# ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ JET В ПОДДЕРЖКУ ИТЭРА

Дж. Онгена и коллектив JET

*Лаборатория физики плазмы ERM/KMC, Брюссель, Бельгия*
*JET Culham, Великобритания*

Основной задачей JET-EFDA целеваой группы H (нагрев) является координация экспериментов направленных на изучение нагрева плазмы и вращения. Физика неиндукционного тока, вопросы генерации волн и осаждения примесей, а также оптимизация систем нагрева также входит в круг задач этой группы. Основное внимание в течение последних нескольких месяцев было посвящено вводу в эксплуатацию новой системы ионного циклотронного резонансного нагрева частота (ICRF) способной к устойчивому режиму нагрева в H-режиме плазмы с сильнами МГД колебаниями на периферии (Edge Localised Modes, ELMs). Такая антенна ИТЭРовского типа (АМП) [1] основанная на сопряженных T схемах связи с внутренними конденсаторами как согласующими элементами, была введена в эксплуатацию до марта 2009 года. Сначала антенна АМП достигла нагрева плазмы до 4 МВт в L-режиме на частотах 33 и 42 МГц. Использование 3 дБ ответвителя (отраженной мощности?) между антеннами A2 и Б [2] было затем оптимизировано и привело к более чем 3MW устойчивого нагрева в течение более 6s в H-режиме плазмы с ELMs. Ввод в эксплуатацию внешних сопряженных T-систем (ECT) между антенной A2 и антеннами C и D, с испльзованием тромбонов как связующих элементов, начался в начале 2009 года [3]. С помощью этой системы до 4 МВт мощности ICRF было введено в плазму в течение около 6S, так что суммарная мощность достигнутая при одновременной работе всех A2 антенн в H-режиме плазмы с ELMs достигла более 7 МВт, при отсутствии замыканий генератора.

Оценка возможных сценариев для ИТЭРа с величиной магнитного поля равной половине от максимального была также проведена в 2009 году. Предусмотрены для фаз низкой активации ИТЭРа работа с 4He и H. Работа с 4He, вероятно, - очень сложный сценарий: (I) труднее контролировать плотность из-за трудностей откачки 4He; (II) глазурь Ar из диверторных крионасосов является возможным решением, но отнимает много времени и, скорее всего, снизит частоту следования импульсов. Следующие сценарии были изучены: вторая гармоника нагрева 3He на частоте 51MHz и основная гармоника нагрева H на 42 МГц. Оба варианта имеют низкое поглощение за один проход и результаты очень хорошо согласуются с моделированием. Использование этих моделей для ИТЭРа показывает гораздо лучшее поглощение за счет повышения магнитного поля и плотности в ИТЭРе.

Влияние на вводимую мощность взаимодействия с границей плазмы было оценено с антенной A2 для дипольных фазировок (0π0π), (0ππ0) и (00ππ), соответствующих антенне ИТЭРа. При фазе (00ππ) эффективность нагрева была ниже и наблюдалось сильное взаимодействие между лимитерами антенны и перегородками. Эксперименты, направленные на увеличение связи ICRF с плазмой при изменении расстояния от сепаратрисы до антенны (до 19 см), показали, что накачка газа сверху и от середины выгодны и что накачка и свойства рециклинга стенки играют важную роль.

Исследования вращения плазмы были продолжены в ICRH и омических режимах нагрева плазмы со стандартной и большой гофрировкой тороидального поля на JET. Вращение увеличивалось во всех случаях, когда повышалась гофрировка тороидального поля, причем наиболее выраженный эффект наблюдался у края плазмы в омической плазме, но в центре плазмы при нагреве ICRH. Это соответствует доминантному транспорту тепловых ионов в Омической плазме и транспорту быстрых ионов при нагреве ICRH.

Профили поглощения LH мощности эффективность генерации тока были экспериментально исследованы методом модуляции мощности . Экспериментальные

профили являются более периферийными и разной формы, чем полученные в моделировании методом геометрической оптики и кодом Фоккера-Планка, причем максимум поглощения LH перемещается на периферию при увеличении плотности. Это сопровождается снижением эффективности генерации тока. Эксперименты проводились также для оптимизации поглощения LH мощности в плазме с ELMs при расстояниях между сепаратрисой и грилем 10 см. Были протестированы различные пути подачи газа, и подача через газовую трубу рядом с LH грилем было гораздо более эффективным для увеличения сцепления волны LH, чем закачивание газа в верхней части плазмы. Отметии, что аналогичные места подачи газа должны быть предусмотрены для ИТЭРа. В соответствии с этими условиями, плотность мощности до 24MW/m2 была достигнута без заметного ухудшения генерации тока. Наконец, потери мощности нижнего гибрида в окрестности сепаратрисы измерялись с помощью инфракрасных изображений. Диссипативный слой в передней части LH гриля был найден, по меньшей мере, 2.5cm, что гораздо больше, чем получено в моделировании (несколько миллиметров).

Очищение плазменного шнура и стенки тлеющим разрядом неэффективно при наличии постоянного Bt, как в ИТЭРе, поэтому есть потребность в альтернативных методах очищения стенки совместимых с постоянными Bt. Очищение стенки необходимо для ИТЭРа, например, для восстановления после срыва, удаления трития и контроля изотопного состава. Очищение стенки с помощью ионного циклотронного нагрева является одним из перспективных направлений и его эффективность для вышеуказанных целей необходимо испытать в условиях приближенных к ИТЭРу. Темы, которые будут рассмотрены на JET в этом направлении: оптимизация получения однородности плазмы, проникновение плазмы очищенной с помощью ионного циклотронного нагрева в диверторное горло, оптимизация эффективности очистки стен и изотопного обмена. О результатах будет доложено По окончании работы и полученные данные будут служить в качестве справочного набора данных очищения с помощью ионного циклотронного нагрева (в углеродной среде) для последующего сравнения таких же данных полученных на JET со стенкой как на ИТЭРе.

Прогресс также был получен в других областях, важных для ИТЭРа и он будет кратко обсуждаться. Это H-режимы при выслклм токе (до 4.5MA), L-H переходы и их порог по мощности в D и 4He плазме, исследования по смягчению последствий срывов, подавление ELM пеллетами, вертикальными рывками шнура и резонансными магнитными возмущениями.

# ЗНАЧЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ НА УСТАНОВКЕ КСПУ ДЛЯ ПРОГРАММЫ ИТЭР

Жетлухин А.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л., *Химченко Л.Н.

*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Московская обл. Россия*
**Агенство ИТЭР, Москва, Россия, lkhimch@mail.ru*

Распыление элементов дивертора и стенки ИТЭРа является серьезной проблемой для развития термоядерной энергетики. Наибольшую опасность представляют т.н. ELM (Edge Localised Mode), срывы тока и вспышки излучения в процессе смягчения срыва тока. Исходя из опыта существующих плазменных установок, а также экспериментов, моделирующих взаимодействие плазмы со стенкой, принято, что в ИТЭРе взаимодействие мощных плазменных сгустков с бериллием, вольфрамом и СС-композитом приведет к плавлению металлических поверхностей с разбрызгиванием расплавленных частиц, образованию трещин с последующим разрушением материала в виде твердых частиц и образовыванием пыли и пленок с наноразмерными структурами. Такие продукты эрозии могут быть пористыми с очень большой сорбционной поверхностью, могут иметь сложный химический состав Be-W-C и активироваться. Активация нанопыли устанавливает жесткое ограничение, с точки зрения безопасности, на количество пыли в диверторе. Пористые пленки могут иметь развитую поверхность, поглощать дейтерий и тритий, снижая тем самым эффективность реактора.

В рамках Европейско-российского совместного эксперимента проводилось комплексное исследование эрозии диверторных пластин из вольфрама и СС-композита на плазменной пушке КСПУ в ТРИНИТИ [1]. В соответствии со стандартами ИТЭР в Планзее (Австрия) были изготовлены диверторные пластины. Эти пластины распылялись при ИТЭРовских нагрузках, имитирующих ELM. Энергия плазменных сгустков изменялась от 0.5 до 4 МДж/м$^2$, длительность воздействия – около 0.5 мсек. Эксперименты показали, что при таких потоках энергии основным механизмом эрозии для вольфрамовых пластин является испарение, а для СС-композита – сублимация. Проведены исследования по образованию пыли при таких нагузках. Также было показано, что рост частиц за счет конденсации испаренного материала приводит к образованию фрактальной структуры с развитой поверхностью [2]. Измерения потери массы пластин при длительной экспозиции и моделирование с помощью кодов - FOREV-2D, MEMOS-2D, 3-D PHEMOBRID, PEGASUS, которые могли вычислять ожидаемую эрозию СС-композита, вольфрама и бериллия в ИТЭРе при воздействии импульсных плазменных нагрузок, позволило оценить реальное время жизни диверторных пластин в ИТЭРе. Исследование элементного и химического состава перепыленных материалов указало на возможность образования карбидов в диверторе ИТЭРа.

Для исследования эрозии бериллия в ИТЭР-подобных условиях была создана новая установка КСПУ-Be, которая является уникальной на настоящий момент.

**Литература**

[1]. A. Zhitlukhin et al., J. Nucl. Mater. 363–365 (2007) 301.
[2]. Khimchenko L.N. 22 IAEA Fusion Energy Conference (Geneva, 13-18 Sept. 2008), EX/P4-13

# RESONANT FIELD AMPLIFICATION IN JET ADVANCED REGIMES.

Gryaznevich M.P., Hender T.C., Liu Y., Chapman I.T., Howell D., Challis C.D.,
[*]Joffrin E., [*]Koslowski R., [**]Buratti P.

*CCFE-EURATOM Fusion Association, Culham, UK*
[*]*JET-EFDA, Culham, UK*
[**]*EURATOM-ENEA Fusion Association and JET-EFDA contributors*

Resonant Field Amplification (RFA) has been systematically measured on JET, in two domains favourable for ITER steady-state operations: broad q-profiles with $q_{min}$ ~ 1 and $_{qmin}$ ~ 2. MARS-F code modelling reproduces RFA data at low and high beta and suggests a new method of how the RFA data should be used to determine the no-wall limit experimentally. Although there is no strong evidence of a beta-limit connected with the RWM even at betaN~4 and performance was limited by internal n=1 modes, the observed (using RFA data) decrease in the no-wall limit with the increase in $q_{min}$ is in agreement with the same dependence of the experimentally achieved highest beta values. At low beta, RFA has been observed preceding ELM during ELM-free periods and prior to appearance of low-n modes and disruptions. Stability and RFA connected with local 3D magnetic perturbations in plasma will be also discussed and it will be shown that not axi-symmetric, but 3D local stability thresholds determine experimentally observed stability limits.

# ИЛЬЯ ФИЛИППОВИЧ КВАРЦХАВА

(К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

А.А. Рухадзе, В.М. Фадеев*, Л.И. Уруцкоев**

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,* rukh@fpl.gpi.ru

*НПП Всероссийский научно-исследовательский институт электромеханики, Москва, Россия,* vniiem@vniiem.ru

**Московский государственный университет печати, Москва, Россия,* urleon@yandex.ru



Исполнилось 100 лет со дня рождения известного советского физика, специалиста в области газовой электроники и физики плазмы, одного из основателей Сухумского физико-технического института Ильи Филипповича Кварцхава.

С 1946 года научная деятельность И.Ф. Кварцхава связана с исследованиями в области атомной науки и техники, проводимыми в НИИ -5 ПГУ СМ СССР, переименованным впоследствии в Сухумский физико-технический институт Минсредмаша СССР. Начиная с 1952 г. и до 1975 г. Илья Филиппович руководил институтом. За это время И.Ф. Кварцхава и его сотрудниками выполнен большой цикл пионерских работ по исследованию электрического взрыва проволочек, электродинамическому ускорению ионизованного газа, по динамике высокотемпературной плазмы в сильноточных разрядах.

Обнаруженные в опытах с плазмой эффекты дробного ускорения ионизованной среды, образования пространственно-периодических структур сильноточной плазмы, выброса плазменных оболочек из области удержания (эруптивные неустойчивости) вследствие «обратного» скинирования тока и др., получившие и теоретические обоснования, являются существенным вкладом в физику плазмы и в решение вопросов по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС).

Научные труды профессора И.Ф. Кварцхава получили широкую известность в СССР и в зарубежных странах. Признание приоритетности этих работ содержится в названиях коаксиального ускорителя плазмы (ускоритель Кварцхава-Маршалла) и явления образования пространственно-периодических структур сильноточной плазмы (структуры Кварцхава). Илья Филиппович пользовался заслуженным авторитетом в научных кругах. Он являлся членом редакционных коллегий журнала АН СССР «Атомная энергия» и журнала «Ядерный синтез», а также членом ряда Проблемных советов при Президиуме АН СССР.

Правительство СССР высоко оценило вклад И.Ф. Кварцхава в развитие науки, наградив его орденами Ленина, Трудового Красного Знамени и медалями СССР.

# ТУРБУЛЕНТНОСТЬ НАЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Э.Е. Сон

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, son@ihed.ras.ru*

Турбулентность низкотемпературной плазмы отличается от турбулентности высокотемпературной плазмы тем, что вследствие высокой плотности среды, она имеет гидродинамическую природу, но вместе с тем имеет отличающие ее особенности, связанные с наличием магнитных полей, слоев объемного заряда и плазмохимических реакций. Основные характеристики турбулентности плазмы, как и других гидродинамических объектов, определяется вихревой структурой и диссипацией. Первая приводит к каскаду Ричардсона и формированию инерционного спектра, а вторая – вязкой диссипации. Идея, основанная на иерархии времен для моментов более высоких порядков имеет место и в турбулентности плазмы: моменты более высоких порядков устанавливаются, приходят в равновесие быстрее моментов низших порядков и за быстрое время устанавливается их параметрическая зависимость от некоторых интегральных величин, таких как локальная завихренность потока, средние значения внешних сил и пр. В низкотемпературной плазме процессы переноса [1] можно разделить на отдельные группы. Первая группа - перенос, определяющийся движением тяжелых частиц, сюда относится перенос импульса под воздействием как обычных сил в гидродинамике, вызванных градиентами давления, так и внешних сил, присущих плазме - внешних и индуцированных электрических и магнитных полей; перенос тепла определяется при низких температурах турбулентным движением тяжелых частиц, при более высоких температурах существенным является перенос энергии в турбулентном движении реагирующих сред, электронной компонентой, а также излучением и анизотропным турбулентным движением частиц в электромагнитных полях. Во всех этих случаях существует воздействие турбулентности на процессы переноса и обратное воздействие явления (плазмохимических реакций, излучения, электромагнитных полей) на турбулентность. В большинстве случаев эти процессы должны исследоваться самосогласованно. В докладе излагаются полуэмпирическая теория турбулентности плазмы в магнитном поле при произвольных магнитных числах Рейнольдса. Метод основан на применении переменных Эльзассера для совместного описания турбулентности гидродинамического и магнитного полей. В результате сформулированы RANS модели для произвольных магнитных чисел Рейнолдса, описывающие результаты для малых магнитных чисел Рейнольдса.

В основе управления аэродинамикой газа при воздействии плазмы лежит механизм генерации вихрей плазмой электрических разрядов [2]. В докладе рассмотрены механизмы плазменного воздействия диэлектрических барьерных и СВЧ разрядов на поток.

Следующая задача относится к спиральной турбулентности плазмы, известная в астрофизике [3], но рассмотренная в докладе применительно к низкотемпературной плазме, когда вращение под действием электрического и магнитного полей приводит к концентрированным вихрям. Действие концентрированных вихрей в турбулентном движении приводит к большим разрушениям (вихри, смерчи, торнадо, Саяно Шушенская ГЭС), а в плазме – перестройке структур и процессам перезамыкания магнитных силовых линий.

**Литература**

[1]. Сон Э.Е. Процессы переноса в турбулентной низкотемпературной плазме. Энциклопедия по физике низкотемпературной плазме, М.: Наука, 2000, Т.1 с.564-585.

[2]. Son E, Son K. Plasma and Thermal Actuators for Flow Control 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 7 - 10 Jan 2008, Reno, Nevada AIAA-2008-1379

[3]. Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya. The Effect of Spirality on the Evolution of Turbulence in the Solar Protoplanetary Cloud, Solar system research, Vol.41, No1, P 1-18, 2007.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВКАХ РФЯЦ-ВНИИЭФ. ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Бельков С.А., Гаранин С.Г., Жидков Н.В., Кочемасов Г.Г., Сухарев С.А.

*Российский Федеральный Ядерный Центр- Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия, belkov@otd13.vniief.ru*

Начиная с середины 60-х годов прошлого столетия во РФЯЦ- ВНИИЭФ активно развиваются работы по созданию мощных лазеров и их применению для исследований как в области лазерного термоядерного синтеза, так и физики высоких плотностей энергии. В настоящее время эти работы проводятся в Институте лазерно-физических исследований РФЯЦ-ВНИИЭФ. В течение почти 50 лет создан уникальный комплекс мощных лазерных установок действующих и в настоящее время. Это двенадцатиканальный йодный лазер ИСКРА-5 [1], четырехканальный лазер на неодимовом стекле ЛУЧ [2], петаваттный комплекс ФЕМТО [3]. В настоящее время начаты работы по созданию лазерной установки нового поколения мегаджоульного уровня. В докладе дается краткий обзор текущего состояния каждой установки.

После завершения модернизации установки ИСКРА-5 и перевода ее в 2005 году на вторую гармонику ($\lambda_{2\omega}$=0.657 мкм) была проведена большая серия экспериментов по исследованию мишеней непрямого (рентгеновского) сжатия в новых условиях. Мишень представляла собой сферический медный бокс-конвертор, в центр которого помещалась стеклянная сферическая микрокапсула, наполненная ДТ газом. В этих экспериментах варьировались параметры бокса-конвертора, центральной капсулы, рентгеновского излучения (РИ), что позволило исследовать как режим прогорающей оболочки, так и режим абляционного сжатия. Также проведена большая серия экспериментов по исследованию уравнений состояния вещества, спектральных пробегов излучения в условиях облучения исследуемых образцов квазипланковским РИ.

На установке ЛУЧ проведена большая серия экспериментов по исследованию ударной сжимаемости различных материалов при прямом воздействии лазерного импульса на образец. Помимо экспериментов по облучению мишеней, на установке ЛУЧ проводятся работы по оптимизации параметров канала.

На установке ФЕМТО получен лазерный импульс с длительностью 45 фс и энергией 30 Дж. Начаты первые эксперименты по исследованию генерации РИ при облучении плоской мишени ультракоротким лазерным импульсом.

**Литература**

[1]. Анненков В.И., Багрецов В.А., Безуглов В.Г. и др., Квантовая электроника, 1991, 18, 536.
[2]. Гаранин С.Г., Зарецкий А.И., Илькаев Р.И. и др., Квантовая электроника, 2005, 35, 299.
[3]. Белов И.А., Бучирина О.А., Воронич И.Н., и др. Сборник трудов конференции X Харитоновские тематические научные чтения «Мощные лазеры и исследования физики высоких плотностей энергии», Саров, 2008, 173.

# ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ DPSSL И KRF ЛАЗЕРНЫЕ ДРАЙВЕРЫ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК НА ОСНОВЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

В.Д. Зворыкин

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, zvorykin@sci.lebedev.ru*

Исследования по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС) в 2009 г. ознаменовались запуском 192-пучковой Nd лазерной установки National Ignition Facility (NIF) в Ливерморской лаборатории США с выходной энергией 1,8 МДж, на которой начались эксперименты по зажиганию термоядерной реакции [1]. Аналогичная установка Laser Mega Joule (LMJ) во Франции планируется к завершению в 2014 г. [2]. От успеха этих экспериментов во многом будет зависеть дальнейшая судьба ЛТС, хотя это будет только первый шаг на пути практического использования ЛТС для получения энергии. NIF и LMJ, как и их предшественники, большие лазеры на Nd стекле: Nova и Omega (США), Vulcan (Великобритания), FIREX (Япония), SG (Китай), а также фотодиссационная иодная установка Искра-5 (Россия) с выходной энергией в десятки кДж – лазеры однократного действия, способные произвести несколько импульсов в день. К тому же все они имеют очень низкий КПД, и по этим причинам непригодны для производства энергии, вырабатываемой в замкнутом энергетическом цикле ЛТС-реактора. Для демонстрационных экспериментов зажигания выбрана наиболее надежная, но наименее эффективная схема непрямого сжатия с преобразованием лазерного излучения в рентгеновское, обеспечивающая наилучшую однородность облучения и устойчивость сжатия мишеней. Для производства энергии предпочтение отдается прямому сжатию, где для усиления в мишенях ~ 100, достижимого при полной энергии около 2 МДж, КПД лазера должен быть ≥ 6–7% [3]. Лазер-драйвер, чтобы удовлетворять техническим и экономическим требованиям к энергетической установке [4], должен бесперебойно работать с частотой повторения импульсов ≥ 5 Гц в течение 2 лет, произведя ≥ $3*10^8$ импульсов. Среди существующих мощных лазеров только твердотельные лазеры с диодной накачкой (Diode Pumped Solid State Lasers – DPSSL) и газовые KrF лазеры с накачкой релятивистским электронным пучком обладают необходимой высокой эффективностью и могут быть масштабированы до требуемых энергий.

В докладе дается обзор исследований по импульсно-периодическим лазерам-драйверам, разрабатываемым для будущих энергетических установок на основе ЛТС. Особое внимание уделяется реализации перспективных схем раздельного сжатия мишеней и быстрого зажигания термоядерной реакции ускоренными частицами [5] или мощной ударной волной [6], позволяющих уменьшить энергию основного лазерного драйвера до ~500 кДж. Возможности такого подхода и требования к лазерам рассмотрены на примере KrF лазерной программы FTF (Fusion Test Facility) и программ на основе DPSSL лазеров LIFE (Laser Inertial Fusion Energy System) и HiPER (High Power Laser Energy Research Facility).

Данная работа выполнена при поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Проблемы физической электроники пучков заряженных частиц, генерации электромагнитного излучения в системах большой мощности» и «Экстремальные световые поля и их приложения», а также Проекта РФФИ 08-02-01331.

## Литература

[1]. Moses E.I. *IFSA 2009 Program*, Sep. 6-11, 2009, San Francisco, USA, p.175.
[2]. Lion C. and Ebrardt J. *IFSA 2009 Program*, Sep. 6-11, 2009, San Francisco, USA, p.177.
[3]. Sangster T.C., *et al. Nucl. Fusion* 2007, **47,** S686.
[4]. Sviatoslavsky I.N., Sawan M.E., Peterson R.R., *et al. Fusion Technology*, 1992, **21,** 1470.
[5]. Basov N.G., Gus'kov S.Yu. and Feoktistov L.P. *J. Soviet Laser Res.*, 1992, **13**, 396.
[6]. Щербаков В.А. *Физика плазмы*, 1983, **9**, 409.

# ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ OXFORD INSTRUMENTS PLASMA TECHNOLOGY И РЕАЛИЗУЕМЫЕ НА НЕМ ПРОЦЕССЫ.

А.С. Шуравин

*Техноинфо Лтд., Москва, Россия, e-mail: andrey.shuravin@technoinfo.ru*

На сегодняшний день плазмохимические технологии являются широко используемыми при производстве и модификации материалов, создании микроэлектронных компонент. Так, например, их применение возможно, а часто необходимо, при процессах травления, осаждения, эпитаксии, выращивании наноструктур, анализе отказов полупроводниковых приборов. Среди компаний, производящих плазмохимическое оборудование, необходимо выделить Oxford Instruments Plasma Technology (OIPT), которая имеет 50-летний опыт создания высокотехнологичного оборудования. Его использование позволяет проводить следующие процессы:

1. плазмохимическое травление и осаждение
   - *травление и осаждение в индуктивно-связанной плазме (ICP)*
   - *реактивное ионное травление (RIE)*
   - *плазменно-стимулированное осаждение (PECVD)*
2. ионно-лучевое травление и осаждение
3. атомно-слоевое осаждение (ALD)
4. эпитаксия из газовой фазы гидридов (HVPE)
5. магнетронное напыление
6. выращивание наноструктур
7. анализ отказов

В работе дан обзор оборудования OIPT, показаны его технологические особенности и возможности.

Модульность оборудования дает возможность расширять технологические процессы по мере необходимости путем добавления новых модулей к основе системы. Возможна как открытая загрузка образцов, так и загрузка через вакуумный загрузочный шлюз. Возможна организация мелкосерийного производства.

Травление и осаждение (рис. 1,а,б) характеризуются равномерностью (отклонение <± 5%) высокой селективностью, анизотропией, возможностью контроля профиля (например, травление $SiO_2$, $SiN_x$, $Al_2O_3$, Si, SiC и др.). Атомно-слоевое осаждение позволяет получать при низких температурах ультратонкие и конформные покрытия толщиной до нескольких атомных слоев ($HfO_2$, $Al_2O_3$, $TiO_2$; TiN, SiN; Ru, Pt и др.). Возможно выращивание наноструктур ZnO, Ge, SiC, InN, GaAs и др., а также углеродных и кремниевых нанотрубок и нанопроволок (рис. 1,в). Анализ отказов полупроводниковых приборов позволяет находить слабые места в технологических процессах их создания (рис. 1,г).

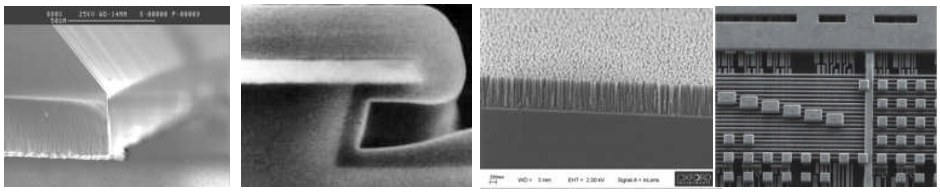


Рис.1. а) травление поликристаллического алмаза, б) плазменно-стимулированное осаждение $SiO_2$, в) выращивание наноструктур, г) анализ отказов п/п приборов.

Таким образом, оборудование OIPT дает возможность реализации широкого спектра плазмохимических процессов для нужд микроэлектроники, для производства наноматериалов. Гибкость настройки систем, мировая гарантия, индивидуальный подход к каждой задаче делают компанию OIPT мировым лидером в своей области.

# ФИЗИКА НЕЛИНЕЙНЫХ САМО-ОРГАНИЗОВАННЫХ СТРУКТУР В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

В.Н. Цытович

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, tsytov@lpi.ru*

Доказано общее утверждение о неустойчивости однородной пылевой плазмы для образования структур. Обсуждаются лабораторные эксперименты и эксперименты на Международной Космической Станции, в большинстве которых наблюдались устойчивые компактные пылевые сгустки и пылевые войды. Приводятся результаты подробных численных расчетов как начальной стадии образования структур, так и образовавшихся нелинейных стационарных структур и обсуждается их соответствие с наблюдениями. Новая физика связана с потоками плазмы, самосогласованно генерируемых пылевой компонентой при зарядки пылевых частиц, до зарядов, превосходящих заряд электронов на 3-6 порядков. Показано, что экранирование таких больших зарядов в существующих экспериментах всегда нелинейно. Построенная более строгая теория нелинейного экранирования используется для расчета нелинейной аномальной диффузии ионов из-за рассеяния на пылевых частицах и силы увлечения пылевых частиц ионными плазменными потоками. Дается сравнение с предшествующими подходами и показывается насколько (по сравнению с ранее принимаемыми теоретическими значениями) новые более точные численные расчеты увеличивают силу увлечения и силу ионного трения о пылевые частицы. Новая теория диффузии, учитывающая столкновения ионов как с пылевыми частицами, так и с атомами нейтрального газа приводит к новой гидродинамики, положенной в основу баланса средних сил для базисных нелинейных уравнений (т.н."master equations"), используемых обычно в теории самоорганизации структур. Численные расчеты и анализ базисных уравнений для стационарных структур, дают возможность определить пространственное распределение плотности всех компонент структуры, заряда пылевых частиц и потоков плазмы как функции только трех глобальных параметров (полного числа пылевых частиц, удерживаемых в структуре, полного потока плазмы и мощности ионизации). Развита теория слабых возмущений стационарных структур и численно найдена достаточно широкая область существования устойчивых структур. В отличие от известного эффекта кулоновского взрыва, возникающего в отсутствие пыли, пылевые сферические структуры могут быть равновесными, устойчивыми, самосогласованно удерживая как пылевые частицы так и плазменные ионы и электроны из-за создания для них достаточно глубокие потенциальных ямы. Критерии устойчивости при росте интенсивности ионизации указывают на условия возникновения войдов. Рассчитаны отклики структур на модуляцию глобальных параметров, найдены резонансы в откликах при частотах воздействия, близких к частотам глобальных мод. Предложен механизм объяснения наблюдаемых глобальных осцилляций размеров войдов (т.н. "heart beet oscillations"). Ограниченность достаточно широкой области глобальных параметров, где имеет место равновесие и устойчивость структур, позволит просканировать все возможные само-организованные структуры. Цилиндрические структуры неустойчивы для образования вокруг них тороидальных вихрей, что объясняет имеющиеся наблюдения. Расчеты сферических структур проводились в связи с началом экспериментов с новыми сферическими камерами в баллистических полетах и в связи с планируемыми экспериментами с такими камерами в условиях длительной невесомости (микро-гравитации) на Международной Космической Станции.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №08-02-01172а

Розанов В.Б, Ромоданов В.Л., Харитонов В.В., Шмелев А.Н. (*Московский Инженерно-Физический Институт, Москва, Россия*)
Гибридная энергетика на основе лазерного термоядерного синтеза

Мокульский М.А. (*Институт молекулярной генетики РАН, Москва, Россия*)
Геном биосферы.

# ATOMIC AND MOLECULAR SPECTROSCOPY FOLLOWING LASER-INDUCED OPTICAL BREAKDOWN

Christian G. Parigger

*Center for Laser Applications, University of Tennessee Space Institute, Tullahoma, Tennessee, U.S.A., cparigge@tennessee.edu*

Transient micro-plasma is generated by laser-induced optical breakdown (LIOB). Here we are interested in the characterization of laser-induced plasma using time-resolved atomic and molecular spectroscopy.

A detailed review will be presented of use of hydrogen Balmer series H-alpha, H-beta, and H-gamma, atomic lines for diagnostic purposes. Early in the plasma decay, Boltzmann plots are applied to determine the excitation temperature in the range of 100,000 to 7,000 Kelvin. The corresponding electron densities in the range of 1019 to 1016 cm-3 are inferred using Stark shift and width measurements [1,2]. Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) techniques are further investigated in the analysis of molecular recombination emission spectra, for example diatomic CN and C2 Swan bands [3]. Usually highly excited molecular spectra are recorded indicating equilibrium temperature in excess of 7,000 Kelvin. Computation of diatomic molecular spectra includes use of accurate rotational line strengths. Optical breakdown processes are also investigated using ultra-high speed photography methods.

Recent advances in theory of atomic and molecular spectra are discussed, including modeling and simulation of highly excited atomic, molecular species following laser-induced optical breakdown in various applications [4-7].

## References

[1]. C.G. Parigger, D.H. Plemmons, and E. Oks, Appl. Optics 42 (2003) 5992.
[2]. E. Oks, Stark Broadening of Hydrogen and Hydrogenlike Spectral Lines in Plasmas: The Physical Insight (Alpha Science International, Oxford) 2006.
[3]. C. G. Parigger, Laser-induced breakdown in gases: experiments and simulation, Chapter 4 in A.W. Miziolek, V. Palleschi, I. Schechter, eds. Laser Induced Breakdown Spectroscopy (Cambridge University Press, New York) 2006.
[4]. C.G. Parigger, M. Dackman, and J.O. Hornkohl, Appl. Optics 47 (2008) G1.
[5]. S. Djurović, M. Ćirišan, A. V. Demura, G. V. Demchenko, D. Nikolić, M. A. Gigosos, and M. Á. González, Phys. Rev E 79, (2009) 046402.
[6]. C.G. Parigger and E. Oks, International Review of Atomic Physics, 1 (2010).
[7]. C.G. Parigger and J.O. Hornkohl, International Review of Atomic Physics, 1 (2010).

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СУБ–ПЕТАВАТТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ГАЗОВОЙ СТРУЕЙ

В.Н. Гинзбург, В.В. Зеленогорский, Е.В. Катин, А.В. Кирсанов, В.В. Ложкарев, Г.А. Лучинин, А.Н. Мальшаков, М.А. Мартьянов, О.В. Палашов, А.К. Потемкин, А.М. Сергеев, А.А. Соловьев, М.В. Стародубцев, Е.А. Хазанов, А.А. Шайкин, И.В. Яковлев

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия, mstar@appl.sci-nnov.ru*

В докладе представлен обзор экспериментальных исследований процессов ускорения электронов при взаимодействии мощного лазерного излучения с газовыми мишенями. В этих экспериментах ускорение электронов происходит в лазерной плазме, образующейся при фокусировке лазерного излучения на переднюю границу газовой мишени. За счёт высокой интенсивности оптического излучения происходит 100% ионизация газа. Под действием пондеромоторного давления лазерного импульса, электроны вытесняются из области, занятой ЭМ полем (обычные размеры этой области порядка 15×15×15 мкм – так называемая 3-D фокусировка), вследствие чего в этой области образуется значительный положительный заряд, приводящий к захвату группы релятивистских электронов и их последующему ускорению до больших энергий в кулоновском поле положительно заряженной области. Скорость распространения оптического импульса в плазме несколько меньше скорости релятивистских электронов, поэтому максимальная длина, на которой происходит ускорение электронов ограничена длиной дефазировки. Данная схема не требует инжекции заряженных частиц, а суммарный заряд, энергетический и угловой спектр получаемых электронов, стабильны при использовании стабильного источника оптического излучения.

В ИПФ РАН на базе лазерного комплекса PEARL (PEtawatt pARametric Laser) создана установка по ускорению электронов мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Характеристики лазерного излучения следующие: длина волны – 910 нм, длительность импульса – 40-50 фс, энергия импульса – 10-15 Дж. В экспериментах по генерации ультрарелятивистких электронов это излучение фокусировалось в струю гелия диаметром от 2 до 5 мм, что соизмеримо с длиной дефазировки, т.е. условия экспериментов соответствуют оптимальному режиму ускорения электронов. В экспериментах было получено ускоряющее напряжение порядка 1 ГВ/см. Заряд электронов в пучке составил 10 пК, энергия электронов – 200 МэВ, ширина энергетического спектра – 10%, угловая расходимость пучка – 2.5 миллирадиана. Параметры полученного пучка электронов сопоставимы с лучшими мировыми результатами в аналогичных схемах.

Подобные компактные источники ускоренных электронов могут быть использованы в разнообразных прикладных задачах, таких, например, как создание лазера на свободных электронах и пр., а также при проведении фундаментальных исследований взаимодействия оптического излучения и пучков заряженных частиц с веществом.

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ В МАССИВНЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ

И.Л. Иосилевский

*Объединенный институт высоких температур (Российская Академия Наук)*
*осковский физико-технический институт (Государственный Университет), Москва, Россия, e-mail: ilios@orc.ru*

Обсуждается поляризация плазмы, возникающая под действием гравитационного поля (и иных действующих на массу сил) в массивных астрофизических объектах вследствие различия масс ионов и электронов, и приводящая в условиях локального термодинамического равновесия к существованию стационарного электростатического поля, равного по своей величине (в расчете на один протон) гравитационному полю. Эффекты кулоновской неидеальности вводятся в рассмотрение, как еще один источник такой поляризации. Дается краткий исторический комментарий. Рассмотрение ограничено упрощенной ситуацией поляризации в термодинамически равновесной звезде без учета эффектов релятивизма и влияния магнитного поля. Рассмотрение базируется на использовании вариационного подхода в статистической механике. Это приводит помимо глобального условия равновесия, как условия экстремума функционала свободной энергии, к двум локальным формам этих условий: (i) в терминах обобщенных (электро)химических потенциалов и/или (ii) в терминах обобщенных сил, действующих на каждую заряженную частицу. Дополнительная обобщенная «сила неидеальности» появляется в такой постановке. Обсуждаются наиболее заметные особенности структуры и динамики массивных объектов, которые возможны, как результат обсуждаемой поляризации и участия в ней «фактора неидеальности».

# ФРАКТАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ИДЕНТИФИКАЦИИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

С.В. Щепетов

*Институт Общей Физики РАН им А.М. Прохорова, Россия, Москва, shch@fpl.gpi.ru*

Попытки понять природу аномального переноса в магнитоактивной плазме неизбежно предполагают сравнение теоретических моделей с экспериментальными данными. Для этого должны применяться надежные методы анализа и сравнения временных рядов, получающихся в рамках этих двух подходов. Широко распространенные методы анализа, такие как, например, построение функции распределения вероятностей различных процессов, анализ спектров (фурье и вэвлет) и корреляционных функций достаточно продуктивны, но недостаточно адаптированы к анализу сложных нелинейных систем. В настоящее время к исследованию плазменной турбулентности привлекаются методы, опробованные в различных областях знания, таких как, эконометрика, астрофизика и физика нейтральных жидкостей. Значительная часть этих методов основана на предположении (проверяемом), что изучаемый процесс соответствует какому-либо фрактальному процессу.

В обзоре кратко обсуждаются идеи лежащие в основе подобных представлений, и проводится классификация тех фрактальных процессов, которые могут быть использованы при анализе процессов характерных для плазменной турбулентности. Особое внимание уделяется процессам с дальнодействующими корреляциями. Поскольку математическая теория фрактальных процессов с дальнодействующими корреляциями и ее прикладные аспекты в настоящее время продолжают развиваться, здесь также представлены практически важные выводы общего характера. Рассмотрены методы обнаружения самоподобных процессов, что весьма важно, поскольку самоподобие процесса может свидетельствовать о наличии доминирующего физического механизма.

На примере систем обладающих статистикой Херста показано, что условие $0.5 < \mathbf{H} < 1$, где **H** показатель Херста может как указывать на наличие у системы дальнодействующих корреляций (что доказывается математически строго для фрактального броуновского движения) так и быть типичным для широкого класса асимптотически марковских процессов. Обсуждаются методы, позволяющие надежно разделить такие случаи.

Подробно обсуждаются методы обнаружения дальнодействующих корреляций при исследовании турбулентной плазмы в L и H режимах токамаков. Наконец проведен критический анализ работ, где характеристики турбулентной плазмы в токамаках и стеллараторах анализируется на основе мультифрактального подхода.

# ВОДОРОДНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИКИ

С.П. Малышенко

*Объединенный институт высоких температур РАН*, *Москва, Россия,* h2lab@mail.ru

Идея использования водорода как универсального вторичного энергоносителя, наряду с другим вторичным энергоносителем – электроэнергией, получила широкое распространение и признание, начиная с 70-х годов прошлого века. Многими исследованиями, выполненными к настоящему времени, показана высокая экономическая и экологическая эффективность систем энергообеспечения, использующих оба энергоносителя для наиболее эффективного использования первичных энергоресурсов при решении задач устойчивого развития общества. В настоящее время в США, Германии, странах ЕС, Японии, Китае, в нашей стране и многих других странах реализуются масштабные программы НИОКР по созданию новых водородных технологий, ориентированные на близкую и отдаленную перспективу. Естественно, эти программы в основном ориентированы на решение задач, наиболее важных для каждой конкретной страны, но существуют и общие проблемы (защита окружающей среды, истощение наиболее дешевых природных энергоресурсов, использование возобновляемых энергоисточников и т.д.), которые стимулируют объединение усилий специалистов разных стран в области водородной энергетики. Основное содержание доклада посвящено новым водородным технологиям для энергетики, в особенности тем, которые наиболее важны для нашей страны с учетом Энергетической стратегии России на период до 2030 года. Обсуждаются наиболее интересные результаты работ, выполненных к настоящему времени в Российской Федерации по проблемам производства, хранения и использования водорода, и задачи прикладных и фундаментальных исследований, которые с точки зрения автора наиболее важны для развития отечественной энергетики.

