что при больших плотностях двумерных электронов существует сильная гибридизация между плазменными и световыми модами Фабри-Перо. Показано, что возбуждение новых плазменных волн тесно связано с проблемой локального усиления электромагнитного поля. Полученный результат потенциально может позволить повысить на порядки чувствительность терагерцовых и инфракрасных детекторов электромагнитного излучения.



## Литература

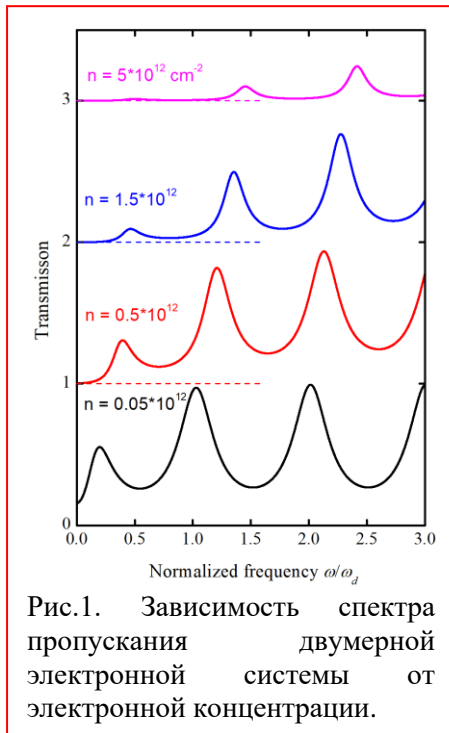
- [1] P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B 102, 121404(R) (2020).
- [2] A. Shuvaev, V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, J. Gospodaric, A. Pimenov and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. 126, 136801 (2021).

# Поперечные электромагнитные плазменные возбуждения в двумерной электронной системе

**П.А.Гусихин,\* В.М.Муравьев, И.В.Кукушкин**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: gusikhin@issp.ac.ru*



Недавно было предсказано, что в двумерной электронной системе (ДЭС) на диэлектрической подложке может возбуждаться особый тип плазменных резонансов [1-4]. В отличие от хорошо изученных двумерных плазмонов, являющихся продольными колебаниями зарядовой плотности, эти резонансы являются поперечными электромагнитными плазменными колебаниями. Основным свойством данных плазменных колебаний является надсветовая дисперсионная зависимость частоты от составляющей волнового вектора в плоскости ДЭС.

В данной работе теоретически рассматривается спектр пропускания ДЭС на диэлектрической подложке для нормально падающей электромагнитной волны. В спектре пропускания присутствуют максимумы, которые соответствуют гармоникам поперечного плазменного возбуждения. Гармоники возникают в результате гибридизации с модами Фабри-Перо диэлектрической подложки. В работе исследуются зависимости частоты и ширины

резонанса от концентрации и подвижности носителей заряда в ДЭС, диэлектрической проницаемости и толщины подложки. Для характеристики гибридизации с модами Фабри-Перо вводится параметр запаздывания, как отношение невозмущённой частоты

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2}{m^*(\epsilon - 1)d}}$$

к половине частоты первой моды Фабри-Перо. Оказывается, что зависимость нормированной частоты поперечного плазмона от параметра запаздывания носит универсальный характер и повторяет таковую для продольного плазмона. Кроме того, показано, что в поперечном магнитном поле резонанс расщепляется на две моды, соответствующие двум разным циркулярным поляризациям электромагнитного излучения. При этом верхняя мода выходит на линию циклотронного резонанса, а частота нижней обратно пропорциональна величине магнитного поля.

## Литература

- [1] Ю.А. Косевич, Письма в ЖЭТФ 53, 143 (1991).
- [2] В.А. Волков, В.Н. Павлов, Письма в ЖЭТФ 99, 99 (2014).
- [3] P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 102, 121404(R) (2020).
- [4] A. Shuvaev, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, J. Gospodarič, A. Pimenov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. 126, 136801 (2021).

# Плазмоны в экранированной двумерной электронной системе в магнитном поле при учёте электромагнитного запаздывания

**А.А.Заболотных,\* В.А.Волков**

*ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д.11, корп. 7*

*\*e-mail: andrey.zabolotnyh@phystech.edu*

Плазменные колебания или плазмоны в 2D электронных системах (ЭС) исследуются уже более полувека и продолжают активно исследоваться до сих пор, см., например, обзор [1]. Одной из самых распространенных систем, в которой исследуются плазмоны, является т.н. экранированная 2D ЭС, когда вблизи 2D ЭС находится бесконечный идеально проводящий затвор. Плазменные колебания в таких системах также называют экранированными, а их спектр в длинноволновом пределе линеен и определяется скоростью  $V_p$  [2].

Учет эффектов электромагнитного запаздывания («конечности» скорости света) приводит к изменению спектра экранированных плазмонов по параметру  $A=V_p/c$ , где  $c$  – скорость света в диэлектрической подложке между 2D ЭС и затвором. В стандартных экранированных структурах типа транзистора с высокой подвижностью (HEMT) с концентрацией носителей заряда порядка  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и расстоянием между 2D ЭС и затвором порядка 100 нм, параметр  $A$  мал и, соответственно, мало влияние электромагнитного запаздывания на экранированные плазмоны.

Однако, совсем недавно, плазмоны в экранированных 2D ЭС, в условиях, когда  $A$  порядка и больше единицы, были исследованы экспериментально [3], причем для плазменных колебаний был реализован длинноволновый режим, в котором длина волны плазмона мала по сравнению с расстоянием между 2D ЭС и затвором. Также была исследована зависимость частоты плазмонов от постоянного магнитного поля, перпендикулярного 2D ЭС.

Экспериментальное исследование [3] является мотивацией для детального теоретического изучения экранированных плазменных колебаний в магнитном поле с учётом электромагнитного запаздывания, что и сделано в данной работе. Выполнено аналитическое исследование электромагнитных мод в бесконечной в боковом направлении структуре 2D ЭС – диэлектрическая подложка – металлический затвор, исследовано взаимодействие «волноводных» и плазмонных мод. Получено, что плазмонная мода переходит в волноводные моды при увеличении магнитного поля. Найдены зависимости частот «отсечки» волноводных мод от величины магнитного поля. Найдены асимптотики частот в сильном магнитном поле, когда сильны эффекты электромагнитного запаздывания.

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ № 20-02-00817.

## Литература

- [1] В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин, УФН 190, 1041–1061 (2020).
- [2] А.В. Чаплик, ЖЭТФ 62, 746 (1972).
- [3] I.V. Andreev, V.M. Muravev, N.D. Semenov, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B 103, 115420 (2021).



## Нульмерные плазмоны

В.А.Волков\*

*ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д.11, корп. 7**\*e-mail: volkov.v.a@gmail.com*

Рассмотрим плазменные волны в однокомпонентной твердотельной плазме в модели «желе». Их свойства, как известно, качественно зависят от размерности пространства. Обычные плазменные колебания в массивном проводнике называются 3D плазмонами, их волновой вектор  $\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z)$  имеет три компоненты.

Классифицируем плазмоны разной размерности в конечных системах, когда волновой вектор не сохраняется.

В конечной 3D системе число узлов плотности заряда можно описать тремя целыми числами:  $(N_x, N_y, N_z)$ . Для низкоразмерных плазмонов одно или несколько из этих чисел равны нулю. Так, в конечной системе число узлов в плотности заряда для 2D плазмона описывается как  $(N_x, N_y, 0)$ , а для 1D плазмона -  $(N_x, 0, 0)$ .

Работа посвящена описанию необычных свойств плазмонов типа  $(0, 0, 0)$ . Это и есть «нульмерный» плазмон, открытый совсем недавно.

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ № 20-02-00817.

## Размерные бернштейновские резонансы

С.И.Дорожкин,\* А.А.Капустин

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: dorozh@issp.ac.ru

При изучении осцилляций Шубникова-де Гааза в двумерных электронных системах (ДЭС) под микроволновым излучением обнаружены две особенности, указывающие на существование двух резонансов в поглощении излучения (см. рис.1). Один из резонансов

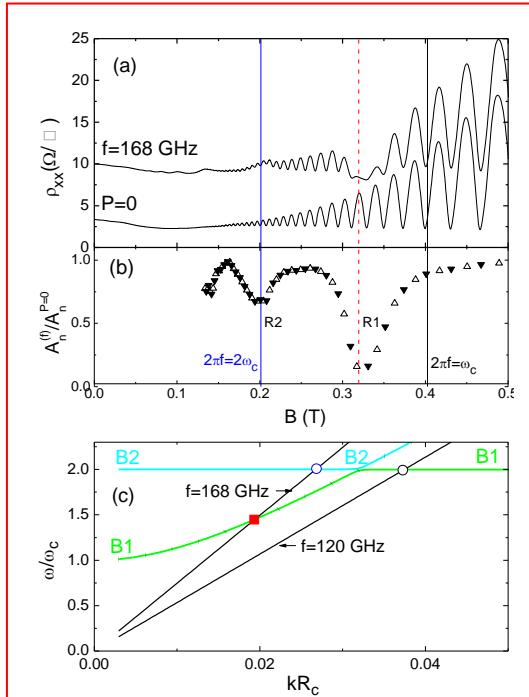


Рис.1. (а) Магнетосопротивление без облучения (нижняя кривая) и под облучением частоты  $f = 168$  ГГц (верхняя кривая, сдвинута вверх), измеренное на холловском мостике шириной  $w = 50$  мкм. (б) Отношение амплитуд осцилляций Шубникова - де Гааза под облучением к темновым. (с) Магнитодисперсия двух нижних бернштейновских мод (B1 и B2) и циклотронного магнитоплазмона (черные точки) для волнового вектора  $k = \pi/w$ , плотности электронов  $n_s = 2.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\varepsilon = 6.9$ . Прямые черные линии соответствуют сканам магнитного поля для двух значений частоты  $f = \omega/2\pi$ .

(R1) идентифицирован как обычный размерный магнитоплазменный резонанс (РМПР) для закона дисперсии вида

$$\omega = \sqrt{\omega_c^2 + 2\pi e^2 n_s k / m^* \varepsilon} \quad (1)$$

и волнового вектора  $k = \pi/w$ . Здесь  $\omega_c = eB/m^*c$  – циклотронная частота электрона с эффективной массой  $m^*$  в магнитном поле  $B$ ,  $n_s$  – плотность двумерных электронов,  $\varepsilon$  – эффективная диэлектрическая проницаемость структуры, окружающей ДЭС,  $w = 50$  мкм - ширина холловского мостика, использовавшегося при измерениях. Второй резонанс (R2) находится на второй гармонике циклотронного резонанса. Предлагается объяснение этого резонанса, качественно аналогичное РМПР, соответствующее тому же волновому вектору  $k = \pi/w$ , но другому участку более полного закона дисперсии магнитоплазменных волн, состоящего из серии бернштейновских мод и являющегося решением уравнения:

$$1 - \frac{4e^2 m^*}{\hbar^2 k \varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 J_n^2(kR_c)}{(\omega/\omega_c)^2 - n^2} \quad (2)$$

где  $R_c = V_F/\omega_c$  – циклотронный радиус электрона с фермиевской скоростью  $V_F$ . Этот спектр состоит из бернштейновских мод (B1 и B2 на панели (с)), расположенных между гармониками циклотронного резонанса:  $n < \omega/\omega_c < n + 1$ . При актуальных малых значениях волновых векторов расщепление между модами очень мало. В таком пределе спектр на панели (с) фактически состоит из спектра (1) (темные точки) и почти бездисперсионных участков около гармоник циклотронного резонанса. Резонансы поглощения ожидаются на пересечениях нагрузочных прямых, соответствующих

движению по диаграмме при сканировании магнитного поля, с линиями закона магнитодисперсии. Красный квадрат соответствует РМПР, а два открытых символа – возбуждению стоячих волн, связанных с почти бездисперсионными участками спектра около второй гармоники – размерными бернштейновскими резонансами.

## Импульсное акустооптическое переключение мультистабильной микрорезонаторной экситон-поляритонной системы

А.А.Деменев,<sup>1</sup> Д.Д.Яремкевич,<sup>2</sup> А.В.Щербаков,<sup>2,3</sup> С.М.Кухтарук,<sup>2,4</sup>  
С.С.Гаврилов,<sup>1</sup> Д.Р.Яковлев,<sup>2,3</sup> В.Д.Кулаковский,<sup>1\*</sup> М.Байер<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия*

<sup>2</sup>*Experimentelle Physik 2, TU Dortmund, D-44227 Dortmund, Germany*

<sup>3</sup>*ФТИ РАН им А Ф Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия.*

<sup>4</sup>*ИФП НАН, 03028 Киев, Украина*

\**e-mail: kulakovs@issp.ac.ru*

Квази 2D-экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) – составные бозонные квазичастицы, образующиеся благодаря сильной экситон-фотонной связи в активном слое МР. Они ведут себя как слабонеидеальный бозе-газ с отталкивающим парным взаимодействием. Макроскопически когерентная система поляритонов, создаваемая оптическим резонансным и когерентным возбуждением, проявляет оптическую мультистабильность, когда частота накачки немного выше поляритонной. Нестабильность поляритонной системы связана с положительной обратной связью между амплитудой и эффективной резонансной частотой неравновесной конденсатной моды, испытывающей синий сдвиг с ростом плотности возбуждения. Резонансно возбуждаемая поляритонная система имеет несколько стационарных состояний с различной интенсивностью и поляризациями, переходы между которыми происходят на пикосекундном масштабе времен. Они широко изучались в МР при накачке с плавно изменяющейся интенсивностью.

Особый интерес представляют переключения между ветвями устойчивости конденсата при фиксированных частоте, интенсивности и поляризации внешнего поля. С этой целью можно использовать кратковременное изменение расстройки возбуждающей (pump) и нижней поляритонной (LP) мод,  $\Delta E = E_{\text{pump}} - E_{\text{LP}}$ , определяющей критическую плотность накачки для переходов между ветвями. Моделирование с использованием модели Гросса-Питаевского предсказывает, что пикосекундное возмущение  $E_{\text{LP}}$  может привести к сверхбыстрому переключению между ветвями устойчивости резонансно возбуждаемого поляритонного конденсата [1].

В данной работе обсуждается переключение конденсата путем динамического изменения  $E_{\text{LP}}$  с помощью пикосекундных импульсов деформации, которые вызывают обратимые возмущения энергии экситона  $E_X$  на временном масштабе в несколько пикосекунд [2]. В эксперименте поляритонная система в высокодобротном  $2\lambda$ -GaAs/AlAs-МР с квантовыми ямами InGaAs резонансно возбуждалась квазинепрерывным Ti-сапфировым лазером с  $\hbar\omega = E_{\text{LP}} + 0,14$  мэВ по нормали к плоскости МР. Для генерации импульсов деформации использовались лазерные импульсы с  $\hbar\omega = 3.1$  эВ и длительностью 200 фс [2]. Экспериментально продемонстрировано акустооптическое субнаносекундное переключение между циркулярно поляризованными ветвями устойчивости различной плотности в поляритонной системе при накачке циркулярно поляризованным светом и между эллиптически поляризованными ветвями с различными величинами интенсивности и степени поляризации при накачке эллиптически поляризованным светом.

### Литература

[1] Gavrilov S. S. et al, Phys. Rev. B. **86**, 085317 (2012), JETP Lett. **100**, 817 (2014).

[2] Akimov A. V. et al, Phys. Rev. Lett. **97**, 037401 (2006).

## Фазовая мультистабильность и топологические возбуждения в неравновесных поляритонных системах

С.С.Гаврилов\*

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: gavr\_ss@issp.ac.ru*

Двумерные экситонные поляритоны – смешанные состояния экситонов и фотонов, возникающие в слоистых гетероструктурах. В условиях резонансной оптической накачки поляритоны образуют единое макроскопически когерентное состояние, представляющее собой неравновесный аналог конденсата Бозе-Эйнштейна. Парное взаимодействие поляритонов имеет отталкивательный характер и с ростом амплитуды приводит фиолетовому сдвигу их резонансной энергии, что, в свою очередь, служит причиной оптической мультистабильности в конечном диапазоне интенсивностей и частот внешней накачки. Спиновая анизотропия межчастичного взаимодействия приводит к ситуации *поляризационной мультистабильности* [1], в которой состояния конденсата с различающимися интенсивностями и поляризациями равно возможны в заданных внешних условиях. Быстрые переключения между такими альтернативными состояниями могут происходить при плавном изменении параметров накачки вблизи критических точек [2].