# О КОНЦЕПЦИИ ИСТОЧНИКА 14 МЭВ НЕЙТРОНОВ НА БАЗЕ КОМПАКТНОГО ТОКАМАКА

Э.А. Азизов, П.Н. Алексеев, М.П. Грязневич, Б.В. Кутеев, А.В. Лопаткин[*], О.Г. Филатов[**], В.М. Чернов[***]

*РНЦ "Курчатовский институт", Москва, 123182, Россия, e-mail: kuteev@nfi.kiae.ru*
*[*]НИКИЭТ,*
*[**]НИИЭФА,*
*[***]ВНИИНМ*

В настоящее время активно обсуждается использование нейтронов реакций ядерного синтеза для решения актуальных задач ядерной энергетики [1], включающих наработку ядерного топлива для ядерных реакторов на тепловых и быстрых нейтронах, замыкание топливного цикла, трансмутацию долгоживущих радиационно токсичных нуклидов.

Возврат интереса к гибридным системам «синтез-деление» с источником внешних нейтронов на основе токамаков объясняется стремлением ускорить развитие и внедрение термоядерной энергетики и ее технологий [2].

В данной работе обобщаются результаты российских разработок нейтронного источника на реакции дейтерия и трития в плазме токамаков. Исследования направлены на создание опытного образца системы «синтез-деление» с мощностью реакции синтеза до 10 МВт и мощностью деления от 10 до 100 МВт, демонстрирующего возможности производства 14 МэВ нейтронов, трансмутации высокоактивных нуклидов, наработки ядерного топлива [3-5].

Анализ показывает, что демонстрационная система на основе сферического токамака с интенсивностью синтеза более $10^{18}$ нейтронов в секунду может быть создана на основе современных технологий УТС в ближайшей перспективе.

Системы синтез-деление способны внести существенный вклад в производство нейтронов, ядерного топлива и трансмутацию нуклидов, содействовать вовлечению в ядерный топливный цикл U-238 и Th-232.

Делается вывод о своевременности перевода работ по демонстрационному источнику на реакции синтеза из стадии подготовки исходных данных в стадию эскизного проектирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РФФИ – Росатом 09-02-13608 офи ц. г/к Росатома Н.4б.45.03.09.1210, Роснауки 02.740.11.0468.

**Литература.**

[1]. П.Н. Алексеев и др. «Использование термоядерных нейтронов в ядерной энергетике» Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 2009.
[2]. E.A. Azizov “The reasons for returning Russian scientists and engineers to hybrid systems” DOE-FFW, Sept.30-Oct.2, 2009, Gaithersburg, MD, USA.
[3]. Э.А. Азизов и др. « Использование компактных токамаков в качестве источника нейтронов для решения проблем ядерной энергетики», ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, вып. 3. 2009.
[4]. Б.В. Кутеев, В.И. Хрипунов, «Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор», ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, вып. 1, 2009
[5]. Б.В. Кутеев и др. «Мощные нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза», Физика плазмы, 2010 (в печати); M. Gryaznevich, “Compact Fusion Reactor”, 1-st Baltic Workshop, Fusion opportunities for CNFC and TNW, Vilnius, Lithuania, September 25, 2009

# УСЛОВИЕ КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТИ И УСТРАНЕНИЕ МНОГОЗНАЧНОСТИ РАЗРЫВНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА В СТЕЛЛАРАТОРАХ.

Л.М. Коврижных

*Институт Общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

Ранее было показано, что в области редких столкновений стационарные решения уравнений переноса в стеллараторах допускают разрывные решения для амбиполярного электрического поля и градиентов плотности плазмы и ее температур. Кроме того, эти стационарные решения оказываются неоднозначными, то есть, их явный вид зависит от начальных значений амбиполярного поля. Однако при выводе стационарных уравнений переноса использовалось обычное условие квазинейтральности, то есть предполагалось, что плотность электронов $N_e$ и плотность ионов $N_i$ связаны между собой соотношением: $N_e = zN_i$ ($z$ - зарядовое число ионов). Иначе говоря, считалось, что заряд плазмы $\rho$ много меньше произведения $e_i N_i$, что в большинстве случаев выполняется с большим запасом. Но, если электрическое поле $E$ испытывает разрывы, то, как следует из уравнения $\mathrm{div} N = 4\pi\rho$, в точках разрыва плотность заряда обращается в бесконечность, соотношение $N_e = zN_i$ нарушается и необходимо заменить его на более точное, то есть, считать, что $N_e = zN_i + \rho/e_e$. Использование этого соотношения приводит к появлению в уравнениях переноса дополнительных слагаемых, пропорциональных второй производной поля $E$ по радиусу. Эти слагаемые существенно изменяют стационарные решения. Во-первых, амбиполярное поле, а также производные плотности и температур становятся непрерывными функциями координат, что, впрочем, представляется довольно очевидным. Во-вторых, - и это уже далеко не столь очевидно – исчезает многозначность стационарных решений, то есть их зависимость от начальных значений амбиполярного электрического поля. При этом оказывается, что в зависимости от параметров плазмы возможны два режима. В первом – решение единственно и не зависит от начальных условий. Во втором – в зависимости от начальных условий возможны два стационарных решения. Одно из них аналогично найденному в предыдущем случае, а второе существенно отличается от него, как профилем амбиполярного поля, так и зависимостью плотности и температур от малого радиуса плазмы. Не исключено, что различные режимы удержания плазмы, обнаруженные в экспериментах, связаны с существованием подобных решений.

# НИЗКОПОРОГОВЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ РАСПАДНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИНУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРИ ЭЦР НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ

Е.З. Гусаков, А.Ю. Попов

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,*
*evgeniy.gusakov@mail.ioffe.ru*

Согласно современным представлениям, параметрические распадные неустойчивости индуцированного рассеяния назад, ведущие к аномальному отражению СВЧ мощности, подавлены в экспериментах по ЭЦР нагреву плазмы в токамаках и стеллараторах из-за эффекта конвективного выноса энергии параметрически возбужденных волн из узкой области, где в неоднородной плазме выполнены распадные условия. Грубые оценки порога возбуждения этих неустойчивостей, дающие значения на уровне нескольких сотен мегаватт, делают их возбуждение в экспериментах с использованием гиротронов невозможным. С этим обстоятельством связывалось то, что до недавнего времени такие неустойчивости наблюдались в экспериментах с уровнем мощности 100 кВт – 1 МВт только при электронном Бернштейновском нагреве [1], в котором поле греющей волны возрастает, а групповая скорость рассеянной волны падает благодаря близости верхнего гибридного резонанса (ВГР) [2].

В настоящей работе мы анализируем экспериментальные условия, приводящие к существенному снижению порога отражательных параметрических распадных неустойчивостей, при ЭЦР нагреве плазмы в магнитных ловушках в отсутствии ВГР для греющей волны. Показано, в частности, что значительное снижение порога может быть связано с уплощением профиля плотности на оси разряда. Кроме того, возбуждение неустойчивости облегчается из-за немонотонного поведения плотности плазмы вблизи О-точки магнитного острова, также делающего возможным локализацию ионных Бернштейновских волн и подавление конвективных потерь из области распада. В работе показано, что вблизи локального максимума профиля плотности порог неустойчивости индуцированного рассеяния назад снижается на четыре порядка величины и легко превосходится в современных экспериментах по ЭЦР нагреву на уровне мощности в несколько сотен киловатт. Проведён анализ зависимости коэффициента аномального отражения и порога неустойчивости от угла рассеяния, частоты возбуждаемой ионной бернштейновской волны, параметров плазмы (плотности и ионной температуры). С помощью полученных выражений объяснён эффект сильного роста ЭЦ излучения, наблюдавшийся в низкочастотных каналах радиометра при ЭЦР нагреве на токамаке Текстор при мощности 200 – 600 кВт [3]. Обсуждается возможное влияние эффектов индуцированного рассеяния назад на эффективность нагрева и профиль поглощаемой мощности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ гранты 08-02-90011, 07-02-00746 и гранта РФФИ – NWO Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant 047.018.002)

**Литература**

[1]. H.P. Laqua 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, R1
[2]. E.Z. Gusakov et al. 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49,** 631
[3]. E. Westerhof et al. 2009 *PRL* **103**, 125001

# КАНОНИЧЕСКИЕ ПРОФИЛИ И ТРАНСПОРТНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

Ю.Н. Днестровский, А.В. Данилов, А.Ю. Днестровский, С.Е. Лысенко, С.В. Черкасов, И.А. Войцехович*

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ, e-mail:* dnyn@nfi.kiae.ru
*JET-EFDA, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, United Kingdom*

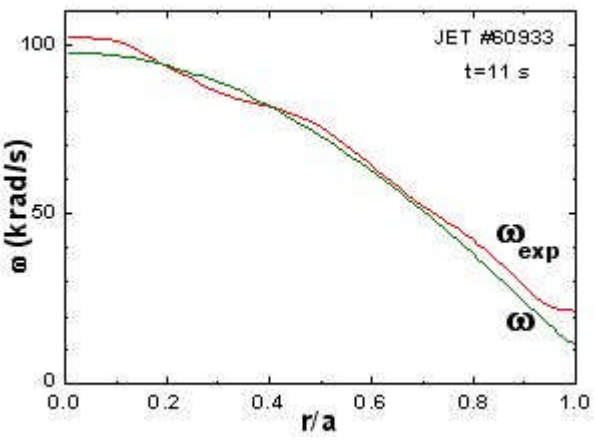
Сильное тороидальное вращение плазмы возникает при инжекции нейтральных пучков. Оно может заметно влиять на плазму, поэтому вращение интенсивно исследуется, как экспериментально, так и теоретически. В данной работе описана расширенная транспортная модель канонических профилей, включающая, помимо переноса температуры электронов и ионов и плотности плазмы, также перенос тороидального вращения, индуцированного внешним вращающим моментом. Сначала строится простейшее уравнение равновесия для плазмы с вращением. Затем решается вариационная задача о минимуме полной энергии плазмы с условием сохранения тороидального тока. Уравнения Эйлера этой задачи определяют канонические профили давления $p_c(\rho)$ и скорости вращения $\omega_c(\rho)$, связанные соотношениями $\omega_c \sim p_c^{1/3}$. В систему транспортных уравнений добавляется уравнение для момента количества движения $n\,m_i\,R^2\,\omega$, радиальный поток которого $q_\omega$ равен

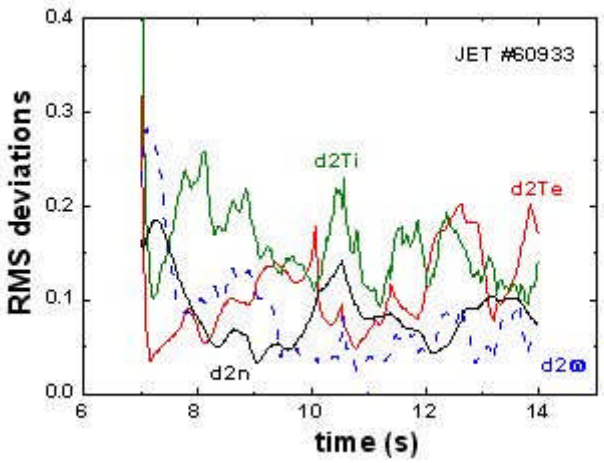
$$q_\omega = -n\,m_i\,R^2\,\chi_\omega^{PC}\,\omega\,(\omega'/\omega - \omega_c'/\omega_c).$$

Здесь $R$ – большой радиус, в скобках записано отклонение относительного градиента вращения от канонического, $n$ – плотность плазмы (в $10^{19}$ м$^{-3}$), $m_i$ - масса иона. Жесткость профиля вращения $\chi_\omega^{PC}$ считается пропорциональной жесткости профиля электронной температуры $\chi_e^{PC}$: $\chi_\omega^{PC} = C_\omega\,\chi_e^{PC}$. Величина $\chi_e^{PC}$ была найдена ранее в наших работах, а константа $C_\omega$ определяется из сравнения расчетов с результатами экспериментов для 10 импульсов токамака JET из базы данных ITER: $C_\omega = 0.5 / n^{1/3}$.

На рисунках для импульса #60933 показан рассчитанный и измеренный профиль частоты вращения (слева), а также среднеквадратичные отклонения рассчитанных профилей частоты $d_2\omega$, плотности $d_2n$, электронной $d_2T_e$ и ионной температуры $d_2T_i$ от экспериментальных (справа). Время удержания момента оказалось порядка энергетического, а их отношение $\tau_\omega/\tau_E$ растет с плотностью.

Работа поддержана Грантами РФФИ 08-07-00182, ФАНИ 02.740.11.5062 и UKAEA 3000132057.



# О КАПЕЛЬНО-ПАРОВОЙ ЭРОЗИИ СТЕНОК В ТОКАМАКАХ

А.В. Недоспасов, Г.В. Сергиенко*

*Учреждение Российской академии наук Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, РФ, e-mail: a-nedospasov@yandex.ru*

**Institut fur Plasmaphysik, Forschungszentrum Julich GmbH, EURATOM Association, Trilateral Euregio Cluster, Julich, Germany*

Импульсные потоки энергии большой удельной мощности в токамаках неизбежны при срывах тока, например, в международном экспериментальном термоядерном реакторе (ИТЭР). Проектные проработки дивертора ИТЭР ориентируются на использование вольфрама. Эрозия металлических поверхностей может носить капельно-паровой характер, когда нагрев поверхности приводит к ее плавлению и испарению, а движение расплава вызывает капельную эрозию. Интенсивность эрозии зависит от распределения потоков энергии, давления и параметров пристеночной плазмы. В докладе перечислены три причины, приводящие к перераспределению потоков энергии из плазмы на горячую стенку: униполярные дуговые разряды; тепловая контракция при термоэлектронной эмиссии; тепловая контракция, связанная с ионизацией пара.

При срывах тока в ИТЭР возможны тепловые нагрузки в диверторе до 5 МДж/м$^2$ при длительности 1 – 10 мс. В таком диапазоне нагрузок капельно-паровая эрозия рассчитана в работе [1]. Для бериллия ванадия и вольфрама распространение границ испарения и плавления рассчитывалось при выделении на поверхности радиуса $r$ заданной энергии за время $\tau$. Движение расплава возможно, если сумма давлений отдачи и внешнего больше удерживающего действия сил поверхностного натяжения. Приведены результаты расчетов при следующих режимах: выделяющаяся удельная энергия 1 МДж/м$^2$ при $\tau = 1\cdot10^{-3}$ с и 13 МДж/м$^2$ при $\tau = 1.5\cdot10^{-2}$ с. В первом режиме для движения расплава помимо давления отдачи необходимо внешнее давление для бериллия $P > 3.1\cdot10^4$ Па, для вольфрама $P > 2.6\cdot10^4$ Па. При движении расплава капельная эрозия может значительно превышать испарение материала. В токамаке на движение слоя расплавленного вольфрама и образование капель влияет сила Ампера, создаваемая током термоэмиссии. [2, 3].

Эффективным способом подавления капельной эрозии может стать нарушение сплошности жидкой пленки, препятствующее ее образованию и движению. Например, р эрозия анода из пористого ванадия оказывается на три порядка меньше, чем на сплошном аноде [3,4]. По мнению авторов, такой способ подавления капельной эрозии диверторных пластин с нанесенным на них слоем из пористого вольфрама следует экспериментально проверить.

**Литература**

[1]. Стрелкова Г.Г., Недоспасов А.В. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2000, 3, 50.
[2]. Sergienko G., Huber A., Kreter A. et al. In: 32nd EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion. Tarragona. Spain. 2005.
[3]. Nedospasov A.V., Sergienko G.V., Zykova N.M. et al. J. Nucl. Mater., 1999, 266—269, 618.
[4]. Zhmendak A.V., Huber A., Kvitcinskiy V.A. et al. J. Nucl. Mater., 2001, 290—293, 220.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ТУМАН-3М

Лебедев С.В., Аскинази Л.Г., *Барсуков А.Г., Вильджюнас М.И., Жубр Н.А., Корнев В.А., Крикунов С.В., Мельник А.Д., *Панасенков А.А., Разуменко Д.В., Рождественский В.В., *Тилинин Г.Н., Тукачинский А.С., Чернышев Ф.В.

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С. Петербург, Россия, sergei.lebedev@mail.ioffe.ru*
**ИЯС РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, tilinin@nfi.kiae.ru*

Аномальный электронный перенос остается одной из основных проблем физики нагрева плазмы в установках с магнитным удержанием. Важность изучения электронного переноса обусловлена тем, что термоядерные α-частицы будут передавать значительную долю своей энергии электронам. Дополнительный стимул к изучению этой проблемы возник, благодаря возросшему в последнее время интересу к установкам с малым аспектным отношением, в которых роль электронного переноса особенно заметна.

Помимо фундаментального интереса мотивацией исследования влияния продольного магнитного поля $B_t$ на параметры плазмы в токамаке ТУМАН-3М и, в частности, на электронный теплоперенос являлось стремление повысить эффективность нагрева с помощью атомарной инжекции (NBI). Повышение эффективности NBI можно ожидать, во-первых, вследствие улучшения условий захвата быстрых частиц и, во-вторых, в связи с возможным увеличением доли мощности, передаваемой ионной компоненте, при повышении $B_t$. Первый из вышеупомянутых факторов связан с уменьшением потерь быстрых ионов с «неудерживаемых» орбит. Второй фактор обусловлен влиянием электронной температуры на мощность, передаваемую быстрыми частицами тепловым ионам. Эта мощность быстро растет при уменьшении отношения $E_b/E_c$ (отношения энергии пучка к критической энергии, при которой мощности, отдаваемые ионам и электронам равны). Поскольку $E_c$ пропорциональна электронной температуре плазмы, то при условии увеличения $T_e$ в повышенном поле $B_t$, можно ожидать роста мощности, передаваемой ионной компоненте, а, следовательно, и повышения эффективности нагрева с помощью атомарной инжекции.

В докладе представлены результаты экспериментов на токамаке ТУМАН-3М с $B_t$, увеличенным от 0,68 до 1 Тл. В этих экспериментах исследовалось влияние $B_t$ и плазменного тока $I_p$ на нагрев и удержание плазмы в омическом режиме и при использовании NBI. Основным результатом повышения $B_t$ при омическом нагреве явилось заметное увеличение электронной температуры. Увеличение поля привело к росту $T_e$ от 400-500 до 550-600 эВ, а увеличение плазменного тока $I_p$ привело к дальнейшему росту $T_e$ до 650-750 эВ.

Рост параметров в омическом режиме, являвшемся исходным для NBI нагрева плазмы, значительно улучшил условия захвата быстрых частиц и их термализации. При NBI обнаружен рост потока 2,45 МэВ D-D нейтронов в 2,5 раза, указывающий на улучшение захвата быстрых ионов и увеличение времени их удержания. В результате 2-3 кратного уменьшения количества быстрых ионов, бомбардирующих стенки («неудерживаемые» ионы), исчез эффект насыщения роста ионной температуры при нагреве. Таким образом, продемонстрировано положительное влияние увеличения $B_t$ на нагрев плазмы в токамаке.

Полученные результаты указывают на существенное влияние продольного магнитного поля на нагрев плазмы в токамаках с небольшим $B_t$. Этот вывод должен в значительной степени влиять на выбор инженерных параметров токамаков с малым аспектным отношением, в которых, как правило, величина магнитного поля невелика.

Работа финансировалась из средств Российской академии наук (Программа фундаментальных исследований Президиума РАН), Федерального Агентства по Науке и Инновациям (ГК № 02.518.11.7112) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Гранты 07-02-01311 и 07-02-00276).

# О ПРИМЕНИМОСТИ ВИХРЕВОГО УДЕРЖАНИЯ ДЛЯ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА И ДРУГИХ ОТКРЫТЫХ ЛОВУШЕК

А.Д. Беклемишев

*Институт Ядерной Физики им. Г.И.Будкера СО РАН,*
*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, РФ, e-mail: bekl@bk.ru*

Вихревое удержание плазмы в открытой ловушке представляет собой такой режим работы установки, при котором горячая сердцевина плазменного шнура окружена слоем сдвигового течения, так что плазма находится внутри вихря, а сам вихрь стабилизирован взаимодействием с внешними электродами [1]. Этот режим применяется с 2004 года и очень хорошо зарекомендовал себя на установке ГДЛ в ИЯФ СО РАН. Он позволяет работать со средним магнитным бугром на оси системы, делая ненужной газодинамическую стабилизацию, причём достигается бета порядка 60%, а поперечные потери остаются меньше точности измерений. Однако, по сути этот метод удержания остаётся аналогичным другим видам торцевой стабилизации, и априори не очевидно, что его удастся применить к более горячей термоядерной плазме или в условиях меньших продольных потерь, как в тандемных ловушках. В данной работе делается попытка ответа на вопрос о применимости вихревого удержания в условиях нейтронного источника или иной электронно-горячей плазмы.

На основе разработанных ранее аналитических методов, подтверждённых компьютерным моделированием[1], можно построить ряд скейлингов, отвечающих на вопросы как относительно реализуемости режима вихревого удержания в рамках теории, так и относительно применимости самой теории. Оказывается, что наряду с эффективным пробочным отношением, которое определяет связь плазмы с торцевыми условиями, и потенциалом, приложенным к торцевым электродам и поддерживающим вихревое течение, очень значимым параметром является число ионных ларморовских радиусов по электронной температуре, укладывающихся на радиусе плазмы. Кроме того, существенными параметрами являются средняя кривизна поля, и отношение ионного и электронного давлений, которое определяет эффекты конечного ларморовского радиуса. К сожалению, экспериментальных данных с ГДЛ явно недостаточно для верификации всех зависимостей скейлинга, поскольку многие из этих параметров в базе данных меняются в функциональной связи. Тем не менее, имеющиеся данные не противоречат теоретическим скейлингам. Менее благоприятным является тот факт, что экспериментальные точки ГДЛ группируются не на пороге вихревого удержания, а на (более жёстком) пороге применимости существующей теории. Это означает необходимость её дальнейшего развития.

Полученные скейлинги позволяют надеяться на применимость вихревого удержания в открытых ловушках термоядерного класса. Обсуждаются варианты дизайна торцевых электродов для плазмы с высокой электронной температурой.

**Литература**

[1]. A.D. Beklemishev, Shear-flow Effects in Open Traps, in Theory of Fusion Plasmas, AIP Conference proceedings 2008, v.1069, p.3

# ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ТОНКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

В.В. Поступаев, В.Т. Астрелин, В.И. Баткин, А.В. Бурдаков, В.С. Бурмасов, Л.Н. Вячеславов, В.Г. Иваненко, И.А. Иванов, М.В. Иванцивский, С.А. Кузнецов[*], К.Н. Куклин, М.А. Макаров, К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, С.С. Попов, А.Ф. Ровенских, С.Л. Синицкий, В.Д. Степанов, А.В. Судников[*], Ю.С. Суляев, В.Ф. Скляров[**], Н.В. Сорокина[**], А.А. Шошин

*Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, V.V.Postupaev@inp.nsk.su*
[*]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск*
[**]*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск*

Обсуждаются результаты экспериментов на многопробочной ловушке ГОЛ-3, отличием которых от стандартного режима работы установки является снижение диаметра инжектируемого в плазму электронного пучка. При этом плотность тока электронного пучка оставлена на уровне ~1 кА/см$^2$, а полный ток уменьшился до ~1.5 кА соответственно уменьшению поперечного сечения пучка и стал, таким образом, меньше предельного вакуумного тока. Это позволило провести сравнительный анализ процессов нагрева и удержания плазмы при инжекции пучка как в плазму, так и в нейтральный газ при плотности ~$3\cdot10^{20}$ м$^{-3}$, что было сделано впервые для многопробочной ловушки ГОЛ-3.

Плотность тока электронного пучка является достаточно большой для того, чтобы в отсутствие токовой компенсации обратным плазменным током плазма стала неустойчивой по критерию Крускала-Шафранова. Будут представлены данные о взаимодействии электронного пучка с плазмой, о нагреве плазмы, о стабильности плазмы в разных режимах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы фундаментаьных исследований № 30 Президиума РАН, ФЦП «Кадры инновационной России», Рособразования РНП ВШ 2.1.1/3983, проектов РФФИ 08-02-13570 и 08-02-001197, президентского гранта МД-2995.2009.2.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА

М.С. Коржавина, А.В. Аникеев, В.В. Максимов, А.Н. Пушкарева, С.В. Мурахтин, В.В. Приходько, П.А. Багрянский

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия, Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия.*

В докладе представлены результаты экспериментального изучения продольного удержания плазмы в модернизированной установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ). ГДЛ является экспериментальной моделью мощного источника термоядерных нейтронов с энергией 14 МэВ, который разрабатывается в ИЯФ СО РАН для использования в гибридных ядерных реакторах, а также для материаловедческих испытаний.

В 2009 году были завершены работы по модернизации установки ГДЛ. Выведена на проектные параметры система атомарной инжекции, которая теперь включает в себя восемь инжекторов атомарного водорода или дейтерия. Суммарная мощность атомарных пучков теперь достигает 5 МВт при длительности работы 5 мс. Кроме того, увеличена емкость конденсаторных накопителей энергии в системе питания катушек магнитного поля установки, что позволяет увеличить магнитное поле в центральном сечение ГДЛ с 0.3 Т до 0.35 Т. Таким образом, в ГДЛ реализован стационарный режим удержания плотной анизотропной плазмы с высоким относительным давлением $\beta$ (до 60%) и температурой электронов 180 эВ.

Данная работа посвящена изучению продольного удержания частиц и энергии в ГДЛ в стационарном режиме с увеличенными параметрами плазмы. Для измерения продольного удержания частиц и энергии использовались подвижные пироэлектрический болометр и сеточный зонд, установленные в запробочной области установки. Кроме того, был измерен энергетический спектр ионов вылетающих вдоль оси установки с помощью 45º энергоанализатора, находящегося также в запробочной области в одном из расширителей ГДЛ. В работе представлены подробные результаты этих измерений и сделаны выводы о величине продольных потерь в модернизированной газодинамической ловушке, а также вклада этих потерь в общий энергобаланс плазмы.

# УДЕРЖАНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ГДЛ В РЕЖИМАХ С ВЫСОКИМ ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ДАВЛЕНИЕМ

А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, К.В. Зайцев, К.Ю. Кириллов, М.С. Коржавина, И.А. Котельников, А.А. Лизунов, А.В. Львовский, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько, А.Н. Пушкарева, А.Л. Соломахин

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия.*

В 2009 году завершён очередной этап модернизации установки ГДЛ. Система атомарной инжекции пополнена двумя инжекторными модулями и в настоящее время состоит из восьми инжекторных модулей с геометрической фокусировкой. Суммарная мощность пучков атомарного водорода или дейтерия достигает 5 МВт при длительности работы 5 мс. Кроме того, система питания магнитного поля усилена дополнительным ёмкостным накопителем, что позволяет увеличить магнитное поле в центральной плоскости ГДЛ с 0.3 до 0.35 Т или пробочное отношение с 30 до 50.

В результате модернизации установки были достигнуты режимы стационарного удержания с $\beta\approx0.6$ и температурой электронов до 180 эВ. Данная работа посвящена изучению пространственных распределений быстрых ионов вблизи точек остановки. Исследованы устойчивые режимы, а так же режимы, в которых наблюдается развитие плазменных флуктуаций, имеющих определенный частотный спектр. Для регистрации флуктуаций магнитного поля использована система магнитных зондов, расположенных вдоль оси и по азимуту центрального соленоида. Профили плотности быстрых ионов измерялись при помощи анализатора атомов перезарядки.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ: № 09-08-00137-а, № 09-08-13746-офи_ц, № 08-02-13545-офи_ц, а также Федерального агентства по образованию в рамках Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 г», Госконтракты № П969 от 20 августа 2009 г., № П1580 от 10 сентября 2009 г. и № П1193 от 27 августа 2009 г.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ETG МОДЫ В ГРАДИЕНТНОЙ ЗОНЕ ТОКАМАКА ФТ-2

А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, А.Б. Алтухов, А.Ю. Степанов, Д.В. Куприенко, М.Ю. Кантор, Л.А. Есипов, С.И. Лашкул

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия, aleksey.gurchenko@mail.ioffe.ru*

В последнее время сразу на нескольких токамаках [1-3] прилагаются экспериментальные усилия по исследованию электростатической турбулентности, возбуждаемой ETG модой. Интерес к подобным ультракоротковолновым колебаниям, связан в первую очередь с той ролью, которую ETG мода может играть в объяснении аномального переноса энергии и частиц [4]. На токамаке ФТ-2 ($R$ = 55 см; $a$ = 7.9 см) колебания связанные с развитием ETG моды наблюдались с помощью Доплеровской корреляционной диагностики усиленного рассеяния (УР) [3].

В режиме с быстрым подъемом тока [5] с 22 кА до 32 кА ($n_e(0) \sim 4\times10^{13}$ см$^{-3}$ и $T_e(0) \sim 340$ эВ до подъема), в периферийной плазме была исследована эволюция экспоненциальных по радиальным волновым числам $q_r$ спектров микротурбулентности в диапазоне $2 < q_r \rho_s < 10$, предположительно связанных с развитием моды на запертых электронах (TEM). При этом наблюдалась корреляция подавления уровня турбулентности и падения эффективного коэффициента электронной температуропроводности.

В настоящей работе исследование спектров турбулентности по волновым числам с масштабами $2 < q_r \rho_s < 25$ было выполнено в зоне сильного градиента электронной температуры. При этом эксперимент проводился в режиме быстрого подъема тока с более низкой плотностью ($n_e(0) \sim 2\times10^{13}$ см$^{-3}$ и $T_e(0) \sim 400$ эВ), что позволило сместить область рассеяния вглубь плазмы до середины малого радиуса. В градиентной зоне разряда токамака ФТ-2 в соответствии как с пороговыми условиями [6], так и с расчетами по коду GS2, неустойчивость, связанная с ETG модой, являлась доминирующей. В широком диапазоне радиальных волновых чисел $2 < q_r \rho_s < 16$ с помощью УР наблюдались спектры турбулентности. Было показано, что сложная немонотонная временная эволюция уровня турбулентности в динамическом режиме с быстрым подъемом тока совпадает с поведением инкремента неустойчивости для ETG моды, оценка которого была получена с помощью GS2 кода. Подобная корреляция является дополнительным аргументом в пользу того, что наблюдаемые ультракоротковолновые колебания вызываются непосредственно ETG модой.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 08-02-00989 и гранта РФФИ – NWO Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant 047.018.002).

**Литература**

[1]. T.L. Rhodes et al. Review of Scientific Instruments, 2006, **77**, 10E922.
[2]. D.R. Smith et al. Review of Scientific Instruments, 2008, **79**, 123501.
[3]. E.Z. Gusakov et al. Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, **48**, A371.
[4]. F. Jenko and W. Dorland Physical Review Letters, 2002, **89**, 225001.
[5]. A.D. Gurchenko et al. 35 EPS Conf. on Plasma Phys., 2008, ECA **32D**, O-4.046.
[6]. Jenko F., Dorland W., Kotschenreuther M. and Rogers B.N. Phys. Plasmas, 2000, **7**, 1904.

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ НА ВОЛЬФРАМ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ - ЭФФЕКТЫ ЭРОЗИИ И НАКОПЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА

Брюханов А.Н., Востриков В.Г. [*], Гуреев В.М., Данелян Л.С., Затекин В.В. [*], Койдан В.С., Корниенко С.Н., Куликаускас В.С. [*], Латушкин С.Т., Петров В.Б., Романовский Е.А. [*], Рязанов А.И., Семенов Е.В., Смирнов В.П., Унежев Е.В., Хрипунов Б.И.

*Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия, boris@nfi.kiae.ru,*

*[*]Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия*

При создании термоядерных реакторов-токамаков одной из серьезных проблем становится повреждение конструкционных материалов реактора быстрыми нейтронами, возникающими в реакции синтеза DT. В Курчатовском институте предпринята работа по экспериментальному исследованию эффектов, связанных с воздействием плазмы на материалы при наличии в них радиационных повреждений. Исследованию подвергались кандидатные материалы, предлагаемые в качестве покрытий, обращенных к плазме, такие как углеродные материалы [1] и вольфрам. В данной работе приводятся результаты экспериментов с вольфрамом W (99,95% wt) при наличии в нем радиационных повреждений высокого уровня. Рассмотрены эффекты эрозии и накопления изотопов водорода. Перед экспозицией образцов в плазме они облучались на ускорителе (циклотроне) быстрыми ионами гелия с энергией 3,5-4 МэВ для получения радиационных повреждений в материале. Накапливаемые таким образом повреждения в вольфраме достигали высокого уровня, что позволяет моделировать эффект воздействия нейтронов на материал при флюенсах $10^{26}$ нейтрон/м$^2$. Были получены образцы с ионными дозами $10^{21}$, $10^{22}$ и $3\cdot10^{22}$ $He^{++}$/м$^2$. Последнее значение отвечает повреждениям на уровне 10 сна в среднем по поврежденному слою. Облученные образцы подвергались экспозиции в стационарной дейтериевой плазме в аксиальной магнитной конфигурации на модельной установке ЛЕНТА. Проводилось моделирование диверторной плазмы, энергия ионов на поверхности составляла 250 эВ. В последовательных сериях экспозиции получен флюенс $D^+$ ионов на поверхности $10^{25}$-$10^{26}$ ион/м$^2$. Определена скорость эрозии поврежденного вольфрама; влияния повреждений на скорость эрозии не обнаружено. С помощью СЭМ изучена модификация поверхности материала, проведено сравнение результатов на облученных и необлученных материалах. Измерены концентрации изотопов водорода и гелия в облученном вольфраме. Методом ядер отдачи измерены характеристики захвата изотопов водорода, зарегистрировано повышенное их содержание в поврежденном вольфраме. С помощью обратного резерфордовского рассеяния гелий обнаружен в слое на глубине до 6 мкм, что соответствует расчетным значениям толщины поврежденного слоя. Реализованный в работе подход и полученные результаты свидетельствуют о перспективности применения метода в исследованиях воздействия плазмы на материалы первой стенки термоядерного реактора для определения их срока службы и накопления в них трития с учетом повреждения нейтронами.

Работа поддержана Росатомом, контракт № Н.4б.45.03.09.1209; РФФИ, проект № 08-08-12151-офи.

**Литература**

[1]. V.S. Koidan, et al., FEC-2008, FT/P2-11, Geneva.

# ВЫБОР КОНЦЕПЦИИ ДИВЕРТОРА ДЛЯ КОМПАКТНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА

В.Ю. Сергеев, Б.В. Кутеев*, А.С. Быков, В.Э. Лукаш*, П.Р. Гончаров, Е.И. Кузнецов*, В.Г. Скоков, В.М. Тимохин

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, 195251, Россия, e-mail: sergeev@phtf.stu.neva.ru*
**РНЦ "Курчатовский институт", Москва, 123182, Россия*

Достигнутые параметры сферических токамаках (СТ) позволяют рассматривать их как наиболее перспективных и экономичных источников термодерных нейтронов [1]. Известно, что в диверторной конфигурации тепловые потоки на диверторные пластины определяются отношением $P/R$ вкладываемой мощности $P$ к большому радиусу установки $R$. Поэтому, компактность СТ ТИН и необходимость использования достаточно большой мощности для нагрева и стационарного поддержания тока [SOFE], создают предпосылки для напряженной работы дивертора.

В докладе рассмотрены различные варианты реализации диверторных конфигураций на существующих токамаках, с акцентом на их особенности для СТ. Обсуждаются достоинства и недостатки открытых и закрытых конфигураций, с одной и двумя X точками, а также способов снижения тепловых нагрузок на диверторные пластины: позиционирование пластин под малым углом к магнитному полю; расширение магнитных силовых линий по мере их приближения к пластине; пространственное модуляция положением «точки удара»; излучение мощности в SOL и диверторном объеме до того, как тепловой поток достигнет пластин; передачи энергии и момента движения плазменных потоков из SOL нейтралам в диверторном объеме. Важным моментом работы дивертора является возможность организации режимов «полного» (DD – detached divertor) или «частичного» (PDD – partially detached divertor) «отрыва» (detachment) плазмы от пластин, который заключается в создании условий для существования квазистационарного плотного, холодного и сильно излучающего слоя перед пластинами.

Сделан вывод о том, что наиболее перспективным для СТ ТИН является режим недавно обнаруженный в экспериментах на NSTX [3] с большими параметрами вытянутости и треугольности, в нижней однонулевой конфигурации, с большим расширением магнитного потока в излучающем диверторе («a highly shaped lower single null LSN configuration with a high magnetic flux expansion radiative divertor»). В этих экспериментах удалось значительно (в несколько раз) снизить уровень плотности теплового потока на диверторные пластины до приемлемых значений 1-2 МВт/м$^2$ при 4-7 МВт вкладываемой мощности. В докладе анализируются возможность использования такой конфигурации в СТ ТИН на основе расчетов по модели [4] с использованием скейлинга для тепловых потоков на диверторные пластины [5].

**Благодарности.** Работа частично поддержана грантами ISTC №3828, грантом NOW-RFBR №047.018.002, РФФИ?

## Литература

[1]. Б.В. Кутеев и др. , Физика плазмы, № 3 (2010) принято к публикации
[2]. B.V. Kuteev et al., Rev. Sci. Instrum., **79**, 10F312 (2008)
[3]. V. A. Soukhanovskii et al., PHYSICS OF PLASMAS **16**, 022501 (2009)
[4]. Sergeev V.Yu. and Kuteev B.V. 2009 *12th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Rostov Veliky, Russia*. Accepted to publication in the journal "Contributions to Plasma Physics".
[5]. R. Maingi et al., Journal of Nuclear Materials **363–365**, 196–200 (2007)

# МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В КОМБИНАЦИИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ОТКРЫТЫХ ЛОВУШЕК

В.В. Арсенин[*], П.Н. Терёхин[*,**]

[*]*РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, e-mail: arsenin@nfi.kiae.ru*
[**]*Московский инженерно-физический институт (Национальный исследовательский ядерный университет), Москва, Россия, e-mail: Arximedus@yandex.ru*

Плазма в одиночной (с одним минимумом магнитного поля вдоль силовой линии) осесимметричной открытой ловушке подвержена конвективной – желобковой – неустойчивости. Однако в цепочке из двух ловушек, ни в одной из которых нет магнитной ямы, конвективная устойчивость достижима. Нужно, чтобы: 1) кривизна магнитного поля **B** в отдельных ячейках имела разный знак; 2) хотя бы в одной ловушке спад |**B**| в сторону выпуклости силовых линий был достаточно быстрым (поле сильно неоднородное); 3) профили давления плазмы в направлении поперек **B** контролировались в ловушках независимо и при этом отношение давлений лежало в некоторых пределах. Плазма имеет полую форму. Стабилизация обеих границ – внешней и внутренней - происходит по принципу среднего *minB*. Важно, что в каждой ловушке давление на выпуклой границе может быть меньше, чем на противоположной вогнутой, при сохранении устойчивости в «толще», где допускается некоторый спад давления от вогнутой границы к выпуклой благодаря стабилизирующему эффекту сжимаемости плазмы, существенному при сильной неоднородности поля. Найдены устойчивые профили давления в цепочке из простейших ловушек: непараксиального пробкотрона и полукаспа. Требуемое устойчивостью отношение давлений в составляющих ячейках может лежать в довольно широких пределах. Из-за большой кривизны поля запас устойчивости велик. Благодаря этому описанная комбинация может служить эффективным, «жестким», стабилизатором для длинной открытой системы.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ЖЕСТКОГО И НАДТЕПЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10

П.В. Саврухин, Е.А. Шестаков, В.М. Трухин

*Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва, площадь Курчатова 1, Россия*

Приводится обзор диагностических методик, используемых для измерения спектров жесткого рентгеновского излучения и гамма излучения (0.03-10MeV) в установках типа токамак. Рассматривается возможность использования различных неорганических сцинтилляторов и полупроводниковых детекторов в спектрометрических исследованиях. Анализируются различные методики экранировки и коллимации жесткого рентгеновского излучения и гамма излучения в токамаке. Рассматриваются технические требования, выдвигаемые при разработке и оборудовании спектрометров жесткого рентгеновского излучения и гамма излучения в токамаке.

Приводится описание диагностики надтеплового рентгеновского излучения (0.03-0.25MeV) на основе детекторов из теллурида кадмия, расположенных в многоракурсных камерах-обскурах на токамаке Т-10. Рассматривается алгоритм 2-D томографической обработки сигналов для восстановления пространственно-временной эволюции источников излучения в центральных областях плазменного шнура при развитии срыва плазмы в режимах с высокой плотностью. Анализ экспериментов и сравнение с моделью ускорения электронов в сильных продольных электрических полях показал, что формирование первоначальных пучков электронов при развитии срыва плазмы зависит от скорости магнитного перезамыкания и амплитуды МГД возмущений.

Работа выполнена при содействии РФФИ (Грант 08-02-01345-а) и NWO-RFBR (Grant nr. 047.018.002).

# ВЕРТИКАЛЬНАЯ АСИММЕТРИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ И ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДА В Н-МОДУ НА ПАРАМЕТРЫ ЭТИХ ПОТОКОВ В ВИНТОВОМ ДИВЕРТОРЕ ТОРСАТРОНА «УРАГАН-3М»

Белецкий А.А., Бурченко П.Я., Волков Е.Д., Григорьева Л.И., Заманов Н.В., Кулага А.Е., Лозин А.В., Миронов Ю.К., Ожерельев Ф.И., Пашнев В.К., Романов В.С., Славный А.С., Сороковой Е.Л., Цыбенко С.А., Чечкин В.В.

*Институт физики плазмы, Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Академическая ул.1, 61108 Харьков, Украина,*
*e-mail:* chechkin@ipp.kharkov.ua

В торсатроне «Ураган-3М» (У-3М) с естественным винтовым дивертором (l = 3, m = 9, $R_0$ = 1 м, $\bar{a} \approx 0{,}12$ м, $\iota(\bar{a})/2\pi \approx 0{,}3$, $B_\phi = 0{,}7$ Т) в условиях ВЧ создания и нагрева плазмы ($\omega \lesssim \omega_{ci}$; $\bar{n}_e \gtrsim 10^{12}$ см, $T_i \sim 300$ эВ + сверхтепловой «хвост», $T_e(0) \sim 500$ эВ) наблюдалась сильная вертикальная асимметрия плазменных диверторных потоков (ПДП), при которой больший амбиполярный ПДП выходил на стороне тороидального дрейфа ионов («ионная сторона»), а в соответствующем неамбиполярном потоке преобладали ионы. Было предположено, что асимметрия вызвана бесстолкновительными (недиффузионными) потерями заряженных частиц, запертых в тороидальных и винтовых неоднородностях магнитного поля. Справедливость такого объяснения подтвердилась результатами численного моделирования прямых потерь электронов и ионов, зависимостью степени асимметрии от содержания высокоэнергичных ионов в плазме и измерениями энергии ионов, выходящих в дивертор на ионной и противоположной («электронной») стороне.

Целью работы является экспериментальное выяснение того, какой вклад вносят потери электронов и ионов в вертикальную асимметрию ПДП в У-3М и как изменяются параметры плазмы в потоках при переходе в Н-подобную моду удержания. Для этого использовались наборы плоских ленгмюровских зондов и сеточных анализаторов энергии ионов, установленные в зазорах между винтовыми катушками в симметричных полоидальных сечениях тора У-3М в нескольких периодах винтового поля.

В результате обработки ВАХ зондов получены новые, дополнительные характеристики вертикальной асимметрии ПДП в У-3М. Обнаружено, что горячие электроны, которые выходят в ПДП на электронной стороне, вносят гораздо более весомый вклад в асимметрию, чем быстрые ионы, выходящие в дивертор преимущественно на ионной стороне.

При переходе в Н-подобную моду удержания наиболее существенные изменения испытывают ПДП с горячими электронами. Величина этих потоков и температура электронов в диверторных каналах на электронной стороне уменьшаются в несколько раз, при том, что плотность и температура электронов в объёме удержания возрастают, свидетельствуя о заметном улучшении удержания электронов. В то же время в диверторных каналах на ионной стороне, где температура электронов невысока, величина ПДП при Н-переходе изменяется незначительно.

Для выяснения того, как изменяются потери ионов (в том числе и быстрых ионов) при Н-переходе, сравнивались распределения по энергии ионов, выходящих в ПДП как на ионной, так и на электронной стороне. В результате сделан вывод, что по сравнению с влиянием на потери электронов большого влияния на потери тепловых и сверхтепловых ионов переход не оказывает.

# ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕЖИМЫ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЙ ОТКРЫТОЙ СИСТЕМЫ С МОЩНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

А.Ю. Чирков, С.В. Рыжков, П.А. Багрянский*, А.В. Аникеев*

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: alexxeich@mail.ru*

**Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

Работа посвящена исследованию кинетики высокоэнергетичных (быстрых) ионов в аксиально-симметричной открытой магнитной конфигурации. Анализ выполнен применительно к газодинамической ловушке (ГДЛ) [1] с термоядерными параметрами, что подразумевает интенсивно протекающую D–T-реакцию. Цель работы – оценить эффективность такой системы при вводе энергии в виде мощных нейтральных пучков дейтерия и/или трития. Так как оценки параметров ГДЛ-реактора [1] дают очень большую минимальную длину ловушки (~ 1 км), то мы ориентировались на существенно менее жесткие требования, предъявляемые к нейтронному источнику на основе ГДЛ [2]. На сегодняшний день в экспериментах на установке ГДЛ в ИЯФ им. Г.И. Будкера помимо газодинамического режима истечения плазмы продемонстрирован режим амбиполярного удержания в схеме с компактным запирающим пробкотроном [3]. В амбиполярном режиме возможно подавление потерь примерно на порядок, что существенно снижает требования к размерам системы. Быстрые ионы также способствуют формированию положительного потенциального барьера на концах системы. Ранее моделирование кинетики быстрых ионов применительно к условиям экспериментов на ГДЛ было проведено в приближении нулевого углового рассеяния [4]. В настоящей работе представлены результаты численных расчетов кинетики ионов, выполненных на основе модели [5], учитывающей угловое рассеяние быстрых частиц и их участие в D–T-реакции. Предварительные оценки показывают, что величина потенциального барьера практически не сказывается на удержании быстрой популяции. Скорость D–T-реакции для быстрой популяции значительно превышает скорость реакции в термализованной плазме. Затраты энергии на инжекцию при этом сравнимы с термоядерным выходом, что приемлемо для компактного нейтронного источника. Режим с высоким положительным потенциальным барьером, видимо, более предпочтителен при рассмотрении перспектив реактора с длиной центрального соленоида ~ 10 м [6].

Работа поддержана грантом РФФИ 09-08-00137-а.

**Литература**

[1]. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // Письма в ЖТФ, 1979, Т. 5, Вып. 11, С. 678–682.
[2]. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., et al. // Fusion Engineering and Design, 2004, V. 70, P. 13–33.
[3]. Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Ivanov A.A., et al. // Journal of Fusion Energy, 2007, V. 26, P. 103–107.
[4]. Карпушов А.Н. Препринт № 96-84 ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1996.
[5]. Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2003, Вып. 1, С. 55–65.
[6]. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. // Письма в ЖТФ, 2000, Т. 26, № 21, С. 61–66.

# МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ДИСПЕРСИОННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПЛОТНОСТИ И ПОЛОЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ

А.Л. Соломахин[*,**], П.А. Багрянский[*,**], W. Biel[***], H. Dreier[****], С.В. Иваненко[*], А.Н. Квашнин[*], Ю.В. Коваленко[*,**], H.T. Lambertz[***], А.А. Лизунов[*,**], В.Я. Савкин[*], А.Д. Хильченко[*]

[*]*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия, direction@inp.nsk.su*

[**]*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия*

[***]*Forschungszentrum Jülich GmbH, Association EURATOM-FZ Jülich, Institut für Plasmaphysik, Trilateral Euregio Cluster, 52425 Jülich, GERMANY*

[****]*Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Wendelsteinstr. 1, D-17491 Greifswald, GERMANY*

Для измерения и контроля положения плазмы на существующих и будущих крупных термоядерных установках предлагается использовать многоканальный дисперсионный интерферометр. Отличительной особенностью данной схемы является то, что зондирование плазмы производится на двух длинах волн, причем коротковолновое излучение формируется методом удвоения частоты основного излучения. При этом, зондирующие лучи первой и второй гармоники пространственно совмещены. Это позволяет создать интерферометр, чувствительный только к дисперсии изучаемой среды и слабо чувствительный к вибрациям оптических элементов.

Разработан четырехканальный двухпроходный дисперсионный интерферометр с длиной волны зондирующего излучения 10.6 мкм (основная) и 5.3 мкм (удвоенная) для контроля плотности и положения плазмы в токамаке TEXTOR (FZ Juelich, Германия) в реальном масштабе времени. Это позволяет использовать его для стабилизации и контролируемого изменения плотности и положения плазмы. Четырехканальный дисперсионный интерферометр изготовлен и смонтирован на TEXTOR. Продемонстрирована его работоспособность в условиях реального эксперимента на токамаке TEXTOR. Разрабатывается многоканальный дисперсионный интерферометр для измерения плотности плазмы на токамаке Т10 (ИЯС РНЦ “Курчатовский институт”, Россия) и открытой ловушке ГДЛ (ИЯФ СО РАН, Россия).

Данная работа выполнена при поддержке гранта РНП 2.1.1/579 и гранта Федерального агентства по образованию № П969.

# ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ДРЕЙФОВЫЕ ВОЛНЫ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ В УСЛОВИЯХ ОБРАЩЕННОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

А.Д. Большакова, А.Ю. Чирков

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: alexxeich@mail.ru*

Представлены результаты численного исследования градиентных дрейфовых неустойчивостей плазмы в безшировом (число полоидальном) магнитном поле. Расчеты выполнены для диапазонов параметров, характерных для обращенных магнитных конфигураций (FRC, Field Reversed Configuration) с замагниченными ионами. Используется дисперсионное уравнение [1, 2], основанное условии квазинейтральности и двух проекциях закона Ампера. Наибольшее внимание уделено электромагнитным волнам, распространяющимся строго поперек невозмущенного магнитного поля $\mathbf{B}_0$, так как соответствующие неустойчивости не стабилизируются за счет конечной длины силовой линии. В случае компактной (не вытянутой) FRC стабилизация конечной длиной наиболее эффективна в случае электростатических неустойчивостей [3]. В случае чисто поперечного распространения волны общее дисперсионное уравнение расщепляется на два независимых уравнения, описывающих, как известно, волны магнитозвукового (с ориентацией вектора электрического поля $\mathbf{E}^{\sim} \perp \mathbf{B}_0$) и альфвеновского (с $\mathbf{E}^{\sim} \parallel \mathbf{B}_0$) типов. В результате расчетов найдены условия стабилизации мод первого типа. В этих условиях могут существовать моды второго типа с нулевым инкрементом. Для выяснения вопроса о возможности транспорта, связанного с модами второго типа, для них обсуждается нелокальный подход.

Особенностью FRC является наличие сепаратрисы, разделяющей области замкнутых и открытых силовых линий. На сепаратрисе и внутри нее β высоки (β – отношение давления плазмы и магнитного давления), за сепаратрисой β резко падает. Поэтому по разные стороны от сепаратрисы реализуются условия распространения как электромагнитных ($\beta \sim 0.5$), так и электростатических ($\beta \to 0$) дрейфовых неустойчивостей. В глубине плазмы $B_0 \approx 0$ ($\beta \approx 1$), и дрейфовые неустойчивости не развиваются. Поэтому с точки зрения дрейфово-волнового транспорта окрестность сепаратрисы играет, видимо, наиболее важную роль. В рамках феноменологической модели [4] транспортные коэффициенты для FRC рассчитываются по значениям характерных инкрементов и волновых чисел с точностью до множителя, определяемого с привлечением эмпирических скейлингов [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 08-08-00459-а.

**Литература**

[1]. Хвесюк В. И., Чирков А. Ю. // Прикладная физика, 2009, № 6, С. 67–76.
[2]. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. // Fusion Sci. Technol., 2009, V. 55, No. 2T, P. 162–167.
[3]. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. // Вестник МГТУ, “Естеств. науки”. 2009. № 1. С. 21–30.
[4]. Чирков А.Ю., Большакова А. Д. // Наука и образование, 2009, № 4, http://technomag.edu.ru/doc/119255.html
[5]. Чирков А.Ю. // Прикладная физика, 2007, № 2, С. 31–36.

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ РАВНОВЕСИЯ ОБРАЩЕННОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ УСЛОВИЕМ ОДНОЗНАЧНОСТИ

Л.А. Бендерский, Р.Д. Бердов, А.Ю. Чирков

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: alexxeich@mail.ru*

Обращенная магнитная конфигурация (FRC, Field Reversed Configuration) – перспективная магнитная ловушка с чисто полоидальной топологией магнитного поля. В FRC плазма в форме компактного тороида удерживается в области замкнутых силовых линий, отделенной сепаратрисой от области открытых силовых линий. Важнейшая особенность FRC – удержание плазмы с $\beta \sim 1$ ($\beta$ – отношение давления плазмы к внешнему магнитному давлению).

В настоящей работе исследуется двумерная структура равновесных конфигураций FRC с учетом особенностей, характерных для экспериментов. Анализ выполнен на основе уравнения Грэда–Шафранова в цилиндрических координатах $r$ и $z$ (радиус и продольная координата). Зависимость давления от функции полоидального магнитного потока $p = p(\psi)$, необходимая для решения уравнения Грэда–Шафрановав в общем случае может быть произвольной. Для получения однозначного решения в нашем подходе задается определенная зависимость, соответствующая тому, что наблюдается в экспериментах. Для этого используются три типа одномерных профилей давления $p(r, z = 0)$ в центральном сечении (в плоскости $z = 0$): пикированный, слегка плоский и плоский. Предполагается, что плазма окружена идеально проводящей стенкой. Граничные условия учитывают сохранение магнитного потока и аксиальную симметрию конфигурации. Обсуждаются физические условия, соответствующие граничным условиям на торцах первого и второго рода.

Для численного решения разработаны два независимых численных кода на основе двух различных конечно-разностных методов. Выполнен сравнительный анализ решений, полученных с использованием указанных кодов. Рассмотрены тестовые решения, например, конфигурация FRC типа “Hill’s vortex”. Разработанный подход может быть использован для двумерной реконструкции магнитной топологии FRC по известному одномерному профилю давления $p(r, z = 0)$. Такие профили могут быть известны из эксперимента или подобраны в соответствии с предположениями о транспортных процессах. В последнем случае сравнительно просто реализуется самосогласованная модель равновесия и транспорта, позволяющая рассчитывать двумерную структуру FRC, совместимую с одномерным транспортным уравнением.

Работа частично поддержана грантом Президента РФ МК-2082.2008.8.

# ОБ УСТОЙЧИВОСТИ МОД САЙДЕМА НЕОДНОРОДНО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

Тимофеев А.В.

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*, avtim@nfi.kiae.ru

Резонансное взаимодействие колебаний плазмы с движением заряженных частиц является мощным фактором, определяющим устойчивость колебаний. В случае неоднородных плазменных течений резонанс наступает при локальном совпадении скорости плазмы с фазовой скоростью колебаний. Точкам резонанса соответствуют особые точки волнового уравнения. Правило обхода Ландау позволяет продолжить решение волнового уравнения через особенность. Если волновое уравнение регулярно в одной из комплексных полуплоскостей пространственного переменного, то контур обхода особенности может быть отодвинут от особых точек на произвольное расстояние (обобщение правила обхода Ландау). Это обстоятельство часто облегчает анализ волнового уравнения, так как с удалением от особенностей его вид упрощается. Подход, берущий за основу явление резонансного взаимодействия, позволяет создать полную картину колебаний и устойчивости неоднородно движущейся плазмы.

В настоящей работе с помощью обобщения правила обхода Ландау показано, что при достаточно резком монотонном изменении скорости вращения плазмы по радиусу внутренняя часть цилиндрического плазменного шнура становится устойчивой по отношению к коротковолновым модам Сайдема. Ранее аналогичный результат был получен в [1] для модели плоского слоя плазмы, в которой влияние кривизны моделировалось введением эффективной силы тяжести. Отмечается, что ряд неустойчивостей мод Сайдема неоднородно вращающейся плазмы [2,3] и близких к ним желобковых колебаний [4-7] объединяет то обстоятельство, что при их анализе невозможно использовать правило обхода Ландау (резонанс в экстремуме скорости вращения, резонанс на краю плазмы).

**Литература**

[1]. Timofeev A.V.// Plasma Phys. Control. Fusion. 2001. V.43. P.L31.
[2]. Bondeson A., Iacono R., Bhattacharjee A. // Phys. Fluids. 1987. V.30. P.2167.
[3]. Wang C., Blokland J.W.S., Keppens R., Goedblood J.P. // J. Plasma Phys. 2004. V. 70. P. 651.
[4]. Smith R.A., Rosenbluth M.N.// Phys. Rev. Lett. 1990. V.64. P.645.
[5]. Арефьев А.В., Котельников И.А., Роме Н., Поццоли Р.// Физика плазмы. 2002. Т.28. С.161.
[6]. Бехтенев А.А., Волосов В.И.// ЖТФ. 1977. Т.47. С.1450.
[7]. Сорокина Е.А. // Физика плазмы. 2009. Т.35. С. 472.

# ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ ДЛЯ ТРАНСМУТАЦИИ ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ

А.В. Аникеев

*Институт нейтронной физики и реакторных технологий, КИТ, Карлсруэ, Германия*
*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

Тема переработки долгоживущих радиоактивных ядерных отходов, включая плутоний, минорные актиниды и другие продукты деления, представляет очень важную проблему в ядерной технологии и в настоящее время широко изучается во всем мире. Подкритические реакторные системы кажутся весьма перспективными для эффективного дожигания плутония и минорных актинидов, в том случае, если доступен достаточно интенсивный нейтронный источник.

В течение ряда лет в ИЯФ им. Г.И.Будкера совместно с рядом российских и зарубежных организаций развивается проект источника 14 МэВ нейтронов D-T реакции, который может быть использован для испытания элементов первой стенки и бланкета термоядерного реактора токамака и для других приложений [1]. Проектируемый источник нейтронов плазменного типа базируется на газодинамической ловушке (ГДЛ)– открытой системе для магнитного удержания плазмы [2]. На Звенигородской конференции 2009 года был представлен доклад [3] с анализом возможности использования этого мощного источника 14 МэВ нейтронов в качестве драйвера в подкритичных реакторах деления для уничтожения минорных актинидов и других радиоактивных отходов. Были также предложены пути оптимизации «базовой» версии нейтронного источника.

Настоящая работа является продолжением развития проекта нейтронного источника на остнове ГДЛ в сторону гибридных ядерно-термоядерных систем. В докладе представлена численная физическая модель нейтронного источника, предназначенного для трансмутации долгоживущих радиоактивных отхов из ОЯТ. Расчеты параметров нейтронного источника были сделаны методом Монте-Карло при помощи модернизированного Интегрированного транспортного кода (Integrated Transport Code System - ITCS), вкоючающего в себя различные модули для моделирования плазмы, быстрых ионов и нейтронных реакций в НИ на основе ГДЛ. В представленную модель заложены также новые физические принципы (такие как вихревое удержание, возможность амбиполярных пробок, высокое значение бета и др.), экспериментальное и теоретическое обоснование которых проводится на установке ГДЛ в ИЯФ СО РАН.

**Литература**

[1]. A.Ivanov, E.Kryglyakov, Yu.Tsidulko. A first step in the development of a powerful 14 MeV neutron source. Journal of Nuclear Materials, 307-311 (2002) 1701-1704.

[2]. P.Bagryansky, et. al. Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source. Fusion Engineering and Design 70 (2004) 13-33.

[3]. А.В.Аникеев и др. «Мощный нейтронный источник для управления подкритическим реактором деления и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов» XXXVI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2009 г. Тезисы докладов, стр. 39.

# АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПОГРАНИЧНОЙ “ПРИСЕПАРАТРИСНОЙ“ КВАЗИСТОХАСТИЧЕСКОЙ ЗОНЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ

И.С. Данилкин

*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

Многочисленные расчеты магнитных конфигураций стеллараторов показывают, что реальные тороидальные конфигурации не слишком сильно отклоняются от симметричных структур исходных прототипов, *если в них включать, кроме основной области, используемой для удержания плазмы, полную структуру вместе с внешними областями, охватывающими все электрические токи, создающие данную магнитную конфигурацию.* Это обстоятельство наводит на предположение о реально существующей *равномерной сходимости* итерационной процедуры по *параметру тороидальности* при аналитическом расчете результирующей именно *полной многосвязной магнитной структуры* [1]. Действительно, данное предположение вполне подтверждается при аккуратном учете *многосвязности* рассматриваемой структуры, позволяющем избежать чрезмерного завышения погрешности итерации.

Таким образом, итерируя исходное решение для функции магнитной поверхности $\Psi(\boldsymbol{r})$ рассматриваемого прототипа, обладающего винтовой симметрией , и имеющее в координатах r,ϑ,s с метрикой $(dl)^2 = (dr)^2 + (rd\vartheta)^2 + (1 - \frac{r}{R_0}\cos\vartheta)^2 (ds)^2$, при $R_0 \to \infty$ вид

$$\psi^{(0)}_{M,N}(r,\vartheta,s) = \frac{1}{2\pi}\int_{(r)} dr \oint_{(\theta)} (B^{(0)}_{\vartheta} - \alpha_N r B^{(0)}_{s}) - \int_{(\theta)} r B^{(0)}_{r}(r,\theta) d\theta\,,\ \theta = \vartheta - \alpha_N s,\quad \alpha_N = N/R_0\,,$$

по параметру тороидальности $r_0 / R_0 \ll 1$, получим в первом порядке

$$\psi(r,\vartheta,s) = \psi^{(0)}_{M,N} + \psi^{(1)}_{M\pm1,N} + \ldots,$$

где $\psi^{(1)}_{M\pm1,N}$ определено уравнением $B^{(0)}\nabla\psi^{(1)}_{M\pm1,N} = -(B^{(1)}\nabla^{(0)} + B^{(0)}\nabla^{(1)})\psi^{(0)}_{M,N}$,

а числа *M,N* характеризуют периодичность исходной винтовой конфигурации по малому обходу тора и число шагов винтовой токовой спирали по большому обходу [2].

Поскольку радиус ребра сепаратрисы исходной конфигурации $r_s < r_0$, то полученное решение будет описывать не только последнюю замкнутую магнитную поверхность $LCFS^{(1)}$ основной подструктуры, охватывающей её магнитную ось, но и часть $LCFS^{(2)}$-поверхности, охватывающей винтовые токи, лежащую внутри $r_0$. Данное обстоятельство позволяет оценить ширину промежуточной пограничной зоны с «блуждающими» силовыми линиями, заключенную между $LCFS^{(1)}$ и $LCFS^{(2)}$, содержащими особые *X-точки* в средней плоскости тора на лучах $\theta=0,\pi$ , где градиенты магнитного поля экстремальны. В силу монотонности зависимости функции $\Psi(\boldsymbol{r})$ от радиуса в интервале $(0, r_s)$ маркировка поверхности $LCFS^{(1)}$ отвечает меньшему максимуму $\psi(r_s,\vartheta_s,s_s) = \psi^{1}_{\max}$, а маркировка $LCFS^{(2)}$ соответствует большему максимуму $\Psi(\boldsymbol{r})=\psi^{2}_{\max}$. Таким образом, разложив $\Psi(\boldsymbol{r})$ в окрестности $\psi^{2}_{\max}$ в ряд по $\boldsymbol{r}$ , получим приближенную ширину пограничной зоны «блуждающих» силовых линий $\delta r \approx [\psi^2_m - \psi^1_m)/(\partial^2\psi/(\partial r)^2)_{r=r_s}]^{1/2}$,

более точную величину которой можно получить, разрешив уравнение

$$\psi(r^{(2)}_s - \delta r, \vartheta_s, s_s) = \psi^{1}_{\max} = \psi(r^{(1)}_s, \vartheta_s, s_s)\,,$$

где верхний индекс радиальной координаты соответствует индексу *LCFS*.

**Литература.**

[1]. Данилкин И.С., Физика Плазмы, т.11,(1985) С.34

[2]. Данилкин И.С., Тезисы докладов XXXV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 11-15 февраля 2008, С.61

# КОНВЕКТИВНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ В СОЕДИНЕННЫХ НЕПАРАКСИАЛЬНЫХ ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ В МОДЕЛИ КРУСКАЛА – ОБЕРМАНА

В.В.Арсенин[*], П.Н.Терёхин[*, **]

[*]*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, e-mail: arsenin@nfi.kiae.ru*
[**]*Московский инженерно-физический институт (Национальный исследовательский ядерный университет), Москва, Россия, e-mail: Arximedus@yandex.ru*

Анализируется МГД-устойчивость плазмы в комбинации осесимметричных ловушек, в которых кривизна магнитного поля имеет разный знак. Сформулированы условия стабилизации в модели Крускала – Обермана [1,2], в которой учитывается движение частиц вдоль поля, но пренебрегается конечностью ларморовского радиуса. Эти условия конкретизированы применительно к комбинации непараксиальной простой ловушки из некоторого семейства и адиабатической области полукаспа. Плазма в такой системе полая. Для устойчивости требуется, чтобы отношение давлений плазмы в ячейках лежало в некоторых пределах. Расчеты проделаны при различных распределениях частиц по питч-углу. Условия устойчивости по Крускалу – Оберману менее жесткие (ширина слоя по потоковой координате, который может занимать плазма, больше; допустимый интервал отношения давлений шире), чем в той же геометрии в МГД-модели [3].

**Литература**

[1]. *Kruskal M.D., Oberman C.L.* //Phys. Fluids. 1958. V.1. P.275.
[2]. *Rosenbluth M.N., Rostoker N.* // Phys. Fluids. 1959. V.2. P.23.
[3]. *Арсенин В.В., Терёхин П.Н.* //Физика плазмы. 2009. Т.35. С.1075.

# СКЕЙЛИНГИ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ПЛАЗМЫ В L И H-МОДАХ

В.А. Ранцев-Картинов

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», РФ, Москва,* rank@nfi.kiae.ru

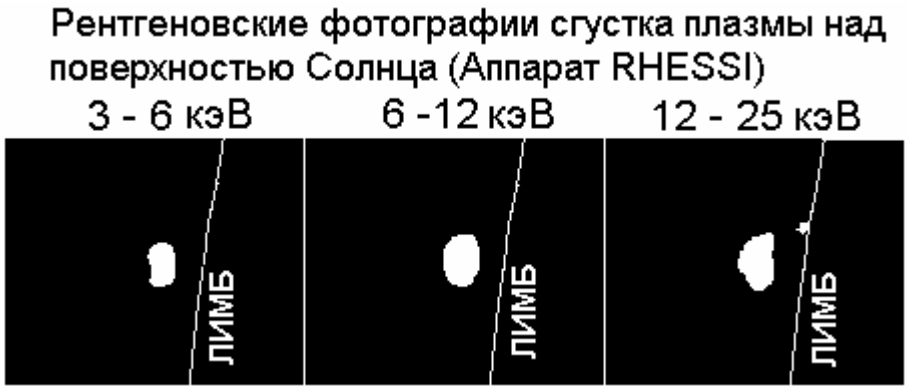
Используя экспериментальные радиальные распределения из базы данных DIII-D в L и H модах с нейтральным дейтериевым пучком дополнительного нагрева с энергией атомов ~ 80 КэВ (электронной, ионной температуры, эффективного заряда и плотности электронов) совместно с уравнением равновесия ионной компоненты, получены скейлинги (выраженные только через измеренные распределения электронной и ионной температуры и эффективного заряда) распределения полного потенциала в плазме таких типов разрядов и распределения напряженности электрического поля в них. Скейлинг, полученный по данным одного разряда данного типа, проверялся на его применимость к разным разрядам такого же типа при различных значениях основных начальных параметров (например, при отличии значения продольного магнитного поля вдвое) путем сравнения рассчитанных распределений плотности с экспериментально измеренными. Если предположить, что в выражении полного поперечного электрического поля в плазме, $\vec{E}_{tot} = -\frac{1}{c}\left(\left[\vec{V}_t \vec{B}_p\right] + \left[\vec{V}_p \vec{B}_t\right]\right)$, первый член справа обусловлен движением только вдоль тороидального магнитного поля $\vec{B}_t$, а второй – поперек него со скоростью $\vec{V}_p$, то по экспериментальному распределению скорости тороидального вращения можно составить скейлинг для определения потенциала электрического поля, ответственного за тороидальное вращение плазмы (также выраженные только через измеренные распределения электронной и ионной температуры и эффективного заряда). Этот скейлинг, полученный по данным одного определенного типа разряда, далее применялся к различным разрядам того же типа, и его применимость оценивалась из сравнительного анализа рассчитанных распределений скорости тороидального вращения и экспериментально измеренных. Выявлено довольно хорошее совпадение полученных в результате расчета (по предложенным скейлингам) распределений с экспериментальными. Далее, из рассчитанных значений напряженности полного поперечного электрического поля и его радиальной составляющей обусловленной тороидальнымт вращением можно определить скорость полоидального вращения плазмы, значение которой очень редко приводится в научных публикациях.

# О ФОРМИРОВАНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ, УДЕРЖИВАЕМОГО МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ.

И.М. Подгорный, *А.И. Подгорный

*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия, e-mail: podgorny@inasan.rssi.ru*
**Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: podgorny@fian.fiandns.mipt.ru*

Измерения на космических аппаратах показали, что при солнечной вспышке в короне образуется сгусток плазмы с температурой 3 – 5 кэВ и массой более $10^{15}$ г. Концентрация частиц в сгустке превышает концентрацию в короне на четыре порядка величины. Сгусток плазмы удерживается магнитным полем над активной областью, а затем выбрасывается в межпланетное пространство со скоростью ~$10^8$ см/с. Вспышке предшествует медленное формирование токового слоя (2 – 3 суток) при всплывании нового магнитного потока ~$10^{21}$ Максвелл из-под фотосферы. Однако в момент вспышки, длительность которой составляет несколько минут, никаких драматических изменений поля на поверхности Солнца не наблюдается. Единственным источником энергии взрывного выделения энергии ~$10^{33}$ эрг в короне может быть магнитная энергия, запасенная в поле токов в самой короне. Никаких других возможностей аккумуляции энергии при малом $8\pi nkT/B^2$ в короне нет. Наблюдаемые эффекты объясняются электродинамической моделью вспышки, построенной на основании численного трехмерного МГД моделирования. Устойчивый токовый слой медленно формируется при всплывании нового магнитного потока. При переходе токового слоя в неустойчивое состояние магнитная энергия быстро диссипирует в тепловую и кинетическую энергии плазмы. Диссипация магнитной энергии происходит из-за пересоединения противоположно направленных линий магнитного поля. Численные расчеты показали, что выбрасываемая плазма ускоряется силой магнитного натяжения при переходе слоя в неустойчивое состояние. В численном эксперименте при постановке граничных условий на поверхности Солнца используются карты магнитного поля, снятые перед конкретной вспышкой. Никаких предположений о механизме накопления энергии в численных расчетах не делается. При всплывании нового потока в сложной активной области образуется несколько токовых слоев. Распад каждого из них может дать элементарную вспышку. Этот результат объясняет известный наблюдательный факт – появление крупных вспышек сериями из 5 и более элементарных вспышек. Механизм ускорения до релятивистских энергий протонов, приходящих к Земле вдоль линий магнитного поля межпланетной среды, аналогичен механизму ускорения частиц в линейном пинчевом разряде при токах в сотни кило Ампер.



# ВОЛНЫ НА МЕЛКОЙ ВОДЕ ПРИ КРУГОВОМ «СВЕРХЗВУКОВОМ» ДВИЖЕНИИ ВОЗМУЩЕНИЯ

Снежкин Е.Н., Черников Г.К.

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, e-mail: snezhkin@nfi.kiae.ru*

Впервые интерес к генерации волн при криволинейном сверхзвуковом движении возмущения возник в практической и теоретической аэронавтике - в связи с нетривиальным поведением звуковых ударных фронтов от плавно поворачивающих реактивных самолетов. Внутренний из двух фронтов, пройдя некоторое расстояние к центру кривизны траектории, испытывал резкий излом, похожий на результат отражения, и затем шел в обратном направлении, от центра [1, 2]. Позже эти данные аэронавтики не подтвердились в более общем теоретическом исследовании, которое было выполнено для дисперсионных сред на основе метода кинематических волн Лайтхилла и дополнено гидродинамическими экспериментами на мыльных пленках [3, 4].

Подтверждение было получено лишь в наших модельных опытах, представляемых в настоящем докладе: волны на мелкой воде от искусственного возмущения в виде небольшого тела, погруженного в тонкий слой жидкости и движущегося там по круговой орбите, действительно ведут себя точно так, как ударные фронты от сверхзвуковых самолетов. Оказалось, что геометрия наблюдаемых волн (фронтов Гюйгенса-Маха) и качественно, и количественно прекрасно описывается уравнением эвольвенты круга с радиусом круговой эволюты, равным отношению линейной скорости («звуковых») волн к угловой скорости возмущения. (Подобные описания встречаются в теоретических исследованиях излучения при движении зарядов со сверхсветовой скоростью [5, 6]; см. также примеры соответствующих работ в таких областях, как химия [7], математика [8] и электродинамика [9].)

Рассматриваемое явление может играть важную роль в динамике непрямолинейных сверхзвуковых течений. Если подобное возмущение возникнет на линии тока в граничной или сдвиговой зоне течения, то производимая им волна, возвращаясь к той же линии тока, может инициировать генерацию шума или даже дестабилизацию течения из-за действия механизма сверхотражения волн [10, 11]. Как показано в работе [12], процессы этого рода являются ключевыми элементами в развитии неустойчивости сверхотражения дифференциального вращения сжимаемых сред, что важно для понимания динамики астрофизических дисков.

**Литература**

[1]. Batdorf S.B., *Aeronaut. J. RAeS* **76**, No 741, 541 (1972).
[2]. Meyer F., *AIAA J.* **11**, No. 3, 408 (1973).
[3]. Алексеенко С.В., Череп А.А., *Докл. РАН* **327** (3), 306 (1992).
[4]. Alekseenko S.V., Cherep A.A., *Acta Mech.* **105**, 143 (1994).
[5]. Ardavan H., *Proc. R. Soc. London A* **424**, No. 1866, 113 (1989).
[6]. Болотовский Б.М., Быков В.П., *УФН* **160**, No. 6, 141 (1990).
[7]. Winfree A.T., *Science* **175**, No. 4022, 634 (1972).
[8]. Арнольд В.И., *Гюйгенс и Барроу, Ньютон и Гук. Первые шаги математического анализа и теории катастроф, от эвольвент до квазикристаллов*. М., Наука, 1989.
[9]. Hannay J.H., Jeffrey M.R., *Proc. R. Soc. A* **461** 3599 (2005).
[10]. Ribner H.S., *J. Acoust. Soc. Am.* **29**, 435 (1957).
[11]. Miles J.W., *J. Acoust. Soc. Am.* **29**, 226 (1957).
[12]. Fridman A.M., Snezhkin E.N., Chernikov G.P., Rylov A.Yu., Titishov K.B., Torgashin Yu.M., *Phys. Lett. A* **372**, 4822 (2008).

# МЕТОД ПРОБНЫХ ФУНКЦИЙ В ТЕОРИИ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

*А.Б. Михайловский, А.П. Чуриков

*Сызранский филиал СамГТУ, Сызрань, РФ, apch_syzran@rambler.ru*
**РНЦ «Курчатовский институт», ИЯС, Москва, РФ, abmikh@list.ru*

Стандартным методом исследования неустойчивостей вращающейся плазмы является подход, основанный на введении так называемой переменной Фримена-Ротенберга (FR-переменной), представляющей собой сумму возмущенных давлений плазмы и магнитного поля. Затем выводится пара дифференциальных уравнений (уравнения типа Хамейри-Бондесона-Яконо-Бхаттачарджи, HBIB) [1, 2] для указанной переменной и возмущенного радиального магнитного поля. При этом оказывается, что перекрестные элементы этих уравнений являются антисимметричными. Этот факт является определяющим при исключении переменной FR и получении при этом дифференциального уравнения второго порядка для возмущенного радиального магнитного поля – волнового уравнения. Волновое уравнение полученное таким образом может быть использовано для анализа локальных возмущений.

Однако учет некоторых эффектов, например, кинетических в бесстолкновительной плазме, приводит к ситуациям, в которых перекрестные элементы в уравнениях типа HBIB не антисимметричны. В этом случае волновое уравнение при прямом применении локального приближения приводит к соотношению между частотой колебаний и волновыми числами, содержащему члены, линейные по радиальной компоненте волнового вектора. Подобное соотношение не может быть использовано в качестве локального дисперсионного уравнения. В работе предлагается для качественного анализа такого волнового уравнения использовать метод пробных функций, который приводит к так называемому «пробному» дисперсионному уравнению, не содержащему указанных членов. Анализ полученного пробного дисперсионного уравнения в случае бесстолкновительной плазмы показал, что в лабораторной плазме, когда влияние силы тяжести несущественно и вращение обеспечивается наличием только градиента равновесного давления, ротационные эффекты в шланговой и зеркальной неустойчивостях отсутствуют.

**Литература**

[1]. Hameiri E. J. Math. Phys., 1981, V. 22, P. 2080
[2]. Bondeson A., Iacono R., Bhattacharjee A. Phys. Fluids. 1987, V. 30, P. 2167

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ.

С.И. Лашкул, А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, В.В. Дьяченко, Л.А. Есипов, М.Ю. Кантор, Д.В. Куприенко, М.А. Ирзак, А.Н. Савельев, А.В. Сидоров, А.Ю. Степанов, С.В. Шаталин*

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.-Петербург, Россия, Serguey.Lashkul@mail.ioffe.ru*
**С.-Петербургский Государственный Политехнический Университет, 195251,Россия*

На токамаке ФТ-2, где накоплен достаточно большой опыт наблюдения взаимодействия НГ волн с плазмой, была проведена длительная экспериментальная серия по исследованию эффективности генерации нижнегибридных токов увлечения. Эксперименты проводились при относительно больших для установки плазменных токах ~ 27÷36 kA (q ~ 4), когда исходная центральная электронная температура достигала уровня ~0.5keV. В результате проведённых экспериментов в широком диапазоне плотностей плазмы была установлена зависимость эффективности $\eta_{CD}$ от значения фазировки грилла $\Delta\varphi$ и мощности ВЧ генератора [1]. Наибольшая эффективность генерации НГ токов увлечения $\eta_{CD}$ отмечалась в случае, когда $\Delta\varphi=\pi/2$, что соответствует направлению движения ВЧ волны накачки против тока, т. е. по направлению движения электронов плазмы. Полученные значения $\eta_{CD}$ и нормализованного НГ тока $I^N_{RF}$ близки к значениям, полученным на больших токамаках HT-7, FTU с более высокими плазменными параметрами и более оптимальными для НГ токов увлечения условиями эксперимента. Показано, что при больших плазменных токах, т. е. при более высоком значении электронной температуры, прекращение токов увлечения определяется не эффектом параметрического распада (который наблюдается в режимах с меньшими токами и, соответственно, меньшими электронными температурами $T_e$), а достижением нижнегибридной резонансной плотности $n_{LH}$ для волны накачки. Установлено, что дополнительное поступление примеси, обусловленное попаданием высокоэнергичных электронных пучков на диафрагму, существенно снижает эффективность генерации токов увлечения.