В докладе рассматривается новый вид оптической мультистабильности поляритонов. В том случае, когда поляритоны с антипараллельными спинами связаны между собой линейным образом (например, по причине латерального механического напряжения, в магнитном поле и т.д.), спиновая симметрия системы может спонтанно нарушаться [3,4]. Тогда пара альтернативных состояний, в равной степени достижимых при заданной спин-симметричной накачке, может иметь одинаковые амплитуды и даже бесконечно близкие поляризации, но в то же время противоположные фазы. Ясно, что такие состояния гасят друг друга в областях пространственного контакта, где макроскопическая волновая функция испытывает переворот фазы. В этих областях спонтанно возникают топологические возбуждения наподобие квантованных вихрей (в двумерной поляритонной системе) или темных солитонов (в одномерной системе) [5].

Темные и «серые» солитоны, возникающие благодаря фазовой мультистабильности, могут в зависимости от параметров двигаться в пространстве без диссипации [5] или быть неподвижными. В последнем случае эти топологические дефекты надежно изолируют друг от друга отдельные фазовые домены. По этой причине состояние поляритонов даже в полностью однородном плоском резонаторе может переключаться в различных местах образца независимым образом, например, при помощи сфокусированных лазерных импульсов. В итоге резонатор может функционировать как система индивидуальных «ячеек памяти» микрометрового размера.

### Литература

- [1] N. A. Gippius et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 236401 (2007).
- [2] T. K. Paraïso et al., Nat. Mater. **9**, 655 (2010).
- [3] S. S. Gavrilov, Phys. Rev. Lett. **120**, 033901 (2018).
- [4] С. С. Гаврилов, УФН **190**, 137 (2020).
- [5] S. S. Gavrilov, Phys. Rev. B **102**, 104307 (2020).

## Когерентность магнитоэкситонного конденсата в холловском изоляторе

**А.В.Горбунов,\* А.В.Ларионов, В.Б.Тимофеев**

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

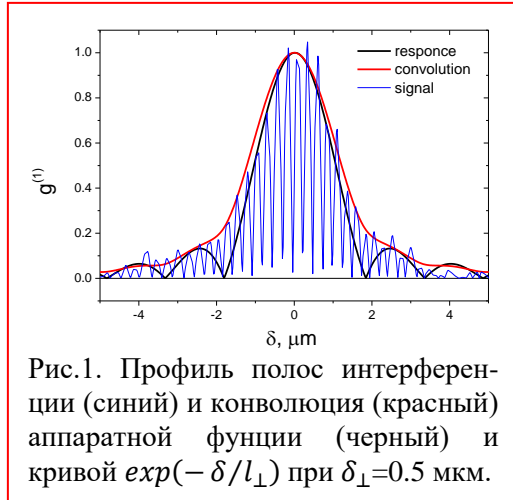


Рис.1. Профиль полос интерференции (синий) и конволюция (красный) аппаратной функции (черный) и кривой  $\exp(-\delta/l_{\perp})$  при  $\delta_{\perp}=0.5$  мкм.

Триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ) в холловском изоляторе являются композитными бозонами со спином 1. При температуре  $T < 1$  К и концентрации ТЦМЭ  $n_{ex} \sim (1-10)\%$  от плотности квантов магнитного потока, в холловском изоляторе (фактор заполнения  $\nu = 2$ ) образуется качественно новая фаза – магнитоэкситонный конденсат [1]. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [2]. Конденсат способен «растекаться» из области

фотовозбуждения в «объем» холловского изолятора на макроскопические расстояния. Прямые эксперименты с высококачественными GaAs/AlGaAs гетероструктурами показали, что транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии, по крайней мере, на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в газовой фазе [3]. При этом скорость разбегания экситонов из пятна накачки  $\geq 10^3$  см/с. Показано экспериментально, что быстрый перенос экситонной плотности на большие расстояния осуществляется только теми ТЦМЭ, что заполняют энергетический минимум на дисперсионной кривой вблизи импульса порядка обратной магнитной длины,  $q \sim 1/l_B \approx 10^6$  см $^{-1}$ .

С помощью сдвиговой интерферометрии проведены измерения длины пространственной когерентности в магнитоэкситонном конденсате. Для этого излучение от образца в оптическом криостате с откачкой паров  $^3\text{He}$  пропусклось в виде параллельного пучка через интерферометр Майкельсона и попадало на охлаждаемую ПЗС-камеру, которая фиксировала увеличенное (до  $\times 170$ ) изображение образца. Установленная в одно из плеч интерферометра 90-градусная призма, дополнительно переворачивала изображение на  $180^\circ$ . В результате на матрице ПЗС-камеры регистрировалась картина в виде набора интерференционных полос. Из анализа профиля полос извлекалась зависимость  $I(\delta)$  интенсивности от координаты  $\delta$ , которая есть не что иное, как величина сдвига изображений в разных плечах интерферометра друг относительно друга. Огибающая этой зависимости описывается конволюцией аппаратной функции оптической системы и функции  $\exp(-\delta/l_{\perp})$ , где  $l_{\perp}$  – поперечная длина когерентности. На рис.1 – пример для интерференции излучения резонансного отражения в условиях формирования магнитоэкситонного конденсата с помощью оптической накачки. Полученная величина  $l_{\perp}$  близка к 0.5 мкм, тогда как при выключенной накачке  $l_{\perp} \approx 0.3$  мкм.

## Литература

[1] L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V.B. Timofeev, S. Dickmann, and I.V. Kuskushkin, Scientific Rep. 4, 10354 (2015).

[2] J. E. Avron, I.W. Herbst, and B. Simon, *Ann. Physics* 114, 431 (1978).

[3] L.V. Kulik, V.A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, A.V. Gorbunov, V.V. Solovyev, V.B. Timofeev, I.V. Kukushkin, and S. Schmolt, *Scientific Rep.* 8, 10948 (2018).

## Спиновый транспорт в замагниченной 2D электронной системе

**А.С.Журавлев,\* А.В.Ларионов, Л.В.Кулик***ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2**\*e-mail: zhuravlev@issp.ac.ru*

Существующие теоретические предсказания о бездиссипативном переносе спинов для некоторых материалов, таких как ферромагнитные изоляторы с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость», нулевое холловское состояние графена, ансамбли скирмионов пока не получили экспериментального подтверждения. В указанных материалах носителями спина являются не только электроны, но и коллективные возбуждения электронной системы, магноны и даже такие экзотические топологические магнитные возбуждения, как скирмионы.

В представленной работе показано, что в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле длина пробега коллективных спиновых возбуждений может достигать миллиметрового диапазона. Спиновые возбуждения создаются оптической накачкой электронной системы в холловском изоляторе на факторе заполнения два. С помощью оригинальной оптической техники (пространственно разрешенного фотоиндуцированного резонансного отражения) возможна визуализация распределения спиновых возбуждений в области, окружающей пятно возбуждения. В холловском диэлектрике электронный уровень Ферми находится в циклотронной щели, разделяющей электронные состояния нулевого и первого уровней Ландау. Спиновые возбуждения с наименьшей энергией - это циклотронные экситоны с переворотом спина (CSFE), состоящие из возбужденного электрона с перевернутым спином на первом уровне Ландау и эффективной ферми-дырки на нулевом уровне Ландау электронов. Эти спиновые возбуждения представляют собой электрически нейтральные квазичастицы, которые подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна. Из-за электрон-дырочной симметрии, при которой масса и заряд возбужденного электрона равны таковым у эффективной ферми-дырки, CSFE имеют замечательный закон дисперсии, позволяющий им двигаться без диссипации в отсутствие случайного потенциала.

Распространение CSFE не связано ни с переносом заряда, ни с переносом массы, а только с переносом энергии и спина. Время релаксации CSFE в основное состояние достигает беспрецедентного миллисекундного диапазона [1]. Таким образом, задача создания насыщенного газа CSFE становится экспериментально достижима [2]. Оказывается, что пока CSFE остаются в газовой фазе, длина спиновой диффузии не превышает нескольких микрометров из-за случайного потенциала, что хорошо согласуется с результатами, полученными для других электронных систем. Как только количество CSFE достигает критического значения, наблюдается фазовый переход в новое конденсированное состояние - «магнитофермионный конденсат» [3]. Его образование сопровождается увеличением длины распространения спина как минимум на три порядка. Максимальная длина распространения, измеренная в наших экспериментах, достигала 2 мм и ограничивалась размером исследуемого образца [3]. Распределение спинов от края пятна возбуждения к краю пятна распространения не описывается гауссовым распределением. Вместо этого во всем пятне распространения наблюдается плато спиновой плотности [4]. Таким образом, перенос спина не является диффузионным. Принимая во внимание гигантскую длину распространения спиновых возбуждений, недиффузионный характер распределения спинов в пространстве и уникальную дисперсию CSFE, весьма вероятно, что распространение спина «магнитофермионного конденсата» является бездиссипативным. Длина распространения спина зависит от температуры. Можно либо полностью заблокировать

распространение спина, либо разрешить распространение спина на определенное расстояние, изменяя температуру в узком диапазоне 0.2 К. Применение «магнитофермионного конденсата» для переноса спина открывает новые возможности для манипулирования спиновым током, т.е. появляется возможность создавать спиновые вентили, изменяя локально температуру электронной системы, и даже проектировать более сложные спинтронные устройства.

#### Литература

- [1] S. M. Dickmann, Phys. Rev. Lett. 110, 166801 (2013).
- [2] L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann and I. V. Kukushkin, Sci. Rep. 5, 10354 (2015).
- [3] L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, I.V. Kukushkin & S. Schmult, Nature Comm. 7, Article number: 13499 (2016).
- [4] L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, V. V. Solovyev, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, Sci. Rep. 8, 10948 (2018).



## Динамика керровского вращения макроскопического спинового момента в квантово-холловском ферромагнетике

С.М.Дикман\*

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: dickmann@mail.ru

Двумерный электронный газ в квантующем перпендикулярном магнитном поле представляет собой уникальный объект, позволяющий изучать магнитные явления, характерные также и для «классических» (e.g., диэлектрических) магнетиков. Возможен как феноменологический подход, так и подход, основанный на использовании уравнения Шредингера, в котором кулоновское взаимодействие учитывается «ab initio» без использования модельного гамильтониана. Мы исследуем движение макроскопического объекта – коллективного спинового момента  $\mathbf{S}$  в «квантово-холловском ферромагнетике» (КХФ) при заполнении  $\nu=1$ . Лазерный импульс позволяет отклонить полный спин системы от направления магнитного поля, после чего оптическими методами осуществляется мониторинг движения момента [1]. Последнее представляет собой керровскую прецессию вокруг направления поля с частотой  $\omega_Z = g\mu_B B/\hbar$  и одновременно медленное восстановление направления  $\mathbf{S}$  вдоль поля  $\mathbf{B}$  (см. рис.1). Обычно подобная динамика описывается феноменологическим векторным уравнением Ландау-Лифшица (L-L), которое сохраняет величину полного спина (т.е. величину  $S^2$ ). Анализ показывает, что в случае КХФ, хотя и возможен феноменологический подход, но уравнение будет другим, а именно: член, определяющий затухание амплитуды керровских осцилляций, представляет собой вектор, направленный от  $\mathbf{S}$  к  $\mathbf{B}$ , но при этом перпендикулярный  $\mathbf{B}$  (см. подпись к рисунку). Такое уравнение сохраняет не макроскопическую обменную энергию, которую связывают с величиной  $S^2$ , а величину зеемановской энергии  $g\mu_B B S_z$ . т.к. микроскопически элементарный процесс происходит с сохранением зеемановской энергии (т.е. при постоянстве среднего квантово-механического значения  $S_z$ ), но при этом с изменением полного спина  $S \rightarrow S-1$ , что отвечает превращению голдстоуновского спинового экситона в длинноволновый спин-волновой с  $q \ll 1/l_B$ , где  $l_B$  – магнитная длина. Процесс происходит упруго, полная орбитальная волновая функция электронной системы в пределе  $q \rightarrow 0$  не меняется. Ответственными за описанный переход являются слабые пространственные флуктуации  $g$ -фактора в квантовой яме и флуктуации локального сверхтонкого взаимодействия с ядрами решетки вследствие плавных пространственных флуктуаций их намагниченности [2]. Микроскопический расчет позволяет найти константу  $\lambda_{QH}$  в макроскопическом уравнении движения (см. рис.1, подпись) и соответственно время поперечной релаксации  $T_2 = 1/\lambda_{QH} B^2 \sim 10$  нс. Время продольной релаксации  $T_1$  (восстановление равновесных значений величин обоих спиновых чисел:  $S=S_z$ )

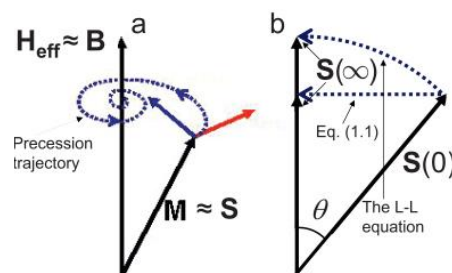


Рис. 1. Иллюстрация к уравнению движения магнитного момента  $\mathbf{S}$  в квантово-холловском ферромагнетике:  $\partial\mathbf{S}/\partial t = - (g\mu_B/\hbar)\mathbf{S} \times \mathbf{B} - \lambda_{QH}\mathbf{B} \times (\mathbf{S} \times \mathbf{B})$  (а) Красная стрелка соответствует «прецессионному» члену в уравнении движения, синяя – затуханию. (б) Затухание (пунктирные линии) в системе отсчета, прецессирующей вместе с  $\mathbf{S}$ . Дуга – траектория, описывающая  $\mathbf{S}(t)$  согласно уравнению Ландау-Лифшица (L-L). Горизонтальная стрелка – направление движения момента в КХФ.

определяется аннигиляцией спин-волновых экситонов и оказывается примерно на порядок больше [3].

#### Литература

[1] D. Fukuoka et al, Phys. Rev. Lett. **105** 126802 (2010); A.V. Larionov et al, Sci. Reports **10**, 2270 (2020).

[2] S. Dickmann, J. Phys.: Condens. Matter **32**, 015603 (2020); *ibid* **33** 105602 (2020).

[3] A.S. Zhuravlev et al, Phys. Rev. B **89** 161301 (2014).

## Количественное определение белков и вирусных частиц гриппа в коллоидных растворах серебра

**Д.А.Грибанев<sup>1</sup>, В.И.Кукушкин<sup>1</sup>, Е.Г.Завьялова<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

<sup>2</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, химический факультет, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 3

Усиление Рамановского рассеяния света (SERS) на агрегатах серебряных наночастиц позволяет быстро определять содержание белков или вирусных частиц в различных биологических средах. В данной работе исследовались две схемы опытов определения белков на основе гидроксиламин-восстановленных серебряных наночастиц. Первая схема основана на снижении интенсивности SERS сигнала красителя за счёт разной степени разрушения агрегатов серебряных наночастиц под действием специфичных и неспецифичных вирусных белков. Вторая схема заключается в разной степени образования агрегатов вокруг комплексов вирусный белок/меченый аптамер. При этом как в первой, так и во второй схемах с ростом концентрации неспецифического к аптамеру белка (или вирусных частиц) наблюдается образование белковой короны вокруг наночастиц, что предотвращает агрегацию и, следовательно, вызывает низкий уровень SERS-сигнала в контрольном образце.

Несмотря на удобство и простоту исполнения эксперимента по количественному определению белков при помощи растворов наночастиц, главным препятствием остается сильная вариабельность SERS-сигнала в этих системах. В данной работе предложено два способа решения этой проблемы. Первый способ основан на использовании относительного значения интенсивности SERS – то есть отношение интенсивности сигнала SERS сразу после добавления биоаналита к интенсивности SERS после установления равновесия в системе биоаналит/раствор наночастиц. Вторым подходом является подбор других агрегирующих агентов. В данном исследовании в качестве таких агентов были рассмотрены растворы ацетата и цитрата натрия, а также изучалось их влияние на воспроизводимость SERS-сигнала в сравнении с концентрированными соляными буферами.