Для анализа экспериментально наблюдаемого эффекта генерации НГ токов увлечения и его зависимости от величины и знака фазировки антенны был проведен модельный расчёт спектров возбуждаемых НГ волн с помощью самосогласованного кода GRILL3D. Такие расчёты были выполнены для фазовых сдвигов $\Delta\varphi = \pm\pi/2, 0$. Спектры замедленных ВЧ волн характеризуются двунаправленностью (по отношению к плазменному току) и наличием нескольких максимумов в распределении ВЧ мощности $P(N_z)$ [1]. Для $\Delta\varphi = \pi/2$ они лежат в районе продольных замедлений $N_{//} = -9; -1.7; 3$ и $20$. Отрицательные значения $N_{//}$ соответствуют движению НГ волны против тока. Последующее (не самосогласованное) моделирование с помощью современного FRTC кода, с учётом спектра $P(N_z)$ и всех экспериментально полученных параметров плазмы, позволило рассчитать величину и направление НГ токов увлечения, которые определяются спектром возбуждаемых НГ волн. Отмечается определяющая роль синэнергетического эффекта для перекрытия спектрального зазора, связанного с взаимодействием между различными частями спектра вводимой ВЧ волны.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00610, 07-02-00895, 08-02-00989

**Литература**

[1]. S.I Lashkul, A.B. Altukhov, A.D. Gurchenko et al. 18th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas 24-26 June 2009 Gent, Belgium

# ИЗМЕРЕНИЕ ДИАМАГНИТНОГО ТОКА В ПЛАЗМЕ, УДЕРЖИВАЕМОЙ В МУЛЬТИПОЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ-ГАЛАТЕЕ «ТРИМИКС-3М»

А.М. Бишаев, И.С. Гордеев, М.В. Козинцева, А.С. Липатов, Д.Д. Плужник, *В.В. Савельев

*МИРЭА, Москва, Россия, e-mail: bishaev@mirea.ru*
**ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, e-mail: ssvvvv@rambler.ru*

В работе приводятся результаты измерений и расчеты диамагнитных токов в мультипольной ловушке – галатее «Тримикс-3М» [1, 2]. Эти измерения, проведенные одновременно с измерением временной зависимости средней концентрации плазмы, позволяют оценить время удержания частиц в плазме $\tau_p$ и время удержания энергии $\tau_E$.

Для измерения диамагнитного тока был изготовлен пояс Роговского со следующими параметрами: общее число витков – 4354; длина пояса – 2,638м; площадь поперечного сечения каждого витка катушки пояса - $2\cdot10^{-5}$м$^2$; омическое сопротивление пояса Роговского r=6,4Ом; сопротивление нагрузки R=50 Ом. Пояс был намотан медным проводом диаметром 0,5мм. Индуктивность пояса Роговского составила 180мкГн. Проблему измерения диамагнитного тока, величина которого находится на уровне (0,1÷1)% от тока, протекающего в миксинах, удалось решить, разместив пояс так, чтобы он не охватывал миксины.

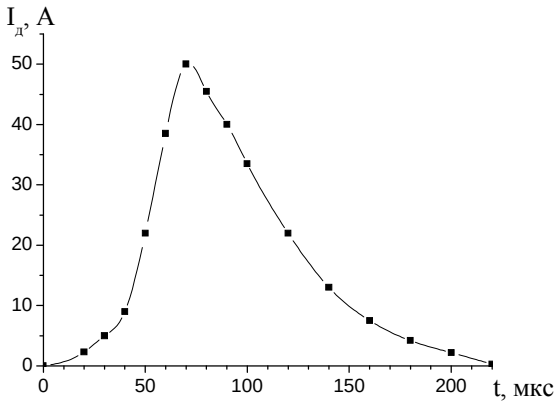



Рис. 1. Зависимость диамагнитного тока от времени

Эксперименты были выполнены при наполнении ловушки плазменными сгустками. Энергия направленного движения ионов в сгустках была на уровне 80 эВ. При термализации таких сгустков в ловушке температура плазмы должна быть на уровне 15-30 эВ. На рисунке 1 изображена кривая зависимости диамагнитного тока от времени, полученная после обработки сигнала с пояса Роговского. Из рисунка видно, что максимальное значение диамагнитного тока равно $I_{д\ max}$=50А, а его длительность составляет величину порядка 220мкс. Одновременно с измерением диамагнитного тока в этом же «выстреле» с помощью СВЧ - интерферометра с длиной волны 8,3 мм была определена концентрация плазмы в ловушке, максимальное значение которой составило n~$10^{18}$м$^{-3}$. Если приравнять газокинетическое давление частиц плазмы, удерживаемых в ловушке, давлению извне, которое возникает благодаря действию силы Ампера на диамагнитный ток, то в данных условиях при среднем барьерном магнитном поле 0,05Тл для максимального значения средней энергии частиц плазмы в ловушке мы получаем: $\langle\varepsilon\rangle = k(T_e + T_i) \approx 23эВ$.

Работа выполнена в рамках контракта с ФАО №П597 от 20 августа 2009г.

## Литература

[1]. Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М. и др. Физика плазмы, 2006г., т. 32, №3, стр. 145.

[2]. Морозов А.И., Бугрова А.И., Бишаев А.М., Липатов А.С., Козинцева М.В. «Журнал технической физики», 2007 г., том 77, вып.12, стр.15-20.

# КАЛИБРОВКА АЛМАЗНОГО СПЕКТРОМЕТРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ.

Амосов В.Н., Власов С.А., Мещанинов С.А., Родионов Н.Б., Родионов Р.Н.

*ФГУП "ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", г. Троицк, Московская обл., Россия,* nbrodnik@triniti.ru

Алмазные нейтронные спектрометры-радиометры имеют ряд важных преимуществ в сравнении с другими системами нейтронной спектрометрии, в первую очередь ввиду их малого размера и высокой радиационной стойкости. В настоящее время для термоядерного проекта ИТЭР разрабатывается система алмазных спектрометров-мониторов нейтронного потока, для которой актуальна задача калибровки абсолютной чувствительности детекторов.

Обозначены проблемы, возникающие при калибровке детекторов на нейтронных генераторах, и реализован альтернативный метод абсолютной калибровки алмазных детекторов с помощью нейтронного источника $^{241}$Am+Be. Проведено измерение и численное моделирование амплитудного спектра отклика алмазного детектора при облучении нейтронами изотопного источника $^{241}$Am+Be. Выполнена оценка эффективности регистрации быстрых нейтронов алмазным детектором по области амплитудного спектра, обусловленной (n,α) реакцией на углероде для нейтронов в диапазоне энергий от 8,7МэВ до 10,7МэВ. Эффективный расчетный объем тестируемого детектора составил 80% от физического размера алмаза под контактами. Показаны преимущества и недостатки использования изотопных источников нейтронного излучения для калибровки алмазных детекторов быстрых нейтронов.

# ПРИМЕНЕНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

А.А. Иванов[*], В.В. Максимов[*,**], Е.И. Пинженин[**], О.П. Пчеляков[***], Е.Г. Тишковский[***], И.Б. Чистохин[***]

[*]*Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*
[**]*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия,*
*e-mail:pinzhen@mail.ru,*
[***]*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия*

В последние время в диагностике высокотемпературной плазмы для регистрации потоков частиц всё чаще применяются полупроводниковые диоды с тонким мёртвым слоем. Однако такие диоды, особенно многоэлементные, пока еще недостаточно доступны для широкого применения. В Институте физики полупроводников (ИФП) СО РАН продолжают разрабатывать кремниевые диоды, особенностью которых является возможность регистрации протонов в широком диапазоне энергий 10 кэВ - 6 МэВ, благодаря использованию высокочистого кремния и формированию тонкого (100 нм) $p^+$ слоя методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1]. Последняя разработка в этом направлении - линейка диодов с лавинным усилением - имеет хорошую перспективу для применения в диагностиках по измерению пространственных и энергетических распределений ионов плазмы.

На установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ) проводятся эксперименты с инжекцией пучков атомарного водорода или дейтерия. Плазма в ГДЛ состоит из относительно холодной «мишенной» плазмы и быстрых ионов с энергией до 25 кэВ, образующихся при захвате инжектируемых атомов. Исследование динамики релаксации быстрых ионов и сопоставление с результатами теории кулоновских столкновений является принципиальным моментом.

В докладе представлены описания разработанных в ИФП кремниевых диодов с тонким мёртвым слоем и лавинным усилением, планы их применения на установке ГДЛ и первые результаты. Также приведены сведения о детекторах на основе PIN диодов, разработанных в ИФП ранее. Данные детекторы применяются для регистрации 3 МэВ протонов, продуктов DD реакции в режиме работы ГДЛ с инжекцией дейтонов. Детекторы размещены внутри вакуумной камеры ГДЛ. Входное окно закрыто Al фольгой толщиной 10 мкм, которая защищает диоды от света плазмы, атомов перезарядки и существенно уменьшает энергии ионов $He^3$ и Т. Отдельные 3 МэВ протоны регистрируются в виде импульсов длительностью 35 нс. Малая длительность импульсов дает возможность получения временной зависимости потока протонов с приемлемым (50 мкс) разрешением при достаточном количестве импульсов. Важными достоинствами полупроводникового детектора являются хорошее энергетическое разрешение, нечувствительность к магнитным полям и сопутствующему нейтронному потоку.

## Литература

[1]. [1]. I.B. Chistokhin, O.P. Pchelyakov, E.G. Tishkovsky, V.I. Obodnikov, V.V. Maksimov,A.A. Ivanov, E.I. Pinzhenin, E. Gramsch, Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, 2009, EDM 2009. International Conference and seminar on 1-6 July 2009 Pages:359-362.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ЭМИССИИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗУЧЕНИЯ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

В.Ф. Скляров[*,**], А.В. Бурдаков[*,**], С.А. Кузнецов[*,***], К.И. Меклер[*], С.В. Полосаткин[*], В.В. Поступаев[*,***], А.Ф. Ровенских[*], С.Л. Синицкий[*,***]

[*]*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*
[**]*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*
[***]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*
*e-mail: SklyarovVF@ngs.ru*

В условиях экспериментов по турбулентному нагреву плотной ($n \approx 10^{20} \div 10^{21}$ м $^{-3}$) плазмы мощным релятивистским электронным пучком с параметрами $E_e \sim 0.8$ МэВ, $I_e$ – до 30 кА, $j_e \sim 2$ кА/см$^2$, $\tau \sim 12$ мкс, $Q \sim 130$ кДж, проводимых на установке ГОЛ-3 существует возможность наблюдения эмиссии электромагнитного излучения в окрестности двойной плазменной частоты, возбуждаемого при развитии пучковой неустойчивости в замагниченной плазме. Исследование данного процесса позволяет более глубоко понять фундаментальные процессы, связанные с ленгмюровской турбулентностью и её приложениями.

В данной работе представлены результаты экспериментов, проведённых на установке ГОЛ-3, по регистрации эмиссии электромагнитного излучения в диапазоне 250 ÷ 410 ГГц, что соответствует плотности плазмы $n \approx 7{,}8 \cdot 10^{20} \div 2{,}1 \cdot 10^{21}$ м $^{-3}$. Для регистрации электромагнитного излучения использована оригинальная квазиоптическая система многоканальной субмиллиметровой $2\omega_p$-радиометрии, в которой частотное разделение каналов обеспечивается с помощью полосовых сеточных интерференционных фильтров с характерной шириной полосы пропускания 30 – 50 ГГц, а регистрация излучения – быстродействующими СВЧ-приёмниками на базе диодов Шоттки.

Результатами СВЧ-радиометрии является следующее.

- Эмиссия электромагнитного излучения плазмы в окрестности двойной плазменной частоты присутствует в течение большей части времени инжекции пучка в плазму, а именно 5 – 10 мкс.
- Электромагнитное излучение в окрестности двойной плазменной частоты является преимущественно поперечно- поляризованным.
- Обнаружена перестройка спектра излучения (изменение частоты и ширины спектра), что может быть связано с динамикой плотности плазмы в точке наблюдения.
- Обнаружено существование резких всплесков эмиссии с характерными временами 2 ÷ 100 нс на фоне более медленной огибающей.

Работа выполнена при частичной поддержке федеральной целевой программы «Кадры», Министерства образования, проект РНП 2.1.1/3983, Фонда поддержки отечественной науки, Фонда содействия развитию МП НТС, CRDF проект Y4-P-08-09.

# МОДЕРНИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ ГДЛ. НОВАЯ СИСТЕМА ПИТАНИЯ ДЛЯ АТОМАРНОЙ ИНЖЕКЦИИ.

Зубарев П.В., Донин А.С., Моисеев Д.В., Мурахтин С.В.

*Институт ядерной физики, Новосибирск, Россия*, S.V.Murakhtin@inp.nsk.su

В настоящее время в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН совместно с рядом отечественных и зарубежных организаций развивается проект мощного источника термоядерных нейтронов D-T реакции на основе газодинамической ловушки [1]. Концепция газодинамической ловушки впервые была предложена В.В. Мирновым и Д.Д. Рютовым в конце 70-х годов [2]. Основное направление развития этой концепции это проект источника 14 МэВ нейтронов D-T реакции, который может быть использован для испытания новых материалов будущего термоядерного реактора, а так же для управления подкритичными реакторами деления, создания гибридных энергоустановок нового поколения и для других приложений [3].

Плазма на установке ГДЛ состоит из двух компонент: относительно холодной и плотной мишенной плазмы с температурой до 200 эВ и плотностью 1-5x$10^{13}$ $см^{-3}$ и быстрых ионов с энергиями 10-15 кэВ. Популяция быстрых ионов возникающая в результате захвата инжектируемых пучков тормозится преимущественно на электронах, нагревая их до температуры 100-200 эВ. В настоящее время реализована модернизация установки ГДЛ с целью увеличения температуры электронов до 200-300 эВ. Для этого создана новая система инжекции из 8-ми инжекторов с энергией атомов 25 кэВ, суммарной мощностью до 8 МВт и длительностью импульса 4-5 мс. Эти инжекторы обладают фокусирующей ионно-оптической системой, что позволяет существенно увеличить плотность тока в пучках [4]. К началу лета 2009 года на установке ГДЛ были завершены пусконаладочные работы на новой системе питания атомарных инжекторов. Новая система питания позволяет увеличить длительность инжекции до 5 мс, энергию инжектируемых частиц до 25 кэВ и суммарной мощность до 12 МВт.

**Литература.**

[1]. P. A. Bagryansky, A. A. Ivanov, E. P. Kruglyakov, et al. “Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source”// Fusion Engineering and Design, 2004, Vol. 70, p. 13-33.

[2]. В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов, “Газодинамическая ловушка” // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1980, т.1, с. 57.

[3]. K. Noack, A. Rogov, A. V. Anikeev, A. A. Ivanov, E. P. Kruglyakov, Yu. A. Tsidulko, “The GDT-based fusion neutron source as driver of a minor actinides burner” // Annals of Nuclear Energy, 2008, Vol. 35, p. 1216–1222.

[4]. S.A.Korepanov, G.A.Abdrashitov, D.Beals, V.I.Davydenko, R.Granetz, A.A.Ivanov, V.V.Kolmogorov, V.V.Mishagin, M.Puiatti, B.Rowan, N.V.Stupishin, G.I.Shulzhenko, and M.Valisa “Neutral beam injector for active plasma spectroscopy” // Rev. Sci. Instrum. 75(5), pp. 1829-1831 (2004)

# ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА DD РЕАКЦИИ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

В.В. Максимов[*, **], Е.И. Пинженин[*]

[*]*Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*
*e-mail: V.V.Maximov@inp.nsk.su*
[**]*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия*

На установке Газодинамическая ловушка (ГДЛ) после завершения модернизации системы атомарных пучков продолжены эксперименты с инжекцией пучков дейтерия. Длительность пучков увеличена до 5 мс, энергия частиц до 25 кэВ, применена фокусировка пучков, количество инжекторов увеличено до восьми. Экспериментальные исследования необходимы для развития проекта источника нейтронов с энергией 14 МэВ, предложенного в ИЯФ им. Г.И. Будкера [1]. Плазма в этом источнике будет состоять из относительно холодной «мишенной» плазмы и быстрых ионов дейтерия и трития, образующихся при захвате инжектируемых атомов. Зависимости сечений DT реакции в источнике и DD реакции в ГДЛ подобны и измерения выхода DD реакции непосредственно моделируют выход нейтронов предлагаемого нейтронного генератора.

DD реакция имеет две ветви:

$$D + D \begin{array}{l} \overset{\approx 50\%}{\Longrightarrow} \quad He^3(0.82\ \text{МэВ}) + \boldsymbol{n}(2.45\ \text{МэВ}) \quad (a) \\ \overset{\approx 50\%}{\Longrightarrow} \quad T(1.01\ \text{МэВ}) + \boldsymbol{p}(3.02\ \text{МэВ}) \quad (b) \end{array}$$

Для измерения потоков 2.45 МэВ нейтронов используется детектор, состоящий из пластмассового сцинтиллятора СПМ-5 и фотоумножителя категории Fine Mesh (Hamamatsu H2611), что позволяет работать в сильных магнитных полях. Детектор располагается за стенкой вакуумной камеры вблизи точки остановки быстрых ионов. Для измерения потоков протонов с энергией 3.02 МэВ используются два типа датчиков. Первый тип датчиков основан на изготовленных в Институте физики полупроводников СО РАН кремниевых PIN диодах. Детекторы, состоящие из PIN диода (диаметры рабочей области 8 мм и 20 мм) и токового усилителя, размещены внутри вакуумной камеры ГДЛ. Входные окна закрыты Al фольгой толщиной 10 мкм. Отдельные 3 МэВ протоны регистрируются в виде импульсов длительностью 35 нс. Средняя амплитуда импульсов соответствует току диода 4 мкА.

Второй представляет собой сцинтилляционные детекторы, которые уже применялись нами ранее и описаны в работе [2]. Датчики работают в режиме счёта отдельных частиц. Вспышки в сцинтилляторе толщиной 5 мм, закрытом 20 мкм алюминиевой фольгой, регистрируются ФЭУ категории Fine Mesh (Hamamatsu H2611).Вычитание нейтронных сигналов осуществляется по выстрелам с дополнительной металлической заслонкой.

Преимуществами полупроводникового детектора по отношению к сцинтилляционному на основе ФЭУ являются: лучшее энергетическое разрешение, нечувствительность к магнитным полям и сопутствующему нейтронному потоку.

Увеличение мощности инжекции и оптимизация режима работы установки позволили значительно увеличить выход DD реакции. Вблизи точки остановки выход DD реакции составляет $6 \cdot 10^8$ $с^{-1}$ $см^{-1}$.

## Литература

[1]. A.A. Ivanov, I.A. Kotelnikov, E.P. Kruglykov et al. In Proc. Of XVII Symp. on Fusion Technology, Rome, Italy, v.**2** (1992) 1394.
[2]. В.Н. Корнилов, В.В. Максимов. ПТЭ, №2 (2001) с.96-100.

# КОРРЕКТИРОВКА АКСИАЛЬНОЙ АСИММЕТРИИ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

В.И. Варфоломеев, В.К. Гусев, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, РФ, e-mail: michael.patrov@mail.ioffe.ru*

Работа посвящена экспериментальной корректировке аксиальной асимметрии полоидального магнитного поля в сферическом токамаке Глобус-М (большой радиус 0,36 м, малый – 0,24 м) [1]. Для этой цели была изготовлена и установлена на токамак, система корректировки ошибок магнитного поля. Была выбрана система из четырех катушек, поскольку, во-первых, поля ошибок моды n=1 с наибольшей вероятностью возникают из-за неточностей при сооружении токамака, во-вторых, в наших предыдущих экспериментах по идентификации МГД мод [2] было установлено, что доминирующими в Глобусе-М являются моды с n=1 (а именно моды m=1/n=1 и m=2/n=1), и в-третьих, компенсация моды n=1 на сферических токамаках MAST и NSTX [3, 4] дала хорошие результаты. Катушки расположены симметрично вокруг внешнего обхода токамака, каждая имеет высоту 0.6 м и протяженность в тороидальном направлении $67{,}5^0$. Каждая катушка состоит из трех витков и способна пропускать ток до 2 кА, который создается с помощью управляемых источников питания по наперед заданной программе, перекоммутацией катушек, также возможно создание горизонтального магнитного поля различной конфигурации.

Для определения направления неоднородности магнитного поля моды n=1 в токамаке Глобус-М применялась методика, описанная в работе [3]. В результате проведенных экспериментов было замечено, что наибольший эффект от компенсации ошибок магнитного поля проявляется в режимах с низкой плотностью, так как в этих режимах плазма имеет самый низкий порог проникновения запертой моды, в таком режиме, наблюдалось увеличение длительности разряда на 20 мс более. В целом, включение компенсации позволяет получать устойчивый разряд при более низком уровне плотности. При больших плотностях, компенсация ошибок полей проявляется не столько в увеличении длительности разряда, как в улучшении его интегральных параметров таких как энергосодержание плазмы и бета нормализованная. В результате экспериментов по компенсации ошибок полоидальных магнитных полей в токамаке Глобус-М, построены зависимости порогов проникновения моды $m$=2/$n$=1 от параметров плазмы (запас устойчивости, плотность), а также получен режим с рекордными для токамака Глобус-М параметрами: величины тороидального и нормализованного бета в омическом разряде достигли значений 14.5 % и 7.5 %мТл/МА соответственно (величины получены из магнитных измерений).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 08-02-13530-офи-ц, 08-02-13537-офи_ц, 10-02-00726-а.

**Литература**

[1]. V.A. Belyakov, V.A. Divavin, N.Ya. Dvorkin et al. Preprint ФТИ РАН 1629, СПб, 1994.
[2]. Патров М.И., Бендер С.Е., Гусев В.К. и др., Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 2. С. 81.
[3]. Howell D.F., Hender T.C. and Cunningham G., Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. 1336.
[4]. Menard J.E., Bell M.G., Bell R.E. et al, Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. S645.

# ИЗМЕРЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ С ПОМОЩЬЮ ДИСПЕРСИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

А.В. Львовский, *А.Л. Соломахин

*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия, anvalo@at.nsu.ru*
**Институт Ядерной Физики СО РАН им. Г.И. Будкера, Новосибирск, Россия, A.L.Solomakhin@inp.nsk.su*

Принцип действия дисперсионного интерферометра (ДИ) основан на измерении набега фазы при распространении излучения через плазму. Зная набег фазы, становится возможным восстановить линейную плотность плазмы вдоль пути распространения излучения. Важной особенностью схемы ДИ является то, что разделение опорной и рабочей волн производится не в пространстве, а по частотам. Это позволяет исключить влияние вибрации на результат измерений. Интерферометр, построенный по принципу ДИ, развивается на газодинамической ловушке (ГДЛ). В реализации ДИ на ГДЛ используется в качестве источника излучения $CO_2$-лазер с длиной волны $\lambda = 9{,}57$ мкм.

В ранних экспериментах дисперсионным интерферометром проводились измерения линейной плотности плазмы в той части ловушки, где отношение магнитного поля к полю в центральной области равно трем, — в области, где существует только холодная мишенная плазма, и отсутствует популяция быстрых ионов. С помощью ДИ можно также изучать накопление быстрых частиц в ГДЛ. Для этого оптическая схема ДИ была модернизирована. Это позволило провести излучение интерферометра через центральную область ГДЛ и наладить измерение линейной электронной плотности плазмы в центральном сечении ГДЛ. Это дало возможность изучить поведение как мишенной плазмы, так и горячих ионов. Минимально измеримая с помощью интерферометра линейная плотность равна $(n_e l) \sim 10^{13}$ см$^{-2}$ при временном разрешении 100 мкс.

Был получен вид временной зависимости линейной плотности плазмы в центральной области газодинамической ловушки. Временная зависимость имеет стационарную часть, длящуюся до завершения работы нагревных инжекторов. Отмечено, что с помощью последовательного включения инжекторов можно увеличить длительность стационарной части. Показано, что с помощью поддува холодного газа в пробках можно повысить плотность плазмы в центральной части установки.

В эксперименте с измерением поглощения пучка диагностического инжектора в районе отражения быстрых частиц найдены линейные плотности горячих и теплых ионов в точке отражения и в центральной области. В точке отражения линейная плотность горячих ионов превосходит линейную плотность теплых ионов в 4 раза. В центральной области линейная плотность горячих ионов меньше линейной плотности теплых частиц в 1,7 раза. Значение линейной плотности горячих ионов в точке отражения хорошо согласуется с оценкой, полученной из измерений диамагнетизма плазмы в этой области. Величина амбиполярного потенциала в единицах электронной температуры составляет $e\varphi \approx 0{,}7T_e$.

В эксперименте с вариацией напряжения на лимитере установлено, что пороговым для стабилизации поведения плазмы является напряжение на лимитере, удовлетворяющее условию $U \sim T_e$.

# РАЗРАБОТКА ПЛАЗМЕННОЙ ПУШКИ С ВЗРЫВНЫМ СПОСОБОМ ПОДАЧИ ГАЗА В КОАКСИАЛЬНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ЦЕЛЕЙ

А.В. Воронин, Б.Б. Аюшин, В.И. Варфоломеев, В.К. Гусев, С.В. Кобяков, Г.С. Курскиев, И.В. Мирошников*, В.Б. Минаев, Е.Е. Мухин, Ю.В. Петров, М.И. Патров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.Петербург, Россия*
**Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251, С.Петербург, Россия*

Струи плотной и чистой плазмы с большой кинетической энергией могут быть инжектированы в установки с магнитным удержанием горячей плазмы, а также использованы в будущем термоядерном реакторе. В настоящее время проводятся исследования на выявления возможности управления процессами зажигания и горения разряда в системах с магнитным удержанием плазмы с помощью таких струй.

В работе представлены последние результаты по инжекции интенсивных струй в токамак Глобус-М. Приводятся предварительные результаты двухимпульсной инжекции плазмы в токамак, а также облучения конструкционных материалов будущего реактора чистой водородной струей.

Газогенерирующая ступень такой пушки может содержать гранулы титана насыщенные водородом, дейтерием или литием. Интенсивный электрический разряд, проходя через гранулы, высвобождает плотное облако газа, которое под высоким давлением заполняет промежуток между электродами коаксиального ускорителя плазмы. Газ ионизуется и ускоряется в соответствии с классическим «сценарием работы пушки Маршалла».

На базе имеющегося испытательного стенда продолжается разработка интенсивного источника плотной плазмы с кинетической энергией протонов более 200 эВ.

Последствия воздействия плазменной струи сильно зависят от ее параметров. Слишком большое число частиц в струе может вызывать резкий рост концентрации плазмы в токамаке, сопровождаемый сильным падением температуры, приводит к развитию МГД возмущений и срыву разряда. При небольшом числе частиц в струе, когда концентрация возрастает не более чем в полтора раза, а температура падает не более чем вдвое, не наблюдается существенного роста МГД возмущений плазменного шнура. При правильном подборе параметров струи можно не только наращивать число частиц в шнуре, но и управлять профилем плотности в разряде, осуществляя основной вклад частиц в центральной или периферийной зоне. Многоимпульсный или второй источник плазмы расширяет возможности управления параметрами токамака. Для этого изготовлен такой источник плазмы. Продолжены исследования процессов термализации потока плазмы, модификации профилей концентрации и МГД неустойчивостей плазмы в результате инжекции струй в токамак. Продолжены исследования по инжекции энергичных струй плазмы в сферический токамак Глобус-М с использованием модифицированных источников плазмы.

В экспериментах на стенде все параметры струи измеряются в каждом выстреле, в то время как в экспериментах на токамаке такой возможности ранее не было. Поэтому налажены измерения энергетических характеристик струи, распространяющейся в плазме токамака.

С помощью чистой водородной плазменной струи плотностью мощности ~1 МВт/см$^2$ и длительностью импульса 10 мкс облучались образцы стали 10Cr9WV. После облучения были обнаружены заметные изменения структуры образцов, которые в настоящее время исследуются.

Работа выполнена в рамках контракта с Федеральным Агентством Науки и Инноваций, гранта РФФИ: 08-02-00992-а и Научного Соглашения МАГАТЭ 14720.

Хайрутдинова Д.Р., Докука В.Н., Лазарев В.Б., Токарев С.А. (*ТРИНИТИ, Троицк, Московская обл., Россия*)

Моделирование переноса лития в токамаке Т11-М.

# ИЗУЧЕНИЕ СТАДИИ ВВОДА ТОКА В СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ.

Токарев С.А., Азизов Э.А., Хайрутдинова Д.Р., Докука В.Н., Кутеев Б.В.[*], Лукаш В.Э.[*]

*ТРИНИТИ, г. Троицк, Московская обл., Россия*
*[*]РНЦ «Курчатовский институт», г. Москва, Россия*

В сферических токамаках практически отсутствует место для размещения центрального солноида. Это связано с тем, что значительная область в центральной части токамака необходима для размещения обмоток тороидального поля. Таким образом, в общем случае возможность использования индуктивного способа ввода тока в плазму сферического токамака является крайне ограниченной, что делает задачу ввода тока без применения центрального соленоида в таких устройствах очень важной. В докладе приведены результаты исследования с помощью плазмофизического кода ДИНА сценариев ввода тока в плазму сферического токамака, на основе которого разрабатывается проект нейтронного источника ТИН. Рассматривается возможность использования комбинированного ввода тока, включающего в себя создание бутстреп тока совместно с высокочастотной генерацией токов увлечения.

# КОНВЕКТИВНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ, СОГЛАСОВАННАЯ С РАВНОВЕСИЕМ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ СО СПАДАЮЩИМ ПОЛЕМ БОЛЬШОЙ КРИВИЗНЫ, А ТАКЖЕ В МНОГОСВЯЗНЫХ ЛОВУШКАХ

М.М. Цвентух

*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53*

Рассматривается конвективно-устойчивое равновесие магнитных ловушек, в которых плазма стабилизируется благодаря плавному спаду давления в спадающем магнитном поле большой кривизны. Конвективная устойчивость рассматривается в более простом (достаточном) МГД-описании [1] а также в необходимом и достаточном бесстолкновительном кинетическом описании (Крускала-Обермана) [2]. Равновесие плазмы [3] рассматривается при произвольно заданном уровне анизотропии, соответствующем той функции распределения, которая определяется расчетом конвективной устойчивости.

В результате расчетов показано, что достижение высокого давления плазмы в центре при конвективно-устойчивом равновесии ограничено либо расширением сепаратрисы (в случае протяженных участков со слабым полем), либо «филаментацией» градиентного плазменного тока (в случае малых участков со слабым полем, когда основное падение давления происходит вблизи сепаратрисы).

Сравнение двух моделей показало, что кинетическое описание конвективной устойчивости дает лучшие параметры удержания плазмы в ловушках со спадающим полем с позиции равновесия и появления непотенциальных баллонных мод, чем более простая МГД модель (где $p \propto (\int dl/B)^{-5/3}$) и позволяет еще более улучшить эти параметры при задании определенного вида анизотропии.

Для экспериментальной геометрии двухдипольной ловушки Магнетор [4] вычисления конвективно-устойчивого равновесия показали возможность достижения пикового давления в центре на уровне ~$10^{15}$эВ/см$^3$ (локальное бета ~30%), что может быть достигнуто при ЭЦР нагреве быстрой электронной компоненты.

Вычисления конвективной устойчивости согласно кинетическому критерию [2] в многосвязных конфигурациях (на примере [5]) показало возможность формирования радиального пьедестала на профиле давления. Установлено, что пьедестал формируется в области наименьшей, но знакопеременной кривизны магнитных силовых линий, которая, как установлено в работе [6], может оказывать стабилизирующее действие, аналогичное среднему минимуму магнитного поля.

**Литература**

[1]. Кадомцев Б.Б. // Физика Плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: изд-во АН СССР. 1958. Т.4. – С.353.

[2]. M.D. Kruskal, C.R. Oberman // Phys. Fluids. 1958. V. 1. P. 275; Кадомцев Б.Б. // Физика Плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: изд-во АН СССР. 1958. Т.4. – С.370; M.N. Rosenbluth and N. Rostoker // Phys. Fluids. 1959. V. 2. P. 23; Арсенин В.В., Куянов А.Ю. // Физика Плазмы. 2001. Т.27. №8 С.675.

[3]. Шафранов В.Д., Вопросы теории плазмы, вып.2. Госатомиздат 1963, С.92; Grad H., Toroidal Containment of a Plasma, Phys. Fluids, 1967, V. 10, P. 137; Arsenin V.V., Kuyanov A.Yu., Trans. Fusion Sci. Tech., 39 1T (2001) 175.

[4]. G. V. Krashevskaya, V. A. Kurnaev, and M. M. Tsventoukh, Proc. of 28th ICPIG, July 15-20, 2007, Prague, Czech Republic, P. 393-396.

[5]. Цвентух М.М., Физика плазмы, 2009, том 35, №4, с. 381-384.

[6]. Арсенин В.В., Письма в ЖЭТФ, 1983, том 37, вып. 11, стр. 534-536; Арсенин В.В., ibidem. 1986, том 43, вып. 6, стр. 270-272.

# НЕПАРАКСИАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

Г.В. Крашевская, М.М. Цвентух*

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31*

**Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53*

Прогресс исследований удержания термоядерной плазмы в токамаках и начало строительства ИТЭР позволяет говорить не только о развитии физики и техники управляемого термоядерного синтеза, но и о начале его практического освоения. Вместе с тем следует обратить внимание на возможности наиболее эффективных альтернативных систем удержания. Один аспект связан с использованием перспективных топливных циклов D-$^3$He и D-D, для реализации которых требуются лучшие, чем достигнуты на сегодня параметры. Второй – связан с поисками эффективного и простого источника нейтронов в гибридном реакторе.

Особенного внимания заслуживают ловушки со спадающим полем большой кривизны, в которых наиболее опасная – конвективная (желобковая) неустойчивость плазмы подавляется [1,2] за счет естественного, но не очень резкого спада давления наружу. К ним относятся простые осесимметричные конфигурации пробочной геометрии [3]; их замкнутые цепочки в виде гофрированных торов [4,5]; ловушки с внутренними проводниками, окруженными плазмой [6,7], в том числе на основе диполя [8]; а также обращенные конфигурации с плазменными токами с высоким давлением [9]. Указанные конфигурации должны обладать заметной кривизной силовых линий. При этом силовые линии должны быть замкнутыми или иметь небольшое вращательное преобразование.

К основным достоинствам подобных ловушек, помимо стационарности и высокого бета $\beta=8\pi p/B^2$, относится их простота, так как в них не требуется создания ни (среднего) минимума поля, ни перекрещенности силовых линий.

В представленном докладе будут освещены основные результаты теоретических, расчетных, а также экспериментальных исследований концептуальных магнитных ловушек с большой кривизной, в том числе полученных на единственной в России установке на основе дипольной геометрии – магнитной ловушке Магнетор (МИФИ), а также будут отражены современные перспективы применения непараксиальных ловушек.

Работа поддержана Президентским грантом МК-4357.2009.2.

**Литература**

[1]. Кадомцев Б.Б., Физика Плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: изд-во АН СССР. 1958. Т.4. – С.353.
[2]. Пастухов В.П., Чудин Н.В., Физика Плазмы 27 963 (2001).
[3]. Рютов Д.Д., УФН 154 565 (1988); Димов Г.И., УФН 175 1185 (2005).
[4]. Глаголев В.М., Кадомцев Б.Б., Трубников Б.А., Шафранов В.Д., 10th Eur. Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. Moscow. 1981.E-8.; Кондаков В.В., Перелыгин С.Ф., Смирнов В.М., ЖТФ 69 2 22 (1999).
[5]. V.V. Arsenin, E.D. Dlougach, V.M. Kulygin et al, 2001 Nucl. Fusion 41 945-952; V.M. Kulygin et al, 2007 Nucl. Fusion 47 738-745.
[6]. Фюрт Г.П., в сб. Физика высокотемпературной плазмы, пер. с англ., под ред. М. С. Рабиновича, М.: Мир, 1972. С.172.
[7]. Морозов А. И., Савельев В. В., УФН 168 1153 (1998).
[8]. Hasegawa A., Chen L., Mauel M.E., Nucl. Fusion 30 2405 (1990).
[9]. Tuszewski M., Nucl. Fusion 28 2033 (1988).

# ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ ВЗРЫВОЭМИССИОННОГО ЦЕНТРА – ЭКТОНА В ТАНГЕНЦИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.М. Цвентух, С.А. Баренгольц

*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53*

Рассматривается динамика плазмы взрывоэмиссионного центра – эктона [1], как ячейки катодного пятна в приложенном внешнем тангенциальном к поверхности катода магнитном поле. Показано, что благодаря расширению плотной металлической плазмы вдоль поверхности поперек магнитного поля происходит поляризация плазменного сгустка, такая что дополнительный положительный заряд формируется на «обратной» стороне от центра и отрицательный – на «Амперовской» стороне. Так как движение катодного пятна представляет собой появление новых взрывоэмиссионных центров и отмирание старых, то добавочный положительный/отрицательный заряд у поверхности повышает/понижает вероятность появления новых взрывоэмиссионных центров на обратной/Амперовской стороне.

Следует отметить, что образующийся поляризационный ток $j_\varphi$ гораздо меньше Бомовского в центральной области (где плотность плазмы выше $10^{20}$см$^{-3}$, а пространственный размер ~$10^{-4}$см). Однако Бомовский ток спадает с радиусом, как и плотность плазмы пропорционально $r^{-2}$. Выделим условно три характерные области плазмы. Центральная область – содержащая основную плотность плазмы ($n$>$10^{20}$см$^{-3}$) имеющая размер $r$<$10^{-4}$см, здесь влияние магнитного поля пренебрежимо мало. Внешняя область – где плазма достаточно разрежена для того, чтобы электроны могли стать замагничены: $\omega_e\tau_e$~1 (плотность $n$<$10^{15}$-$10^{16}$см$^{-3}$, размер более $r$>$10^{-2}$см), здесь влияние магнитного поля таково, что возможно развитие МГД неустойчивостей. И средняя промежуточная область, где влияние магнитного поля выражается в поляризации плазмы (индуцировании поляризационного тока) при термическом расширении плазмы взрывоэмиссионного центра (со скоростью ~$10^6$см/с [2]).

Отметим также, что максимальный поток энергии из плазмы на поверхность катода благодаря току $j_\varphi$ гораздо меньше 100МВт/см$^2$, требуемого для инициирования плазмой новых центров на чистой поверхности [3]. То есть имеет смысл учесть дополнительное влияние избыточного заряда на поле у поверхности. Это наиболее просто сделать, используя аналог уравнения Маккоуна и задав увеличение/уменьшение объемного положительного заряда на границе слоя через увеличение/уменьшение ионной плотности на обратной/Амперовской стороне. Далее можно вычислить плотность тока автоэмиссии $j$. Затем – вычислить время задержки до омического взрыва $t_{ec}$~$h/j^2$ – время инициирования нового взрывоэмиссионного центра – эктона ($h$ – интеграл действия $h$~$10^9$с*А$^2$/см$^4$).

Характер движения катодного пятна – появления новых взрывоэмиссионных центров, как известно, имеет случайный характер с характерным коэффициентом диффузии $r^2/\tau$~1 см$^2$/с. Наложение внешнего поля приводит к спрямлению траектории. Примем в качестве скорости движения эктона величину $x/10^{-8}$с, где $x$ – ширина области от границы взрывоэмиссионного центра, где время задержки $t_{ec}$ менее 10нс. Тогда оцененная таким образом скорость направленного движения (в «обратном» направлении) $v_{retr}$ составляет примерно $v_{retr} \sim B$, где $v_{retr}$ задано в [см/с], а поле $B$ – в [Гс].

## Литература

[1]. Месяц Г.А., Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука 2000; Месяц Г.А., УФН 165 601 (1995);
[2]. Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Шмелев Д.Л., ЖЭТФ 120 5(11) 1227 (2001).
[3]. Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Цвентух М.М., ЖЭТФ 134 6(12) 1213 (2008).

# СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВОЙСТВ ПЛЕНОК ОСАЖДЕННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-10

Грашин С.А., Будаев В.П., Карпов А.В., Камнева С.А., Проняев А.В., Химченко Л.Н.

*РНЦ Курчатовский институт, Москва, Россия, e-mail: grashin@nfi.kiae.ru*

Интенсивная эрозия материалов первой стенки вакуумной камеры в токамаке под воздействием плазмы приводит к осаждению пленок с аморфной структурой. Большое количество пленок, обнаруженных в токамаках и других термоядерных установках, характеризуется значительной неоднородностью, пористостью и имеют глобулярную, колоннообразную форму, форму в виде цветной капусты. Поверхность таких пленок имеет неоднородности с масштабами от 10 нм до 10 мкм. Типичные свойства таких пленок – стохастическая топография поверхности, иерархическая гранулярность [1]. Повышенная пористость таких пленок может приводить к повышенной сорбции рабочего газа в токамаке, что в реакторе-токамаке может приводить к аккумуляции радиоактивного трития выше допустимого уровня.

В докладе представлены результаты микроскопического исследования пористых аморфных углеводородных пленок из токамака Т-10, полученных при осаждении из плазмы. Исследования поверхности проведены на масштабах от ~10 нм до ~10 мкм методами электронной микроскопии, сканирующим туннельным микроскопом, профилометром на основе атомно-силового микроскопа. Проведен статистический анализ шероховатости поверхности различных типов пленок из токамака Т-10. Исследовался состав осажденных пленок, их сорбционные свойства. Проведены сравнения полученных результатов с данными исследования пленок из других токамаков и плазменных установок (КСПУ и Нагдис-II).

**Литература**

[1]. Будаев В.П., Химченко Л.Н. Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез. Вып.3. 2008, С.34-61.

# ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ, РАДИАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ТОКАМАКЕ Т-10

В.А. Вершков, С.А. Грашин, Л.Г. Елисеев, С.Е. Лысенко, В.А. Маврин, А.В. Мельников, С.В. Перфилов, Р.В. Шурыгин, Д.А. Шелухин, Л.И. Крупник*, А.И. Жежера*, А.Д. Комаров*, А.С. Козачок*

*ИФТ РНЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, Россия, grashin@nfi.kiae.ru*
**ННЦ "ХФТИ", Харьков, Украина*

На токамаке Т-10 ($R$ = 1.5 м, $a$ = 0.3 м) проведены исследования потенциала горячей зоны плазмы φ при омическом и ЭЦР-нагреве. Диапазон параметров разряда был значительно расширен по сравнению с [1]: тороидальное магнитное поле $B_0$ = 1.5 - 2.4 Тл, ток $I_p$ = 140 – 250 кА, плотность $\bar{n}_e = (0.7\text{-}3)\times10^{19}$ м$^{-3}$, ЭЦР мощность $P_{EC}$ = 0.4 – 1.6 МВт с центральным и нецентральным вкладом. Была исследована стационарная фаза разряда и фаза подъема тока и плотности. Для измерений φ было использовано зондирование пучком тяжелых ионов (HIBP). Турбулентность горячей зоны была исследована корреляционной рефлектометрией (CR) [2]. Обе диагностики были значительно модернизированы. В HIBP была поднята энергия пучка $Tl^+$ до 300 кэВ, а ток пучка до 200 мкА, что позволило вести наблюдения при высокой плотности и в широком радиальном диапазоне. В CR были установлены новые антенны на внутренней части тора, вдоль тора и в одном патрубке с HIBP. Кроме того, вблизи лимитера потенциал и плотность плазмы измерялись ленгмюровскими зондами.

Показано, что в омических разрядах потенциал имеет отрицательный знак. При увеличении плотности потенциал уходит глубже в отрицательную область. При включении ЭЦР нагрева, наоборот, глубина потенциальной ямы заметно снижается (на 200 – 300 В). При увеличении электронной температуры абсолютная величина потенциала уменьшается. По наклону кривой потенциала можно оценить среднее радиальное электрическое поле, составляющее $E_r$ = -50 – -80 В/см в омических разрядах и -10 – -30 В/см при ЭЦРН. При включении ЭЦРН полоидальное вращение турбулентности плазмы замедляется. Были проведены измерения вращения в градиентной зоне ($1<q<2$). Дрейфовая скорость вращения $V_{E\times B}$, выведенная из профиля потенциала по HIBP, и скорость вращения турбулентности, найденная корреляционной рефлектометрией, оказываются сравнимыми.

Измерены зависимости потенциала от тока, магнитного поля, запаса устойчивости, плотности, мощности и зоны ЭЦР нагрева. Результаты измерений будут представлены на конференции.

Работа поддержана грантами ФАНИ 02.740.11.5062, РФФИ 08-02-90468-Укр, 08-02-01326, NWO-RFBR 047.018.002.

**Литература**

[1]. Perfilov S.V. et al., 34th EPS Conf. on Plasma Phys. Warsaw, 2007, P-2.058.
[2]. Вершков В.А. и др. Доклад на этой конференции.

# ИМПУЛЬСНАЯ МГД-АКТИВНОСТЬ ПЛАЗМЫ УСТАНОВКИ ГОЛ-3 НА СТАДИИ ОСТЫВАНИЯ

А.В. Судников[*,**], А.В. Бурдаков[*], И.А. Иванов[*], М.А. Макаров[*], К.И. Меклер[*], С.В. Полосаткин[*], В.В. Поступаев[*], А.Ф. Ровенских[*], С.Л. Синицкий[*]

[*]*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск*
[**]*Новосибирский государственный университет, e-mail: Sudnikov.Tony@gmail.com*

В ходе экспериментов по удержанию плотной горячей плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 были обнаружены признаки МГД-активности плазмы на стадии ее остывания в отсутствие полного тока по плазменному шнуру, проявляющиеся в виде коротких всплесков магнитного поля, диагностируемых при помощи зондов Мирнова и неинтегрирующих диамагнитных петель. Всплески представляют собой быстрозатухающие (менее 5 периодов) колебания магнитного поля с основной частотой ~ 0.1 ÷ 1 МГц; модовая локализация позволяет предполагать, что возмущение представляет собой смещенную относительно центра трубку достаточно малого радиуса с током ~ 1 ÷ 50 А.

Была обнаружена универсальная степенная зависимость с показателем $\alpha = 1.87$ амплитуды таких всплесков от вероятности их появления. Стоит отметить, что в каждом эксперименте реализуется достаточно узкий отрезок данной зависимости; наибольшие значения амплитуд колебаний наблюдаются в случае низкого диамагнетизма, что, вероятно, можно связать с высокими потерями энергии из плазмы. Кроме того, количество и средняя амплитуда импульсов сильно зависят от условий стабилизации релятивистского электронного пучка и плазменного шнура в области выходной пробки, что позволяет выдвинуть предположение о достаточно малом продольном волновом числе данных возмущений.

На основе указанных факторов можно выдвинуть следующие предположения о природе наблюдаемого эффекта:

- к нескомпенсированности магнитного поля может приводить резистивное перезамыкание устойчивых токовых структур. Данные структуры, имеющие форму сильно вытянутого тороида, образуются в плазме в ходе инжекции релятивистского электронного пучка за счет его замыкания в области концевых пробок с обратным током, текущим по границе области, занятой пучком. Оценки проводимости плазмы показывают, что затухание подобной структуры за счет скинирования протекающих во встречных направлениях токов происходит за время порядка всей длительности эксперимента. Количество возникающих импульсов может объясняться филаментацией тока.
- данное явление может также вызываться эффективным снижением продольной проводимости плазмы за счет возникновения локализованных по длине турбулентных областей с поперечным сечением, меньшим диаметра плазменного шнура.

Оба этих механизма ведут к снижению подавления поперечного транспорта энергии, второй же может также сказываться на продольных потерях; что непосредственно влияет на энергетическое время жизни плазмы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы № 30 Президиума РАН, президентского гранта МД-2995.2009.2, Рособразования РНП ВШ 2.1.1/3983, ФЦП «Кадры инновационной России».

# КРИТЕРИЙ ПЕРЕХОДА В РЕЖИМ С УЛУЧШЕННЫМ УДЕРЖАНИЕМ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

О.И. Федянин, Д.Г. Васильков, Д.К. Акулина, Г.С. Воронов

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, vasilkov@fpl.gpi.ru*

Для измерения энергии плазмы и поглощенной мощности нагрева в стеллараторе Л-2М используется комбинированная диамагнитная диагностика, объединяющая традиционный диамагнитный метод и метод измерения полей равновесия [1]. Данные методики позволяют получать различные экспериментальные данные, связанные с энергобалансом плазмы. В настоящей работе анализ энергобаланса плазмы проводился с целью обнаружения транспортного барьера в одной из экспериментальных серий.

Режим улучшенного удержания плазмы с образованием внешнего транспортного барьера (ЕТВ) на стеллараторе Л-2М в режиме ЭЦР-нагрева был обнаружен при анализе краевой области профилей температуры плазмы, измеренной методом спектроскопии примесных ионов [2], однако точный критерий условий разряда для перехода в данный режим не был получен. В результате анализа энергобаланса плазмы установлено, что энергия плазмы в стационарном состоянии может быть хорошо описана произведением степенных функций плотности плазмы $n_e$, мощности нагрева P и угла вращательного преобразования ι: $W = W_0\, n_e^{\alpha n} P^{\alpha p} \iota^{\alpha \iota}$. В экспериментальной серии, в которой был отмечен режим улучшенного удержания, наблюдается превышение экспериментально измеренной энергии плазмы W над стандартным скейлингом Л-2М $W051 = 54.5\, P^{0.305}\, n_e^{0.714}$, фактор превышения DW=W/W051 составляет 20-25 %. Чтобы исключить случайные отклонения от регулярных изменений анализируемых параметров, при анализе данных применялся метод пошагового сравнения, то есть рассматривались параметры импульсов в порядке их записи [3].

В условиях стелларатора Л-2М при анализе энергобаланса наиболее оптимальным параметром оказывается энергетическое время жизни $\tau_E$. Скейлинг W051 имеет следующий вид для параметра $\tau_E$ =W/P: $\tau_{E051} = 54.5*(n_e/P)^{0.7}$, фактор превышения $D = W/W051 \equiv \tau_E/\tau_{E051}$. Переход к анализу энергобаланса Л-2М по сравнению поведения энергетического время жизни $\tau_E$ дает определенные преимущества: во первых, смысл фактора превышения остается универсальным, во-вторых, отношение $n_e/P$, определяющее $\tau_{E051}$, становится единственной макроскопической переменной для определения условий существования фактора превышения D≥1. Для более точного определения области существования D≥1 проведены исследования зависимости фактора превышения D от $\tau_{E051}$. Согласно анализу экспериментальных результатов, область существования ЕТВ (D≥1.) определяется интервалом $\tau_{E051}$ : $2<\tau_{E051}<3.6$ мс, в данной области мощность и плотность принимают значения соответственно $90 <P<180$ кВт и $1.1<n_e<2.2*10^{-19}$ см$^{-3}$.

В качестве следующего этапа следует изучить возможное влияние других параметров плазмы на формировании фактора превышения D.

Работа поддержана грантом НШ 452-2008-2.

**Литература.**

[1]. О.И. Федянин и др., Физика плазмы, Т.33, №10, 880-890 (2007).
[2]. Г.С. Воронов и др., Прикладная физика, №6, 48-53 (2008).
[3]. О.И. Федянин, Д.Г. Васильков и др., Тезисы докладов XXXVI Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2009, С. 92

# О ВЗАИМОСВЯЗИ МЕЖДУ ОБРАЩЕННЫМ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ И РАЦИОНАЛЬНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ НЕВЫСОКОГО ПОРЯДКА НА КРАЮ ПЛАЗМЫ

С.В. Щепетов, Ю.В. Хольнов, Д.Г. Васильков

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, vasilkov@fpl.gpi.ru*

В экспериментах на стеллараторе Л-2М измерение турбулентного потока проводится с помощью системы Ленгмюровских зондов. Обнаружено, что направление среднего турбулентного потока различно на разных радиусах вблизи края плазмы. Поток направлен наружу в области, лежащей между сепаратрисой и рациональной магнитной поверхностью, на которой угол вращательного преобразования $\mu$ принимает значение 3/4. В области, лежащей между поверхностями с $\mu = 3/4$ и $\mu = 2/3$, поток меняет свое направление, в данной области на протяжении стадии ЭЦР-нагрева он направлен внутрь. В областях, лежащих ближе к центру плазмы, также наблюдаются изменения направления потока. Во всех рассмотренных случаях в области, где турбулентный поток направлен внутрь, присутствуют симметричные электромагнитные колебания в диапазоне частот 1-3 кГц. После быстрого перехода в режим с улучшенным удержанием турбулентный поток падает по амплитуде, но сохраняет свое направление [1]. Область существования симметричной низкочастотной моды расширяется после перехода в зону между упомянутыми выше рациональными магнитными поверхностями. Существует верхний порог по электронной плотности плазмы, выше которого явление обращенного потока не наблюдается. Рассматриваются различные гипотезы природы данного явления.

Работа поддержана грантом НШ 452-2008-2.

**Литература.**

[1]. S.V. Shchepetov et al, 2008 Plasma Phys. Control. Fusion **50** 045001

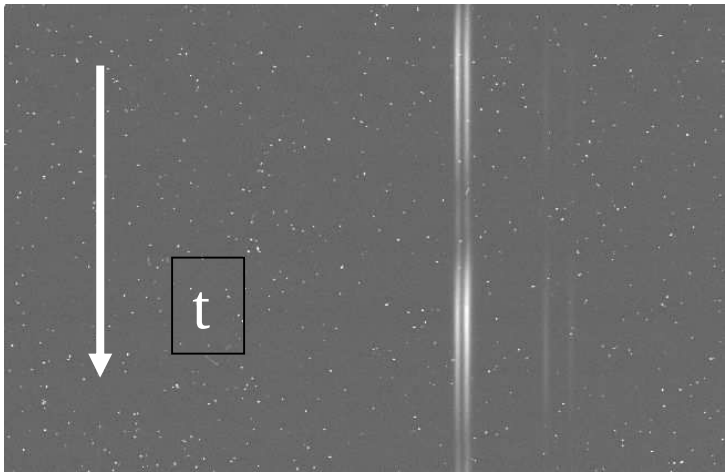
# ИЗМЕРЕНИЯ И КОНТРОЛЬ СОДЕРЖАНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА И ДЕЙТЕРИЯ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

Г.С. Воронов, М.С. Бережецкий

*Институт Общей Физики им. А.М.Прохорова РАН, e-mail: voronov@fpl.gpi.ru*

Время удержания энергии в токамаках и стеллараторах наряду с другими параметрами зависит также и от массы основного иона. По скэйлингу ITER $\tau_E \sim M^{0.19}$ , по стеллараторному скэйлингу ISS04 $\tau_E \sim M^{0.01}$. Эти зависимости отражают результат совместного действия различных механизмов неоклассического и турбулентного переноса. Зависимость от массы иона для отдельных механизмов переноса варьируется в широких пределах от $\sim M^{-0.5}$ до $\sim M^{0.5}$. Изучение изотопного эффекта может дать полезную информацию о влиянии отдельных механизмов переноса на удержание энергии и частиц. В настоящей работе изучалась методика измерений и контроля изотопного состава плазмы, состоящей из водорода и дейтерия.

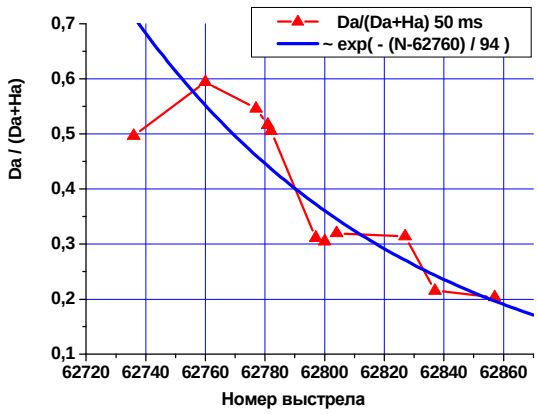
Измерения проводились с помощью комплекса спектральной аппаратуры стелларатора Л-2М, обладающего достаточно высоким спектральным ($\Delta\lambda$~0.04 нм), временным (~ 2 мс) и пространственным (~0.2 см) разрешением. На рис.1 показан участок спектра вблизи линии Hα при омическом разряде в плазме из смеси водорода и дейтерия.




Dα Hα CII CII

Дейтерий инжектировася с помощью импульсного клапана. Водород поступал из стенок камеры в результате рециклинга. На рисунке показаны 2 кадра с экспозицией 10 мс. Видно, что с течением разряда концентрация D убывает, а концентрация H растет.

По мере "отстрела" в последовательности омических разрядов содержание H в стенке камеры уменьшается. Относительная концентрация изотопа водорода H/(D+H) уменьшается по экспоненте с постоянной ~ 94 разряда H/(D+H) ~ exp(- N/94), N – количество разрядов после замены инжектируемого газа.




Это дает возможность оперативной замены рабочего газа в ходе эксперимента.

Измерение и контроль изотопного состава рабочего газа важны для экспериментов по ИЦРН с малой добавкой.

Сравнение параметров водородной и дейтериевой плазмы при одинаковых прочих условиях может быть полезным для измерения скэйлингов времени удержания плазмы по безразмерным параметрам

# ПЕРВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ О-МОДОВЫМ РЕФЛЕКТОМЕТРОМ СО СТОРОНЫ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, Л.А. Есипов, А.Ю. Степанов

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия, e-mail: a.altuhov@mail.ioffe.ru*

Исследование зависимости полоидальной асимметрии коротковолновой дрейфовой турбулентности (с масштабами меньше и порядка ионного ларморовского радиуса) на токамаках с различными большими радиусами, токами и плотностями от времени удержания энергии может позволить выявить физические механизмы локально доминирующих типов переноса: электронного либо ионного. Для исследования параметров турбулентности удобно использовать микроволновую рефлектометрию, применяя как обычную схему супергетеродинного приема, так и радиальную корреляционную модификацию. Отдельной задачей является исследование профиля скорости полоидального вращения плазмы с помощью полоидального корреляционного рефлектометра для сравнения с результатами измерений другими диагностиками, реализованными на токамаке ФТ-2.

Исследование параметров флуктуаций плотности проводилось на установке с относительно малым радиусом – токамаке ФТ-2 ($R$ = 55 см; $a$ = 7.9 см; $B_t$ = 2.2 Тл), где со стороны сильного магнитного поля существует антенная группировка, используемая для тестовых измерений полоидального корреляционного рефлектометра работающего в обыкновенной поляризации в $K_a$ диапазоне. Особенностью апробируемого полоидального рефлектометра является несимметричность схемы зондирования-приема относительно полоидального направления – две рупорные антенны с круглым сечением с диаметрами апертуры 15 мм расположены на экваторе, а третья с диаметром апертуры 18 мм приподнята над ними на 16 мм. При этом именно одна из экваториальных антенн используется для зондирования, а рассеянные сигналы, принятые остальными антеннами, детектируются с помощью двух гомодинных каналов.

Первые корреляционные измерения, выполненные в омическом режиме разряда при токе $I_p$ = 30 кА, электронной температуре $T_e(0) < 600$ эВ, ионной температуре $T_i(0) < 140$ эВ и плотности $n_e(0) < 3\times10^{13}$ см$^{-3}$, позволили из зависимости кросс-фазы двух сигналов от частоты рассеивающих флуктуаций оценить их полоидальные фазовые скорости для различных радиальных положений отсечки в диапазоне $r$ = 4 – 7 см. Изменение кросс-фазы двух сигналов для низких частот (в диапазоне 35–63 кГц) (при уровне когерентности, превышающей шумовой уровень в 2–5 раз) показало наличие шира полоидальной скорости на периферии плазмы. На масштабе 1–1.5 см скорость падала от 4.8 км/с до 0.5 км/с.

Незначительные изменения волноводной схемы и использование второго СВЧ генератора позволили реализовать в одном из каналов супергетеродинную схему приема, позволившую оценить амплитудный и частотный диапазоны спектров рассеяния и их форму на различных радиусах с тем, чтобы разработать как квадратурную схему измерений, так и радиальную корреляционную схему с двухчастотным зондированием.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-00895, 09-02-00453, 10-02-00631 и гранта РФФИ – NWO Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant 047.018.002).

# ОСОБЕННОСТИ КАЛИБРОВКИ ДИАГНОСТИКИ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ВРЕМЕНИ УДЕРЖАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

Г.С. Воронов, И.А. Гришина, В.П. Наливайко*

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
**Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия*

На стелларатореЛ-2М разработана методика, позволяющая измерять время жизни электронов плазмы по данным спектроскопических измерений и дающая возможность следить за изменением его в различных режимах удержания плазмы, в том числе и при образовании краевых транспортных барьеров [1]. В эксперименте регистрируется временная зависимость интегральной интенсивности свечения линии водорода $H_\alpha$ ($\lambda$ = 6563 Å) по одной из центральных хорд. Благодаря известному свойству атома водорода – постоянству отношения скорости ионизации к скорости возбуждения линии $H_\alpha$ электронным ударом в широком диапазоне значений электронной температуры – эти измерения дают информацию о поступлении электронов в плазму за счет ионизации атомов водорода. А уход электронов через границу плазмы характеризуется временем удержания электронов. В рамках данной модели время удержания электронов может быть вычислено по данным измерения свечения линии $H_\alpha$

Данный метод определения времени удержания электронов плазмы нуждается в калибровке – определении численного коэффициента, связывающего интегральную интенсивность свечения линии $H_\alpha$ с количеством электронов, поступающих в плазму за счет ионизации атомов водорода. Этот коэффициент может быть определен, исходя из экспериментальных данных, для каждого рабочего выстрела и учитывает все экспериментальные факторы, влияющие на калибровку сигнала $H_\alpha$.

Для калибровки может быть использован первый пик на сигнале $H_\alpha$, соответствующий выгоранию линии $H_\alpha$. На этом этапе рост полного числа имеющихся в плазме электронов обусловлен преимущественно ионизацией атомов водорода, находящихся первоначально в объеме камеры. Когда все эти атомы водорода ионизованы, рост числа электронов прекращается, выходя на стационарное значение. В этот момент можно определить интересующий нас численный коэффициент, привлекая данные измерения интегральной хордовой плотности электронов плазмы (интерферометр на длине волны $\lambda$ = 2,1 мм).

Вопрос о правомерности использования данного метода калибровки диагностики был проверен экспериментально. В работе сравниваются между собой данные измерения времени жизни электронов, полученные в сходных по условиям формирования плазмы разрядах. При этом измерения проводились в различных сечениях плазменного шнура по различным хордам (вертикальная и горизонтальная) с помощью разных спектральных приборов. Измерения показали, что времена удержания электронов для выстрелов со сходными глобальными параметрами и условиями формирования, но измеренные различными способами, совпадают в пределах ошибок, хотя численные коэффициенты пропорциональности между величиной интегральной интенсивности свечения линии $H_\alpha$ и количеством электронов, поступающих в плазму за счет ионизации атомов водорода, могут при этом существенно отличаться.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант 08-02-00651-а.

**Литература.**

[1]. Г.С. Воронов, И.А. Гришина, В.П. Наливайко, Измерение времени удержания частиц в стелларатореЛ-2М, Физика плазмы, 2010 №4 (в печати)

# ТЕПЛОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ТОКАМАКЕ

Мережкин В.Г.

*РНЦ Курчатовский институт, Москва, РФ, vitm@mail.ru*

Известно, что флуктуации плотности электронов в обычных проводниках в замкнутой электрической цепи могут вызывать в элементах этой цепи переменные токи и напряжения в достаточно широкой области частот: в акустическом, радио и СВЧ диапазонах, - спектральная функция которых g(ω) практически не должна зависеть от частоты ω при значениях $\hbar\omega << kT$ [1]. Генерируемая в линейной цепи интенсивность «белого шума» очень мала: в фиксированных интервалах Δω флуктуационная мощность p(ω) пропорциональна энергии ½ kT, а интегральная ее величина, $P_\Sigma$, в диапазоне частот от 0 до квантовой области $\hbar\omega/kT \geq 1$ не должна превышать ~ $0.5\ 10^{-7}$ Ватт при T = $300^o$ K (~ 0.03 эВ).

В работе [1] приводится вывод квантовой формулы Найквиста для мощности белого шума в LCR контуре, а также для простой замкнутой цепи, состоящей только из двух проводников, в каждом из которых имеется распределенное сопротивление R = Z/2, где Z – импеданс цепи. Полная мощность, генерируемая в одном проводнике этой цепи, согласно определению среднего по времени квадрата напряжения $<\varepsilon^2> = 4\pi\int_0^\infty |\varepsilon_\omega|^2\, d\omega$ , находится из равенств

$$P_\Sigma = \int_0^\infty \frac{Rg(\omega)d\omega}{|Z|^2} = \frac{\langle\varepsilon^2\rangle}{4R} = \frac{\pi}{12\hbar}(kT)^2 .$$

Мощность флуктуаций в линейных цепях в низкочастотном пределе $\hbar\omega << kT$ рассчитывается как из формулы Найквиста для спектральной функции $g(\omega)=(2/\pi)\ kT\times R$ при R = const, так из флуктуационно-диссипативной (ФД) теоремы [2]. Основываясь на формуле Найквиста или ФД теореме можно получить грубые оценки генерируемой мощности $P_\Sigma$, как и интенсивности флуктуаций $(B^2)_w$, для небольших ≥ 1 $см^3$ выделенных объемов плазмы в токамаке, например, в виде тонких плазменных шнуров с радиусом $r \sim r_D$, замыкающихся сами на себя после одного или нескольких обходов тора. Поскольку формула Найквиста дает параметры g(ω) и $P_\Sigma$ пропорциональные энергии одной степени свободы системы, то при изменении объема плазмы в шнуре только за счет его сечения, мы найдем одну и ту же величину $P_\Sigma \approx 15$ Ватт для омического режима в Т-10, где $T_e(a/2) \sim 500$ эВ. Отсюда следует, что флуктуации электромагнитного поля в тонком шнуре должны расти с уменьшением его сечения, как $1/r^2$, если скачки напряжения и тока окажутся сфазированными по всей длине шнура или на значительной части его длины. Если это действительно так, то флуктуации напряженности полей $E_\omega$ и $B_\omega$ в тонком слое на магнитной поверхности в токамаке могли бы вызвать размыкание банановой орбиты электрона, ширина которой $\Delta_b^e \sim 0.1$ мм в несколько раз меньше дебаевского радиуса $r_D$ и на порядок меньше бесстолкновительного скин-слоя $\Lambda = c/\omega_{pe}$. В работе [3] было показано, что два параметра $\Lambda^2$ и баунс частота запертого электрона $1/\tau_b^e$ дают значения коэффициентов D и $\chi_e$ достаточно близкие к коэффициентам $D^{an}$ и $\chi_e^{an}$ в транспортной модели Т-11.

Основываясь только на формуле Найквиста, сейчас нельзя дать более точной оценки величины $P_\Sigma$ и амплитуды флуктуаций поля $B_\omega$ из-за нарушения неравенства $\omega^{max} << \nu_{ei}$ в токамаке, где частота кулоновских столкновений $\nu_{ei}$ всегда много ниже, чем в металлах.

**Литература**

[1]. В. Л. Гинзбург, УФН, **46**, с. 348 (1952).
[2]. Е.М. Лифшиц и Л.П. Питаевский. Статистическая физика, часть 2, Физматлит, 2004.
[3]. В.Г. Мережкин, Физика плазмы, **35**, №6, с. 499 (2009).

# УСТАНОВКА ГДЛ: ОЧЕРЕДНОЙ ЭТАП МОДЕРНИЗАЦИИ И ДОСТИГНУТЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, А.С. Донин, К.В. Зайцев, А.А. Иванов, К.Ю. Кириллов, Ю.В. Коваленко, М.С. Коржавина, Э.П. Кругляков, А.А. Лизунов, А.В. Львовский, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько, А.Н. Пушкарева, В.Я. Савкин, А.Л. Соломахин

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, РФ*

В 2009 году завершена модернизация системы атомарной инжекции установки ГДЛ [1], которая в настоящее время состоит из восьми инжекторных модулей с геометрической фокусировкой и суммарной мощностью пучков атомарного водорода или дейтерия до 5 МВт при длительности работы 5 мс. Кроме того, система питания магнитного поля усилена дополнительным емкостным накопителем, что позволяет увеличить магнитное поле в центральной плоскости ГДЛ с 0.3 до 0.35 Т или пробочное отношение с 30 до 50.

Увеличенная мощность атомарных пучков, использование метода вихревого удержания [2,3] и оптимизированная инжекция холодного газа для поддержания баланса частиц и обеспечения стационарного состояния позволили достичь устойчивых режимов удержания с $\beta\approx0.6$ и температурой электронов до 190 эВ, что следует из измерений при помощи пучково-спектроскопической диагностики и данных лазерного рассеяния. Анализ глобального баланса энергии показывает, что потери энергии определяются, в основном, продольным газодинамическим истечением.

В докладе будут представлены следующие результаты, полученные в стационарных режимах с увеличенной мощностью атомарной инжекции и высоким значением параметра $\beta$:

- результаты измерения локального диамагнетизма плазмы;
- результаты изучения локального баланса частиц и энергии;
- результаты изучения равновесия и устойчивости популяции горячих ионов, образовавшихся в результате захвата атомарных пучков.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов: РФФИ: № 09-08-00137-а, № 09-08-13746-офи_ц, № 08-02-13545-офи_ц, а также Федерального агентства по образованию в рамках Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 г», Госконтракты № П969 от 20 августа 2009 г. и № П1580 от 10 сентября 2009 г..

**Литература**

[1]. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., Kudryavtsev A.M., Tsidulko Yu.A., Andriyash A.V., Lukin A.I., Zouev Yu.N., Fusion Engineering and Design, 2004, v.70, pp. 13-33.

[2]. Солдаткина Е.И., Багрянский П.А., Соломахин А.Л., Физика плазмы, 2008, т.34, No. 4, с. 291-296.

[3]. A.D.Beklemishev, Shear Flow Effects in Open Traps, Theory of Fusion Plasmas, AIP Conference Proceedings 1069 (2008) pp.3-14

# ПЕРЕХОД В РЕЖИМ УЛУЧШЕННОГО УДЕРЖАНИЯ В ТОРСАТРОНЕ У-3М В РЕЖИМЕ РЕДКИХ ЧАСТОТ СОУДАРЕНИЙ

Пашнев В.К., Сороковой Э.Л., Бережный В.Л., Бондаренко В.Н., Бурченко П.Я., Волков Е.Д., Григорьева Л.И., Заманов Н.В., Коновалов В.Г., Кулага А.Е., Лозин А.В., Миронов Ю.К., Славный А.С., Цыбенко С.А., Чечкин В.В.

*Институт физики плазмы, Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Академическая ул.1, 61108 Харьков, Украина,*
*e-mail: pashnev@ipp.kharkov.ua*

В экспериментах на торсатроне У-3М в режиме ВЧ-нагрева, в области редких частот столкновений частиц плазмы, проведены измерения основных параметров плазмы и энергетического времени жизни. В течение исследуемых импульсов в момент достижения плотностью электронов значения близкого $\bar{n}_e \approx 1{,}2\text{x}10^{18}$ м$^{-3}$ наблюдается начало резкого увеличения энергосодержания плазмы и происходит переход в режим улучшенного энергоудержания (далее – “ переход”). Энергетическое время жизни перед переходом составляет $\tau_E =$ 2,6 мсек, перед выключением ВЧ-мощности $\tau_E \approx$ 4,5 мсек. Величина мощности приходящейся на одну частицу в момент перехода составляет $W/\bar{n}_e V = 0{,}22\text{x}10^{-19}$ МВт/частицу. Показано, что большая часть энергии запасена в электронной компоненте; после перехода соотношение между энергией запасенной в электронной и ионной компонентах сохраняется. В исследуемом разряде наблюдается процесс самоочистки плазмы от примесей.

# ТРЁХМЕРНЫЕ БЕССИЛОВЫЕ РАВНОВЕСИЯ В ОТКРЫТОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ЛОВУШКЕ С ТОКОМ

А.Д. Беклемишев

*Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН,*
*Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, РФ, e-mail: bekl@bk.ru*

Существует качественная разница между решениями уравнений равновесия в замкнутых (тороидальных) и в открытых магнитных конфигурациях. Дело в том, что уравнения равновесия содержат производные вдоль магнитного поля, в частности, $\vec{B}\nabla P = 0$, $\vec{B}\nabla \psi = 0$, и в тороидальных системах требование периодичности решения по азимуту вокруг тора порождает совершенно конкретные особенности решений. Например, такой принципиальный для удержания плазмы эффект, как наличие или отсутствие магнитных поверхностей, является чисто тороидальным. Действительно, в открытой ловушке всегда можно выбрать трубку силовых линий, и её поверхность будет выстлана силовыми линиями, т.е., аналог магнитной поверхности существует всегда. Поэтому, в отличие от тора, в открытой ловушке стохастизация магнитных силовых линий невозможна. Однако возможны равновесия, форма которых существенно меняется вдоль ловушки и определяется граничными условиями.

В работе исследуются бессиловые равновесия в системе типа ГОЛ-3, в которой основной токовый канал проходит по оси системы, однако он окружён трубкой обратного тока. Показано, что уравнение для изменения продольной компоненты векторного потенциала вдоль оси ловушки полностью аналогично уравнению для эволюции во времени электростатического потенциала в однородной плазме в однородном магнитном поле, т.е., уравнению, описывающему вихри и неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. При этом аналогом радиального профиля плотности тока является профиль скорости ExB-дрейфа, т.е., при наличии обратного трубчатого тока выполняются необходимые условия для реализации аналога неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, но не для течения, а для равновесного магнитного поля вдоль ловушки! Следовательно, при наличии малых отклонений от осевой симметрии на входе в ловушку, возмущения могут нарастать вдоль неё с образованием завихрений и спиральных рукавов в сечении магнитной поверхности, также как это происходит в неустойчивом течении жидкости.

Проведённые численные расчёты подтверждают этот тезис и находятся в качественном соответствии с экспериментальными данными ГОЛ-3.

# НАБЛЮДЕНИЕ ФИЛАМЕНТОВ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М МЕТОДОМ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

В.В. Буланин, *В.К. Гусев, *С.В. Крикунов, *Г.С. Курскиев, *М.М. Ларионов, *В.Б. Минаев, *М.И. Патров, А.В. Петров, *Ю.В. Петров, *Н.В. Сахаров, *С.Ю. Толстяков, А.Ю. Яшин

*Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: bulanin@phtf.stu.neva.ru*
**Учреждение Российской Академии Наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

В соответствие с программой работ по токамаку ITER в настоящее время активно исследуются нитевидные возмущения плотности плазмы, возникающие в периферийной области токамаков [1], [2]. Эти образования, которые получили название филаменты, сопровождают в H-моде развитие периферийных локализованных мод (ELM), а также наблюдаются в L-режиме удержания плазмы и в периоды между развитием ELM [2]. Филаменты, которые, как полагают, являются результатом нелинейного развития перестановочной неустойчивости или неустойчивости баллонного типа, наиболее детально были исследованы на сферическом токамаке оптическими методами и с помощью зондов [2]. В данной работе впервые была показана возможность использования допплеровской рефлектометрии для определения характеристик филаментов на сферическом токамаке Глобус-М.

Допплеровская рефлектометрия, основанная на регистрации излучения обратно рассеянного на флуктуациях плазмы при наклонном падении зондирующего СВЧ пучка [3], была направлена на измерение на периферии разряда скорости флуктуаций в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, по допплеровскому смещению спектров обратно рассеянного излучения. В процессе таких измерений в некоторые моменты времени было отмечено появление узкополосных спектров рассеянного излучения с большим (до 800 кГц) допплеровским смещением. Исследование непосредственно сигналов квадратурного детектора рассеянного излучения показало, что узкополосным спектрам соответствуют цуги интенсивных квазикогерентных колебаний. Наблюдаемые квазикогерентные биения различной длительности и частоты можно интерпретировать, как результат рассеяния на филаментах, двигающихся в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля со скоростями до 10 км/с. Поперечные размеры обнаруженных возмущений должны составлять менее 1-2 см. Размеры филаментов, их поперечная скорость, частота их следования исследовались и сравнивались для областей вне и внутри последней замкнутой магнитной поверхности в омических режимах разряда и при инжекции быстрых нейтральных атомов водорода и дейтерия. По своим характеристикам обнаруженные возмущения плотности плазмы отличаются от возникающих регулярно филаментов в период развития ELM I рода и близки к филаментам, наблюдаемым на токамаке MAST в периоды между ELM I рода или в L-моде [2].

Исследование было выполнено при поддержке РФФИ (грант 09-02-00984) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы» проект 2.1.1/2454.

**Литература**

[1]. E.J. Doyle et. al. Nucl. Fusion Vol. 47.(2007) S18-S127
[2]. N Ben Ayed et. al. Plasma Phys. Control Fusion Vol. 51 (2009) 1-25
[3]. G D Conway et.al. Plasma Phys. Control. Fusion, 2004, Vol. 46**,** 951

# ОТКРЫТИЕ «АНТИГАУССОВОЙ» КВАНТОВОЙ СТАТИСТИКИ МЕНЯЕТ КАРТИНУ МИРА

Б.А. Трубников, *О.Б. Трубникова

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, batrub@nfi.kiae.ru*
**Институт биологии развития им. Н.К. Кольцова РАН, Москва, Россия*

Показано, что помимо двух хорошо известных квантовых статистик для фермионов и бозонов в природе встречается и третий тип статистики – «антигауссовский», который авторы назвали «мультикластерным бозе-распределением». Оно описывает множество таких объектов, которые находятся в своеобразной «ситуации конкуренции», стремясь повысить свой статистический вес. Он обязан быть целым числом, и его логарифм принято называть энтропией. Применительно к различным макроскопическим объектам требование максимума энтропии приводит к обоснованию многих известных, но не объяснённых ранее эмпирических закономерностей в виде «законов» Парето, Ципфа, Лотки, Кудрина, а также распределение галактик по массам.

# ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИИ КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ДИАГНОСТИКИ.

Березуцкий А.А., Воронин А.В., Гусев В.К., Курскиев Г.С., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Семёнов В.В.

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,*
*e mail: Gleb.Kurskiev@mail.ioffe.ru*

В докладе отражены результаты кинетических измерений основных параметров плазмы в 2008-2009 г.г. методом томсоновского рассеяния (ТР). Применение 20-и импульсного лазера с различной частотой следования импульсов (до 2 кГц) в составе диагностической системы ТР (5-ть пространственных точек) дало возможность приступить к исследованиям нового метода подачи рабочего вещества в плазму токамака путем инжекции плазменной струи со скоростями >100 км/с. Впервые комбинированный подход на основе ТР и двухракурсной видеозаписи (>4000 кадр/с) позволил получить данные об особенностях проникновения высокоскоростной плотной плазменной струи в плазменный шнур. Также в докладе приводятся результаты исследований процессов формирования профилей плотности и давления плазмы под воздействием импульсов нагрева плазмы.