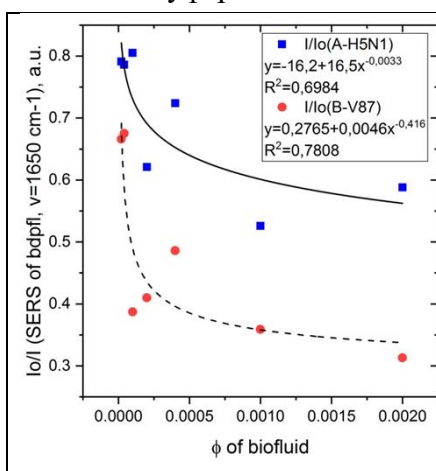


Рис. 1. Изменение относительной интенсивности SERS-сигнала метки BDPFL в зависимости от концентрации вирусных частиц гриппа А и В при агрегации в концентрированном соляном буфере.

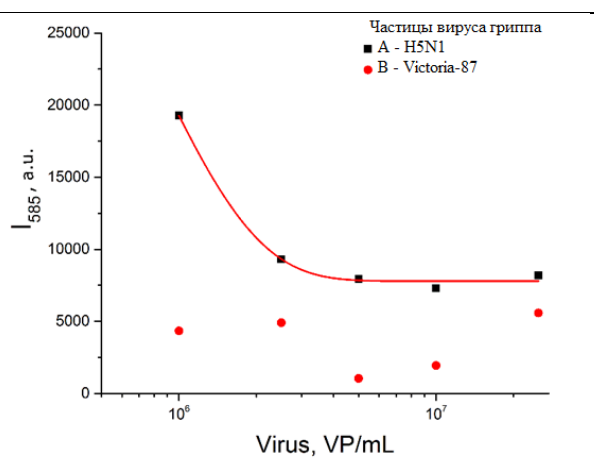


Рис. 2. Изменение абсолютной интенсивности SERS-сигнала метки BDPFL в зависимости от концентрации вирусных частиц гриппа А и В при агрегации в соляном буфере, содержащем цитрат.

## Температурная зависимость циркулярно-поляризованного излучения хиральных инжекционных полупроводниковых лазеров

**А.А.Максимов,\* Е.В.Филатов, И.И.Тартаковский**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: maksimov@issp.ac.ru*

Недавно в работе [1] было показано, что при низких температурах  $\sim 2$  К стимулированное излучение инжекционного полупроводникового лазера с электрической накачкой на основе AlAs/AlGaAs микрорезонатора с GaAs квантовыми ямами в активной области, верхний слой которого представлял собой квадратную решетку фотонного кристалла с хиральной симметрией, обладает высокой (до  $\sim 90$  %) степенью циркулярной поляризации света. Тем самым была продемонстрирована реализация компактных лазерных источников света с контролируемым циркулярно-поляризованным излучением на основе хирально-модулированных полупроводниковых наноструктур.

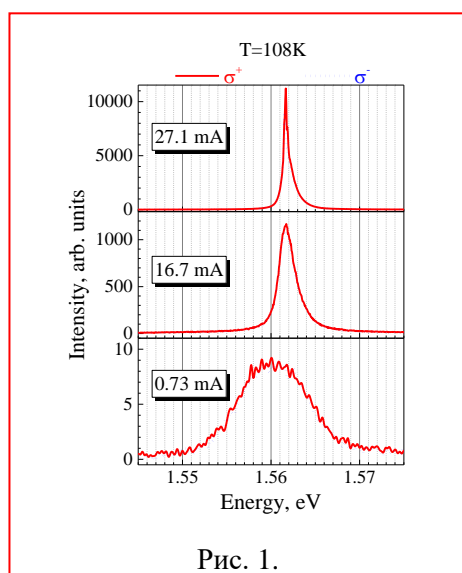


Рис. 1.

Были выполнены экспериментальные исследования стимулированного излучения инжекционных хиральных полупроводниковых лазерных структур при повышенных температурах вплоть до  $\sim 140$  К. Исследовались лазеры, выращенные на основе  $\lambda$ -микрорезонатора Al<sub>0.40</sub>Ga<sub>0.60</sub>As. В пучности электрического поля в центре микрорезонатора располагались четыре квантовые ямы из GaAs шириной 7 нм, разделенные 4 нм Al<sub>0.40</sub>Ga<sub>0.60</sub>As барьерами. Нижнее брэгговское зеркало микрорезонатора состояло из 27 пар AlAs/AlGaAs слоев, которые допировались кремнием, а верхнее содержало 23.5 пары слоев, допированных углеродом. На верхнем брэгговском зеркале были вытравлены фотонные кристаллы с квадратными элементарными ячейками и различным знаком хиральности. Отдельная лазерная

структура представляла собой параллелепипед с размерами основания  $60 \times 60$  мкм<sup>2</sup>, на верхнем зеркале которого, внутри площади, ограниченной золотым кольцевым контактом, размещался фотонный кристалл размером  $36 \times 36$  мкм<sup>2</sup>.

Пример изменения спектров излучения в разных циркулярных поляризациях и возникновения лазерной генерации при увеличении импульсного тока, текущего через образец при температуре 108 К, показан на рис. 1. При максимальных значениях импульсного тока порядка  $\sim 25$  мА в хиральных полупроводниковых микрорезонаторах, развитая многомодовая лазерная генерация в виде спектрально очень узких полос с высокой степенью величины циркулярной поляризации излучения  $> 70$  % наблюдалась вплоть до температур  $\sim 90$  К. При более высоких температурах наблюдалось сверхлинейное возрастание интенсивности и спектральное сужение линий излучения при возрастании величины тока.

Работа частично поддержана проектами РФФИ № 20-02-00534 и № 19-02-00697.

### Литература

[1] А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский, Известия РАН. Серия физическая, т. 85, № 2, 241–244 (2021).

## Исследования гетероструктур GaN/AlGaN методами оптической спектроскопии для фундаментальной науки и практических приложений

**В.В.Соловьев,\* И.В.Кукушкин**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: vicsol@issp.ac.ru*

В докладе освещаются результаты характеристики гетероструктур GaN/AlGaN методами оптической спектроскопии, прежде всего низкотемпературной фотолюминесценции. Обсуждаются крайне важные для приложений достижения по характеристике остаточного и внедренного легирования в полупроводнике GaN. В частности, впервые демонстрируются характерные признаки присутствия германия, являющегося новой и перспективной донорной примесью. Другим фундаментально важным результатом является установление положения уровня углерода – глубокого акцептора, – произведенное с помощью экспериментов по тушению полосы желтой люминесценции инфракрасной подсветкой.

Еще одним ярким результатом применения оптической спектроскопии является однозначное установление факта заполнения второй подзоны размерного квантования в GaN/Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N гетероструктуре при плотности двумерных электронов  $8.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [1]. Вопрос об установлении природы характерных биений в магнитотранспортных характеристиках таких структур: происходят ли они в результате спинового расщепления в нулевом и малом магнитных полях, или же они связаны с заполнением следующей электронной подзоны, либо неоднородностью образца, – являлся крайне дискуссионным на протяжении последнего десятилетия. Посредством комбинированных магнитотранспортных и магнитооптических измерений данный вопрос был окончательно прояснен.

Работа произведена при частичном финансировании в рамках госзадания ИФТТ РАН.

### Литература

- [1] V.V. Solovyev, S. Schmult, L. Krückeberg et al., Appl. Phys. Lett. **118**, 013101 (2021).

# Изучение спектров пропускания металлических метаповерхностей в субтерагерцовом частотном диапазоне

**П.А.Гусихин,\* К.Р.Джикирба, В.М.Муравьев**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: gusikhin@issp.ac.ru*

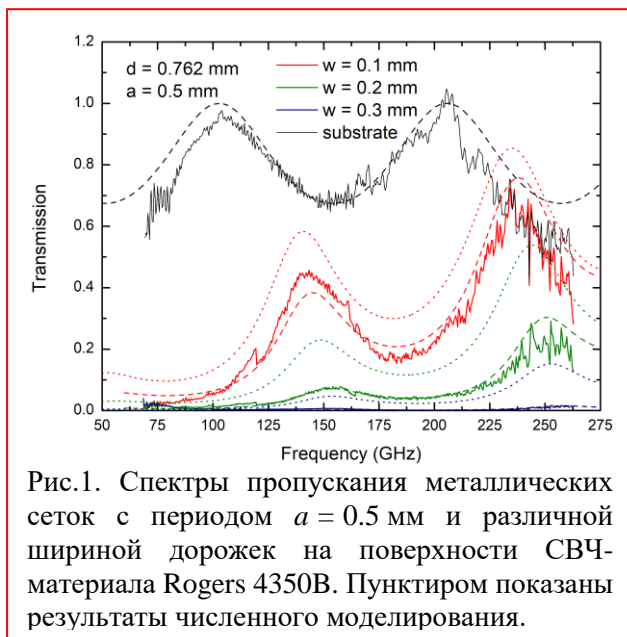


Рис.1. Спектры пропускания металлических сеток с периодом  $a = 0.5$  мм и различной шириной дорожек на поверхности СВЧ-материала Rogers 4350В. Пунктиром показаны результаты численного моделирования.

Метаповерхности – искусственно созданные двумерные периодические структуры, обладающие физическими свойствами, определяемыми этой структурой. Их изучение является крайне перспективным направлением, так как метаповерхности могут иметь свойства, трудно достижимые или вообще не существующие у природных материалов, такие как, например, отрицательный показатель преломления [1].

Особый интерес представляют метаповерхности для субтерагерцового и терагерцового частотного диапазонов, так как, во-первых, практически не существует природных материалов, у которых есть ярко выраженные

спектральные особенности в данном частотном диапазоне, а во-вторых, изготовление метаповерхностей для данного частотного диапазона является очень простой задачей с точки зрения технологических возможностей.

В данной работе мы исследуем теоретически и экспериментально спектры пропускания металлических метаповерхностей, представляющих собой прямоугольную сетку металлических полосок, нанесённую на СВЧ-ламинат Rogers 4350В. В экспериментальных исследованиях в качестве источника субтерагерцового излучения применялись лампы обратной волны, перекрывающие диапазон 70-260 ГГц. Мощность проходящего через образец излучения измерялась пироэлектрическим детектором. На рис. 1 показаны характерные спектры пропускания, на которых видны резонансы пропускания, положение которых зависит от параметров структуры. Для объяснения этих спектров было проведено численное моделирование, а также была построена феноменологическая модель метаповерхности, использующая представление об эффективном импедансе. Используя данную модель, удалось связать спектральные характеристики металлической метаповерхности с поперечными электромагнитными плазмонами в двумерной электронной системе [2-4].

## Литература

- [1] J. B. Pendry, et al., IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 47, 2075–2084 (1999).
- [2] J. B. Pendry, et al., Phys. Rev. Lett. 76, 4773–4776 (1996).
- [3] P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 102, 121404(R) (2020).
- [4] A. Shuvaev, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, J. Gospodarič, A. Pimenov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. 126, 136801 (2021).

## Фазовые волновые пластины для управления лучом ТГц диапазона

**К.Р.Джикирба,<sup>1</sup> П.А.Гусихин,<sup>1</sup> И.В.Андреев,<sup>1</sup> В.М.Муравьев,<sup>1</sup> Я.Господарич,<sup>2</sup>  
А.Пименов,<sup>2</sup> И.В.Кукушкин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

<sup>2</sup>Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology (TU Wien), 1040 Vienna, Austria

Растущий интерес к терагерцовой оптике, позволяющей получать непосредственно изображение объекта, обусловлен её применением в области безопасности и неразрушающего контроля. Одной из технических проблем визуализации является управление пучком, например, разработка систем освещения линейных камер, используемых в конвейерных системах сканирования [1]. Ранее такой пучок получали с использованием линз или зеркал сложной формы. Другой вариант: использовать фазовую пластину. Этот метод позволяет создать заданный профиль луча на определенном расстоянии от пластины [2].

Была разработана, рассчитана и напечатана на 3D-принтере из имеющихся в продаже полилактида или полиамида фазовая пластина для формирования луча ТГц диапазона определенной формы.

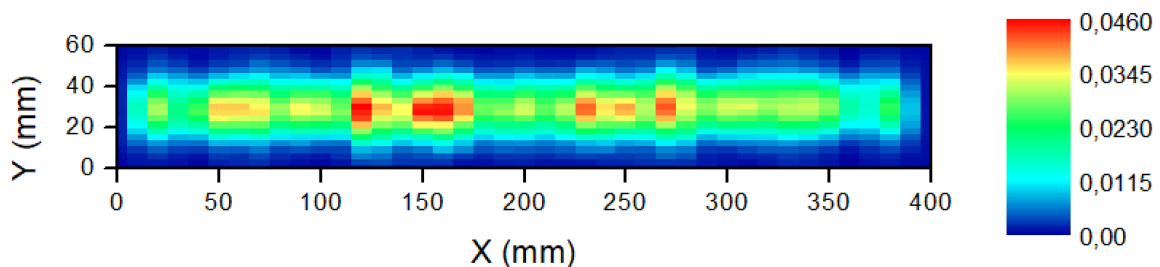


Рис. 1 Распределение интенсивности поля на расстоянии 500 мм от фазовой пластины, источник 96 ГГц

Расчетная форма пучка представляла собой прямоугольник 384 мм на 6 мм, что соответствует активной площади линейной камеры TeraSense TeraFAST-256. Измерения проводились на нескольких источниках TeraSense IMPATT частотой 96 - 97 ГГц с коническим рупором, дающим расходящийся гауссов пучок. Профиль полученного пучка исследовался на расчетном расстоянии (500 мм) от пластины точечным детектором, установленном на двухосном подвижном столике. На рис. 1 представлен экспериментально исследованный профиль, видно, что результаты хорошо согласуются с расчетом. Исследована глубина резкости изображения: при расстояниях от 450 до 600 мм получаемый профиль сохранял свою форму, лишь немного меняя распределение интенсивности.

Таким образом, разработана и успешно внедрена фазовая пластина, напечатанная на 3D-принтере, для управления лучом ТГц диапазона. Сформированный пластиной пучок оказался устойчив как к отклонениям по частоте источника, так и к отклонениям по расстоянию до детектора.

## Литература

- [1]. A. V. Shchepetilnikov, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, G. E. Tsydynzhapov, Yu. A. Nefyodov, A. A. Dremin, I. V. Kukushkin, “New Ultra-Fast Sub-Terahertz Linear Scanner for Postal Security Screening” *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* (2020) 41:655–664.
- [2]. J. Gospodaric, A. Kuzmenko, Anna Pimenov, C. Huber, D. Suess, S. Rotter, and A. Pimenov, “3D-printed phase waveplates for THz beam shaping,” *Applied Physics Letters*, vol. 112, p. 221104, 2018.

## Перенормировка масштаба обменной энергии квантово-холловских ферромагнетиков в двумерной ферми-жидкости

А.Б.Ваньков\*

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: vankov@issp.ac.ru

Некоторые секреты физики конденсированного состояния раскрываются на примере определенных модельных задач. Так, эффекты, связанные с обменным взаимодействием двумерных электронов в квантующем магнитном поле, изучают в простейшем случае квантово-холловского ферромагнетика с  $\nu = 1$ . Благодаря выигрышу в обменной энергии, это состояние устойчиво даже в системах со сколь угодно малым Зеемановским взаимодействием. Ранее на примере двумерных электронных систем в GaAs был показан эффективный способ зондирования обменных эффектов через энергию циклотронных возбуждений с переворотом спина (CSFE), измеряемую методом неупругого рассеяния света [1]. Наблюдалось хорошее согласие эксперимента с расчетами в приближении Хартри-Фока при выполнении условия малости кулоновских вкладов относительно циклотронной энергии. В появившихся сравнительно недавно системах на основе гетероструктур ZnO/MgZnO взаимодействие на порядок сильнее, а сильное смешивание уровней Ландау качественным образом затрудняет теоретическое описание коллективных эффектов, так как даже точный вид основного состояния системы неизвестен. Именно поэтому на передний план выходит экспериментальное зондирование многочастичных эффектов.