Одновременно с программой исследования плазмы были выполнены работы по глубокой модернизации диагностики. Поскольку в сферических токамаках профили температуры и концентрации обладают заметной ассиметрией, необходимы данные о распределении температуры и концентрации электронов от внутренней до внешней границ плазмы. Проведенная работа направлена на увеличение числа пространственных каналов до 10 и измерение полных профилей температуры и концентрации электронов. Не менее приоритетной задачей является увеличение надежности и чувствительности диагностики, и, как следствие, увеличение точности измерений и расширение измеряемого диапазона $T_e$ и $n_e$. В ходе модернизации диагностики изменена геометрия наблюдения, реализована новая система сбора света. Также были разработаны и изготовлены светосильный объектив для работы в больших углах, компактные спектральные приборы на основе интерференционных фильтров и лавинных фотодиодов. Для передачи рассеянного лазерного излучения на входные объективы спектрометров подготовлены оптоволоконные линии. Реализованная система регистрации совместно с лазерным источником, позволяющим формировать произвольные временные сценарии генерации импульсов обеспечат исследования кинетических параметров плазмы в широкой программе исследований. Подобные измерения становятся особенно важными при исследовании режимов разряда с инжекцией высокоэнергетичной плазменной струи, режимов с нейтральной инжекцией и режимов с внутренними транспортными барьерами на токамаке Глобус-М. В докладе обсуждаются особенности калибровки диагностики и обработки экспериментальных результатов.

Работа выполняется в рамках госконтракта с Федеральным агентством по науке и инновациям № 02.518.11.7098 от 08 июня 2009 г. и при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00992-а.

**Литература.**

[1]. С.Ю.Толстяков и др. «Разработка диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М», ЖТФ, т.76, 7, 2006, с 27-33.

[2]. Воронин А.В., и др. «Снабжение топливом центральной плазменной зоны ГЛОБУС-М с помощью плазменной пушки», В сб. XXXVI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 9 – 13 февраля 2009 г., с. 90, Москва, 2009.

# ЧИСЛЕННАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИСТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ИЗ ЗЕРКАЛЬНОЙ ЛОВУШКИ

Д.И. Сковородин, А.Д. Беклемишев

*Институт ядерной физики им. ак. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия,*
*e-mail: A.D.Beklemishev@inp.nsk.su*
*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

В работе построена численная модель продольного истечения плазмы из зеркальной ловушки, описывающая переход от слабостолкновительного режима истечения к газодинамическому. Модель основана на итерационном решении нелинейного кинетического уравнения для ионов с учетом амбиполярного потенциала. Кинетическое уравнение решается в приближении коротких пробок, т.е. считается, что через пробочные узлы плазма истекает бесстолкновительно. Для расчетов в центральной части ловушки используется линеаризованный интеграл столкновений, полученный в пределе больших пробочных отношений. В газодинамическом пределе результаты, полученные при помощи модели, хорошо согласуются с полуаналитической моделью Мирнова-Ткаченко, а в слабостолкновительном – с формулой Будкера.

В недавних экспериментах [1] на установке ГДЛ в ИЯФ СО РАН была изучена эффективность использования амбиполярных пробок для подавления продольных потерь частиц и энергии из газодинамической ловушки. При этом наблюдалось неожиданно высокое подавление (более чем в пять раз при плотности горячих ионов всего в полтора-два раза выше фоновой), которое может быть связано с отличием режима истечения от газодинамического. При помощи созданной модели был проведен расчет эффективности амбиполярного подавления продольных потерь. Показано, что при уменьшении частоты столкновений эффективность подавления продольных потерь действительно становится выше, чем в газодинамическом режиме, однако этого эффекта недостаточно для того, чтобы объяснить результаты эксперимента.

**Литература**

[1]. А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, А.Д. Беклемишев, А.А. Иванов, А.В. Киреенко, К.Ю. Кириллов, М.С. Коржавина, А.А. Лизунов, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин. Подавление продольных потерь в ГДЛ с помощью амбиполярной пробки. // Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 9-13 февраля 2009. - с.47

# ПОПРАВКИ К МОДЕЛИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛОРЕНЦА-ДРУДЕ ПРИ УЧЕТЕ ДЕЙСТВИЯ СИЛЫ ЛОРЕНЦА

Черников Г.П.

*РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия, e-mail gencher60@rambler.ru*

В классической модели поляризации Лоренца-Друде [1-2] атомы или молекулы среды рассматриваются как линейные осцилляторы, диполи, с определенной частотой собственных колебаний и характерным временем затухания. Если через среду распространяется электромагнитная волна, то под воздействием ее электрического поля дипольные моменты молекул, а значит и макроскопический вектор поляризации среды осциллируют, что приводит к частотной дисперсии. Взаимодействие электромагнитного поля со средой в такой модели описывается линейными уравнениями Максвелла совместно с линейными уравнениями временной зависимости вектора поляризации, что позволяет в конечном виде, не численно, получать решения различных задач.

Модели поляризации с учетом силы Лоренца и взаимодействию электромагнитных волн с такой средой уже было уделено внимание, например в книге [2], но чисто иллюстративно: приведена соответствующая система уравнений в наиболее общем виде, без дальнейшего исследования. Эта система уравнений достаточно сложна и не сводится к чему-то обозримому даже для случая, когда поля зависят только от одной пространственной координаты и времени, кроме, как оказывается, одной ситуации, рассмотренной в данной работе. Решения типа бегущих волн описываются системой из 3-х (а в самом простом случае из 2-х) обыкновенных дифференциальных уравнений, в которых неизвестными функциями являются различные пространственные компоненты напряженности электрического поля. Все сказанное далее относится именно к этому случаю.

Основные результаты состоят в следующем. В данной модели, в отличие от классической, равна нулю только продольная компонента вектора электрической индукции, но не ее составляющие. Уравнение, описывающее эволюцию продольной компоненты вектора электрического поля, имевшее в модели Лоренца-Друде вид уравнения гармонического осциллятора с собственной частотой, при которой диэлектрическая проницаемость обращается в ноль, получает правую часть, определяемую производными поперечных компонент. Появляется своего рода источник накачки продольного поля. Этот эффект зависит от поляризации электромагнитной волны. Если волна поляризована по кругу, то никакого эффекта нет, а при линейной поляризации эффект максимален. Взаимодействие волны и среды кратко можно описать следующим образом: при вхождении в среду величина поперечных компонент полей несколько уменьшается и появляется малое продольное электрическое поле, с удвоенной частотой. Стоит отметить, что если бы в среде не было потерь, то накачка продольного поля при определенной частоте была бы резонансной.

Все вышесказанное относится к случаю, когда поля слабые, величина напряженности электрического поля в волне много-много меньше характерных напряженностей внутриатомных электрических полей. Сильные поля, сравнимые с внутриатомными, в силу умозрительности ситуации и наличия других, более важных физических эффектов при взаимодействии таких поле с веществом, не рассматривались.

**Литература**

[1]. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М: Наука, 1979

[2]. Денисов В.И. Введение в электродинамику материальных сред. М: Изд. МГУ, 1989

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ В ТОКАМАКЕ Т-10 МЕТОДОМ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

В.А. Вершков, Д.А. Шелухин, А.В. Хмара

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия,* stasyakh@gmail.com

Как показано многочисленными исследованиями, транспорт в токамаке является аномальным. Это затрудняет получение режимов с достаточным для самоподдерживающейся реакции удержанием. Повышенный (по сравнению с предсказаниями неоклассической теории) перенос связан с различными типами мелкомасштабных неустойчивостей, которые определяют перенос компонент плазмы. Пространственная структура мелкомасштабных флуктуаций плотности включает в себя зависимость характеристик турбулентности от полоидального угла, радиальные корреляционные длины и колеляционные длины вдоль магнитно-силовых линий (тороидальные корреляции). Для исследования этой структуры на Т-10 были проведены специальные серии экспериментов. В первой серии исследовались тороидальные корреляции вдоль силовой линии магнитного поля в ОН разрядах с током $I_p$=250 кА, $B_T$=2,4 Тл и плотностью электронов, спадающей в ходе разряда от $n_e$=2,7*10$^{19}$ м$^{-3}$ до $n_e$=2,2*10$^{19}$ м$^{-3}$. Особенностью новой серии экспериментов явилось использование нового набора антенн со стороны слабого магнитного поля. Это дало возможность провести эксперименты по тороидальным корреляциям на наружном обходе тора и сравнить их результаты с ранее проведенными аналогичными экспериментами на внутреннем обводе тора. Сравнение результатов обоих экспериментов будет обсуждаться в докладе. Впервые было проведено изучение радиальных корреляций различных типов турбулентности на внутреннем обходе тора. Радиальные корреляции исследовались как с использованием только обыкновенных волн, так и одновременным зондированием на обыкновенной и нижней необыкновенной волнах. Исследования проводились в ОН разрядах с $I_p$=250 кА, $B_T$=2,4 Тл и плотностью электронов $n_e$=1,7-2*10$^{19}$ м$^{-3}$, постоянной в течение разряда. В результате эксперимента оказалось возможным оценить радиальные корреляционные длины как для слабо-коррелированной турбулентности с широким спектром, так и для стохастических низкочастотных флуктуаций. Было показано, что их корреляционные длины различаются более чем на порядок.

Особенностью экспериментов по изучению полоидальной асимметрии турбулентности явилось использование новой антенны на наружном обходе. Это позволило впервые на Т-10 наблюдать полную картину асимметрии от наружного до внутреннего обхода с использованием зондирования под четырьмя полоидальными углами. В этих условиях проведено исследование зависимости асимметрии турбулентности от параметров разряда с ОН и ЭЦР нагревами. Результаты этих экспериментов будут также обсуждаться в докладе.

Работа выполнена при поддержке грантов RFBR 08-02-90468, RFBR 08-02-01326, FASI 02.740.11.5062 и NWO-RFBR 047.018.002

# ЭРОЗИЯ МАТЕРИАЛОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ

Н.С. Климов, *Д.С. Петров, И.М. Позняк

*ТРИНИТИ, Троицк, РФ, e-mail: igorpozn@gmail.com*
**МИФИ, Москва, РФ, e-mail: dpetroff@gmail.com*

В работе исследовались продукты макроскопической эрозии материалов (капли и частицы вещества микронных и субмикронных размеров), образующиеся при воздействии интенсивных потоков водородной плазмы.

Разработана диагностика для регистрации продуктов эрозии методом лазерной подсветки. Предложена методика определения среднего значения удельной поверхности эродировавшего материала по скорости затухания лазерного излучения. Проведены эксперименты по регистрации продуктов эрозии при облучении плазмой стальной и графитовой мишеней. Установлено, что при тепловых нагрузках 0.3-4.4 МДж/м$^2$ и длительности воздействия 500 мкс основным объектом исследования при взаимодействии плазмы с материалом являются крупные частицы с размерами более 5 мкм, образующиеся на поверхности металлических мишеней. При этом мелких частиц в количествах, представляющих существенный интерес для ИТЭР, зарегистрировано не было.

Проведены эксперименты по облучению ниобиевой, стальной, медной и алюминиевой мишеней потоками плазмы квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя КСПУ-Т с тепловыми нагрузками в диапазоне 0.3-4.4 МДж/м$^2$. Определены пороговые значения нагрузок, при которых начинается интенсивный выброс частиц с поверхности исследуемых материалов. Показана возможность классификации материалов по механизму течения расплава и характеру выброса частиц с поверхности. Так, в случае стальной и ниобиевой мишеней наблюдалось интенсивное течение расплава и хаотичный выброс капель по отношению к поверхности материала. Для медного и алюминиевого образцов, напротив, характерны отсутствие четко выраженной фазы течения и симметричный выброс капель относительно оси плазменного потока.

Для каждой мишени определены потери массы и интенсивности выброса капель в зависимости от тепловой нагрузки. Установлено, что наиболее быстро теряет вещество алюминиевый образец, а для ниобиевой мишени потери массы оказались минимальными во всем исследуемом диапазоне. Показано, что выше порога плавления для всех четырех металлов наблюдается стабильный выброс продуктов эрозии. Кроме того, проведены эксперименты, продемонстрировавшие влияние начального состояния поверхности на интенсивность и пороги выброса частиц. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-02-13612 ОФИ-Ц.

**Литература.**

[1]. ITER Physics Basis, Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137
[2]. Safronov V., Arkhipov N., Bakhtin V. et. al., J. Nucl. Mater., 2001, vol. 290-293, p. 1052
[3]. Federici G., Zhitlukhin A., Arkhipov N. et. al., J. Nucl. Mater., 2005, vol. 337-339, p. 684
[4]. Zhitlukhin A., Klimov N., Landman I., et. al., J. Nucl. Mater., 2007, vol. 363-365, p. 301
[5]. Khimchenko L.N., Gureev V., Federici G. et. al., 21st IAEA Plasma Energy Conf., Chengdu, 2006, China
[6]. Landman I.S., Bazylev B.N., Garkusha I.E. et. al., J. Nucl. Mater., 2005, vol. 337-339, p. 761
[7]. Pestchanyi S., Safronov V., Landman I., J. Nucl. Mater., 2004, vol. 329-333, p. 697
[8]. Bazylev B., Janeschitz G., Landman I. et. al., Fusion Eng. Design., 2008, vol. 83, p. 1077
[9]. Hassanein A., Belan V., Konkashbaev I. et. al., J. Nucl. Mater., 1997, vol. 241-243, p. 288
[10]. Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М. и т.д., Вопросы атомной науки и техники, 2009, т. 2, стр. 52-61

# FRC В КАЧЕСТВЕ МИШЕНИ ДЛЯ MIF

М.М. Симонов, С.В. Рыжков

*Московский государственный технический университет им Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: 5fps@mail.ru*

Рассматривается обращенная магнитная конфигурация (FRC), которая благодаря своим особенностям и, в первую очередь, высокому бета (отношение давления внутреннего магнитного поля к давлению внешнего поля) может быть использована в качестве замагниченной плазмы (мишени) для магнитно-инерциального синтеза (MIF) [1, 2]. MIF имеет преимущества обеих концепций УТС – высокие значения плотности энергии, присущие инерциальному термоядерному синтезу (ИТС), и тепловая изоляция плазмы магнитным полем, типичная для магнитного термоядерного синтеза (МТС). Уменьшение потерь, связанных с тепловой проводимостью в горячей сжимаемой мишени, ведет к увеличению температуры ядра при более низких скоростях обжатия, чем требует традиционный ИТС. В таком случае можно достичь горения с большим выходом энергии. Для точного моделирования обжатия важную роль играет понимание процессов, происходящих в мишенной плазме и плазменном лайнере. Важными вопросами исследований FRC являются - движение заряженных продуктов синтеза и передача их энергии в лайнер. Считается, что основными причинами, ограничивающими время жизни плазмоида, являются потери частиц и магнитного потока из плазмы в результате диффузии, обусловленной сопротивлением плазмы, которая находится в состоянии, близком к равновесию. В таких замкнутых конфигурациях транспортные процессы делятся на медленный перенос поперек магнитных поверхностей, ведущий к потерям частиц и энергии из области плазмы, и быстрый перенос вдоль поля, выравнивающий параметры плазмы на магнитных поверхностях. В этом случае медленный поперечный перенос ведет к таким изменениям параметров, при которых плазма последовательно проходит ряд равновесных состояний [3]. Плазма описывается одножидкостной МГД моделью, в которой учитывается конечная проводимость. Для момента максимального обжатия мишени получены основные характеристики плазмы на основе системы, состоящей из уравнений Максвелла, баланса сил, закона сохранения числа частиц и внутренней энергии, полученных усреднением кинетического уравнения по скоростям. Обсуждается зависимость параметров мишени от типа драйвера и лайнера.

Исследование начато в рамках гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 09-08-00137-а.

**Литература.**

[1]. Thio Y.C.F. Supersonic plasma jet driven MIF: Fundamentals. LANL Plasma jet workshop, 2008.

[2]. Hasegawa A. and etc. Magnetically insulated inertial fusion: a new approach to controlled thermonuclear fusion. Physical Review Letters, 1986, v. 56, № 2, 139-142.

[3]. Галкин С.А. Численное моделирование квазиравновесной эволюции осесимметричных плазменных конфигураций: Дис. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, 1989, 137 с.

# ИССЛЕДОВАНИЕ *LH* ПЕРЕХОДА, ИНИЦИИРОВАННОГО ПУЧКОВЫМ НАГРЕВОМ В ТОКАМАКЕ ТУМАН-3М ПРИ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Жубр Н.А., Ирзак М.А., *Комаров А.Д., Корнев В.А., Крикунов С.В., *Крупник Л.И., Лебедев С.В., Мельник А.Д., Разуменко Д.В., Рождественский В.В., Смирнов А.И., Тукачинский А.С., Чернышев Ф.В.

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Сантк-Петербург, Россия, e-mail: leonid.askinazi@mail.ioffe.ru*
**ИФП ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина*

Проведены эксперименты по исследованию условий *LH* перехода в токамаке ТУМАН-3М при нагреве плазмы с помощью инжекции пучка атомов высокой энергии. Обнаружено, что при инжекции в направлении навстречу плазменному току *LH* возможен при экстремально низкой плотности плазмы – $0.5 \times 10^{19} м^{-3}$, что в 2.5 раза ниже, чем граница *LH* перехода по плотности при инжекции в направлении плазменного тока и при омическом нагреве. При столь низкой плотности, *LH* переход не возможен при инжекции нагревного пучка в направлении по току плазмы, несмотря на то, что мощность нагрева в этом случае составляет до 500 кВт, что почти в два раза превышает мощность нагрева, выделяющуюся в плазме при инжекции навстречу плазменному току. Предложена модель, связывающая возможность инициирования *LH* перехода с генерацией радиального электрического поля и вращения плазмы в результате потерь быстрых ионов, генерируемых при пучковом нагреве. Этот канал потерь (т.н. потери с первой орбиты, first orbit losses) особенно значителен при инжекции нагревного пучка в направлении навстречу плазменному току. Проведены измерения эволюции потенциала в центральной части плазменного шнура (с помощью HIBP диагностики) и периферийного электрического поля (с помощью электростатических зондов), а также вращения плазмы (с помощью оптической доплеровской спектроскопии), подтверждающие справедливость предложенной модели *LH* перехода при низкой плотности.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-01311, 07-02-00276, и Российско-Украинского гранта 08-02-90468-Укр_а.

# ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НАДТЕПЛОВЫХ ИОНОВ И РАСЧЕТ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА В ТОРОИДАЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПЛАЗМЫ

П.Р. Гончаров, Б.В. Кутеев*, В.Ю. Сергеев

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, 195251, Россия, e-mail: goncharov@phtf.stu.neva.ru*
**РНЦ "Курчатовский институт", Москва, 123182, Россия*

Рассмотрена возможность использования гладкой, нормированной эмпирической функции плотности вероятности для скоростей ионов, построенной статистическим методом сглаживающего ядра (метод парзеновского окна) по экспериментальным случайным выборкам энергий вылетающих нейтральных атомов, исходя из данных пассивных [1] и активных [2] корпускулярных диагностик, обладающих пространственным и угловым разрешением. Данные диагностик нейтральных атомов перезарядки могут служить основой для экспериментально подтвержденных расчетов влияния нагрева и удержания быстрых ионов на «хвост» их энергетического распределения и на мощность реактора синтеза.

Вычисление локальной реактивности, а также интегральной по объёму плазмы мощности реактора на основе тороидальной установки реализовано в виде FORTRAN-кода. В качестве входных данных необходимы плотности и локальные функции распределения скоростей взаимодействующих ядер, сечения реакций синтеза и метрика в потоковых координатах из расчетов магнитогидродинамического (МГД) равновесия. Дано описание методики численного интегрирования в пространстве скоростей для случаев произвольной изотропной, либо анизотропной функции распределения налетающих частиц, взаимодействующих с максвелловской, либо немаксвелловской мишенью. Использована улучшенная параметризация сечений [3], простая, быстродействующая аналитическая модель МГД-равновесия [4] и соответствующий детерминант Якоби.

Распределение взаимодействующих ядер по кинетическим энергиям и его временна́я эволюция под действием ионного нагрева определяют реактивность, которая очень чувствительна к присутствию надтепловых ионов в плазме. Ионы высоких энергий из «хвостов» распределений вносят большой вклад в скорость реакции синтеза. В связи с этим создание и хорошее удержание быстрых частиц играет важную роль. В докладе обсуждается моделирование потоков быстрых нетйральных атомов перезарядки, методы обработки диагностических данных, полученных при пассивных многохордовых измерениях и при активных измерениях с перезарядкой на облаке абляции примесного пеллета, а также расчеты влияния надтепловых «хвостов» на скорости реакций синтеза.

**Литература**

[1]. P.R. Goncharov, T. Ozaki *et al.*, Rev. Sci. Instrum., **79**, 10F311 (2008)
[2]. P.R. Goncharov, T. Ozaki *et al.*, Rev. Sci. Instrum., **79**, 10F312 (2008)
[3]. H.-S. Bosch, G.M. Hale, Nucl. Fusion, 32, 611 (1992)
[4]. R.L. Miller, M.S. Chu *et al.*, Phys. Plasmas, 5, 973 (1998)

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ПРИМЕСЕЙ В МНОГОПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКЕ ГОЛ-3

А.В. Бурдаков, И.А. Иванов, С.В. Полосаткин[**], В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, Н.В. Сорокина[*], А.А. Шошин, И.М. Шудло[*]

*Институт Ядерной Физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*
[*]*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия,* Sorokina@inp.nsk.su
[**]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Росиия*

На установке ГОЛ-3 в ИЯФ СО РАН проводятся эксперименты по исследованию нагрева и удержания плазмы в многопробочном магнитном поле. Плазма плотностью $10^{14}\div10^{15}$ см$^{-3}$ удерживается в 12-метровом соленоиде с аксиально-симметричным периодическим (гофрированным) магнитным полем. Соленоид состоит из 53 магнитных ячеек с пробочным отношением $R$ = 1.5 ($B$max/$B$min= 4.8/3.2 Т). Нагрев плазмы осуществляется мощным релятивистским пучком электронов до температуры 1-2 кэВ при плотности плазмы ~$10^{15}$ см$^{-3}$. Энергетическое время удержания составляет ~1 мс.

Несколько новых эффектов, обнаруженных экспериментально на установке ГОЛ-3, существенно улучшают удержание плазмы в многопробочной ловушке, что позволяет с большим оптимизмом взглянуть на реакторные перспективы магнитных систем подобного типа [1]. В частности, ранее проведенные на ГОЛ-3 эксперименты показали, что область наилучшего удержания лежит при плотностях плазмы более низких, чем предсказывала теория, учитывающая лишь кулоновские столкновения. Объяснение этому могло лежать либо в предположении об увеличении частоты столкновений за счет турбулентности, либо за счет влияния рассеяния на ионах примесей. В связи с этим, принципиальным для исследования физики удержания плазмы в многопробочной ловушке являлся вопрос о концентрации примесей в плазме установки ГОЛ-3.

Целью настоящей работы являлось получение количественной оценки концентрации и степени ионизации основных тяжелых примесей в плазме установки ГОЛ-3, а также определение их вклада в эффективный заряд плазмы. Для решения этой задачи на установке был создан комплекс диагностик для измерения мощности излучения спектральных линий примесей в видимом диапазоне. Начальная концентрация интересующих элементов определялась по составу остаточного вакуума и мощности линейчатого излучения ионов низкой зарядности в плазме предварительного разряда. Полученные данные использовались в качестве исходных параметров для расчета ионизационного баланса примесей на стадии нагрева и удержания плазмы. В результате проведенных исследований обнаружено, что вклад тяжелых примесей в эффективный заряд не превышает 20%, что прямо указывает на существование механизма турбулентного удержания плазмы в многопробочной ловушке.

Работа выполнена при частичной поддержке федеральной целевой программы “Кадры”, Министерства образования, проект РНП 2.1.1/3983, Фонда поддержки отечественной науки, Фонда содействия развитию МП НТС, CRDF проект Y4-P-08-09.

## Литература

[1]. A. Burdakov et al, Plasma heating and confinement in GOL-3 Multimirror trap// Fusion Science and Technology, v.51, N2T, p.106, 2007.

# IMAGING SPECTROSCOPY OF PELLET CLOUD IN LHD

I.V. Miroshnikov, I.A. Sharov, [*]N. Tamura, V.Yu. Sergeev, [*]S. Sudo, [**]B.V. Kuteev

*SPbSPU, St. Petersburg, RF, e-mail: sergeev@phtf.stu.neva.ru*
*[*]NIFS, Toki, Japan, e-mail: ntamura@LHD.nifs.ac.jp , sudo.shigeru@LHD.nifs.ac.jp*
*[**] NFI KI, Moscow, RF, e-mail: kuteev@nfi.kiae.ru*

Experimental information of the spatial distributions of plasma parameters and radiation in the pellet vicinity is required for the plasma-pellet interaction understanding. The paper is devoted to simultaneous measurements of local electron density and temperature 2-D distributions in a polystyrene pellet ablation cloud. Experimental observations of the pellet's luminous cloud in plasmas of the Large Helical Device (LHD) using filter-lens imaging polychromator NIOS (Nine Image Optical System) [1] are reported.

Experimental data were obtained in 12$^{th}$ (2008) and 13$^{th}$ (2009) experimental campaigns on LHD by simultaneous imaging of the pellet cloud through interference filters in 9 spectral intervals with 10-30 μs of exposure time. The cloud images were processed using Abel inversion procedure to determine local radiation distributions $I_\lambda(r,z)$, in cylindrical co-ordinates $r$ and $z$ with the latter being oriented along the pellet cloud axis and parallel to the magnetic field in plasma.

The pictures through 7 filters with narrow spectral characteristics (~0.3 nm of bandwidth) were used for $H_\beta$ –line spectral shape measurements in every point of the cloud. The 2D local distributions of electron density were derived from the obtained data of Stark broadened $H_\beta$ spectral width [2]. The electron temperature 2D distributions have been determined from the ratio of $H_\beta$ - line and continuum radiation [2] using images obtained through last two correspondent filters. Measured distributions of the pellet cloud temperature and density are compared with those measured elsewhere and with results of simulations.

## References

[1]. N. Tamura et.al., Rev.Sci.Instrum. (2008) 79, No.10, 10F541
[2]. I. V. Miroshnikov et.al., 36-th EPS Conference on Plasma Phys., Sofia, 2009, Bulgaria, P1.171, (http://epsppd.epfl.ch/Sofia/pdf/P1_171.pdf)

# РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ МАГНИТНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ КОНФИГУРАЦИИ С ОБРАЩЕННЫМ ПОЛЕМ

Ромаданов И.В., Рыжков С.В.

*МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация, e-mail: durer@inbox.ru*

В работе рассмотрен термоядерный двигатель на основе обращенной магнитной конфигурации FRC (Field Reversed Configuration) [1-5]. FRC является перспективной системой магнитного удержания плазмы с $\beta \sim 1$ ($\beta$ – отношение давления плазмы к давлению внешнего магнитного поля). В основе импульсной системы лежит компактная конфигурация, в которой плазма удерживается в равновесии в замкнутом поле и отделена от проводящей стенки областью разомкнутого магнитного потока. Двигательная установка состоит из инжектора, камеры формирования плазмоида, транспортного канала, камеры смешения и сопла. Тяга создается нагретым водородом, который вводится в камеру смешения и нагревается продуктами реакции [6]. Для определения параметров двигателя большой интерес представляет форма и размер конфигурации (вид сепаратрисы). Общим случаем является вытянутая FRC, которая характерна для формирования на основе тета-пинча или вращающимся магнитным полем [7]. Так же плазмоид может быть сформирован слиянием сферомаков, например, сферический вихрь Хилла.

Считаем, что тормозное излучение преобразуется в тепловую энергию, которая может быть использована для поддержания реакции синтеза. Математическая модель строится на балансе мощностей реактора и двигателя, в результате решения системы уравнений определяются мощности потерь, полезная мощность системы и мощность, необходимая для осуществления самоподдерживающейся реакции. Обсуждены варианты конструкции на основе FRC и плазменного фокуса. Приведены схемы соответствующих двигательных установок. Предложены методы уменьшения потерь, определена необходимая мощность инжектирующего устройства для зажигания реакции. А также разрабатывается концепция магнитного инерционного двигателя на основе компактного плазмоида, сжимаемого плазменными пушками [8] или лазерными пучками [9].

**Литература.**

[1]. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.Н., Семенов В.И. Компактный тор. Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНИТИ, 1985, т. 7, 80.

[2]. Chapman R., Miley G.H., Kernbichler W. Fusion space propulsion with a field reversed configuration. Fusion Technology, 1989, Vol. 15, No. 2, 1154.

[3]. Slough J.T. Propulsion based on a pulsed high density fusion plasmoid. Proc. 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Huntsville, 2000.

[4]. Santarius J.F. Fusion space propulsion using field-reversed configuration. 12th Advanced Space Propulsion Workshop. Huntsville, 2001.

[5]. Cheung A., Liu F., Wessel F.J. et al. Colliding beam fusion reactor space propulsion system. Space Technology and Applications International Forum (STAIF-2004), 2004, Vol. 699, 354.

[6]. Nachtrieb R.T. High energy propulsion systems (HEPS) analysis. Final Report. Phillips Laboratory. 1992.

[7]. Рыжков С.В. Моделирование теплофизических процессов в магнитном термоядерном двигателе. Тепловые процессы в технике, 2009, № 9, 397.

[8]. Parks P.B. Plasma jet-driven magneto-inertial fusion: ignition considerations. LANL Plasma Jet Workshop, 2008.

[9]. Костюков И.Ю., Рыжков С.В. Термоядерный реактор, основанный на принципе синтеза замагниченной мишени. Труды Научно-технической конференции «Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии». М.: МЭИ (ТУ), 2009, 95.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ГАМ В ТОКАМАКЕ Т-10

А.В. Мельников, В.А. Вершков, С.А. Грашин, Л.Г Елисеев, С.Е. Лысенко, В.А.°Маврин, С.В. Перфилов, Д.А. Шелухин, Р.В. Шурыгин, Л.И. Крупник*, А.И. Жежера*, А.Д. Комаров*, А.С. Козачок*

*Институт физики токамаков, РНЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, Россия, e-mail: lysenko@nfi.kiae.ru*

**ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина*

Зональные течения и их высокочастотная ветвь - геодезические акустические моды (ГАМ) считаются одним из возможных механизмов саморегуляции плазменной турбулентности. В токамаке Т-10 были исследованы свойства ГАМ с помощью пучка тяжелых ионов (HIBP), корреляционной рефлектометрии (CR) и многоштырьковых зондов Ленгмюра [1]. Изучались режимы с омическим и центральным и нецентральным ЭЦР нагревом ($B$ = 1.5–2.4 Тл, $I_p$ = 140-250 кА, $n_e = 0.7 – 3 \times 10^{19}$ м$^{-3}$). Одна антенна для CR помещалась в том же патрубке, где и HIBP, а другая была смещена на 1/4 тора. Обсуждаются результаты корреляционных измерений, сделанных этими диагностиками, позволяющие определить тороидальную и полоидальную структуру ГАМ.

Показано, что ГАМ имеют сложную структуру, неоднородную по радиусу. Пространственные пределы существования ГАМ зависят от параметров плазмы. ГАМ более выражены при ЭЦР-нагреве, где типичные частоты наблюдались в узком диапазоне от 22 до 27 кГц на наружной трети плазменного шнура. Были исследованы свойства ГАМ, зависимость пределов существования ГАМ от плотности, магнитного поля, коэффициента запаса устойчивости и мощности ЭЦР нагрева. Данные Т-10 сравниваются с результатами других токамаков и стеллараторов [2].

Работа поддержана контрактом ФАНИ 02.740.11.5062, грантами РФФИ 08-02-90468-Укр, 08-02-01326 и NWO-RFBR 047.018.002.

**Литература.**

[1]. Melnikov A.V. et al., Plasma Phys. Control. Fusion 2006, 48, S87.
[2]. Fujisawa A., Nucl. Fusion, 2009, 49, 013001.

# СТАБИЛИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ОБЛАКОМ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ В РАСШИРИТЕЛЕ УСТАНОВКИ ГОЛ-3

А.В. Бурдаков[*,**], И.А. Иванов[*,***], В.Г. Иваненко[*], М.А. Макаров[*], К.И. Меклер[*], С.В. Полосаткин[*,**,***], В.В. Поступаев[*,***], А.Ф. Ровенских[*], А.В. Судников[*,***], С.Л. Синицкий[*,***], А.А. Шошин[*,***], И.М. Щудло[**]

[*]*Институт Ядерной Физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*
[**]*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*
[***]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия,*
*e-mail: Sudnikov.Tony@gmail.com*

Быстрый нагрев плазмы до термоядерной температуры является необходимым условием для создания реактора на основе гофрированной открытой ловушки [1, 2]. Наиболее перспективный способ такого нагрева - инжекция в плазму мощного электронного пучка. Последние эксперименты, проводимые в гофрированной ловушке ГОЛ-3 [3] (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) показали эффективность данного метода. Кроме того, были обнаружены связанные с ним новые эффекты: подавление электронной теплопроводности [4] и быстрый нагрев ионной компоненты плазмы [5].

Однако при прохождении электронного пучка с большим током через плазму возникает ряд неустойчивостей. Стабильная транспортировка электронного пучка требует создания и точного подбора параметров предварительной плазмы. В настоящей работе приводятся результаты экспериментов, направленных на дополнительную стабилизацию электронного пучка с помощью инжекции тяжелого газа. В экспериментах в выходной расширитель установки вблизи приемника пучка напускалось облако криптона. Положение и форма пучка на выходе установки определялось с помощью рентгеновской камеры-обскуры, регистрирующей “отпечаток” пучка на приемнике. Также колебания пучка диагностировались с помощью системы азимутальных магнитных зондов, установленных в средней части установки. Наличие криптонового облака в расширителе приводит к макроскопической стабилизации электронного пучка, что может быть связано с улучшением электрического контакта плазмы с приемником пучка.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы № 30 Президиума РАН, президентского гранта МД-2995.2009.2, Рособразования РНП ВШ 2.1.1/3983, ФЦП «Кадры инновационной России», РФФИ 08-02-13570-офи_ц, фонда поддержки отечественной науки.

**Литература**

[1]. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д., // Письма в ЖЭТФ, 1971, **14,** стр.212.
[2]. V.V. Mirnov, A.J. Lichtenberg. Multiple Mirror Plasma Confinement. // Reviews of Plasma Physics, New York, 1996, **19**, p.53.
[3]. A.Burdakov, A.Azhannikov, V.Astrelin, et al. // Fusion Science and Technology, 2009, **55,** p.63.
[4]. Аржанников А.В., Астрелин В.Т. Бурдаков А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ 2003, **77,** стр.358.
[5]. A.Azhannikov, V.Astrelin, A.Burdakov, et al. // Plasma Physics Reports. 2005, **31,** p.462.

# ИЗУЧЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ С ПОМОЩЬЮ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО БОЛОМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ТОКАМАКА Т-10

Д.В. Сарычев, В.А. Крупин, Е.И. Кузнецов

*ИФТ, РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, e-mail: dvsar@nfi.kiae.ru*

Информация о профилях полных радиационных потерь необходима для многих проводимых на токамаке Т-10 экспериментальных программ, таких как пеллет-инжекция, изучение плазменно-поверхностоного взаимодействия (литиизация) и т.д. В то же время изучение переноса примесей, ответственного за формирование профиля потерь, представляет и самостоятельный интерес.

В 2008 году в дополнение к имевшейся ранее системе полупроводниковых детекторов AXUV на Т-10 была успешно введена в строй многохордовая (14 каналов) болометрическая система на основе тепловых неселективных пироэлектрических детекторов [1]. Она позволила существенно уточнить информацию о профилях потерь, а достигнутое высокое отношение «сигнал-шум» системы (значение плотности мощности, эквивалентной шумам, не более 10 мкВт/см$^2$ при временном разрешении около 10 мс) дало возможность надежно получать профили потерь в любых режимах токамака.

В докладе описываются методики абсолютной калибровки пироболометрической системы как на стенде с помощью лазера, так и в режиме разряда токамака с излучением, близким к 100% омической мощности, [2]. Приводятся полученные зависимости профилей радиационных потерь от основных параметров разряда (ток, плотность плазмы, магнитное поле, смещение шнура), а также режимов подготовки камеры (литиизация). Профили потерь получены как для омических, так и для режимов с ЭЦР-нагревом (для защиты детекторов от СВЧ-излучения использовались сетки с геометрической проницаемостью около 0,5 и ослаблением СВЧ не менее 200 раз). Анализируются возможные механизмы формирования этих профилей. При исследовании излучения в режимах с пеллетой дополнительно использовалась новая быстродействующая система детекторов AXUV, линии наблюдения которой пересекают траекторию пеллеты в плазме. Измеренные профили радиационных потерь, полученные совместно с профилями излучения детекторов AXUV и данными других диагностик Т-10, являются основой для моделирования переноса и излучения примесей с помощью используемых на Т-10 кодов [3].

**Литература.**

[1]. Д.В. Сарычев, Е.И. Кузнецов, О.Д.Свиридова, Л.Н.Химченко. Тезисы докладов XIII Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». Звенигород, 2009, стр.102-104.

[2]. С.В. Мирнов, И.Б. Семенов. Физика плазмы, 1978,том 4, стр.50-56.

[3]. Ю.Н. Днестровский, В.Ф. Стрижов. Модель диффузии примесей в токамаках. Препринт ИАЭ-3779/6, Мосвка, 1983.

# СОЗДАНИЕ (РЕТРОКОНВЕРСИЯ) ЭЛЕКТРОННОГО ТЕМАТИЧЕСКОГО КАТАЛОГА ЛИТЕРАТУРЫ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ В БИБЛИОТЕКЕ (БЕН РАН)

Е.В. Воронова, Л.И. Белова[*], В.Д. Борзосеков[***], Д.Г. Васильков, С.А. Власова[**], И.С. Данилкин, Н.Е. Каленов[**], Е.М. Конченков[***], А.В. Кошкин, Н.Н. Скворцова, В.Д. Степахин[***], Л.А. Хлопцева[*]

*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, email: woronowa.elena@gmail.com*

[*]*Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

[**]*Библиотека по естественным наукам РАН, Москва, Россия*

[***]*Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (ТУ), Россия*

С 1955 года в филиале БЕН РАН – библиотеке ФИАН ведётся составление тематического каталога по физике плазмы. Начало составления каталога совпало с выделением физики плазмы в самостоятельную область физики. Составление каталога библиотеки ФИАН по не прерывалось в течение более полувека. В разные годы эта работа велась сотрудниками библиотеки В.П. Гридиной, Л.А. Хлопцевой, Л.И. Беловой и консультантами отдела физики плазмы ФИАН – ИОФ РАН М.Д. Райзером, И.С. Шпигелем, Л.М. Коврижных, О.И. Федяниным, К.А. Саркисяном, Н.Н. Скворцовой и др. В настоящее время каталог включает несколько сотен тысяч карточек (книги, статьи, труды конференций) за 1955–2000 годы, разобранных по различным направлениям физики плазмы.

В 2008–2009 году совместными усилиями сотрудников ИОФ РАН, ФИАН, БЕН РАН и МИРЭА началось создание электронного тематического каталога по физике плазмы и ретроконверсия карточек. Разработано программное обеспечение для интерактивного ввода информации (в рамках электронной библиотеки России)**.** Поиск информации осуществляется по одному или нескольким из следующих параметров: фамилии ученого; названию журнала, книги, конференции; году публикации; теме, к которой относится публикация.

Выделено 12 тем, среди них: элементарные процессы и их кинетика; нелинейные процессы в плазме; управление термоядерных реакций; газовые разряды и др.

К настоящему времени завершено создание каталога по всем направлениям физики плазмы до 1961 года. По отдельным темам (книги по физике плазмы, обзоры и статьи общего характера по управлению термоядерными реакциями, релятивистской плазменной электронике и др.) ретроконверсия доведена до 2000 года. В базе данных находится более 20 000 карточек.

В докладе представлен вид электронной оболочки и процедура поиска в базе данных.

Доступ к библиографической базе данных «Физика плазмы» осуществляется на сервере БЕН РАН по адресу:

http://scirus.benran.ru/ben/books/

имя пользователя: **guest, без пароля.**

**Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-07-00089-а.**

# КВАЗИ-ИЗОДИНАМИЧЕСКИЕ СТЕЛЛАРАТОРЫ С ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ ПЛАЗМЫ.

Бовшук В.Р.

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, e-mail: vbovs@nfi.kiae.ru*

В тороидальных стеллараторах с необходимостью нарушается любая (как осевая, так и винтовая) симметрия. В общем случае нарушение симметрии приводит к увеличению отклонения запертых частиц от магнитной поверхности и, как следствие, к увеличенным неоклассическим переносам и бесстолкновительным потерям быстрых частиц.

Открытые в последние десятилетия возможности «симметризации» стеллараторов позволяют существенно уменьшить связанные с потерей симметрии неоклассические переносы и улучшить удержание быстрых частиц. «Восстановление» симметрии заключается в регуляризации поверхностей $B$ = const и приведении линий $B$ = const на магнитной поверхности к осевому, винтовому или полоидальному направлениям.

В докладе представлены результаты исследований стеллараторов с полоидальным направлением линий $B$ = const на магнитных поверхностях [1]. Целью исследований является поиск формы граничной магнитной поверхности стелларатора, в котором зануление дипольного вторичного тока не противоречило бы условию квази-изодинамичности (омнигенности) [2].

Представлены примеры численной оптимизации квази-изодинамичного стелларатора с числом периодов N=4 и N=5. Для пятипериодной конфигурации показано, что дипольный вторичный ток можно практически занулить; эффективные рипплы составляют $\varepsilon^{3/2}_{\mathrm{eff}} \sim 1.25 \cdot 10^{-3}$. При $\beta$ = 0.2 плазма устойчива относительно мод Мерсье и резистивных желобковых мод.

**Литература**

[1]. Gori S., et al. Proc Joint Varenna-Lausanne Int. Workshop on Theory of Fusion Plasmas (Bologna: Editrice Compositori, 1996) p.335.

[2]. V.R. Bovshuk et al, Plasma and Fusion Research, 2008, **3**, S1046.

# ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РЕЖИМА СТАЦИОНАРНОГО РАЗРЯДА В КОМПАКТНОМ ТОКАМАКЕ.

А.А. Голиков, Б.В. Кутеев

*РНЦ "Курчатовский институт", Москва, 123182, Россия, golikov-andrej@yandex.ru*

При разработке компактных токамаков, рассматриваемых как источники термоядерных нейтронов, существует необходимость в стационарной работе установки [1]. На сегодняшний день широко используются метод генерации тока на основе инжекции нейтральных пучков, а также методы, основанные на возбуждении различных мод плазменных волн. Каждый метод имеет свои технические и физические преимущества и недостатки.

Реализация режимов с большим полоидальным бета предполагает создание плазмы, в которой большая часть плазменного тока будет представлена в виде самогенерирующегося бутстрэп–тока. Такие режимы позволят эффективнее использовать методы неиндукционной генерации тока в пределах их технических возможностей. Необходимость в неиндукционной генерации тока связана также с проблемой контроля радиального профиля плотности тока для управления МГД – неустойчивостями, формирующими характеристики удержания плазмы. Оптимизация профиля плотности плазменного тока может потребовать применения комбинации нескольких неиндукционных схем генерации тока.

Сегодня на сферических токамаках (MAST, NSTX, Globus - M) эффективно используются схема генерации тока на основе электронных циклотронных волн (по механизму возбуждения в области вернего гибридного резонанса бернштейновских волн) [2,3], а также схема на основе возбуждения в плазме высших гармоник быстрых волн [4]. Данные схемы генерации имеют эффективности сравнимые с эффективностью генерации тока при инжекции нейтральными пучками. Кроме того, электронные циклотронные волны незаменимы для создания тока на начальных стадиях плазменного разряда (по механизму непосредственного поглощения волны на фундаментальном резонансе), а высшие гармоники быстрых волн возможно использовать для плавного наращивания тока до стационара, а также совместно использовать с инжекцией нейтральных пучков для поддержания тока в стационарном режиме [5].

В данной работе исследуются различные волновые схемы генерации тока для данной разрабатываемой установки токамак с низким аспектным отношением, делаются оценки их эффективностей. Предлагаются возможности их использования для создания тока как в центре плазмы, так и на ее периферии, а также для решения задач устойчивости и контроля радиального профиля тока. Также представляется варианты оптимизации при выборе параметров плазмы рабочей точки стационарного режима.

**Литература**

[1]. B.V. Kuteev et al. Plasma and Current Drive Parameter Options for a Megawatt Range Fusion Neutron Source, 23rd Symposium on Fusion Engineering, 2009.
[2]. V. Shevchenko et al. Electron Bernstein Wave Heating Experiments on MAST. Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conference, October 16-21, 2006, Chengdu, China, paper EX/P6-22.
[3]. [A. K. Ram et al, Phys. Plasmas 9, 409 (2002).
[4]. P. M. Ryan, A. L. Rosenberg et al. High harmonic fast wave heating and current drive. Plasma Physics and Controlled Fusion Research, 2002.
[5]. G. Taylor, et al. HHFW and ECW/EBW, Progress and Plans for 2009-13, NSTX 5 Year Plan Review for 2009-13, Conference Room LSB-318, PPPL, July 28-30, 2008.

# РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Д.Х. Морозов, А.А. Пшенов

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, pshenov@nfi.kiae.ru*

Хорошо известно, что в двухкомпонентных системах, описываемых уравнениями типа «реакция-диффузия» могут иметь место нелинейные процессы самоорганизации типа кольцевых структур и спиральных волн [1,2]. В случае сильного теплообмена или искусственной гомогенизации среды такие процессы наблюдаются в виде однородных по объёму релаксационных колебаний (реакция Белоусова – Жаботинского). Как было показано в работах [3,4], излучающая многокомпонентная плазма описывается системой уравнений, допускающих решения подобного типа. Особый интерес проблема их нахождения возникает в связи с экспериментами на установке NAGDIS-II, где с помощью скоростной кинокамеры наблюдались спиральные и кольцевые структуры в замагниченной гелиевой плазме. Спиральные структуры в чисто водородной плазме предсказывались теоретически и ранее [5,6], но излучение вносит существенные изменения в энергобаланс и в характер нелинейных структур.

Если в работах [3,4] исследовались релаксационные колебания и спиральные волны в углеродной плазме при ЭЦР - нагреве, то в настоящей работе исследуются релаксационные колебания температуры в излучающей гелиевой плазме при ИЦР - нагреве, что приближается к условиям на установке NAGDIS-II. Получены уравнения, описывающие эти колебания, которые решались численно. Найдены периоды и амплитуды колебаний для различных параметров плазмы.

**Литература**

[1]. M. Bellini, R. Deza, N. Giovanbattista, Phys. Rev. Lett. A, 232 (1997) 200-206.
[2]. J.F. R. Archilla et al., J. Phys. A: Math. Gen. 30 (1997) 4259-4271.
[3]. D.Kh. Morozov. Proc. of 29th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys, Montreux, Switzerland, 17-21 June, v. 26B, P1-002 (2002).
[4]. D.Kh. Morozov, and M. Pekker. in Fusion Energy 2004 (Proc. 20th Int. Conf. Vilamoura, 2004) (Vienna: IAEA).
[5]. W.E. Amatucci et al., Phys. Rev. Lett, **77**, 1978(1996).
[6]. J.R. Peňano, G. Ganguli, W.E. Amatucci, D.N. Walker, and V. Gavrishchaka, Phys. Plasmas, **5**, 4377 (1998).

# ДИАГНОСТИКА КОРРЕЛЯЦИОННОГО УСИЛЕННОГО РАССЕЯНИЯ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ.

А.Б. Алтухов, А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, М.А. Ирзак, М. Крамер[*]

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия, e-mail: a.altuhov@mail.ioffe.ru*
[*]*Institut für Experimentalphysik II, Ruhr-University Bochum, Germany*

В последние годы диагностика Корреляционного Усиленного Рассеяния (КУР) успешно используется для изучения спектров дрейфовых волн с разрешением по волновым векторам в токамаке [1], в частности, первые экспериментальные наблюдения температурно-градиентных мод (ETG) были осуществлены с помощью КУР. В стандартных токамаках, где электронная циклотронная частота выше или сравнима с центральной плазменной электронной частотой $\omega_{ce} \geq \omega_{pe}(0)$, схема УР состоит в зондировании плазмы необыкновенной волной со стороны сильного магнитного поля. К сожалению, в сферических токамаках, с довольно невысоким магнитным полем и высокими плотностями, соотношение частот меняется $\omega_{ce} < \omega_{pe}(0)$ и поверхность Верхнего Гибридного Резонанса (ВГР) оказывается недоступной. Тем не менее, как ранее было показано в работах [2,3] для условия $\omega_{ce} << \omega_{pe}(0)$, типичного для сферического токамака, область непрозрачности между поверхностями отсечки и ВГР очень узкая, что позволяет существенной части мощности достигнуть ВГР при зондировании со стороны слабого магнитного поля.

В данной работе представлены результаты работ со схемой КУР для изучения параметров турбулентности в геликоном разряде, линейной установке с ВЧ разрядом высокой плотности, обладающего электромагнитными свойствами схожими со сферическими токамаками. Не смотря на сильное отражение зондирующей мощности сигнал УР оказался достаточно высок для детектирования и использования корреляционного анализа. В работе детально представлена процедура калибровки схемы, основные результаты, полученные на геликонном разряде. С помощью полноволнового кода [4] сделаны расчеты, моделирующие распространение волны в необыкновенной поляризации со стороны слабого магнитного поля в токамаке Глобус-М. Получены соотношения рассеянной к зондирующей мощности в зависимости от интенсивности турбулентности для коротких и длинных масштабов рассеивающих волн. Сравнение полученных значений для Глобус-М с предварительными расчетами на геликоном разряде [2], а также успешные эксперименты на геликоне позволяют перейти к осуществлению первых экспериментов с зондированием в 8 мм диапазоне частот на сферическом токамаке.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-00746-а 10-02-00887-а и 08-02-90011-Бел_а.

**Литература**

[1]. E.Z. Gusakov, A.D. Gurchenko, A.B. Altukhov, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, A371 (2006)
[2]. A.B. Altukhov, E.Z. Gusakov, M.A. Irzak, M.Krämer, B.Lorenz, V.Selenin, Phys.Plasmas **12**, 22310 (2005)
[3]. A.D. Piliya, E.N. Tregubova, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, 143 (2005)
[4]. M.A. Irzak and O.N. Shcherbinin, Nucl. Fusion 35, 1341 (1995)

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ МИКРО-ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ РАДИАЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

Гусаков Е.З., Косолапова Н.В., *Эрро С.

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, n.kosolapova@mail.ioffe.ru*
**Университет А. Пуанкаре, Нанси, Франция*

Флуктуационная рефлектометрия широко используется для диагностики флуктуаций плотности плазмы в установках с магнитным удержанием. Её привлекательными чертами является сравнительная техническая простота, возможность совмещения положения передающей и принимающей антенн и неплохая локализация измерений положением отсечки зондирующей волны, а недостатком - плохое разрешение по волновым числам флуктуаций. Принцип радиальной корреляционной рефлектометрии (РКР), предложенной для исправления этого недостатка, состоит в одновременном зондировании плазмы на двух разных частотах и в последующем корреляционном анализе сигналов рассеяния [1]. Интерпретация результатов диагностики, как правило, производится путём отождествления кросскорреляционной функции (ККФ) принятых сигналов и ККФ турбулентности. Следует отметить, что такая интерпретация является чисто интуитивной и противоречит результатам теоретического анализа (аналитического и численного), как в случае малого уровня флуктуаций плотности, когда рассеяние линейно [2], [3], так и при переходе в режим сильной фазовой модуляции [3], [4]. Тем не менее, в первом случае, как показано в настоящей работе в результате анализа флуктуационной рефлектометрии в одномерной модели, существует процедура восстановления спектра микро-турбулентности по данным РКР диагностики для произвольного профиля плотности плазмы.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования процедуры восстановления спектров микро-турбулентности по данным РКР, проведённого в одномерной модели для частного случая линейного профиля плотности плазмы. Качество восстановления исследовалось в зависимости от статистики и ширины диапазона зондирования. В расчете проводилось моделирование принятого сигнала с учетом фонового шума и восстановление спектра микро-турбулентности. Показано, что наиболее точно удаётся восстановить не спектр, а пространственную корреляционную функцию турбулентности. Также исследована возможность восстановления с помощью предложенной методики пространственно неоднородного спектра микро-турбулентности, моделирующего транспортный барьер.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-17212, 09-02-00453, 07-02-92162-CNRS и гранта РФФИ – NWO Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant 047.018.002).

**Литература**

[1]. N.Bretz, 1992 Physical Fluids B4(8) 2414
[2]. H.Hutchinson, 1992 PPCF 34 1225
[3]. G.Leclert, S.Heraux, E.Z.Gusakov, A.Yu.Popov, I.Boucher, L.Vermate, 2006
[4]. E. Gusakov, A. Popov, 2002 PPCF 44 2327

# УСИЛЕНИЕ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ

Г.М. Батанов, Л.В. Колик, Д.В. Малахов, А.Е. Петров, К.А. Саркисян, Н.Н. Скворцова, К.Н. Харчев

*Учреждение Российской Академии Наук Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН, e-mail: malakhov@fpl.gpi.ru*

В исследованиях на тороидальных установках за последние десятилетия было установлено образование транспортных барьеров с ростом мощности дополнительного электронно-циклотроннго нагрева. Было также показано подавление МГД активности при локализации ЭЦ-нагрева в области неустойчивости. В связи с этим представляло интерес изучить влияние нагрева плазмы в окрестностях ЭЦР на ионно-звуковою турбулентность на таком классическом объекте как пучково-плазменный разряд.

В докладе представлены результаты исследования ионно-звуковой турбулентности [1] при электронно-циклотронном нагреве низкотемпературной плазмы в модельной установке ТАУ-1. В качестве СВЧ источников использовались два магнетрона МИ-167. Пиковая мощность каждого магнетрона достигала 1 кВт, а длительность импульса составляла 7.5 мкс. В экспериментах наблюдался рост температуры основной массы электронов и рост энергии нетепловых электронов. Включение микроволнового поля вызывало увеличение спектральной плотности ионно-звуковых шумов во всем изучаемом интервале частот от 0,3 до 3 МГц на порядок величины.

Работа поддержана РФФИ – проект 07-02-00455.

**Литература:**

[1]. К.А. Саркисян, Н.Н. Скворцова, Н.К. Харчев, Б.Ф. Миллиген. Структура ионно-звуковой турбулентности в замагниченной плазме с током. Физика плазмы, 1999, 25(4), 346-361.

# НАБЛЮДЕНИЕ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

Хольнов Ю.В.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

Последнее время на многих тороидальных установках исследовались зональные потоки. Поскольку , предполагается, что дрейфовые волны ответственны за процессы переноса плазмы , но амплитуда дрейфовых волн определяется взаимодействием между зональными потоками и дрейфовыми волнами. Имеются стационарные зональные потоки с почти нулевой частотой и геодезические акустические моды ( GAM) со структурой флюктуации плотности m=1 n=0.

На стеллараторе Л-2М была сделана попытка обнаружения зональных потоков на краю плазмы. Исследования проводились в бестоковой плазме при электронно-циклотронном нагреве со средней плотностью плазмы $\sim 1.5*10^{13}$ см $^{-3}$ и электронной температурой ~ 500 э-В. На установке плазма резко ограничивается крайней магнитной поверхностью (КМП). Все измерения проводятся с помощью электростатических зондов (ЭЗ) внутри КМП. Используются 3 системы зондов на различных полоидальных и тороидальных азимутах. При наличии 28 тороидальных катушек зонды установлены : 1- на нижнем патрубке в сечении катушек 4-5, 2-на нижнем патрубке в сечении 14-15 и 3- на верхнем патрубке в сечении12-13. В каждом сечении используются несколько зондов, позволяющих измерять ионный ток насыщения (J) и плавающие потенциалы (Vf). Надо отметить, что зонды 1 и 3 расположены в одной силовой трубки приблизительно с полоидальным числом m=2 и тороидальным n=1.

Основные результаты измерений флюктуаций Vf.

Фазовые измерения флюктуаций Vf для зондов 1 и 3 в некоторых режимах работы установки показали линейную зависимость $\varphi$ ( до 3 $\pi$ ) от частоты в диапазоне до ~ 100 кГц, в то время как между зондами 1 и 2, а также 2 и 3 изменение фазы от частоты было неопределенное. При перемещении зондов была сделана попытка определения области с такой линейной зависимостью между зондами 1 и 3.

Наличие линейной зависимости между фазой и частотой может быть объяснено движением плазмы. Измерения корреляционной функции потенциала между зондами подтвердило временное смещение плазмы .Следует сказать, что в работе [ 1] , было также отмечено, что скорость турбулентности совпадает со скоростью движения плазмы .

**Литература**

[1]. A.Kramer-Flecken, S.Soldatov, D.Reiser, M.Kantor ,H.R.Koslovski Plasma Phys. Control. Fusion 51(2009) 015001(19pp)

# ПРИМЕНЕНИЕ ДОПЛЕРОВСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ОБРАТНОГО ВГР РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ ПОЛОИДАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЛАЗМЫ

А.Д. Гурченко, Е.З. Гусаков, А.Б. Алтухов, А.Ю. Степанов, Д.В. Куприенко, М.Ю. Кантор, Л.А. Есипов, С.И. Лашкул

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия, aleksey.gurchenko@mail.ioffe.ru*

Для оценки полоидальной скорости плазмы $V_\theta$ и соответствующего радиального электрического поля $E_r$ в современных термоядерных установках с магнитным удержанием зачастую используют [1, 2] измерения Доплеровского частотного сдвига $f_D$ спектра сигнала, обратно рассеянного (ОР) в отсечке при наклонном микроволновом зондировании. Анализ временной зависимости $f_D$ и соответствующих частотных спектров [3] позволяет исследовать колебания полоидальной скорости, связанные, в частности, с геодезической акустической модой (ГАМ). В соответствии с теоретическими представлениями, эта мода, локализованная в узкой области по малому радиусу, является разновидностью полоидального зонального потока, возбуждаемого в результате нелинейного взаимодействия дрейфовых мод турбулентности, что может приводить к насыщению уровня турбулентности и подавлению аномального переноса.

Методика Доплеровского обратного рассеяния в верхнем гибридном резонансе (ВГР) основана на зондировании необыкновенной СВЧ волной вне экваториальной плоскости токамака со стороны сильного магнитного поля. В ВГР происходит резонансный рост как электрических полей зондирующей и рассеянной волн, так и полоидального и радиального волновых чисел, что приводит к усилению рассеянного сигнала, миллиметровому пространственному разрешению и значительному увеличению $f_D$ (по сравнению с Доплеровской рефлектометрией). Подобная диагностика недавно применялась для измерения профилей полоидальной скорости плазмы [4], продемонстрировав хорошее пространственное и временное разрешение и приемлемую точность.

Настоящая работа посвящена наблюдениям колебаний $f_D$, измеренных диагностикой Доплеровского ВГР ОР. Измерения проводились на токамаке ФТ-2 ($R$ = 55 см; $a$ = 7.9 см; $B_t$ = 2.2 Тл). В спектре $f_D$ четко наблюдалось несколько узких линий при различных радиальных положения области рассеяния. Часть этих линий совпадала с линиями регистрируемыми зондами Мирнова, однако на средних радиусах был обнаружен четкий спектральный компонент не скоррелированный с МГД сигналом. Его частота оказалась близка к теоретически рассчитанной частоте ГАМ в области рассеяния. На краю плазмы спектры $f_D$ и МГД оказались похожи, возможно, благодаря пространственному совпадению поверхности ВГР и магнитного острова.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РФФИ 07-02-00895, 10-02-00631 и гранта РФФИ – NWO Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant 047.018.002).

**Литература**

[1]. Zou X.L. et al. Proc. 26 EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., 1999, ECA **23J**, 1041.
[2]. V.V. Bulanin et al. Plasma Phys. Rep., 2000, **26**, 813.
[3]. G.D. Conway et al. Proc. 31 EPS Conf. on Plasma Phys., 2004, ECA **28G**, P-4.124.
[4]. E.Z. Gusakov et al. Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, **48**, B443–B451.

# О НЕЗНАЧИТЕЛЬНОМ ВЛИЯНИИ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА НА ЭВОЛЮЦИЮ ТЕМПЕРАТУРЫ ВО ВНУТРЕННЕЙ ЧАСТИ ПЛАЗМЫ ПРИ ГЛОБАЛЬНЫХ L-H И H-L ПЕРЕХОДАХ В ТОКАМАКАХ JET И JT-60U

С.В. Неудачин, Т. Takizuka*

*ИФТ РНЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, Россия, neudathin@nfi.kiae.ru*
**JAEA Naka Fusion Res. Est. Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken 311-0193 Japan*

Глобальные L-H и L-H переходы были обнаружены на токамаке JET [1-2] как мгновенное начало роста (спада) $T_{e,i}$ в 90% объема плазмы одновременно с быстрым спадом (ростом) Dα. Эти данные были интерпретированы как внезапное и нелокальное понижение (повышение) коэффициентов теплопроводности, определены профили скачков [1-2]. Подобные переходы были найдены и в различных режимах токамака JT-60U [3-4] (с нормальным и обратным широм, с внутренними транспортными барьерами и без них). В работе [5] сделана попытка объяснить мгновенное начало роста $T_{e,i}$ в 90% объема плазмы токамака JET расчетами по транспортному коду, в которых отсутствует нелокальное понижение коэффициентов теплопроводности. В данных расчетах присутствует нейтральный поток со стенки с высокой долей глубоко проникающих энергичных нейтралов, изменение которого и вызывает эволюцию температуры. Отметим, что подобные расчеты уже были произведены в работе [2] и результаты были признаны противоречащими одному конкретному эксперименту JET.

В нашем докладе произведено сравнение гипотезы работы [5] с данными токамаков JET и JT-60U [1-4] при различной плотности и параметрах разрядов. Обсуждаются новые детали экспериментов. Получены новые формулы, позволяющие оценить последствия гипотезы [5] для каждого конкретного эксперимента. Показано, что гипотеза работы [5] системно противоречит данным токамаков JET и JT-60U.

**Литература**

[1]. Neudatchin S.V., Cordey J.G., Miur D. 20th EPS Conf. on Plasma Ph. Lisboa, 1993, v.I, p. 83
[2]. Cordey J.G., Miur D., Neudatchin S.V., et. al., Nucl. Fusion 1995 **35** 101
[3]. Neudatchin S.V., Takizuka T. et.al., Japan J. Appl. Phys. 1996 **35** 3595
[4]. Neudatchin S.V., Takizuka T. et.al., Plasma Phys. Control. Fusion 2002 **42** A383
[5]. Leonov V.M., Zhogolev V.E. 22nd IAEA Fusion Energy Conf. 2008 Geneva TH/P8-25

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ЗАРЯДА ПЛАЗМЫ В РЕЖИМЕ ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА ПОСЛЕ БОРОНИЗАЦИИ СТЕНОК ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М.

И.Ю. Вафин, А.И. Мещеряков, С.Е. Гребенщиков

*Институт Общей Физики им. А.М Прохорова РАН, Москва, Россия, meshch@fpl.gpi.ru*

На стелларатоpе Л-2М в последние годы проводится боронизация стенок вакуумной камеры установки, которая способствует улучшению параметров создаваемой плазмы. Было установлено, что после проведения боронизации излучение из плазмы уменьшилось в 2-3 раза, количество легких примесей (кислорода и углерода) уменьшилось в 3-5 раз, а тяжелые примеси (железо, никель) не обнаруживаются вовсе [1]. Доминирующей примесью в таких разрядах оказывается бор. При таких условиях был вычислен эффективный заряд плазмы для выстрелов с омическим нагревом плазмы:

$$Z_{eff} = (1+\Sigma_i \alpha_{eZ} Z_i^2)/ (1+\Sigma_i \alpha_{eZ} Z_i) \qquad (1),$$

где $\alpha_{eZ} = n_z/n_e$ – относительное содержание примесей с зарядом Z, $Z_i$ – заряд соответствующего иона примесей.

Вычисления $Z_{eff}$ проводились по измеренным спектрам мягкого рентгеновского излучения. Определялся фактор превышения рентгеновского излучения $I_\Sigma = (I_{fb}+I_{ff})$ над тормозным излучением чистой водородной плазмы $I_H$ :

$$\zeta = (I_{fb}+I_{ff}) / I_H$$

Тормозное излучение водородной плазмы $I_H$ вычислялось для центральной хорды с учетом реальной геометрии плазменного столба. Профили плотности плазмы и электронной температуры взяты из измерений в режиме омического нагрева. В модели одной доминирующей примеси вычислено относительное содержание ионов бора:

$$n_i/ n_e=( \zeta - Z_p)/(\gamma^* Z_N^2 - Z_i^* Z_p) \qquad (2)$$

где $Z_p$ – заряд ионов рабочего газа плазмы, $n_i$ – концентрация ионов примеси с зарядом $Z_i$, $\zeta$ – фактор превышения, а $\gamma$ - фактор усиления рекомбинационного излучения по сравнению с тормозным излучением для ионов примеси. В работе вычислен фактор усиления рекомбинационного излучения $\gamma$ для полностью ионизованного бора, а также радиальные профили зарядовых состояний бора в условиях коронального равновесия ионов примеси.

В работе проведено сравнение значений эффективного заряда плазмы, вычисленных по удельному сопротивлению и полученных из спектрометрических измерений. Показано, что проведение боронизации стенок вакуумной камеры влияет на значение эффективного заряда плазмы. Приводятся зависимости значений эффективного заряда от плотности плазмы и тока омического разряда. Кроме этого, обсуждается выдвинутая ранее гипотеза о доминировании примеси бора в плазме.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ НШ-452.2008.2.

**Литература.**

[1]. А.И. Мещеряков, Д.К. Акулина, Г.М. Батанов, и др, Физика плазмы, 2005, том31, №6, с.496

# ДИФФУЗИОННЫЙ РЕЖИМ ПРОНИКНОВЕНИЯ ЗОНДИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНУЮ ТУРБУЛЕНТНУЮ ПЛАЗМУ

Гусаков Е.З., [*]Сысоева Е.В., [**]Эрро С.

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, evgeniy.gusakov@mail.ioffe.ru*
[*]*СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия*
[**]*Университет А. Пуанкаре, Нанси, Франция*

Определение профиля плотности плазмы с помощью методов рефлектометрии основано на измерении времени задержки электромагнитной волны, модулированной по частоте, падающей на слой плазмы и отражающейся от него в точке отсечки, при плотности плазмы равной критической. В работе [1] было показано, что при наличии в плазме интенсивных квазикогерентных флуктуации плотности отражение волны может произойти и вдали от точки отсечки, в области, где выполнено условие Брэгговского резонанса для рассеяния назад на флуктуациях плотности. В работе [1] был также получен пороговый критерий на амплитуду флуктуации и показано, что он в ряде случаев может быть превзойдён в плазме токамака реактора ИТЭР. В этой ситуации результат, полученный с помощью данной диагностики, окажется неверным.

В настоящей работе в рамках модели одномерного линейного профиля плотности плазмы был рассмотрен более реалистический случай влияния большого числа малых по амплитуде случайных флуктуаций плотности, моделирующих турбулентность, на распространение и отражение зондирующей неоднородную плазму волны. Получены связанные дифференциальные уравнения, описывающие средние плотности потока энергии волн, распространяющихся к точке отсечки и от неё. Решение этой системы показало, что, вопреки интуитивному предположению, большое число флуктуаций привело не к экспоненциальному затуханию волны из-за распределённого в пространстве отражения, вызванного Брэгговским рассеянием назад, но к переходу распространения волны в диффузионный режим и проникновению поля вплоть до точки отсечки. Получено условие перехода к диффузионному режиму, в котором влиянием турбулентных флуктуаций на распространение зондирующей волны нельзя пренебречь, что делает измерение профиля плотности плазмы проблематичным. Соответствующий критерий на уровень турбулентности оказался более жёстким по сравнению с критерием, полученным в [1], что накладывает существенные ограничения на применимость рефлектометрической диагностики в условиях плоских профилей плотности, ожидаемых на токамаке - реакторе ИТЭР. В приближении малой длины рассеяния получен коэффициент диффузии излучения и выведено диффузионное уравнение для средней плотности энергии электромагнитных волн.

Результаты численного моделирования данной задачи в рамках волнового уравнения, также приведённые в работе, полностью количественно подтверждают выводы аналитической теории. В частности после усреднения случайных распределений полей по большому числу реализаций турбулентных флуктуаций показано, что поле можно считать проникающим вплоть до точки отсечки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ гранты 09-02-00453, 07-02-92162-CNRS и гранта РФФИ – NWO Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant 047.018.002)

**Литература.**

[1]. E.Z Gusakov, S. Heuraux, A.Yu.Popov, 2009 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 065018 (13pp)

Хвесюк В.И. (*Московский Государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия*)
О воздействии дрейфовых волн на плазму.

# ЭЛЕКТРОННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ТРАНСПОРТ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М-2

Акулина Д.К.

*Институт Общей Физики им А. М. Прохорова РАН*

Использование мощного электромагнитного излучения на электронно-циклотронной частоте (ЭЦР) и ее гармониках для исследования свойств плазмы позволило не только нагреть электроны (ЭЦРН) до очень больших температур (до 10 кэВ) , но и создает возможность для исследований процессов переноса тепла в высокотемпературной плазме.

В последние годы электронный транспорт в термоядерной плазме очень интенсивно изучается и большой успех был получен в первую очередь на токамаках, где были проведены координированные эксперименты на многих установках ASDEX Upgrade, D III-D, TCV , W7-AS и др.[1] по определению потока тепла уходящего с электронами ($q_e$ ) и коэффициентов электронной теплопроводности $\chi_e$ . Было показано, что существует некоторый «порог» (threshold) для нормализованного градиента температуры $(R/L_{Te})_{crit}$ , где R- большой радиус установки , $1/ L_{Te} = - \nabla T_e / T_e$ , где ($\nabla T_e$ –градиент температуры). Выше «порога» коэффициент теплопереноса увеличивается , в соответствии с предсказаниями теории для турбулентного транспорта. При превышении порога наблюдается увеличение колебаний плазмы на специфических частотах .Например, на частотах TEM (trapped electron modes), ETG (electron temperature gradient mods), ITG (ion temperature gradient modes) . Возникновение колебаний приводит к *турбулентному транспорту* который имеет повышенный коэффициент теплопроводности по сравнению с *неоклассическим* . В экспериментах на плазменных установках скачок в изменении коэффициента теплопроводности ($\chi_{HP}$ , $\chi_{PB}$ ) наблюдается лучше всего в экспериментах с применением модулированного по амплитуде ЭЦРН греющего излучения $\chi_{HP}$. ($\chi_{HP}$ - heat pulse propagation), Обычно используется небольшая модуляция порядка 10%. Как правило, измеренный коэффициент теплопроводности, при этом, во много раз (до двух порядков) превышает неоклассическую величину .

В работе приводятся экспериментальные результаты исследования условий изменения относительного градиента электронной температуры ($1/L_{Te} = - \nabla T_e /T_e$ ) $m^{-1}$ ( “inverse temperature scale length”) с целью изучения процессов переноса потока тепла электронами $q_e$ и теплопроводности $\chi_e$ в установке стелларатор Л-2М . Показано, что параметром влияющим на изменение относительного градиента электронной температуры $1/L_{Te}$ является плотность плазмы. С ростом величины $1/L_{Te}$ происходит и рост относительного коэффициента теплопроводности $\chi_e / T_e^{3/2}$ и потока тепла $q_e$ .

# УЛУЧШЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКОВ ЧАСТИЦ, УСКОРЯЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ МИШЕНЕЙ

А.В. Брантов, В.Ю. Быченков, *А.Б. Савельев

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, brantov@sci.lebedev.ru*
**Физический факультет, МГУ, Москва, Россия*

За последние несколько лет достигнут значительный прогресс в создании лазерного ускорителя частиц. В отличие от традиционных методов ускорения при применении лазера возможно получение пучков частиц сверхвысокой интенсивности и сверхмалой длительности. Так, в настоящее время экспериментально получены мульти-МэВные протонные пучки с поперечным размером в десятки микрон, длительностью меньше или порядка пикосекунды и сверхкороткие моноэнергетические пучки электронов с характерной энергией от нескольких сотен МэВ до ГэВа. Кроме того, лазерный ускоритель может быть дешевле и компактнее стандартного. Поэтому лазерные пучки ускоренных частиц имеют хорошие перспективы применения в физике, технике и медицине.

В данной работе на основе трехмерного численного моделирования проведено исследование путей оптимизации конструкции мишени и условий облучения, с целью повысить эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию пучка ускоренных частиц и добиться высокого качества генерируемого пучка (наивысшая энергия, малый разброс по энергии, хорошая направленность). Основное внимание было уделено получению пучков протонов с требованиями, необходимыми для их использования в протонной терапии онкологических заболеваний. Моделирование ускорения частиц из сложных, в том числе микро-структурированных мишеней, состоящих из нескольких сортов ионов, продемонстрировало возможность получения моноэнергетичные пучки протонов. Было показано, что использование пространственно-ограниченных мишеней, облучаемых циркулярно-поляризованными лазерными импульсами с пространственно сглаженным распределением интенсивности в фокальном пятне, является наиболее выигрышным для увеличения эффективности ускорения частиц при заданной энергии лазера.

Недавно было продемонстрирована возможность увеличения энергии ускоренных частиц с использованием газовых мишеней [1]. Трехмерное численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с малоплотными мишенями позволило определить оптимальные условия взаимодействия, приводящими к максимальной энергии ускоренных протонов из низкоплотной плазмы.

Было также проведено моделирования ускорения электронов из предварительно созданных микроплазменных образований на поверхности мишеней из жидкого металла, облучаемых коротким лазерным импульсом умеренной интенсивности и проведено качественное сравнение с экспериментальными результатами.

Работа выполнена при частичном финансировании проектов РФФИ 09-02-00187-а, 09-02-12112-офи_м.

**Литература**

[1]. Fukuda Y., Faenov A.Ya., Tampo M. el al., Phys. Rev. Lett. **103.** 165002 (2009)

# ОБЗОР РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ФИАН В ОБЛАСТИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФОРМИРОВАНИЯ И ДОСТАВКИ КРИОГЕННЫХ ТОПЛИВНЫХ МИШЕНЕЙ

И.В. Александрова, Е.Р. Корешева

*Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия,* koresh@sci.lebedev.ru

Система обеспечения зоны термоядерного горения топливными мишенями с частотой 1-10 Гц является неотъемлемой частью реактора инерциального термоядерного синтеза (ИТС). Поэтому ключевой проблемой современных исследований в области ИТС является переход от традиционного однократного режима облучения мишеней к высокочастотному режиму. В ФИАН им.П.Н.Лебедева в течение последних 20 лет развивается оригинальный подход к проблеме высокочастотного формирования и доставки криогенных топливных мишеней, который основан на использовании свободной движущейся мишени (free-standing target или FST) на каждой ступени замкнутого цикла «заполнение-формирование-характеризация-инжекция». В докладе дан обзор результатов, полученных ФИАН при разработке данного подхода (или FST- технологий) в рамках 7-ми проектов:

1. *Проект МНТЦ №512 (1996-2000).*

- Впервые в мире создана FST-система для работы со сферическими мишенями по замкнутому циклу «заполнение-формирование-инжекция». Функционирование системы продемонстрировано для мишеней ∅ 1 мм с топливным слоем толщиной W до 100 мкм. Система предназначена для обеспечения мишенями лазерной установки с $E_л$ ~ 30 кДж.

2. *Проект МНТЦ №1557 (2000-2004).*

- Создан 100-проекционный видео-томограф с пространственным разрешением 1 мкм.
- Впервые экспериментально продемонстрировано FST-формирование термостойкого высокодисперсного слоя при использовании специальных добавок к топливу.

3. *Проект МАГАТЭ №11536 (2000-2004).*

- Впервые продемонстрировано FST-формирование и инжекция криогенных мишеней (∅ 1 мм, W = 20-100 мкм) с частотой ν =0.1 Гц.
- В серии компьютерных экспериментов показано, что методы Фурье-голографии позволяют диагностировать в реальном времени параметры инжектированной мишени.

4. *Проект ФИАН - Арзамас (2005-2006).*

- Проведено эскизное проектирование устройства и макетные испытания некоторых элементов устройства для непрерывного производства и доставки незакрепленных криогенных мишеней (∅ 3 мм, W = 23 мкм) в установку ИТС с $E_л$~300 кДж.

5. *Проект МАГАТЭ №13871 (2006-2010).*

- Показано, что топливный слой в мишени должен находиться в изотропном нано-кристаллическом состоянии. Это повышает прочность и термостойкость топливного слоя и позволяет снизить риск его разрушения под действием внешних тепловых и механических нагрузок, возникающих при доставке мишени.

6. *Проект МНТЦ №3927 (2009-2011)- Европейский проект HiPER.*

- Проектирование FST-модуля для обеспечения экспериментов по программе HiPER ($E_л$~200 кДж, ν≥ 1 Гц) сферическими криогенными мишенями (∅ 2 мм, W=210 мкм).

7. *Проект ФИАН – GSI - коллаборация HEDgeHOB (2008-2009).*

- Предложена, теоретически и экспериментально обоснована концепция FST-системы для производства и доставки цилиндрических криогенных мишеней в экспериментах по низко-энтропийному сжатию топлива с помощью тяжело-ионных пучков (установка FAIR, удельная энергия падающего пучка ~150 кДж/г, ν =1.0 мишень/мин).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ $CO_2$-ЛАЗЕРА

С.Ю. Гуськов, Н.Н. Демченко, *К.Н. Макаров, В.Б. Розанов, **Ю.А. Сатов, **Б.Ю. Шарков

*ФИАН, Москва, РФ, e-mail: demch@sci.lebedev.ru*
**ТРИНИТИ, Троицк Московской обл., РФ, e-mail: makarov@triniti.ru*
***ИТЭФ, Москва, РФ, e-mail: Yuri.Satov@itep.ru*

Рассмотрена проблема генерации пучков высокоионизованных атомов при облучении твердотельных мишеней импульсами $CO_2$-лазера. Приведены экспериментальные результаты по генерации ионов Mg и Pb из лазерной плазмы при плотности потока излучения ~$10^{14}$ Вт/см$^2$. Развита теоретическая модель, описывающая нагрев плазмы излучением лазера при высокой интенсивности и учитывающая пондеромоторную силу, которая влияет на характер взаимодействия света с плазмой. Показано, что в случае резонансного поглощения лазерного излучения плазмой эффективность генерации высокоионизованных атомов вещества мишени выше по сравнению с условиями классического поглощения. Показано, что существуют три характерные области энергий ионов, генерируемых из плазмы в условиях резонансного поглощения. Наиболее высокоэнергетичная и малочисленная группа ионов ускоряется электрическим полем, создаваемым быстрыми электронами на границе плазма-вакуум. Быстрые электроны рождаются при резонансном поглощении и двигаясь к границе плазмы создают самосогласованное поле, в котором они отражаются и затем летят вглубь мишени. Средняя по энергии и по числу группа ионов создается под действием пондеромоторной силы в области критической плотности. При рассматриваемой плотности потока пондеромоторное давление в резонансе значительно превосходит тепловое, поэтому вследствие деформации профилей плотности и скорости плазмы возникает сильно сверхзвуковое течение, и энергия ионов становится существенно выше тепловой. Основную по числу ионов группу составляют ионы, разлетающиеся после окончания лазерного импульса со скоростью истечения в вакуум $2c_s/(g-1)$, где $c_s$ – скорость звука на момент окончания импульса, $g$=5/3 – показатель адиабаты.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО И ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ДО ~$10^{19}$ ВТ/СМ$^2$

П.А. Толстоухов, Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, А.Г. Какшин, Е.А. Лобода, В.А. Лыков, В.Ю. Политов, А.В. Потапов, В.Н. Сапрыкин, В.А. Пронин, К.В. Сафронов

*Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики имени академика Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ), Россия, г. Снежинск,*
*dep5@vniitf.ru*

В данном докладе приводятся результаты экспериментов по исследованию спектра тормозного и характеристического излучения лазерных мишеней, проведенных на 10-тераваттной пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П при плотности потока лазерного излучения на мишени $(0{,}2 \div 1{,}5) \cdot 10^{19}$ Вт/см$^2$.