В настоящей работе методом неупругого рассеяния света на коллективных спиновых возбуждениях было установлено, что для двумерных электронных ферми-жидкостей с величиной параметра взаимодействия Вигнера-Зейтса  $r_s > 7$ , обменная энергия электронов в режиме квантового эффекта Холла с  $\nu = 1$  имеет масштаб циклотронной энергии вместо обычной величины кулоновской энергии на расстоянии магнитной длины  $e^2 / \epsilon \ell_B$ . Причиной нетривиального поведения обменного вклада является сильное смешивание уровней Ландау, приводящее к эффективной перенормировке кулоновского взаимодействия, ожидаемого в теории в пределе  $r_s \gg 1$ . В работе показано, что хорошую оценку многочастичного вклада в энергию коллективных возбуждений можно получить даже в этом пределе, проводя вычисления все же в проекции на несколько нижайших уровней Ландау, но заменяя влияние остальных уровней введением статической диэлектрической функции, экранирующей Кулоновский потенциал [2]. Проведенные вычисления методом точной диагонализации для конечного числа электронов дают хорошее согласие с экспериментом, но главное – нетривиальное поведение многочастичного энергетического вклада удастся описать в терминах ферми-жидкостных квазичастиц [3].

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН за счет гранта РНФ №19-72-30003.

### Литература

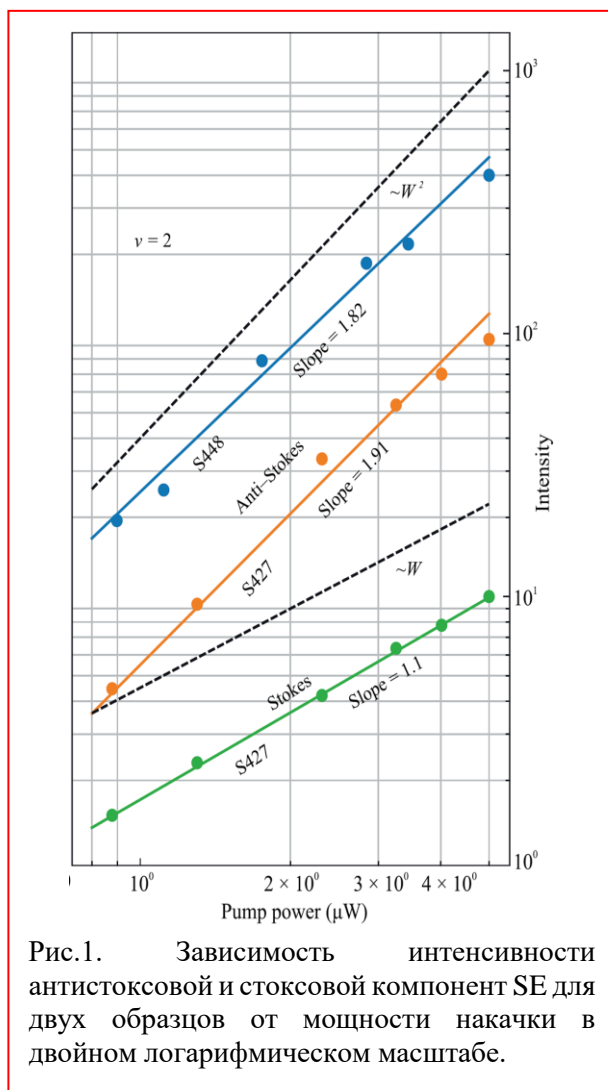
- [1] A.B. Van'kov, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).
- [2] A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, S. Volosheniuk, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **100**, 041407(R) (2019).
- [3] A.B. Van'kov, I.V. Kukushkin, Phys.Rev. B **102**, 235424 (2020).



## Макрозаполнение магнитоэкситонного уровня в режиме КЭХ

Б.Д.Кайсин<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2<sup>2</sup>МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

\*e-mail: kaysin@issp.ac.ru



В ДЭС с сильным взаимодействием на структуру основного состояния влияет высокий обменный вклад. При некотором соотношении одночастичной энергетической щели над основным состоянием и обменной энергии при факторе заполнения 2 может произойти переключение спинового упорядочения с парамагнитной на энергетически более выгодную ферромагнитную конфигурацию. Изменение структуры основного состояния ДЭС проявляется в изменении спектра коллективных возбуждений, исследование которого позволяет наблюдать новые нетривиальные эффекты. Так в настоящей работе была обнаружена аномально сильная по интенсивности антистоксова компонента спинового экситона (SE – spin exciton) в сильновзаимодействующих ДЭС на основе ZnO/MgZnO при низких температурах порядка 0.35K [1]. Данная спектральная линия формируется при ферромагнитном упорядочении в окрестности фактора заполнения 2. При изменении спиновой конфигурации на факторе заполнения 2 с ферромагнитной на парамагнитную спектральная линия исчезает, что связано с невозможностью формирования SE в условиях

парамагнитного упорядочения на четных факторах заполнения. Показано, что происхождение данной линии не может быть вызвано термоактивацией возбуждений, а связано с формированием уровня долгоживущих возбуждений SE при ферромагнитном упорядочении на факторе заполнения 2, что главным образом следует из сверхлинейной зависимости интенсивности исследуемой линии от мощности накачки (см. рис.1).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта #19-32-90203.

## Литература

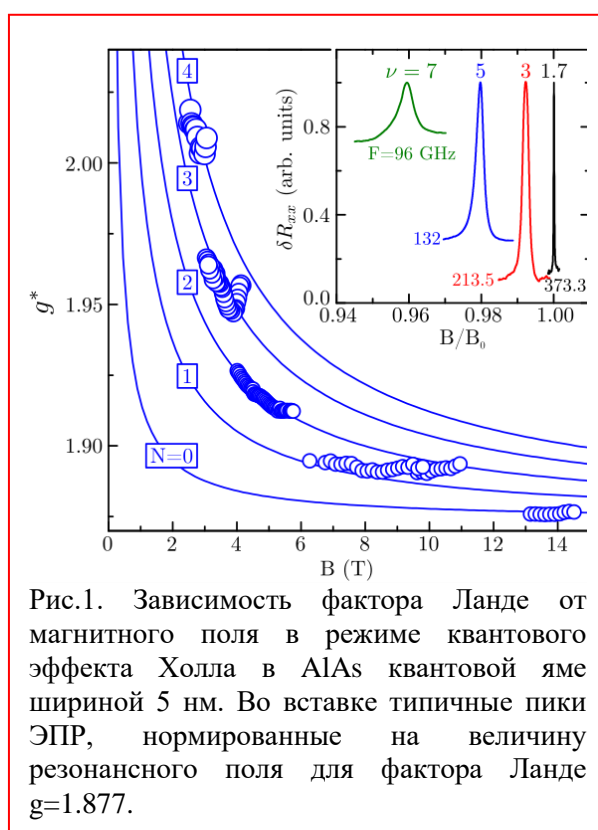
[1] Б.Д. Кайсин, А.Б. Ваньков, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 112, 62 (2020).

## Эффекты спин-орбитального взаимодействия в низкоразмерных электронных системах

**А.В.Щепетильников,\* А.Р.Хисамеева, Ю.А.Нефёдов, И.В.Кукушкин**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

\**e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru*



Взаимодействие между спиновой степенью свободы и орбитальным движением заряженной частицы в режиме квантового эффекта Холла перемешивает состояния, отвечающие разными индексами Ландау и проекциям спина. Такое перемешивание проявляется на эксперименте в изменении величины одночастичного спинового расщепления, которое можно измерить посредством методики электронного парамагнитного резонанса. По величине такой модификации можно определить доминирующий тип взаимодействия и соответствующие константы. В рамках данной работы было показано, что такой подход определения констант эквивалентен другим методам измерения констант спин-орбитального взаимодействия, например, по антилокализации двумерных электронов.

Эксперименты проводились на разнообразных полупроводниковых

системах, содержащих высококачественные двумерные электронные системы, а именно AlAs-квантовые ямы, ZnO/MgZnO- и GaN/AlGaIn- гетеропереходы. Общим свойством изучаемых систем была большая масса носителей заряда, обеспечивающая относительно маленькую величину циклотронной энергии и, как следствие, более эффективное перемешивание спиновой и орбитальной степеней свободы в режиме квантового эффекта Холла. Параметры спин-орбитального взаимодействия были измерены в таких структурах в зависимости от основных свойств полупроводниковых гетероструктур, а именно двумерной плотности электронов, ширины квантовой ямы и т.д. Полученные данные позволили извлечь материальные параметры, определяющие силу спин-орбитального взаимодействия, для крайне важных как с фундаментальной, так и с практической точек зрения полупроводников, а именно ZnO, GaN и AlAs.

Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант №20-72-10097).

## Магниторотоны в состоянии Лафлина 1/3

**Л.В.Кулик,\* А.С.Журавлев***ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2**\* e-mail: kulik@issp.ac.ru*

Основополагающая работа [1] по экспериментальному обнаружению квазичастиц, подчиняющихся не бозе и не ферми (анионной) статистике в состоянии Лафлина 1/3, открыла принципиально новые перспективы исследования объектов, сама возможность которых обсуждалась до сих пор только гипотетически. Анионная статистика для квазичастиц дробных состояний была предсказана более 30 лет назад, однако первые экспериментальные доказательства в пользу этого физического явления появились только сейчас. Для систем квазичастиц, подчиняющихся анионной статистике, предсказывается ряд интересных парадоксов, которые не могут существовать ни в бозе, ни в ферми-системах, а неабелева статистика для квазичастиц в состоянии 5/2 привела к красивой теоретической идее топологических квантовых вычислений).

Следует, однако, отметить, что экспериментальные проявления анионной статистики были продемонстрированы в транспортных экспериментах в условиях дробного квантового холловского изолятора, когда объемные квазичастицы, для которых предсказываются нетривиальные статистические свойства, не вносят вклад в проводимость. Поэтому необходимо доказать связь между транспортными свойствами дробных краевых состояний и объемных квазичастиц, что само по себе является нетривиальной задачей [2]. Проблема с нейтральными возбуждениями в объеме дробных квантовых холловских изоляторов, которые представляют собой анионные комплексы, еще более серьезна. Они не активны в магнитотранспорте, поэтому единственный способ их исследования – это оптические методы [3]. Интересным достижением в физике состояний ДКЭХ могло бы стать образование квазиравновесного конденсата нейтральных анионных комплексов (магниторотонов). Существующие теории предсказывают различные возможные статистические свойства магниторотонов, а наиболее экзотические теории находят прямую связь между магниторотонами с малыми импульсами в состоянии Лафлина 1/3 и гравитонами в общей теории относительности [4].

Рецепт приготовления неравновесных ансамблей магниторотонов оптическими методами был впервые разработан нами для целочисленных квантово холловских изоляторов [5]. Оказывается, что при произвольном факторе заполнения невозможно сформировать неравновесный ансамбль магниторотонов. Только при выполнении определенных требований к электронной системе эта задача становится экспериментально разрешимой. На первый взгляд, ничего подобного не может произойти в состоянии Лафлина 1/3, которое должно быть композитфермионным аналогом единичного целочисленного состояния – холловского ферромагнетика (для которого вышеупомянутые требования определенно не выполняются). Удивительно, но нам удалось сформировать макроскопический ансамбль неравновесных магниторотонов в состоянии Лафлина 1/3 с беспрецедентно большим временем релаксации в основное состояние. Ансамбль магниторотонов проявляет ряд свойств, аналогичных свойствам магнитофермионного конденсата спиновых ротонов (спин-триплетный экситон в ротонном минимуме) в целочисленном состоянии квантового эффекта Холла на факторе заполнения два, которое характеризуется бозе-статистикой квазичастиц [6] в согласии с результатами теоретической работы [4].

Литература

- [1] H. Bartolomei et al, *Science*, 368, 173 (2020).
- [2] X.-G. Wen, *Adv. Phys.* 44, 405 (1995).
- [3] I. V. Kukushkin et al, *Science* 324, 1044 (2009).
- [4] Bo Yang et al, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 256807 (2012).
- [5] L.V. Kulik et al, *Nature Comm.* 7, Article number: 13499 (2016).
- [6] L.V. Kulik et al, *Appl. Phys. Lett.* 114, 62403 (2019).

## Переход от «проксимити» к обычным двумерным плазмонам

**И.В.Андреев, \* Н.Д.Семенов, С.И.Губарев, В.М.Муравьев***ИФТТ РАН, 142432, г. Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, д.2**\*e-mail: formalism@gmail.com*

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) являются чрезвычайно гибким, удобным и интересным объектом исследований как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Одним из важнейших последних результатов в области двумерной плазмоники является обнаружение принципиально нового типа плазменных возбуждений в ДЭС – так называемых «проксимити» плазмонов [1, 2]. Этот тип плазменных волн наблюдается в ДЭС, вблизи которых расположен полосковый металлический затвор. При этом волновой вектор возбуждения направлен вдоль полоски затвора, а в поперечном направлении узлы осцилляций зарядовой плотности отсутствуют. Дисперсия «проксимити» плазмонов одновременно сочетает в себе характерные черты дисперсий экранированного и неэкранированного двумерных плазмонов. Проксимити плазмоны были обнаружены экспериментально в геометриях полоски [2] и кольца [3].

В данной работе исследованы «проксимити» плазменные возбуждения в геометрии кольца. Для этого образцы имели мезу в виде диска, край которого был частично перекрыт металлическим затвором. Установлено, что возможен переход от «проксимити» к обыкновенным двумерным плазмонам при обеднении подзатворной области либо при уменьшении ширины перекрытия мезы и затвора.

Экспериментально показано, что, хотя «проксимити» плазменная мода связана с наличием затвора над ДЭС, в её волновое движение вовлекаются преимущественно электроны, расположенные вне подзатворной области. Благодаря этому при частичном обеднении подзатворной области частота моды практически не зависит от электронной концентрации под затвором. При полном обеднении подзатворной области происходит скачкообразный переход от «проксимити» к обычному латерально экранированному двумерному плазмону.

Уменьшение ширины перекрытия мезы и затвора приводит к аналогичному переходу, но на этот раз не скачкообразному, а непрерывному. Таким образом, возможно существование плазменных мод, являющихся промежуточными между «проксимити» и двумерным плазмонами. Разработан теоретический подход, в котором данное явление успешно объясняется при помощи эквивалентной схемы с сосредоточенными параметрами.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

## Литература

- [1] A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, Phys. Rev. B 99, 165304 (2019).
- [2] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B 99, 241406(R) (2019).
- [3] V.M. Muravev, A.M. Zarezin, P.A. Gusikhin, A.V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 100, 205405 (2019).

## Сравнительный анализ оптических свойств SERS-структур при их формировании путем вакуумного термического напыления на поверхности пористых трековых мембран и подложек Si/SiO<sub>2</sub>

**А.С.Астраханцева<sup>1,2</sup>, О.В.Кривавчук<sup>3</sup>, В.И.Кукушкин<sup>1</sup>, Е.Н.Морозова<sup>1</sup>,  
А.Н.Нечаев<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

<sup>2</sup>МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д.9

<sup>3</sup>ОИЯИ, 141980, Московская обл., Дубна, ул. Жолио-Кюри, д. 6

С помощью методов вакуумного термического напыления и отжига после процесса напыления на поверхности пористых трековых мембран (рис. 1) из ПЭТФ (полиэтилентерефталата) и кремниевых подложек со слоем оксида кремния (рис. 2) формировались SERS-структуры в виде nanoостровковых серебряных пленок.

В результате оптимизации этих структур создавались nanoостровковые серебряные пленки с различными латеральными размерами, толщинами и формами наночастиц, а также зазорами между ними. Толщина напыленного серебра изменялась в диапазоне 4 – 30 нм, температура отжига – в диапазоне 120 – 360 °С.

В работе было изучено влияние морфологии металлических наночастиц, осажденных на различные поверхности, на оптические свойства SERS-подложек.

Оптимизированные SERS-структуры могут быть использованы в качестве высокочувствительных оптических сенсоров для быстрого и селективного выявления различных вирусных инфекций. Подбирая пористые SERS-активные мембраны таким образом, чтобы диаметр их пор был чуть меньше, чем размер исследуемого вируса, данные сенсоры позволят отфильтровать низкомолекулярные соединения, соли и белки, содержащиеся в исследуемых биологических пробах, и создавать на их основе оптические сенсоры для количественного определения вирусов (например, коронавируса SARS-CoV-2, сезонного гриппа A(H1N1), парамиксовирусов).

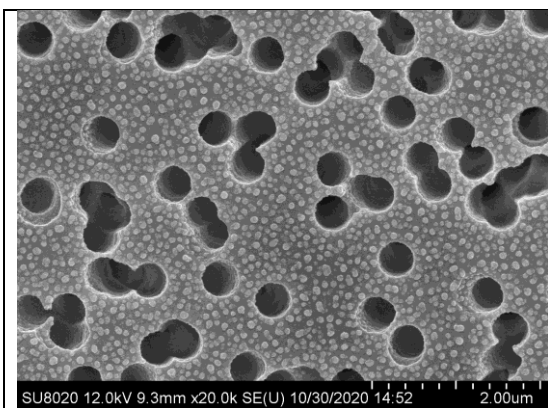


Рис.1. Изображение поверхности пористой трековой мембраны, полученное на электронном микроскопе. Толщина напыленного серебра – 20 нм, температура отжига в воздушной камере – 160 °С, время отжига – 1 час.

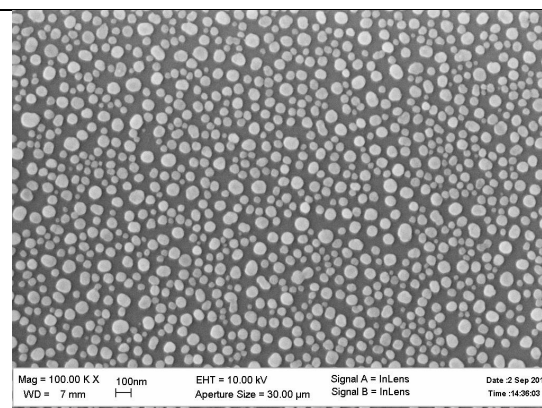


Рис.2. Изображение поверхности Si/SiO<sub>2</sub>, полученное на электронном микроскопе. Толщина напыленного серебра – 15 нм, температура отжига на твердотельной плитке – 360 °С, время отжига – 6 минут.

Исследование выполнено за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-04-60077)

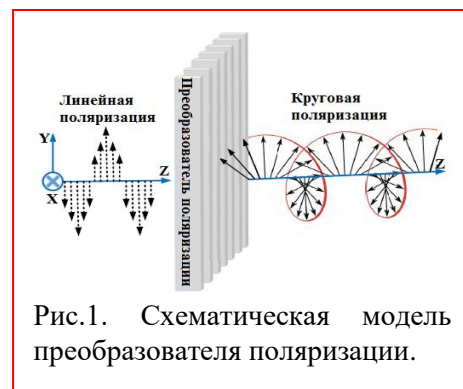
## Искусственный анизотропный материал для преобразования линейной поляризации в круговую поляризацию

**И.Ш.Бахтеев,\* С.Ю.Молчанов**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: b1984h@yandex.ru*

Среди многих свойств электромагнитной волны поляризация занимает одну из важнейших ролей. Хорошо известно, что состояния поляризации света могут изменяться природными анизотропными средами. На том основании, что перпендикулярные оси  $Ox$  и  $Oy$  имеют различные показатели преломления  $n_x$  и  $n_y$ , между осями образуется относительный фазовый сдвиг равный  $\Delta\Phi = \Phi_x - \Phi_y$ . Для преобразования линейно поляризованной волны в левостороннюю круговую поляризацию необходимо, чтобы фазовый сдвиг был равен  $\Delta\Phi = \frac{\pi}{2}$ . Для закручивания волны вправо – сдвиг  $\Delta\Phi = \frac{3\pi}{2}$ . Для возбуждения кросс-поляризации необходимо получить фазовый сдвиг  $\Delta\Phi = \pi$ .



Изменение поляризации с помощью материала – удобный и простой способ получения желаемой характеристики. Базовая конструкция анизотропного материала, описанного в работе [1], представлена на рисунке 1. Модернизированные варианты преобразователей для СВЧ [2] и КВЧ [3,4] успешно применяются в антенной технике. Но для частот выше 90 ГГц такие преобразователи практически отсутствуют из-за технологических сложностей.



В ИФТТ РАН была рассчитана модель поляризационного конвертера для частоты 96 ГГц, который возможно изготовить с помощью 3D печати из материала с коэффициентом преломления  $n = 1,6$ . Данный преобразователь характеризуется толщиной меньше 1 см и достаточно крепким корпусом, несмотря на большое количество пустот. Также проведено исследование влияния погрешностей изготовления в пределах допусков, установленных на 3D печать (до 0,03 мм), которое не выявило значительного ухудшения характеристик преобразователя. Прошедшая мощность сохраняется на значениях выше 95%, а максимальная погрешность фазового сдвига  $\Delta\Phi$  меньше 1,5°.

### Литература

- [1] Kirschbaum H. S., Chen S. A method of producing broad-band circular polarization employing an anisotropic dielectric //IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1957. – Т. 5. – №. 3. – С. 199-203.

[2] Tuovinen T., Salonen E. T., Berg M. An artificially anisotropic antenna substrate for the generation of circular polarization //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2016. – T. 64. – №. 11. – C. 4937-4942.

[3] Volman V., Harris D. W. Passive electromagnetic polarization shifter with dielectric slots: пат. 8519899 США. – 2013.

[4] Wang K. X., Wong H. Design of a wideband circularly polarized millimeter-wave antenna with an extended hemispherical lens //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2018. – T. 66. – №. 8. – C. 4303-4308.



# Резонансная фотолюминесценция двумерной электронной системы в условиях формирования объемного состояния дробного квантового эффекта холла $1/3$

**Е.И.Белозеров,<sup>1,2</sup> А.С.Журавлёв<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

<sup>2</sup>Высшая Школа Экономики, 101000, Москва, Мясницкая ул., 20

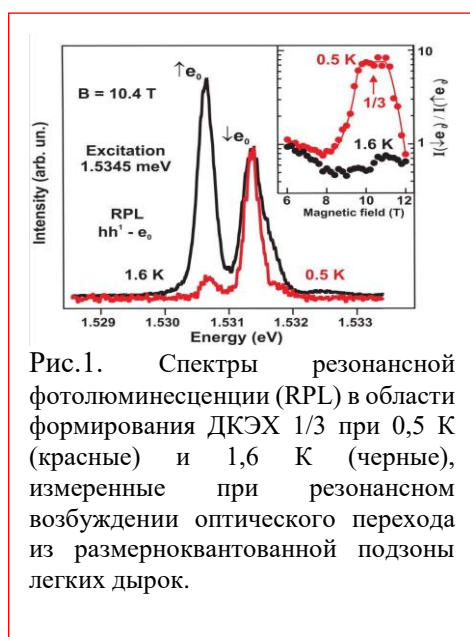


Рис.1. Спектры резонансной фотолюминесценции (RPL) в области формирования ДКЭХ  $1/3$  при 0,5 К (красные) и 1,6 К (черные), измеренные при резонансном возбуждении оптического перехода из размерноквантованной подзоны легких дырок.

Одним из подтвержденных экспериментальных методов изучения объемных электронных состояний в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) является резонансное отражение [1]. Именно в сигнале резонансного отражения впервые была обнаружена линия, связанная с состоянием ДКЭХ  $1/3$ , отделенная спектрально от разрешенных одночастичных оптических переходов двумерной электронной системы (2DES) [2]. Однако этот метод в силу своей сложности не подходит для рутинных измерений 2DES в режиме ДКЭХ; использование же нерезонансного отражения невозможно в силу неконтролируемого фотоиндуцированного вклада в конечный результат измерений. В работе впервые применена методика резонансной фотолюминесценции (RPL) для исследования состояния ДКЭХ  $1/3$ , что позволило

избавиться от нежелательной фотолюминесценции трехчастичных комплексов.

Основным экспериментальным результатом представленной работы является пороговое изменение интенсивностей линий RPL в условиях формирования ДКЭХ  $1/3$  при понижении температуры гелиевой бани (рис. 1). Если при температуре 1.6К интенсивности линий переходов с нулевого уровня Ландау отражают заселенность электронных и дырочных уровней. Учитывая, что практически все равновесные электроны при 0.5К находятся на нижайшем уровне Ландау, получается парадоксальный результат: концентрация электронов на верхнем спиновом подуровне Ландау много меньше, чем на нижнем, сила осциллятора оптических переходов с нижнего спинового подуровня выше, чем с верхнего, а амплитуда RPL с верхнего спинового подуровня на порядок величины превышает амплитуду RPL с нижнего спинового подуровня. Наблюдаемый эффект имеет универсальный характер; т. е. не зависит от энергии используемого резонанса для фотовозбуждения RPL.

## Литература

[1] L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, I.V. Kukushkin, and S. Schmult, Nature Comm. 7, 13499(2016).

[2] Л.В. Кулик, А.С. Журавлев, В.Е. Бисти, В.Е. Кирпичев, М.Н. Ханнанов, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ 100, 659 (2014).

## Технологические особенности создания гетероструктур с монослоями дихалькогенидов переходных металлов и графена

**А.С.Бричкин,\* А.В.Черненко**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: brich@issp.ac.ru*

Создание высококачественных многослойных структур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) и графена является актуальной темой современной физики ван-дер-ваальсовых материалов. Поскольку поверхность монослоёв ДПМ и графена очень чувствительна к загрязнению и окислению, чаще всего монослои помещаются между слоями гексагонального нитрида бора (hBN), обладающего схожей кристаллической решёткой и атомно-гладкой поверхностью. Такие «инкапсулированные» слоями hBN монослои обладают лучшими физическими свойствами и не подвержены деградации при контакте с атмосферой.

Для создания структур с графеном наиболее подходящим является метод «подъёма-переноса» [1] с использованием промежуточной сборки на полимере полипропилен карбоната (ППК), который позволяет избежать контакта с полидиметилсилоксаном (ПДМС), загрязняющим поверхность монослоя. Этот метод предполагает использование технологии механической эксфолиации графена на подложку Si/SiO<sub>2</sub>. Серьёзным недостатком прямого переноса на подложку является то, что при этом размеры «рабочих» флейков в плоскости оказываются невелики (~30×30мкм). В методике с использованием эксфолиации на ПДМС размеры «рабочих» флейков графена оказываются больше (~50×50мкм), но в этом случае не удаётся избежать загрязнения поверхностей материала полимером ПДМС и предпочтительнее оказывается метод «подъёма-переноса». В случае с монослоями ДМП метод «подъёма-переноса» не даёт выигрыша в качестве структур [1], и наилучшим является стандартный метод последовательного переноса флейков с ПДМС на подложку. В этом случае размер структур составляет ~200×100 мкм. Проблему загрязнения поверхности монослоёв структуры удаётся частично решить контролем за фронтом слипания флейков при переносе и отжиге возникающих «пузырей» при температуре 160 °С. Толщина используемых слоев hBN может варьироваться в широком диапазоне в зависимости от задачи, от 3 до 300 нм. Толщина слоя hBN и на ПДМС, и на подложке SiO<sub>2</sub> надёжно контролируется по цвету флейка (рис 1).

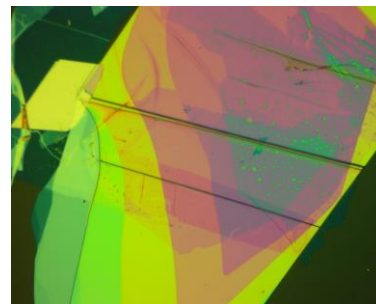


Рис.1. Структура hBN-WSe<sub>2</sub>-hBN на подложке Si/SiO<sub>2</sub>. Размер экрана 240×190 мкм<sup>2</sup>. Толщина нижнего слоя hBN, на который кладётся монослой WSe<sub>2</sub>, меняется ступеньками: 40-200-230-250-260 мкм.

### Литература

- [1] А.В. Черненко, А.С. Бричкин, Известия РАН, т. 85, №2, с. 245-248 (2021).

## Особенности перераспределения экситон-поляритонной плотности при импульсной широкоапертурной резонансной оптической накачке

А.А.Деменев\*

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: demenev@issp.ac.ru

В системе квазидвумерных экситон-поляритонов уже при невысоких плотностях ( $\sim 10^{11}$  см $^{-2}$ ) возможно образование конденсатного состояния в условиях межзонного возбуждения. Как было показано в [1], где впервые изучался отклик МР на единичный импульс накачки, на начальном этапе формирования конденсата поляритонов и распространения пространственной когерентности важную роль играет случайный экситонный потенциал. Целью настоящей работы было исследование влияния взаимодействия со случайным потенциалом и межполяритонного рассеяния на кинетику «чистой» (без экситонного резервуара и  $T = 2$ К) поляритонной системы с низкой начальной когерентностью.

Возбуждение «квазиконденсата» осуществлялось 1.5-пс лазерными импульсами ( $\delta E \approx 1.5$  мэВ) с широкой угловой апертурой ( $\delta k \approx 1$  мкм $^{-1}$ ), а детектирование производилось в режиме одной реализации, когда приготавливалась поляритонная система с сильными флуктуациями в  $\mathbf{r}$ - и  $\mathbf{k}$ -пространстве (рис.1b) и при усреднении по реализациям (рис.1a).

Найдено, что в случае почти гладкого потенциала, поляритон-поляритонное рассеяние не приводило к существенному сглаживанию начальных флуктуаций плотности и образованию доминирующей области вблизи  $k \sim 0$ . Показано, что при рассеянии поляритонов на случайном потенциале наблюдается значительное перераспределение их плотности (рис.1): в области потенциальной ямы ( $R_{\text{trap}} \approx 12$  мкм) распределение в  $\mathbf{k}$ -пространстве сужалось до  $\sim 0.2$  мкм $^{-1}$  с образованием когерентной области с  $L_{\text{coh}} \approx R_{\text{trap}}$ . Однако на этот процесс требовалось длительное время  $\sim 100$  пс.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН.

### Литература

[1] E. Estrecho, T. Gao, N. Bobrovska, et al. Single-shot condensation of exciton polaritons and the hole burning effect. Nat Commun 9, 2944 (2018).

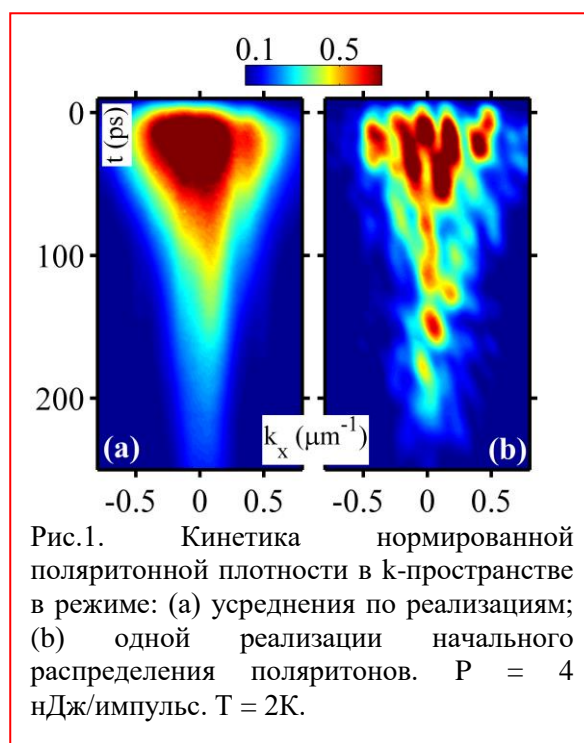


Рис.1. Кинетика нормированной поляритонной плотности в  $\mathbf{k}$ -пространстве в режиме: (a) усреднения по реализациям; (b) одной реализации начального распределения поляритонов.  $P = 4$  нДж/импульс.  $T = 2$ К.

# Механизмы поляризации носителей в ферромагнитных гетероструктурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn

С.В.Зайцев\*

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: szaitsev@issp.ac.ru

В работе [1] была обнаружена циркулярная поляризация оптического перехода  $P_C$  в

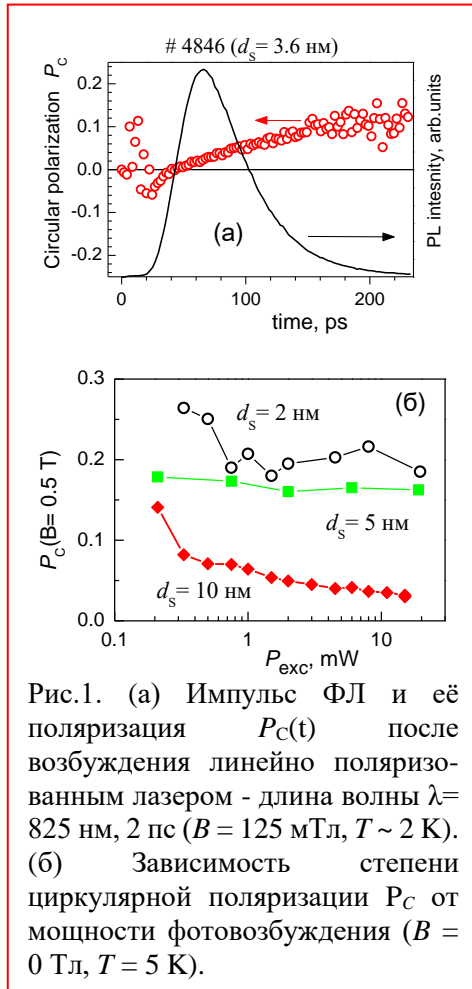


Рис.1. (а) Импульс ФЛ и её поляризация  $P_C(t)$  после возбуждения линейно поляризованным лазером - длина волны  $\lambda = 825$  нм, 2 пс ( $B = 125$  мТл,  $T \sim 2$  К). (б) Зависимость степени циркулярной поляризации  $P_C$  от мощности фотовозбуждения ( $B = 0$  Тл,  $T = 5$  К).

квантовых ямах (КЯ) InGaAs/GaAs в гетероструктурах с близким ферромагнитным (ФМ)  $\delta$ -слоем Mn (спейсер GaAs толщиной  $d_s = 2$ -10 нм) в условиях стационарного (cw) фотовозбуждения, что было интерпретировано равновесной поляризацией спинов дырок в КЯ в обменном поле  $\delta$ -слоя. Впоследствии в экспериментах с импульсным возбуждением [2] были получены данные, указывающие на альтернативный, динамический механизм поляризации, при этом  $P_C(t)$  практически линейно нарастает со временем в течение импульса свечения (рис.1а). Этот механизм развития динамической спиновой поляризации электронов в КЯ как следствие спин-зависимой туннельной рекомбинации электронов на поляризованных примесных донорных состояниях междоузельного Mn внутри ФМ  $\delta$ -слоя был обоснован в теоретической работе [3].

В настоящей работе установлена зависимость степени циркулярной поляризации  $P_C$  от плотности мощности возбуждения  $P_{exc}$ . Монотонное уменьшение  $P_C$  с ростом  $P_{exc}$  (рис.1б) связывается с (i) ослаблением (насыщением) спин-зависимого захвата электронов из КЯ в ФМ слой и (ii) с сокращением времени свечения  $\tau$ , что наблюдается в эксперименте и находит объяснение в рамках кинетической модели [3].

## Литература

- [1]. Зайцев С.В., М. В. Дорохин, А. С. Бричкин, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Б. Н. Звонков, В. Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ 90, 730 (2009).
- [2] V.L. Korenev, I.A. Akimov, S.V. Zaitsev, V.F. Sapega, L. Langer, D.R. Yakovlev, Yu. A. Danilov, and M. Bayer, Nature Communications 3, 959 (2012).
- [3] I.V. Rozhansky, K.S. Denisov, N.S. Averkiev, I.A. Akimov, and E.Lähderanta, Phys. Rev. B 92, 125428 (2015).

# Неоднородность магнитного состояния и когерентная спиновая динамика в ферромагнитных структурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ -Mn

С.В.Зайцев\*

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: szaitsev@issp.ac.ru

Проведенное детальное изучение когерентной спиновой динамики носителей наноструктур с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs  $p$ -типа и пространственно отделённым  $\delta$ -слоем Mn (спейсер  $d_s = 3-10$  нм) (рис. 1а) методом «накачка-тест» для магнитооптического эффекта Керра вращения плоскости поляризации  $\theta_K(t) = \theta_e \cdot \exp(-t/\tau_e) \cos(\Omega_L t) + \theta_h \cdot \exp(-t/\tau_h)$  с пикосекундным временным разрешением выявило аномально сильную зависимость времён спиновой дефазировки электронов  $\tau_e$  и дырок  $\tau_h$  в КЯ от магнитного поля и амплитуды  $\theta_h$  дырочной компоненты (рис. 1б) от уровня фотовозбуждения (рис. 1б). Так, с ростом накачки происходит насыщение амплитуды  $\theta_h$  дырочной компоненты (рис. 1б). Эти факты свидетельствуют о чрезвычайно высокой неоднородности локализирующего потенциала КЯ, и, в первую очередь,  $g$ -фактора дырок.

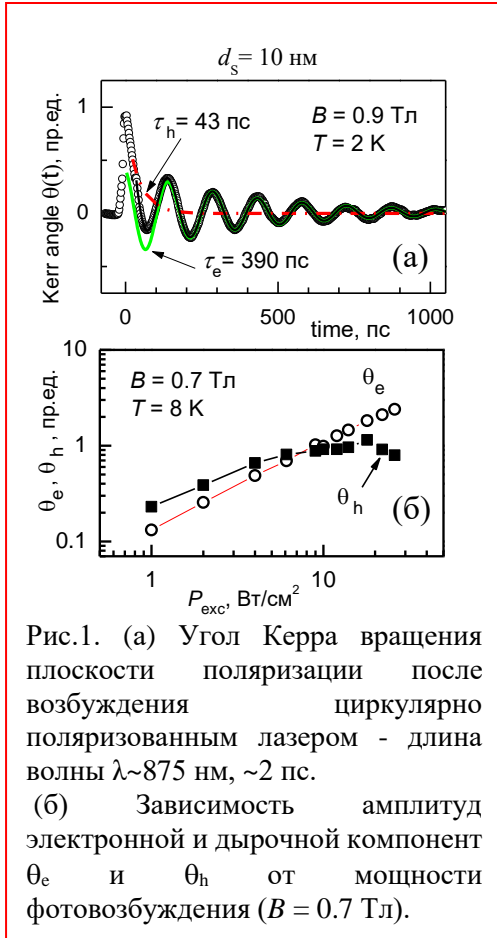


Рис.1. (а) Угол Керра вращения плоскости поляризации после возбуждения циркулярно поляризованным лазером - длина волны  $\lambda \sim 875$  нм,  $\sim 2$  пс. (б) Зависимость амплитуд электронной и дырочной компонент  $\theta_e$  и  $\theta_h$  от мощности фотовозбуждения ( $B = 0.7$  Тл).

характерным размером  $D_m \sim 100$  нм, существенно превышающим длину свободного пробега дырок  $l \sim 20$  нм. Эти участки разделены узкими непроводящими (диэлектрическими) слоями с характерной толщиной  $D_d \sim 10$  нм. Можно грубо оценить  $N_{loc} = 1/D_m^2 \sim 10^{10}$  см $^{-2}$ , что менее чем на порядок отличается от оценки плотности носителей, при которой происходит насыщение  $\theta_h$ .

Неоднородность внутреннего магнитного поля наноструктур прямо наблюдается при визуализации картины магнитного потока методом низкотемпературной магнитно-силовой микроскопии.

## Литература

[1]. Б.А. Аронзон, В.В. Рыльков, А.Б. Давыдов и др., ЖЭТФ 136, 346 (2009).

# Исследование аномального запаздывания релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах

В.М.Муравьев,<sup>1</sup> П.А.Гусихин,<sup>1</sup> А.М.Зарезин,<sup>1,2\*</sup> И.В.Кукушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

\*e-mail: zarezin.am@phystech.edu

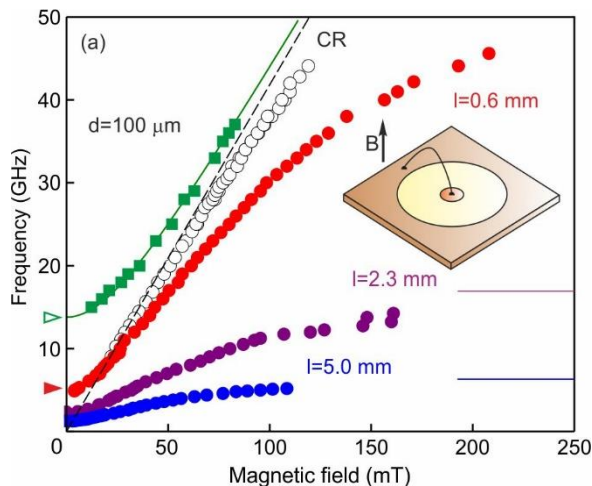


Рис. 1. Магнитодисперсионные зависимости плазменных возбуждений в ДЭС диаметром 0.5 мм, частично экранированной затвором в форме диска диаметром 0.1 мм. Концентрация двумерных электронов  $n=2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Сплошные кружки – особая плазменная мода, наблюдаемая в случае электрического соединения центрального затвора и периметрического контакта.

затвором, возбуждается особое плазменное возбуждение, физически отличное от рассматриваемых ранее случаев. Впервые такое плазменное возбуждение (названное «проксимити» плазмоном) наблюдалось в ДЭС с затвором в форме узкой полоски [1]. В этом случае оказалось, что «проксимити» плазмон неожиданно имеет корневой закон дисперсии в системе с экранировкой. Аналогичные измерения были также проделаны в геометрии Корбино (вставка к рис. 1) [2]. Но помимо этого, оказалось, что в случае электрического соединения центрального затвора и периметрического контакта возбуждается особая осесимметричная более низкочастотная мода, связанная с перетеканием заряда между затвором и ДЭС. Данная мода интересна тем, что ее свойства, а именно частоту и полуширину резонансной линии, можно менять с помощью внешней электрической цепи [3].

## Литература

- [1] V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B, 99, 241406(R) (2019).
- [2] V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B, 100, 205405 (2019).
- [3] V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B, 102, 081301(R) (2020).

## Межподзонные возбуждения в ДЭС на основе ZnO

Б.Д.Кайсин<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2<sup>2</sup>МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

\*e-mail: kaysin@issp.ac.ru

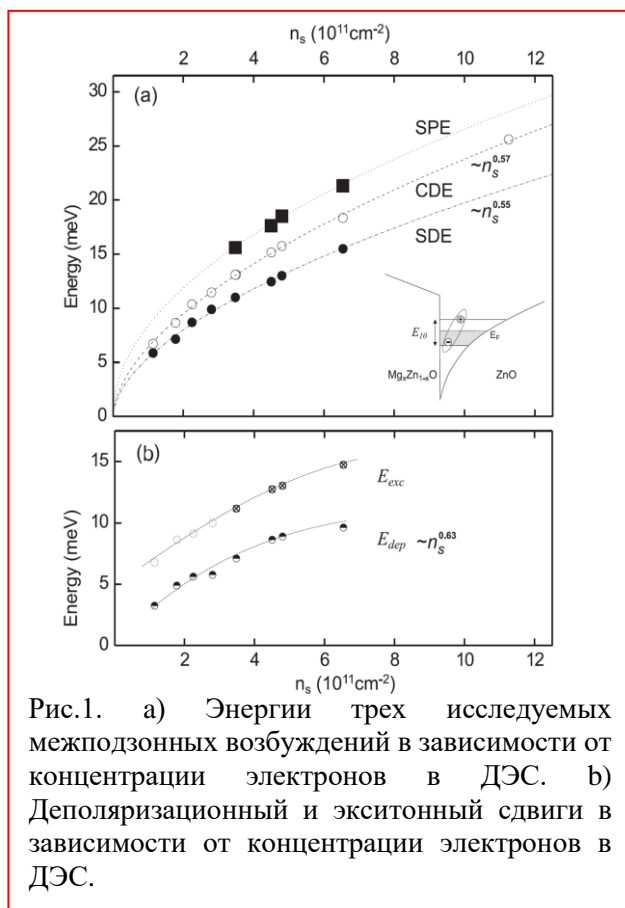


Рис.1. а) Энергии трех исследуемых межподзонных возбуждений в зависимости от концентрации электронов в ДЭС. б) Деполяризационный и экситонный сдвиги в зависимости от концентрации электронов в ДЭС.

В последние десятилетия с прогрессом в изготовлении гетеропереходов на основе оксида цинка методом молекулярно-пучковой эпитаксии все большее внимание стали привлекать структуры ZnO/MgZnO. ДЭС, образующиеся на данном гетеропереходе, имеют существенное отличие от хорошо изученных систем на основе GaAs/AlGaAs – при одинаковой концентрации электронов ДЭС в ZnO/MgZnO имеют значительно большую величину межчастичного взаимодействия. Это связано с тем, что структуры на основе ZnO обладают меньшей диэлектрической проницаемостью и большей эффективной массой электронов в зоне проводимости. Данное параметрическое поле является уникальным для физики двумерных электронных систем и вызывает значительный интерес к исследованию коллективных эффектов и когерентных состояний, реализующихся в системах данного типа. В данной работе был

реализован метод резонансного неупругого рассеяния света (НРС) и применён для изучения возбуждений в квазидвумерной электронной системе на основе гетероструктур ZnO/MgZnO [1]. Спектр НРС на межподзонных возбуждениях был получен при резонансных условиях вблизи линий фотолуминесценции. Межподзonné волны зарядовой и спиновой плотности были идентифицированы с помощью поляризационных тестов на ряде образцов с различной концентрацией электронов в ДЭС. Помимо коллективных возбуждений был обнаружен континуум одночастичных возбуждений, при аналогичных резонансных условиях его энергия превысила энергии обеих коллективных мод. Получены члены экситонного взаимодействия и диполяризационного сдвига (см. рис 1).

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН.

## Литература

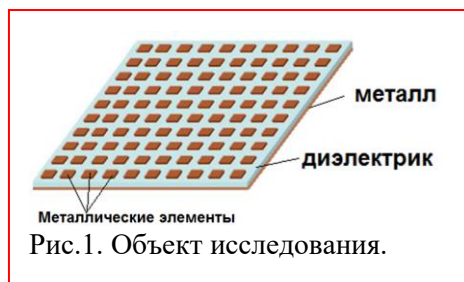
[1] A.B. Van'kov, B.D. Kaysin, I.V. Kukushkin, et.al, Phys.Rev. B 94, 155204 (2016).

## Исследование отражения перфорированных поверхностей с закороткой в диапазоне КВЧ

**С.Ю.Молчанов,\* И.Ш.Бахтеев**

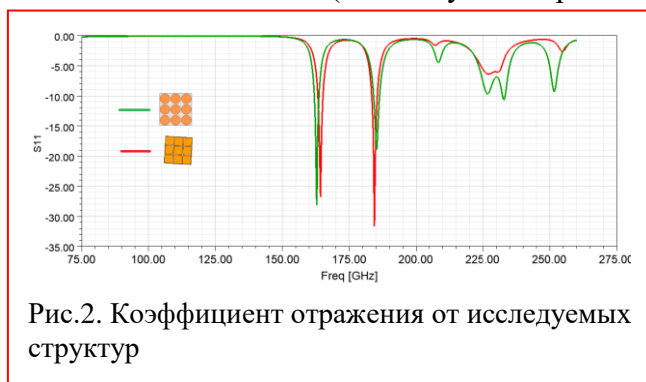
*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: canishe@yandex.ru*



Современные устройства радиоэлектроники, уменьшаясь в размерах, осваивают всё новые частотные диапазоны. Для управления параметрами электромагнитных сигналов применяются как активные, так и пассивные устройства. Среди пассивных элементов отмечается активное исследование и дальнейшее внедрение частотно-селективных поверхностей (ЧСП) [1]. Структуры

ЧСП можно разделить на две основные группы: металлические элементы на диэлектрической подложке (патчи) и вырезы в металле (апертурные элементы). В данной работе наше внимание сфокусировано на первый вид ЧСП, но диэлектрик расположен на металлической пластине соответственно рисунку 1. Такие структуры могут обеспечивать «нулевую» фазу при отражении на резонансной частоте и активно применяются в антенной технике [2]. Таким образом, низкопрофильная антенна может быть реализована без добавления ненужного расстояния  $\lambda/4$  между плоскостью заземления и антенной (как в случае с простым металлическим экраном). Также в таких



структурах существуют резонансы Фабри-Перо, способные в определенном диапазоне частот для всех углов и поляризационных состояний поглотить падающую волну. В ИФТТ РАН нами были проведены расчеты коэффициента отражения от квадратных и круглых металлических элементов, расположенных на диэлектрической подложке с заземлением, в диапазоне 75-260 ГГц.

Частотная зависимость коэффициента  $S_{11}$  матрицы рассеяния для квадратных и круглых элементов с одинаковой площадью поверхности единичного элемента показана на рисунке 2. Изучено влияние поляризации и угла падения на отражение таких структур. Проведены верифицирующие эксперименты, подтверждающие перспективность использования таких структур в антенной технике.

### Литература

- [1] Wu T. K. (ed.). Frequency selective surface and grid array. – Wiley-Interscience, 1995. – Т. 40. – 331 p.
- [2] Goussetis G., Feresidis A. P., Vardaxoglou J. C. Tailoring the AMC and EBG characteristics of periodic metallic arrays printed on grounded dielectric substrate //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2006. – Т. 54. – №. 1. – С. 82-89.



## Исследование неэкспоненциальной декогеренции коллективных спиновых состояний в 2ДЭГ методом времяразрешенного керровского вращения

Э.Степанец-Хуссейн,<sup>1,2</sup> Л.И.Мусина,<sup>2,3\*</sup> А.В.Ларионов,<sup>2</sup> А.С.Журавлев,<sup>2</sup>  
И.В.Кукушкин,<sup>2</sup> Л.В.Кулик<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Высшая Школа Экономики, 101000, Москва, Мясницкая ул., 20

<sup>2</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

<sup>3</sup>МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д.9

\*e-mail: musina.li@phystech.edu

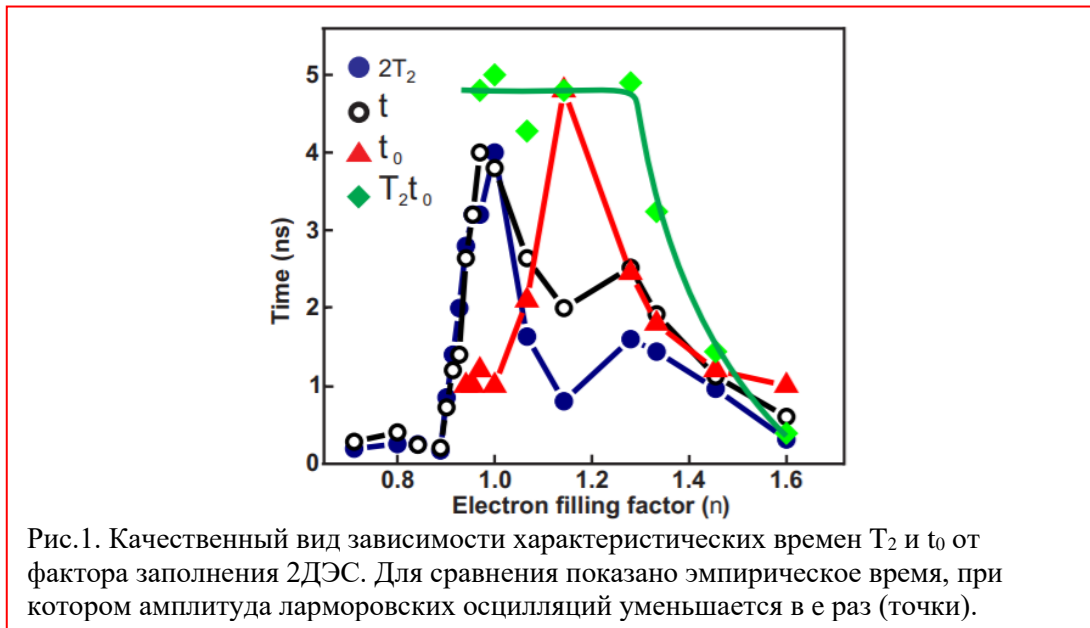
Изучение спиновой степени свободы в 2ДЭС приобрело особое значение в свете недавних работ по детектированию дробных спиновых состояний не-лафлиновского типа, а также изучению локальной несжимаемости электронной системы, связанной с формированием спиновых текстур в основном состоянии. Согласно этим результатам, спиновые корреляции в частично спин-поляризованной 2ДЭС могут играть определяющую роль в формировании новых коллективных состояний и квантовании Холловской проводимости [2].

В данной работе была исследована структура сигнала время-разрешенного керровского вращения от двумерной электронной системы, помещенной в квантующее магнитное поле. На основе полученных экспериментальных данных и микроскопической теории был выделен нелинейный вклад в затухание ларморовских осцилляций, возникающий при низких температурах, когда спин-спиновые корреляции определяют основное состояние двумерной электронной системы. Таким образом, была исследована динамика синхронизирующих и дефазирующих факторов в системе прецессирующих электронных спинов. Кроме того, микроскопическая теория [1] позволила получить на основе этих результатов оценку различных физических параметров системы, в том числе, были произведены оценки параметров флуктуирующего магнитного поля, действующего на отдельные электронные спины.

Спиновая динамика электронов в двумерной системе определяется двумя независимыми механизмами: одночастичной релаксацией, связанной с пространственными флуктуациями магнитного поля и многочастичным обменным взаимодействием, сохраняющим коллективную прецессию спинов электронов с общей ларморовской частотой [1]

$$\langle S_+(t) \rangle = S_+(0) e^{-i\epsilon_z t} [1 + \text{Re } f_a(t)] \quad \text{Re } f_a = - (t/T_2) \left\{ (2/\pi) \arctan (2t/\tau_0) - \right. \\ \left. (\tau_0/2\pi t) \ln \left[ 1 + (2t/\tau_0)^2 \right] \right\} \quad 1/T_2 = \pi \tau_0 (\Delta_g/2)^2 \quad \tau_0 = M_x (\Lambda/l_B)^2$$

Применяя эти формулы к экспериментальным данным, полученным методом время-разрешенного керровского вращения, получаем следующие оценочные значения для параметров системы (рис. 1):



## Литература

[1] S. Dickmann, J. Phys.: Condens. Matter 32, 015603 (2020).

[2] E. Stepanets-Khussein, L.I. Musina, A.V. Larionov et al., Nonexponential decoherence of collective spin states in 2DES probed by time-resolved Kerr rotation, Solid State Communications (2021).

# Визуализация макроскопических пространственных флуктуаций интенсивности фотолюминесценции в режиме квантового эффекта Холла

**А.Л.Парахонский,<sup>1\*</sup> М.В.Лебедев,<sup>1,2</sup> А.П.Киселев,<sup>1</sup> А.А.Дремин,<sup>1</sup> И.В.Кукушкин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

<sup>2</sup>МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д.9

\*e-mail: alpar@issp.ac.ru

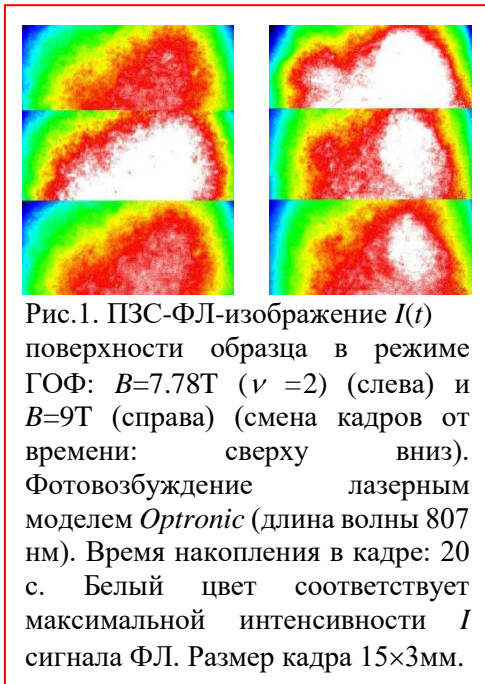


Рис.1. ПЗС-ФЛ-изображение  $I(t)$  поверхности образца в режиме ГОФ:  $B=7.78\text{T}$  ( $\nu=2$ ) (слева) и  $B=9\text{T}$  (справа) (смена кадров от времени: сверху вниз). Фотовозбуждение лазерным моделем *Optronic* (длина волны 807 нм). Время накопления в кадре: 20 с. Белый цвет соответствует максимальной интенсивности  $I$  сигнала ФЛ. Размер кадра  $15\times 3\text{мм}$ .

Исследование эффекта гигантских оптических флуктуаций (ГОФ) в двумерной (2D) электронной системе, возникающих в условиях квантового эффекта Холла [1], проводилось при помощи установки, включающей в себя оптический криостат со сверхпроводящим соленоидом, систему фотовозбуждения с перестраиваемой длиной волны и регистрации изображения большого фрагмента образца ( $15\times 3\text{мм}$ ). Записывались фотолюминесцентные (ФЛ) изображения поверхности образца с использованием охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицы (чувствительностью 50%) в режиме многокадровой развертки в зависимости от магнитного поля  $I(B)$ , а также от времени  $I(t)$  при фиксированных значениях  $B$  и температуры ( $T=1.6\text{K}$ ) (рис.1). Предложенный метод наглядно демонстрирует механизм, который приводит концентрацию 2D электронов в GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As квантовой яме к однородному распределению по

всей освещенной поверхности образца при резонансном фотовозбуждении в первую возбужденную подзону размерного квантования [2]. Визуализация системы в режиме гигантских флуктуаций ФЛ позволяет также оценить характерный линейный размер области коррелированного состояния (или т. н. длину электронной когерентности  $L_c$ ). При факторе заполнения  $\nu=2$  весь указанный фрагмент поверхности образца излучает свет коррелированным образом (рис.1, набор кадров слева), т. е.  $L_c$  составляет величину порядка размера образца ( $L_c \sim 1\text{ см}$ ). При более высоких значениях  $B$  излучение разбивается на домены или локализованные области электронной квантовой жидкости (рис.1, набор кадров справа).

Таким образом, методика ФЛ покадровой (в том числе с разным временем скоростной съемки) визуализации дает возможность изучать процессы с большим временем электронной когерентности и обеспечивает дополнительную информацию относительно спектроскопического метода, позволяя изучать *in-situ* пространственную динамику электронной квантовой жидкости в условиях КЭХ.

## Литература

- [1] О.В. Волков, И.В. Кукушкин, М.В. Лебедев, Г.Б. Лесовик, К. фон Клитцинг, К. Эберл, Письма в ЖЭТФ 71, 558 (2000).  
 [2] A.L. Parakhonsky, M.V. Lebedev, A.A. Dremin, I.V. Kukushkin, Physica E56, 319 (2014).

## Влияние эффектов запаздывания на ширину линии плазменного резонанса в экранированных двумерных системах

**Н.Д.Семенов,\* И.В.Андреев, В.М.Муравьев**

*ИФТТ РАН, 142432, г. Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: nikolai.semenov@phystech.edu*

В режиме сильного взаимодействия двумерного плазмона со световой волной существенными становятся эффекты запаздывания. Их влияние описывается параметром, который можно ввести как отношение фазовой скорости волны зарядовой плотности к скорости света в среде. Для образцов в геометрии диска в неэкранированном случае было продемонстрировано [1,2] уменьшение резонансной плазменной частоты по сравнению с вычисленной в квазистатическом приближении вместе с характерным зигзагообразным поведением магнитополевой зависимости частоты. Наблюдалось сужение линии плазменного резонанса с ростом параметра запаздывания.

В нынешнем исследовании мы экспериментально изучили микроволновой отклик двумерных электронных систем (ДЭС), оснащенных задним затвором. Такой дизайн образцов позволил одновременно реализовать режим сильного экранирования и сильного запаздывания с доминирующим столкновительным (безызлучательным) механизмом уширения линии плазменного резонанса. В такой конфигурации параметр запаздывания определяется электронной концентрацией и расстоянием от ДЭС до затвора. Варьируя это расстояние и анализируя магнитодисперсии плазменных волн, мы продемонстрировали более выраженное сужение линии плазменного резонанса по сравнению с неэкранированным случаем из-за эффектов перенормировки плазменной и циклотронной частот, предсказанных теорией [3]. Так же был экспериментально подтвержден универсальный характер зависимости ширины линии плазменного резонанса от параметра запаздывания.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

### Литература

- [1] I.V. Kukushkin, J.H. Smet, S.A. Mikhailov, D.V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. 90, 156801 (2003).
- [2] P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, A.A. Zagitova, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. 121, 176804 (2018).
- [3] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B 103, 125301 (2021).

Экситонные поляритоны в перовските  $\text{CsPb}_{0.9}\text{Er}_{0.1}\text{Br}_3$ С.Н.Терешко,<sup>1,2\*</sup> А.А.Деменев,<sup>1</sup> А.В.Емелин,<sup>3</sup> В.Д.Кулаковский<sup>1</sup><sup>1</sup>ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2<sup>2</sup>МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9<sup>3</sup>СПбГУ, 199034, Россия, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, д. 3

\*e-mail: tereshko.sn@phystech.edu

$\text{CsPbBr}_3$  принадлежит к перовскитам – широкому классу веществ со структурой  $\text{ABX}_3$  (А, В – катионы, а X – анион) – полупроводниковым материалам, перспективным для фотовольтаики и оптоэлектроники [1] благодаря замечательным оптоэлектронным свойствам. В отличие от классических полупроводников, таких как Si или GaAs, замена в перовскитах нескольких процентов катионов примесными атомами не всегда приводит к ухудшению их свойств, но может даже улучшить оптические свойства некоторых перовскитов [2].

В работе исследованы экситонные состояния в монокристаллах  $\text{CsPbBr}_3$ , в которых 10% свинца заменено эрбием. С этой целью были измерены в экситонной области спектра поляризованные спектры отражения при гелиевой температуре с использованием светодиода с широким спектром излучения. Спектры записывались при помощи монохроматора и ПЗС-камеры. Для изучения влияния магнитного поля, образцы были помещены в криостат со сверхпроводящим соленоидом с магнитным полем до 6 Тл. Измерения выполнялись в геометрии Фарадея.

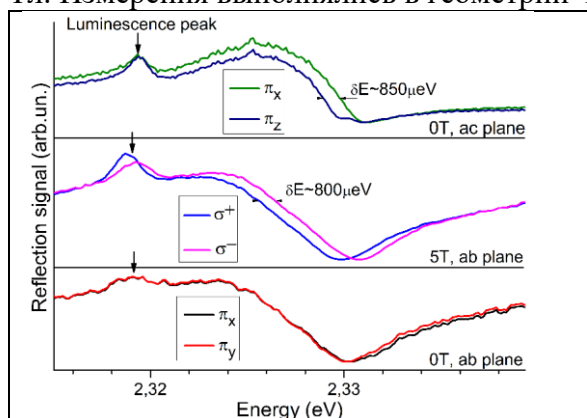


Рис. 1. Поляризованные спектры отражения  $\text{CsPb}_{0.9}\text{Er}_{0.1}\text{Br}_3$  от граней  $ac$  ( $B = 0$  Тл, поляризации  $\pi_x$ ,  $\pi_z$ ) и  $ab$  в поле 0 (поляризации  $\pi_x$ ,  $\pi_y$ ) и 5 Тл (поляризации  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ ).

Вследствие орторомбической симметрии кристаллов (параметры элементарной ячейки  $a$ ,  $b$  и  $c$  равны 8.296, 8.104 и 11.721 Å, соответственно) светлое экситонное состояние со спином  $S = 1$  расщеплено на три линейно поляризованных вдоль кристаллографических осей. Из измеренных линейно-поляризованных спектров отражения от плоскостей  $ab$  и  $ac$  (Рис. 1) было найдено, что нижайшим состоянием поляризовано линейно вдоль оси  $c$ . Оно лежит на  $850 \pm 100$  мкэВ, ниже состояний с линейной поляризацией в плоскости  $ab$ , расщепление которых не превышает 100 мкэВ.

Из анализа спектральной зависимости коэффициента отражения с использованием экситон-поляритонной модели [3] нами была определена величина продольно-поперечного расщепления экситонного состояния  $E_L - E_T \approx 5$  мэВ.

Величины экситонного  $g$ -фактора были определены из анализа зависимости расщепления спектров отражения, записанных в циркулярных поляризациях от плоскости  $ab$ , в которой расщепление экситонных  $X$  и  $Y$  состояний не превышает 100 мкэВ. В поле 5 Тл расщепление циркулярно поляризованных компонент в спектре отражения составляет 800 мкэВ (рис. 1), что соответствует  $g$ -фактору экситона  $g = \frac{\delta E}{\mu_B B} \approx 2,8$ .

Мы выражаем благодарность С. С. Хасанову за определение симметрии кристалла и измерения параметров решетки.

Литература

- [1] J. S. Manser *et al*, Chem. Rev 116, 12956 (2016).
- [2] S. Rong et al, J. Phys. Chem. C 124, 8992 (2020).
- [3] J. J. Hopfield and D. G. Thomas, Phys. Rev. 132, 563 (1963).

## Кинетика перестройки мод в многомодовом инжекционном полупроводниковом лазере

А.А.Максимов, И.И.Тартаковский, Е.В.Филатов\*

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2

\*e-mail: filatov@issp.ac.ru

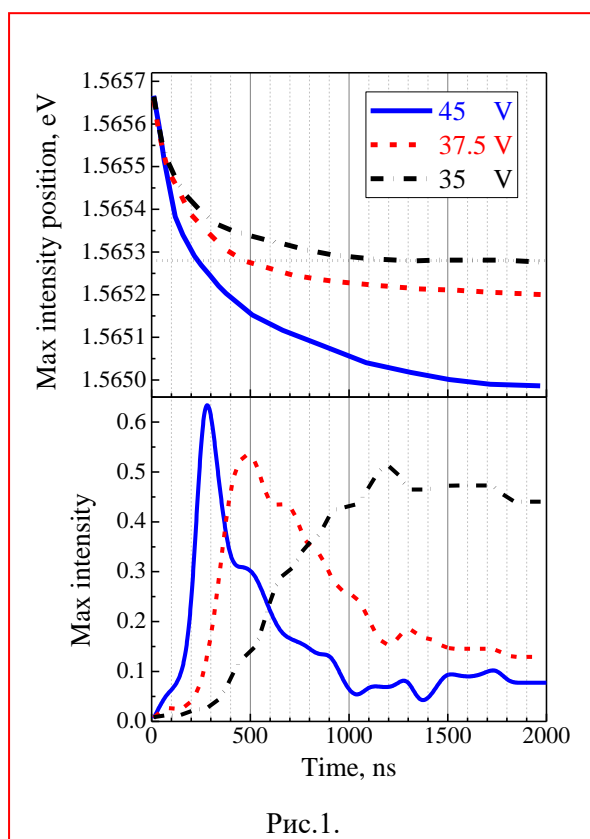


Рис.1.

В данной работе изучались полупроводниковые инжекционные лазеры с электрической накачкой на основе  $\lambda$ -микрорезонатора  $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$  с GaAs квантовыми ямами в активной области. Верхний слой лазеров представлял собой квадратную решетку из хиральных структур, изготовленных травлением, что позволяло получать высокую степень циркулярной поляризации ( $\rho > 0.7$ ) излучения в отсутствие магнитного поля [1]. Было установлено, что повышение температуры образца с лазерами в диапазоне от  $\sim 5\text{K}$  до  $\sim 100\text{K}$  приводит к сдвигу полосы излучения лазеров в красную область.

Предметом настоящей работы было изучение изменения спектров излучения лазеров в зависимости от времени после начала возбуждающего импульса в условиях развитой многомодовой генерации. Образец с лазерами помещался в гелиевый криостат при температуре  $\sim 2\text{K}$ . Для возбуждения люминесценции

использовался генератор прямоугольных импульсов с длительностью импульса от 10 нс. На выходе генератора стоял аттенюатор 10 dB, согласованный с нагрузкой 50 Ом, для подавления отражения от образца. Спектры люминесценции, измеренные при различных длительностях импульса, вычитались друг из друга, что эквивалентно измерениям с временным разрешением при возбуждении длинным импульсом.

На рис. 1 показана позиция и амплитуда полосы излучения одной из лазерных мод в зависимости от времени после начала возбуждающего импульса, при различных напряжениях импульса на выходе генератора. Наблюдается сдвиг полосы излучения в красную область, связанный, по-видимому, с нагревом лазерной структуры. Значение сдвига полосы увеличивается с ростом напряжения и достигает  $\sim 0.6$  мэВ за  $\sim 1$  мкс после начала импульса при максимальном напряжении. Другой наблюдаемый эффект состоит в резком увеличении интенсивности полосы излучения при достижении оптимальной для данной моды энергии полосы излучения, показанной на верхней панели рис. 1 точечной линией.

### Литература

[1] А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский, Известия РАН. Серия физическая, т. 85, № 2, 241–244 (2021).

## Перестройка спектра плазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs посредством внешней деформации

**А.Р.Хисамеева,\* А.В.Щепетильников, В.М.Муравьев**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: akhismeeva@issp.ac.ru*

Считается, что оказываемое деформацией влияние на свойства плазмонов в твёрдых телах незначительно, так как при характерных величинах порядка  $\varepsilon \approx 10^{-4}$ , вариация в электронной плотности составляет  $\Delta n_s/n_s = 2 \times 10^{-4}$ , что соответствует изменению плазменной частоты  $\Delta f_p/f_p = 10^{-4}$ . В рамках данной работы было показано, что существует другой способ воздействия, а именно перестройка плазмонного спектра внешней деформацией посредством изменения электронной структуры твёрдого тела [1].

Эксперименты проводились на гетероструктуре AlAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы  $W = 16$  нм. В работе использовалась копланарная методика, которая основывалась на измерении ослабления проходящего через копланарный волновод (КВ) СВЧ-сигнала, обусловленное разогревом ДЭС при возбуждении плазменных колебаний в системе [2]. Внешняя одноосная деформация прикладывалась посредством пьезоактуатора и измерялась с помощью тензометрических датчиков. Результаты измерений продемонстрировали, что перераспределение электронов между долинами вследствие приложенной одноосной деформации  $\varepsilon[010]$  приводит к сильной модификации спектра плазменных колебаний. Прикладывая различные напряжения на пьезоактуатор и используя модель двухкомпонентной плазмы [3], была подробно исследована зависимость междолинного расщепления  $\Delta E$  в зависимости от  $\varepsilon$ , которая продемонстрировала линейный характер. С учётом полученных данных и значения коэффициента Пуассона для AlAs, также была получена величина сдвигового деформационного потенциала  $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$  эВ, что хорошо совпадает с предыдущими работами [4].

Открытый пьезоплазмонный эффект представляет собой интерес, как потенциально мощный инструмент для исследования зонной структуры полупроводников.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-72-30003).

### Литература

- [1] Khisameeva A.R., Muravev V.M., Kukushkin I.V., Appl. Phys. Lett. 117, 093102 (2020).
- [2] Engel L. W., Shahar D., Kurdak C., Tsui D. C., Phys. Rev. Lett. 71, 2638 (1993).
- [3] Vitlina R., Chaplik A, JETP 54, 1011 (1981).
- [4] Charbonneau S., Young J. F., Coleridge P. T., Kettles B., Phys. Rev. B. 44, 8312 (1991).



# Детектирование спинового резонанса двумерных электронов проводимости в индуцированном микроволновым излучением фотонапряжении

**А.Р.Хисамеева, \* А.В.Щепетильников, Ю.А.Нефёдов**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: akhismeeva@issp.ac.ru*

Спиновой резонанс двумерных электронов (ЭПР) – один из крайне эффективных методов в области исследования физики спина – основывается на чрезвычайной чувствительности продольного магнетосопротивления к поглощению микроволнового излучения. В рамках данной работы, ЭПР впервые детектировался в фотонапряжении, индуцированным микроволновым излучением и возникающем на контактах к двумерной системе (ДЭС) в режиме квантового эффекта Холла. Важность данного экспериментального наблюдения состоит в том, что, во-первых, по образцу не пропускается низкочастотный ток, что приводит к разогреву образца и может оказывать влияние на ряд физических явлений [1]. Во-вторых, фотонапряжение предоставляет дополнительную информацию о свойствах системы [2, 3].

На эксперименте исследовались два типа структур – 4.5 квантовая яма AlAs и гетеропереход ZnO/MgZnO, выполненные в принципиально различных геометриях контактов к ДЭС: мостик Холла и диск Корбино. В измеряемом фотонапряжении ЭПР наблюдался как острый пик при развороте магнитного поля и фиксированной частоте. Также было проведено сравнение со стандартной транспортной методикой детектирования ЭПР, которое показало, что резонансные кривые в обоих случаях хорошо разрешимы и совпадают с хорошей точностью по ширине и положению.

На данный момент неизвестно точное объяснение механизма выпрямления микроволнового излучения вблизи ЭПР, что требует дальнейшего изучения. Однако, принципиально важным в данном случае является наличие асимметрии в системе, такой как асимметрия механизма возбуждения, рассеяния или возбуждающего электромагнитного поля.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-10097).

## Литература

- [1] R. Willett, J.P. Eisenstein, H.L. Störmer, D.C. Tsui, A.C. Gossard, and J.H. English, Phys. Rev. Lett. 59, 1776 (1987).
- [2] A.A. Vykov, JETP Lett. 87, 233 (2008).
- [3] S. I. Dorozhkin, I.V. Pechenezhskiy, L.N. Pfeiffer, K.W. West, V. Umansky, K. von Klitzing, and J.H. Smet, Phys. Rev. Lett. 102, 036602 (2009).

## Исследование спиновой релаксации вблизи нечётных факторов заполнения в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

**А.Р.Хисамеева,\* А.В.Щепетильников, Ю.А.Нефёдов**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: akhismeeva@issp.ac.ru*

Последние десятилетия много работ посвящено исследованию межэлектронного взаимодействия в двумерных электронных системах (ДЭС), помещенных в сильное магнитное поле, так как эффекты корреляции могут приводить к интересным фундаментальным физическим явлениям, к которым относятся Вигнеровская кристаллизация [1] и квантовый эффект Холла (КЭХ) [2]. Также, данное взаимодействие приводит к модификации спектра элементарных возбуждений, к которым относится и спиновый экситон [3]. Вследствие того, что спиновая релаксация в ДЭС представляет собой многоэлектронный процесс, исследование такого процесса является хорошим способом изучения межэлектронного взаимодействия.

В работе исследовались квантовые ямы GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с шириной 20 нм, образец был выполнен в виде стандартного Холловского мостика. Спиновая релаксация исследовалась методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Методика детектирования основывается на сильной чувствительности продольного сопротивления ДЭС к резонансному поглощению микроволнового излучения в режиме КЭХ. Величина спиновой релаксации определялась по ширине ЭПР. Образец закреплялся на вращающуюся подставку с целью контролируемого изменения углов:  $\theta$  – между нормалью к плоскости электронного газа и магнитным полем,  $\varphi$  – между плоскостной компонентной магнитного поля и кристаллографическим направлением [110].

Экспериментально были исследованы зависимости спиновой релаксации от ориентации магнитного поля, температуры и фактора заполнения. Оказалось, что время жизни спиновых волн уменьшалось с увеличением плоскостной компоненты магнитного поля. Для различных факторов заполнения температурные зависимости различались не только количественно, но и качественно: с понижением температуры вблизи фактора заполнения обратное время спиновой релаксации монотонно уменьшалось, а по мере удаления от целочисленного фактора, наоборот, резко росло. Возможным объяснением такого поведения времени спиновой релаксации от внешних параметров заключается в том, что происходит переход ДЭС в металлическое состояние при отходе от целочисленных факторов заполнения, когда появляются делокализованные электроны, вносящие свой вклад в процесс релаксации спина.

### Литература

- [1] H.L. Stormer, Rev. Mod. Phys. 71, 875 (1999).
- [2] E. Wigner, Phys. Rev. 46, 1002 (1934).
- [3] C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B 30, 5655 (1984).

## Влияние толщины слоёв нитрида бора на свойства гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов

**А.В.Черненко,\* А.С.Бричкин**

*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2*

*\*e-mail: chernen@issp.ac.ru*

Качество гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), критически важное для оптических исследований, определяется шириной линий (FWHM) фотолюминесценции (ФЛ) нейтральных и заряженных экситонов. Времена жизни экситонов в таких структурах лежат в диапазоне 2-10 пс, что означает, что однородная ширина линии ФЛ не превышает 4 мэВ. Измерения показывают, что ширина линий фотолюминесценции монослоёв ДПМ на воздухе порядка 20-30 мэВ из-за абсорбции влаги и кислорода. Для того, чтобы избежать уширения линий, моно- и гетерослои помещаются между тонкими, 10-50 нм, слоями гексагонального нитрида бора (hBN). Нижний слой hBN с толщиной 20-50 нм между подложкой и монослоем оказался технологически наиболее удобными для создания таких структур. Верхний покрывающий слой hBN выбирается тоньше 20 нм для минимизации рассеяния и поглощения излучения.

Типичная ширина линий ФЛ инкапсулированных структур при гелиевых температурах порядка 6-7 эВ. Неоднородное уширение может быть вызвано многими факторами, которые включают тепловое уширение линии экситонов, уширение за счет флуктуаций случайного потенциала, за счет неоднородной деформации и прочее. Несмотря на все усилия по улучшению качества интерфейсов, получить более узкие линии ФЛ на таких структурах не получалось. Однако оказалось, что значительное увеличение толщины нижнего слоя hBN до 80-150 нм, приводит к сужению линий ФЛ. Одно из объяснений такого поведения линий ФЛ было предложено в работе [1], где зависимость ширины линий ФЛ от слоя hBN была связана с поляритонным эффектом, появляющимся из-за взаимодействия 2D экситонов со светом в резонаторе, образованном подложкой Si/SiO<sub>2</sub> и верхним слоем hBN [2]. Согласно расчетам работы [1], эффект Парселла приводит к сужению линии ФЛ и смещению положения линии по шкале энергий. Измерения показали, что можно добиться уменьшения ширины линии до 3.5-5 мэВ при увеличении толщины слоя hBN до 120 нм, однако наблюдать осциллирующую зависимость ширины линии от толщины hBN не удалось. Отметим, что сужение линий ФЛ может быть вызвано и другими причинами, например, релаксацией продольного напряжения в толстом слое hBN, или просто удалением монослоя от случайного потенциала на гетероинтерфейсе hBN-подложка [2].

### Литература

[1] H.H. Fang et al., PRL 123, 067401 (2019).

[2] Z. Peng et al., Light Sci Appl, 9, 190 (2020).

## Фактор Ланде в GaAs/AlGaAs квантовых ямах

**А.В.Щепетильников,\* А.Р.Хисамеева, Ю.А.Нефёдов***ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2**\*e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru*

Энергия спинового расщепления в магнитном поле, как правило, описывается фактором Ланде электрона или  $g$ -фактором. В объемных полупроводниках со структурой цинковой обманки, например, в GaAs, спиновое расщепление изотропно, т.е. не зависит от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей образца, а фактор Ланде является скаляром. Однако в структурах пониженной размерности симметрия системы оказывается ниже. Уже в квантовых ямах фактор Ланде представляет собой тензор второго порядка с несколькими независимыми компонентами.

В рамках данной работы посредством электронного спинового резонанса была измерена зависимость фактора Ланде двумерных электронов, заключенных в GaAs/AlGaAs квантовые ямы с различными параметрами, от величины и направления магнитного поля. По этим зависимостям был вычислен тензор фактора Ланде для каждой структуры, а также псевдотензор третьего ранга, описывающий зависимость  $g$ -фактора от магнитного поля в линейном приближении.

Одним из ключевых наблюдений данной работы оказалась связь плоскостной анизотропии фактора Ланде с симметрией квантовой ямы в направлении роста структуры. При одностороннем легировании, задающем асимметричный профиль квантовой ямы в направлении роста, фактор Ланде демонстрировал сильную зависимость от направления плоскостной компоненты магнитного поля, а тензор фактора Ланде описывался тремя независимыми компонентами. При двустороннем легировании (легирующие слои располагались на равном удалении от квантовой ямы и содержали одинаковое число легирующих примесей) форма ямы являлась существенно более симметричной в направлении роста структуры. В таком образце спиновое расщепление оказалось изотропным в плоскости ямы, т.е. тензор  $g$ -фактора содержал лишь две независимые компоненты.

Компонента тензора  $g$ -фактора электрона, задающая спиновое расщепление при магнитном поле перпендикулярном плоскости структуры, сильно зависела от параметров структуры, таких как ширина квантовой ямы, высота потенциальных барьеров (концентрация Al в слоях AlGaAs), двумерной плотности электронов. При этом мы показали, что в исследованном диапазоне параметров значение фактора Ланде определяет, в первую очередь, энергия размерного квантования, величину которой уже и задают указанные выше параметры.

ISBN 978-5-6040418-9-5