В экспериментах по измерению характеристического $K_\alpha$-излучения использовались плоские медные и танталовые мишени различной толщины, а по измерению спектров тормозного жесткого рентгеновского излучения (РИ) мишени из тантала толщиной 1,2 мм и алюминия толщиной 5 мкм.

Было обнаружено наличие хорошо выраженного максимума в спектральном распределении энергии жесткого РИ в области энергий квантов 30…50 кэВ. Измерен выход $K_\alpha$-излучения Ta. В экспериментах по измерению выхода $K_\alpha$-излучения меди обнаружен небольшой, но отчетливо выраженный локальный максимум при интенсивности $0{,}3 \cdot 10^{18}$ Вт/см$^2$.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ МАЛОПЛОТНЫХ ОБЪЁМНО-СТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕД

Г.А. Вергунова[*], Н.Н. Демченко[*], С.Ю. Гуськов[*], Н.В. Змитренко, В.Б. Розанов[*]

*Институт математического моделирования РАН, Москва, РОССИЯ,*
zmitrenko@imamod.ru
[*]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РОССИЯ,*
guskov@sci.lebedev.ru

Теоретическое описание объемно-структурированных сред (пены), использование которых предполагается для выравнивания неоднородностей лазерного облучения мишени, может быть основано на двух концепциях. Первая – «строгое» описание пены, как сложного набора твердых (в начальный момент) элементов со своими уравнениями состояния (УРС). Такая постановка, очевидно, приводит к трёхмерным задачам высокотемпературной гидродинамики, решение которых требует значительных вычислительных затрат. Другой подход состоит в «эффективном» или «осреднённом» описании объемно-структурированной среды как однородного газа со специфическими УРС. Возможность составления таких эффективных УРС должна основываться как на теоретических соображениях, так и на экспериментальных данных.

В работе анализируются результаты лазерных ударно-волновых экспериментов по определению УРС пены в диапазоне давлений 4-6 Мбар. В этих экспериментах в качестве эталонного вещества используется алюминий, уравнения состояния которого хорошо известны. Показано, что моделирование экспериментальных условий в рамках программы «Диана» воспроизводит данные физических измерений. Это даёт основание заменить физический эксперимент вычислительным и для других (близких) диапазонов давления. Результаты таких расчетов и определенное таким образом УРС пены и представлены в настоящей работе.

# НАГРЕВ МИШЕНИ БЫСТРОГО ЗАЖИГАНИЯ ПУЧКОМ ИОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*С.Ю. Гуськов, Д. В. Ильин, В.Е. Шерман, О.Р. Гаспарян

*С-Петербургский институт машиностроения, С-Петербург, Россия, sherman@VS8325.spb.edu,*

**Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, guskov@sci.lebedev.ru*

Нагрев пучком высокоэнергетичных ионов представляется на сегодня наиболее перспективным методом быстрого зажигания предварительно сжатой мишени инерциального синтеза. Преимущество этого метода по сравнению с использованием пучка электронов обусловлено незначительным рассеянием ионов как в остаточной плазме испаряемой части мишени, так и в термоядерном веществе. По этой причине, в отличие от использования пучка электронов, нагрев пучком ионов может осуществляться без использования транспортирующего канала и обеспечить формирование компактного пространственного распределения энергии, передаваемой мишени.

В качестве зажигающего ионного драйвера рассматриваются пучки быстрых ионов, формируемых в ускорителе или в лазерной плазме. Определение параметров пучка проводят на основании расчета энергопотерь от энергии иона при фиксированных параметрах мишени. Однако, в условиях быстрого зажигания нагрев плазмы приводит к значительному уменьшению ее тормозной способности и увеличению длины торможения ионов и, в конечном счете, к различному пространственному распределению энерговыделения от ионов различных частей импульса. Поэтому нагрев плазмы при быстром зажигании представляет собой нелинейный процесс с сильной обратной связью.

В данной работе представлены результаты теоретического и расчетного исследования нагрева мишени инерциального синтеза пучком высокоэнергетичных ионов в условиях быстрого зажигания термоядерной реакции. Установлены закономерности формирования пространственного распределения энергии, передаваемой плазме от пучка ионов с различной начальной энергией частиц, массой и зарядом. Обсуждается проблема изменения заряда ионов в процессе их торможения. Определены требования к параметрам ионного пучка, обеспечивающего различные режимы зажигания мишени инерциального синтеза: краевой – при образовании области зажигания на внешней границе термоядерного горючего и внутренний – при образовании области зажигания во внутренних, в том числе и центральной, областях мишени. Особое внимание уделено быстрому зажиганию плазмы пучком легких ионов с энергиями частиц до 50 МэВ/нуклон, достигнутыми в современных экспериментах по взаимодействию петаваттных лазеров с веществом.

Работа поддержана грантом Минобразования и науки РФ по программе "Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)" № 2.1.1/1505.

# МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ С ЛАЗЕРНЫМ ОБЖАТИЕМ ЗАМАГНИЧЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

*И.Ю. Костюков, С.В. Рыжков

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, РФ, e-mail: ryzhkov@power.bmstu.ru*

**Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия, e-mail: kost@appl.sci-nnov.ru*

Магнитно-инерциальный синтез (МИС) [1] – это подход, который объединяет магнитный термоядерный синтез (МТС) и инерциальный термоядерный синтез (ИТС) и может обеспечить более простую и дешевую схему УТС [2]. Интерес в изучении МИС стимулирован недавним прогрессом: (а) экспериментов по сжатию магнитного потока лазерными пучками [3], (б) магнитных систем с высоким β (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля тока) [4] и (в) плазменных пушек и лайнеров [5].

В работе исследуется система антипробкотрон – лазер, где в качестве мишени выступает замороженная плазма каспа, а драйвером служит лазерная установка. Хотя геометрия каспа в настоящее время не получает должного внимания из-за больших потерь, она может быть привлекательной в современных исследованиях по магнитному синтезу для термоядерных приложений при сверхсильных магнитных полях, которые генерируются лазерным сжатием.

Разработана модель на основе магнитных систем удержания плазмы – антипробкотрон (касп) и обращенная магнитная конфигурация (FRC) с инерциальным сжатием (лазерный или плазменный драйвер) замагниченной плазмы (мишени). Проведен предварительный расчет динамики плазмы в каспе под воздействием лазерного излучения большой мощности и, как следствие, сильного магнитного поля B > 500 Тл. Предложена схема-прототип реактора с минимальными потерями частиц и энергии за счет магнитно-инерциального обжатия плазмы. Обсуждаются вопросы облучения сферически замкнутого объема (касп и структура с обращенным полем) импульсом лазера.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (Грант No 07-02-01239-а, 09-02-97054-р_поволжье_а, 09-02-90702- моб_ст и 09-08-00137-а).

**Литература**

[1]. Hasegawa A., Daido H., Fujita M. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, № 2, p. 139-142.
[2]. Lindemuth I.R., Kirkpatrick R.C. Nuclear Fusion, 1983, v. 23, p. 263–284.
[3]. Gotchev O.V., Jang N.W., Knauer J.P., Barbero M.D., Betti R., Li C.K., Petrasso R.D. Journal of Fusion Energy, 2008, v. 27, p. 25-31.
[4]. Woodruff S. Journal of Fusion Energy, 2008, v. 27, p. 134-148.
[5]. Thio Y.C.F., Knapp C.E., Kirkpatrick R.C., Siemon R.E., Turchi P.J. Journal of Fusion Energy, 2001, v. 20, p. 1-11.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПЛОЗИИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧНЫХ ЛАЙНЕРОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1.

Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, В.В. Александров, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, А.Н. Грибов, Я.Н. Лаухин, И.Н. Фролов, С.Ф. Медовщиков, А.А. Самохин, Г.С. Волков, П.В. Сасоров

*ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Троицк, Московская область, Россия, e-mail: griar@triniti.ru*

Представлены результаты исследования имплозии квазисферических многопроволочных лайнеров, сформированных с помощью растяжения проволок цилиндрических и конусных сборок по радиусу электростатическим полем дополнительного электрода, который располагался приблизительно на середине высоты сборки [1]. Показано, что форма импульса выходного рентгеновского излучения (МР) зависит от геометрических параметров квазисферического лайнера. В опытах с конусными и квазисферическими сборками с помощью напыления слоев разных металлов ( Al и Bi ) на различные по высоте участки проволок лайнеров изучены условия эффективного взаимодействия осевых потоков плазмы внутри таких лайнеров. Обнаружено, что увеличение вещества в экваториальной части квазисферического лайнера на ~40% увеличивает на ~15% токовый радиус и снижает выход МР на ~30%. Это связано с ростом массы «отстающей» плазмы и связанным с ней «отстающим током». Для регистрации столкновения плазменных потоков в центре квазисферического лайнера были проведены эксперименты с лайнерами из капроновых волокон, на поверхность которых наносились проводящие слои Al и Bi. Показано, что использование таких лайнеров позволяет, варьируя массу, материал и область напыления, формировать импульс МР с заданной длительностью и временем максимумов МР. Обнаружено, что влияние зиппер-эффект на развитие пинча в W-лайнерах можно компенсировать нанесением тонкого слоя Bi на вольфрамовые проволоки у катода.

Работа выполнена на средства РФФИ, гранты №09-02-01207 и №09-02-00526а.

**Литература.**

[1]. Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Смирнов В.П., Александров В.В., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Грибов А.Н., СамохинА.А., Сасоров П.В., Митрофанов К.Н., Медовщиков С.Ф., Письма в ЖЭТФ, 2009, т.89, с.371.

# ВУФ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМЫ Z ПИНЧЕЙ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

В.В. Александров, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, Г.М. Олейник, А.П. Шевелько*, О.Ф. Якушев*

*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, РФ, Моск. обл., г. Троицк, e-mail:* angara@trinity.ru
*Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, shevelko@rambler.ru*

Приводятся первые результаты исследований по ВУФ диагностике плазмы мощных Z пинчей при токовой имплозии многопроволочных сборок из тяжелых элементов (Fe, W, Bi). Для определения электронной температуры плазмы $T_e$ использован новый метод [1, 2], в котором исследуемые спектры сравниваются со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. Диагностика лазерной плазмы основывается на том, что при умеренных интенсивностях лазерного излучения $q$~$10^{12}$ - $10^{14}$ Вт/см2, которое создается при фокусировке на мишени лазерных пучков с наносекундной длительностью импульсов, электронная температура лазерной плазмы $T_e$ зависит от интенсивности q лазерного излучения на поверхности мишени (~$q^{4/9}$), и слабо зависит от атомного веса элемента мишени (~$A_Z^{2/9}$) [3]. Параметры лазерной плазмы легких элементов исследуются по спектрам [*H*]- и [*He*]-подобных ионов, для которых методы измерения электронной температуры и плотности хорошо разработаны (см., например, [4]). Спектры тяжелых элементов исследуются при тех же лазерных потоках на мишени, что и для легких элементов. Это позволяет приписать определенную температуру каждому спектру. В работах [1, 5, 6] показано, что структура и интенсивность ВУФ спектров лазерной плазмы из тяжелых элементов (Fe, W) очень чувствительны к $T_e$ и, следовательно, эти спектры могут быть использованы для диагностики плазмы мощных Z пинчей. В частности, для диагностики W плазмы Z пинча было использовано отношение интенсивностей двух пиков ВУФ спектра вольфрама на длинах волн λ=53 Å и λ=38 Å, которые соответствуют переходам 4-4 в ионах WXXVIII-XXX и переходам 4-5 в ионах WXXII-XXIX. Отношение интенсивностей пиков, как функция $T_e$ для лазерной плазмы, хорошо аппроксимируется формулой $I_2/I_1 = A \cdot T_e^a$ с константами A=10,4·$10^7$ и a= - 2.81. С использованием этой формулы для W-плазмы Z-пинча было найдено значение $T_e$ = 435 эВ, что хорошо согласуется с результатами предварительных теоретических расчетов. Обнаруженные спектральные области для W в диапазонах длин волн Δλ=25-38 Å, Δλ=48-65 Å, Δλ~110 Å, Δλ~125 Å могут быть выделены с помощью многослойных зеркал нормального падения. Формирование изображений с помощью таких зеркал позволит проводить диагностику плазмы как с временным (~нсек), так и с пространственным (~10 мкм) разрешением, что является важным для исследования механизмов, ответственных за вклад энергии в плазму Z пинчей. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-02-00526а и №09-02-00154а.

**Литература**

[1]. А.П. Шевелько, Д.Е. Блисс, Е.Д. Казаков, и др., Физика плазмы 34, 1021 (2008).
[2]. А.П. Шевелько, Вестник ПГУ № 12 (2009) – в печати.
[3]. О.Б. Ананьин, Ю.В. Афанасьев, Ю.А. Быковский, О.Н. Крохин. Лазерная плазма.
[4]. М., 2003.
[5]. Л.П. Пресняков, УФН 19, стр. 49-74 (1976).
[6]. S. Bergeson, N. Gray, M. Harrison, L. Knight, O. Yakushev and A. Shevelko, 2008 International Workshop on EUV Lithography, June 10-12, 2008, Maui, Hawaii, Workshop Agenda and Abstracts, p.38.
[7]. О. Якушев, А. Шевелько, С. Бергесон, и др. Материалы совещания “Рентгеновская оптика – 2008,” стр. 84-85 (2008).

# НЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК НА ОСНОВЕ Х-ПИНЧА

С.С. Ананьев, Ю.Л. Бакшаев, П.И. Блинов, В.А. Брызгунов, В.В. Вихрев,
С.А. Данько, А.А. Зеленин, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, А.С. Кингсеп, В.Д. Королев,
Е.А. Смирнова, Г.И. Устроев, А.С. Черненко, В.А. Щагин

*РНЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, 123182, Москва, Россия,*
*korolev@dap.kiae.ru*

Приведены результаты исследования параметров нейтронного источника, выполненного на основе Х-пинча. При токе до 1.7 МА с фронтом нарастания ~ 150 нс в области перекрестия нитей диаметром 70-80 мкм, изготовленных из дейтерированного полиэтилена, образовывались высокотемпературные плазменные точки. Формирование горячих точек сопровождалось возникновением коротких импульсов мягкого рентгеновского излучения длительностью 2–4 нс и эмиссией нейтронов. Энергия нейтронов измерялась времяпролетным методом в 4-х направления, составляющих с осью нагрузки следующие углы: $0^0$ (по направлению к аноду), $90^0$, $180^0$ (по направлению к катоду), $270^0$. Средняя энергия нейтронов оказалась равной: вдоль оси по направлению к аноду и катоду соответственно: 2.0±0.2 МэВ, и 2.6±0.1 МэВ, а в двух диаметрально противоположных радиальных направлениях: 2.5±0.1 МэВ и 2.4±0.1 МэВ. Максимальный нейтронный выход при токе 1.6 МА составлял $10^{10}$ нейтронов.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ Х-ПИНЧЕЙ НА МАЛОГАБАРИТНОМ СИЛЬНОТОЧНОМ ГЕНЕРАТОРЕ МИНИ

Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, И.Н. Тиликин*, В.М. Романова, А.Р. Мингалеев, С.А. Чайковский, А.Е. Тер-Оганесьян, Т.А. Хаттатов*, С.И. Ткаченко*

*ФИАН, Москва,*
**МФТИ, Долгопрудный*

Точечный источник мягкого рентгеновского излучения на основе Х-пинчей достаточно широко используется для рентгенографии различных плазменных объектов: проволочных сборок, Z и Х-пинчей, а также для исследования взрыва отдельных проволочек [1, 2], но до последнего времени установки для работы с Х-пинчами были большими и дорогими, что ограничивало их применение.

Создание, мобильного и стабильно работающего в широком интервале материала и массы проволочек Х-пинчей генератора МИНИ с током 350 кА, напряжением 40 кВ и временем нарастания импульса 200 нс, позволит использовать его для создания источника для проекционной рентгенографии как плазменных, так и биологических объектов.

Проведены первые эксперименты по исследованию возможностей данного генератора: оптимизация параметров нагрузки, измерение энерговыхода рентгеновского излучения в разных энергетических диапазонах и размера источника излучения. В результате исследований была получена высокая эффективность преобразования запасенной энергии генератора в энергию мягкого рентгеновского излучения горячей точки Х-пинча. Рентгенограммы тест-объектов, полученные в излучении Х-пинчей из Mo, W, Ag и Ti проволочек показали пространственное разрешение от 1.2 до 5 мкм в зависимости от диапазона используемой энергии при длительности вспышки излучения ~ 1 нс.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00993, 08-08-00688 и РНПВШ (2.1.1/5470).

**Литература**

[1]. T.A.Shelkovenko, D.B.Sinars, S.A.Pikuz, K.M.Chandler, and D.A.Hammer, Rev. Sci. Instr., **72**, 667-670, 2001

[2]. D.B.Sinars, Min Hu, K.M.Chandler, J. T.A.Shelkovenko, S.A.Pikuz, B.Greenly, D.A.Hammer, B.R.Kusse, Phys. Plasmas, **8** , 216-230 (2001)

# РАСЧЕТ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ПИНЧА, ОБРАЗОВАННОГО СЖАТИЕМ ВОЛЬФРАМОВОЙ МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ, ПО РАДИАЦИОННОМУ 2-МЕРНОМУ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМУ КОДУ RALEF-2D

М.М. Баско, *В.Г. Новиков, П.В. Сасоров

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, РФ, sasorov@itep.ru*
**Институт прикладной математики РАН, Москва, РФ, novikov@kiam.ru*

Произведен расчет преобразования кинетической энергии схлопывающейся на ось оболочки вольфрамовой плазмы в мягкое рентгеновское излучение.

Расчет сделан с помощью нового 2-мерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D, разработанного в рамках сотрудничества между ИТЭФ и GSI (Darmstadt). Пространственная часть переноса излучения реализована методом коротких характеристик с использованием угловых $S_n$ квадратур. Представленный расчёт выполнен для 32 спектральных групп и 84 лучей в каждой пространственной точке. Приведенные цифры параметров кода, так же как и параметры двумерной пространственной $r$-$\varphi$ сетки подбирались опытным путем так, чтобы добиться разумного времени расчета при сохранении приемлемой точности расчета. Необходимые таблицы непрозрачностей вольфрамовой плазмы были получены с помощью кода THERMOS, разработанного в ИПМ.

Масса оболочки, ее скорость и толщина выбраны на основе имеющихся данных по массам вольфрамовых сборок, энергии рентгеновского импульса и его длительности, типичных для экспериментов с вольфрамовыми многопроволочными сборками, направленных на максимально эффективное преобразование энергии импульса генератора в рентгеновское излучение при достижении максимально возможной мощности излучения. Речь идет об экспериментах на установке Ангара-5-1. Таким образом, основным результатом расчета является спектр излучения пинча с простанственно-временным разрешением. Он отражает очень сложную неоднородную структуру сжатого состояния пинча с присутствием сильной и сильно излучающей ударной волны. Рассчитанный спектр излучения пинча состоит из двух компонент. Первая, более мягкая компонента качественно похожа на черно-тельное излучение с температурой около 100 eV. Вторая, более жесткая компонента имеет спектр качественно похожий на спектр с цветовой температурой около 400 eV, причем его интенсивность примерно два порядка меньше интенсивности черно-тельного излучателя с такой температурой.

В докладе будет проведено сопоставление расчетных спектров с экспериментальными данными по обзорным спектрам с установок Ангара-5-1 и Z. Это, пожалуй, почти единственная возможность выявить структуру центрального пинча и физические процессы, ответственные за ее формирование.

# ИЗМЕРЕНИЯ АЗИМУТАЛЬНОЙ И АКСИАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ПИНЧЕВАНИЯ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА

В.И. Крауз, К.Н. Митрофанов[*], М. Шольц[**], В.П. Виноградов, Ю.В. Виноградова, Е.В. Грабовский[*], Е. Зелинска[**], Г.Г. Зукакишвили[*], Л. Карпински[**], В.С. Койдан, В.В. Мялтон, М. Падуш[**]

*РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, krauz@nfi.kiae.ru*
*[*]ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Московская обл., Россия, angara@triniti.ru*
*[**]Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза, Варшава, Польша*

Проведен анализ результатов измерений магнитных полей в области формирования пинча двух крупнейших плазмофокусных (ПФ) установок: ПФ-3 (РНЦ «Курчатовский институт», Москва) и PF-1000 (Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза, Варшава). В экспериментах использованы абсолютно калиброванные магнитные зонды [1], разработанные для измерений в условиях плазмофокусного разряда. На установке PF-1000 проведена модернизация источника питания, что позволило увеличить полный разрядный ток при заданном напряжении заряда батареи. Однако зондовые измерения азимутального магнитного поля показали, что увеличение полного разрядного тока не всегда сопровождается увеличением тока в области пинчевания. В разрядах с высоким нейтронным выходом ($N \geq 10^{11}$ нейтронов при токе ~ 1.7 МА) практически весь ток (в пределах точности измерений) сжимается внутрь области радиусом < 40 мм (радиус установки зонда). В то же время в неудачных разрядах магнитный зонд регистрирует всего 40-50 % от полного разрядного тока (~ 0.8 МА). Нейтронный выход при этом падает до величины $N \leq 10^9$ нейтр./импульс, несмотря на увеличение амплитудного значения полного тока до 2 МА.

Аналогичный результат получен в экспериментах на установке ПФ-3. Наблюдаемый нейтронный выход коррелирует с величиной тока, измеренной магнитными зондами. Полученные результаты убедительно свидетельствуют о некорректности применения традиционно используемых измерений полного разрядного тока с помощью поясов Роговского, установленных в начале разрядного промежутка, для построения скейлинговых соотношений. В течение длительных предварительных стадий разряда, характерных для ПФ установок (стадии формирования токового слоя и его ускорения вдоль электродов разрядной системы), возможна потеря значительной части тока, что приводит к его неэффективной контракции на оси.

В ряде существующих моделей развития ПФ-разряда предполагается наличие продольного магнитного поля, возникающего при сжатии токовой оболочки [2]. Это может приводить к формированию замкнутых бессиловых магнитных конфигураций, эффективно захватывающих ускоренные в пинче ионы. К настоящему времени существовали лишь косвенные указания на наличие такой компоненты поля [3]. В данной работе предпринята попытка проведения прямых измерений с помощью аксиальных магнитных зондов. Впервые экспериментально показано наличие $B_z$ компоненты магнитного поля. Наблюдено сжатие этого поля во фронте ударной волны, возникающей при движении токовой оболочки, до величины ~ 0.5-2.5 кГс.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 07-08-00737 и грантом президента РФ МК-81.2009.2.

**Литература**

[1]. V.I. Krauz et al., Proc. of 17th Conf. BEAMS'08, X'ian, China, 2008, p.637-640
[2]. U. Jäger and H. Herold, Nuclear Fusion 27, 407 (1987)
[3]. Hubner K., Rager J.P., Steinmetz K. // Proc. 10th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. – Moscow, 1981.- V.1. – D-2.

# ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ И СКЭЙЛИНГЕ МОЩНОСТИ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В СХЕМАХ С ИНЕРЦИОННЫМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УДЕРЖАНИЕМ.

Куриленков Ю.К., *Гуськов С.Ю., Тараканов В.П.

*Объединенный институт высоких температур РАН* yukurilenkov@rambler.ru
*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН* guskov@fci.lebedev.ru

Представлен краткий обзор последних работ по инерционному электростатическому удержанию и синтезу, идея которых восходит к известной схеме, предложенной О.Лаврентьевым [1]. Обсуждаются возможности увеличения плотности мощности ядерного синтеза и её скэйлинг при уменьшении размеров установок и увеличении глубин потенциальных ям, а также способы увеличения коэффициента усиления Q [2]. Более детально имеющиеся результаты сопоставляются с данными по электростатическому удержанию и синтезу в наносекундном вакуумном разряде [3]. Показано, что в экспериментах с разрядом образующийся в межэлектродном пространстве виртуальный катод (ВК), ускоряющий и увлекающий в своей динамике ионы анодной плазмы, может отвечать и за наблюдавшиеся пульсирующие режимы реакции ядерного DD горения в межэлектродной среде. Этот эффект является аналогом так называемых периодически осциллирующих плазменных сфер (ПОПС) [2], действие которых, в свою очередь, представляет собой частный режим наносекундного разряда, когда время восстановления потенциальной ямы в разряде оказывается много меньше длительности приложенного импульса напряжения [3]. Отметим, что в разряде с миниатюрными электродами (диаметр ~ 0,5 см) уже на данном этапе работы мы имеем дело с глубинами потенциальных ям порядка десятков киловольт, размером ВК в доли сантиметра и частотами зафиксированных колебаний ионов в десятки МГц (порядок частоты пульсаций нейтронного выхода) [3]. Таким образом, реализуемые плотности мощности ядерного синтеза ($\sim 1/r^4$) в миниатюрном наносекундном разряде на порядки величин превышают значения, полученные в имеющихся на сегодняшний день экспериментах с ПОПС [2]. Однако малый объём плазмы ($\sim r^2 - r^3$) ограничивает полный нейтронный выход реакции DD горения на уровне $\sim 10^5 - 10^7/4\pi$ (за импульс в 50 наносекунд на $\approx$ 1 Дж введённой энергии). Представлены результаты дальнейшего моделирования динамики электронов и ионов в разряде методом частиц (PIC), включающие и моделирование выхода DD нейтронов во времени.

**Литература**

[1]. O.Lavrent'ev.Ukr.Phys.Journ. 1963 V.8 P.440; B.D.Bondarenko. Usp. Phys. Nauk **171**(2001)886.

[2]. R. A. Nebel et al Phys. Plasmas 2005 V.12 012701; J.Park, R.Nebel et al Phys. Plasmas 2005 V. **12** 056315.

[3]. Yu.K. Kurilenkov et al. *J.Phys.A:Math&General* **39** (2006) 4375; Yu.K. Kurilenkov , V.P.Tarakahov, S.Yu.Gus'kov et al. *J.Phys. A: Math &Theor* **42** (2009) 214041.

# FST-ФОРМИРОВАНИЕ КРИОГЕННОГО ТОПЛИВНОГО СЛОЯ В СФЕРИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЯХ ТИПА HIPER С КОМПАКТНОЙ И ПОРИСТОЙ ПОЛИМЕРНОЙ ОБОЛОЧКОЙ

И.В. Александрова, [*]А.Н. Александров, [**]А.А. Белолипецкий, Е.Р. Корешева, Е.Л. Кошелев, В.А. Калабухов, [***]Е.А. Малинина, И.Е. Осипов, [****]Л.В. Панина, [*****]А.И. Сафронов, [***]К.О. Семёнов, Т.П. Тимашева, [*****]И.Д. Тимофеев, [*****]Г.С. Усачев

*Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия,* ivaaleks@gmail.com

[*]*Всероссийский Научно - исследовательский институт по эксплуатации атомных электростанций, Москва, Россия*

[**]*Учреждение Российской академии наук Вычислительный Центр им. А.А. Дородницына*

[***]*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

[****]*Учреждение Российской академии наук Институт Общей Физики, Москва, Россия*

[*****]*Федеральное Государственное Унитарное Предприятие «Красная Звезда», Москва, Россия*

Современные исследования, проводимые в области инерциального термоядерного синтеза (ИТС), вышли на свою завершающую стадию: создание экспериментального реактора и осуществление генерации электрической энергии. С этой целью в Европе создана мощная лазерная установка HiPER, функционирование которой требует формирования и доставки криогенных мишеней ударного поджига с высокой частотой (0.1-10 Гц). Отметим, что мишени должны быть свободными (т.е. бесподвесными, или, другими словами, незакрепленными). В ФИАН разработана технология FST (Free-Standing Targets), в основу которой положен принцип работы с движущимися бесподвесными мишенями, что позволяет формировать криогенные мишени с необходимой частотой. В настоящем докладе представлены результаты исследования возможности применения технологии FST для высоко-частотного формирования криогенных мишеней типа HiPER*. Мишень представляет собой сферическую полимерную оболочку (Ø~ 2.094 мм, толщина 3 мкм) с намороженным на ее внутренней стороне топливным слоем (211 мкм). Другой вариант мишени состоит из аналогичной тонкой оболочки (Ø~ 2.046 мм, толщина 3 мкм) с прилегающим слоем “полимерная пена + DT” (70 мкм), а далее идет твердый слой из чистого DT (120 мкм). В работе обсуждается моделирование FST технологий для различных материалов оболочки:

- Заполнение массива оболочек класса HiPER газообразным топливом до давления ~ 1000 атм при 300 К. Результаты оптимизационных расчетов по заполнению оболочек типа HiPER в режиме с постоянным градиентом давления.
- Разгерметизация мишенного контейнера (МК): сохранение герметичности МК в процессе его охлаждения до расчетной температуры разгерметизации. Это позволит выполнить технические условия по минимизации рисков, связанных с разрушением мишеней класса HiPER.
- FST-формирование: (а) выбор оптимальной температуры входа мишени в канал формирования, (б) анализ поведения границы раздела “жидкость+пар” при различных скоростях охлаждения оболочки с топливом.

В докладе также обсуждается предварительная концепция модуля FST-формирования для мишеней типа HiPER, включая мишенный контейнер, как промежуточный элемент между системой заполнения и модулем формирования.

*/Работа выполнена в рамках проекта Международного Научно-Технического Центра (МНТЦ) №3927 (партнер проекта - Совет Научно-Технических Ресурсов (STFC), Англия).

# ОХЛАЖДЕНИЕ КОНЕЧНЫХ (МАЛЫХ) ОБЪЕМОВ ПЛАЗМЫ.

Н.Г. Борисенко, Ю.А. Меркульев

*Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева, Ленинский пр. 53, Москва, 119991, Россия,* merkuli@sci.lebedev.ru

В экспериментах по формированию плазмы и плазменных потоков при воздействии мощного лазерного излучения на твердое (сплошное) вещество или на полимерную «пену» детально изучены динамика и перенос энергии в плазме. Во многих таких экспериментах наблюдается, но не обсуждается остывание плазмы и ее динамика после остывания. Часто это связано с такой постановкой опытов, при которых процесс остывания плазмы происходит одновременно со столкновением плазменного потока (сгустка) с фольгой. Оправданием отсутствия внимания к измерению времени остывания конечных объемов плазмы может быть то, что малые объемы плазмы или разреженная плазма остывают слишком быстро (десятки или несколько сотен пикосекунд) и диагностическая аппаратура не позволяет поставить несколько точек во времени на зависимости яркости свечения (рентгеновского) плазмы.

Возникает вопрос: что к знаниям о плазме нам могут добавить сведения об остывании конечных объемов плазмы?

По нашему мнению, специально поставленные эксперименты по изучению динамики остывающей плазмы могут дать экспериментальные данные для математического моделирования радиационного охлаждения (т. е. проверки заложенных в программы констант радиационного переноса) и позволят измерить кинетическую энергию плазменного потока, который уже остыл (т.е. прямо измерить коэффициент гидродинамической передачи).

В данной работе обрабатываются экспериментальные результаты взаимодействия мощного лазерного излучения с мишенями, полученные на установке PALS (Прага, Чехия) в 2005 году. Данные о скоростях формирования плазмы и скорости переноса энергии из этих опытов опубликованы в 7 статьях и докладах на конференциях, и использованы, например, в [1-3]. Мы оцениваем скорость охлаждения объемов плазмы разной плотности с размерами около 0.3 мм и демонстрируем возможность (метод) измерения скорости и кинетической энергии плазмы после остывания.

Мы благодарны за частичную поддержку РФФИ (проект №07-02-01148)

**Литература**

[1]. Khalenkov A.M., Borisenko N.G., Kondrashov V.N., Merkuliev Yu.A., Limpouch J., Pimenov V.G. Experience of microheterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. // Laser & Particle Beams, 2006, Vol. 24, pp. 283-290.

[2]. Borisenko N.G., Akunets A.A., Khalenkov A.M., Klir D., Kmetik V., Krousky E., Limpouch J., Masek K., Merkuliev Yu.A., Pfeifer M., Pimenov V.G., Ullschmied J.. Particular features of the transmission of laser radiation with wavelength 0.438 μm and intensity $(3\text{-}7)\cdot10^{14}$ W/cm$^2$ through an undercritical plasma from polymer aerogels. // Journal of Russian Laser Research. 2007, Vol. 28, No 6, pp. 500-518

[3]. Labaune C, Depierreux S, Tikhonchuk V T, Michel D T, Stenz C, Borisenko N G, Nicolaï Ph, Hüller S, Pesme D, Loiseau P, Masson-Laborde P-E, Casanova M, Grech M, Riazuelo G, Riconda C, Weber S, Darbon S, Wrobel R, Alozy E, Casner A, Meyer C, Romary P, Thiell G, Nazarov W, Limpouch J. Laser-plasma interaction physics in multi kilojoule experiments (in print for IFSA 2009 Proceedings)

# LASER INTERACTION WITH FOAM TARGETS

N.G. Borisenko, S. Chaurasia[*], L.J. Dhareshwar[*], A.I. Gromov, N.K. Gupta[*], Yu.A. Merkuliev, D.S. Munda[*], V.G. Pimenov[**], E.E. Sheveleva[**], S. Tripathi[*]

*Lebedev Physical institute, Moscow, Russia, e-mail: ngbor@sci.lebedev.ru*
*[*]Laser and Neutron Physics Section, Bhabha Atomic Research Centre, Mumbai-85, India*
*[**]Zelinsky Organic Chemistry institute, Russian Academy of Sciences, Russia*

Detailed knowledge of laser interactions with low-density porous materials is important for foam employment in the target design that may significantly facilitate various applications of high power lasers. Low-density triacetate cellulose (TAC) targets for laser irradiation are prepared not in the form of textile or artificial fibrous material as most widely used but in the form of well-organized three-dimensional network with even and delicate open-cell structure - airgel. Along with near-critical density plastic airgel layers "the metal smog" layers formed from metal particles of 0.1μm were fabricated for comparative experiments. These were conducted using intense Nd:Glass laser chain system in BARC. Energy of up to 16 J at 300-800 ps pulse was delivered on the target with a flux of $10^{13}$ to $2x10^{14}$ W/cm$^2$. The detailed study of plasma under powerful laser shot was performed measuring light transmission and scattering, x-ray and ion emission. Initially microheterogeneous plasma is considered and energy transmittance dependences are measured via areal densities and thickness for several densities. The transparencies within 6% for plasma from plastic airgel are consistent with plasma experiments in the world.

We acknowledge partial support of ILTP A3-41 and RFBR №07-02-01148 projects

## References

[1]. Khalenkov A.M., Borisenko N.G., Kondrashov V.N., Merkuliev Yu.A., Limpouch J., Pimenov V.G. Experience of microheterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. // Laser & Particle Beams, 2006, Vol. 24, pp. 283-290.

[2]. Borisenko N.G., Akunets A.A., Khalenkov A.M., Klir D., Kmetik V., Krousky E., Limpouch J., Masek K., Merkuliev Yu.A., Pfeifer M., Pimenov V.G., Ullschmied J.. Particular features of the transmission of laser radiation with wavelength 0.438 μm and intensity $(3\text{-}7)\cdot10^{14}$ W/cm$^2$ through an undercritical plasma from polymer aerogels. // Journal of Russian Laser Research. 2007, Vol. 28, No 6, pp. 500-518

[3]. Labaune C, Depierreux S, Tikhonchuk V T, Michel D T, Stenz C, Borisenko N G, Nicolaï Ph, Hüller S, Pesme D, Loiseau P, Masson-Laborde P-E, Casanova M, Grech M, Riazuelo G, Riconda C, Weber S, Darbon S, Wrobel R, Alozy E, Casner A, Meyer C, Romary P, Thiell G, Nazarov W, Limpouch J. Laser-plasma interaction physics in multi kilojoule experiments (in print for IFSA 2009 Proceedings)

# УЛЬТРАДИСПЕРСНЫЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ НАНОМЕТРИЧЕСКИХ ФРАГМЕНТОВ SN ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В МИШЕНЯХ ИТС.

Громов А.И.

*Учреждение РАН Физический институт им П.Н. Лебедева, Москва, Россия*, agromov@sci.lebedev.ru

Представлен метод получения малоплотного материала - до 1/200 от плотности исходного Sn. В процессе разработки технологии получены и малоплотные слои из Mo, Si , а также смеси Sn с W. Предложены новые методы формирования слоёв на мишени.

Приведён оптический, рентгеновский контроль слоёв и мониторинг при помощи сканирующего электронного микроскопа.

Преодолены сложности, связанные с малым удельным весом и микроколичествами используемого вещества.

Работы проведены при поддержке РФФИ (проект № 07-02-01148).

# КУМУЛЯЦИЯ ИОНОВ ПРИ ИХ УСКОРЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКИМИ РЕЛЯТИВИСТСКИ СИЛЬНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМУЛЬСАМИ

Е.А. Говрас, В.Ю. Быченков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, egovras@lebedev.ru*

Последние достижения в создании фемтосекундных лазеров ультрарелятивистской интенсивности $10^{20\div22}$ Вт/см$^2$ открывают перспективы практическим применениям, основанным на взаимодействии таких импульсов с твердотельными и газовыми мишенями. Одним из возможных применений, активно развивающихся в последнее время, является получение моноэнергетических сгустков ускоренных ионов.

В этой связи привлекают внимание мишени двухкомпонентного ионного состава, в которых, в результате воздействия короткого лазерного импульса, наиболее эффективно ускоряется более лёгкая ионная компонента, а тяжёлая может выступать в роли своеобразного «кулоновского поршня» [1]. При достаточно высокой интенсивности лазерного импульса происходит почти мгновенная ионизация мишени и удаление из нее электронов. Тогда её дальнейшее поведение можно рассматривать в рамках механизма «кулоновского взрыва». Такой сценарий ускорения частиц рассматривался недавно для случая однородного распределения примеси по объёму тонкой фольги в условиях малости собственного кулоновского поля ускоряемой примеси [2]. Однако, в рамках данной модели, остаётся открытым вопрос является ли однородное распределение примеси по мишени наиболее удачным для получения пучков частиц наилучшего качества, хотя численное моделирование показывает, что однородное распределение легких ионов обеспечивает качество получаемых пучков не хуже случаю напыления легких атомов на поверхность мишени [3]. Нами были изучено ускорение легких ионов и их кумуляция в процессе разлета фольги при профилировании их начального распределения в мишени и учёте собственного поля примеси. Последнее может оказать существенное влияние на качество пучка в случае достаточно большого числа частиц примеси. Выбор наиболее удачного профиля распределения плотности осуществляется на основе анализа пространственно-временных и спектральных характеристик ускоренных частиц примеси. Наша модель обосновывает результат многомерного численного моделирования [3] об отсутствии преимущества слоистой мишени. Нами рассмотрена также задача о радиальной кумуляции ионов при каналировании интенсивных лазерных импульсов, распространяющихся в газовой плазме [4].

Работа выполнена при поддержки РФФИ (09-02-00187-а, 09-02-12112-офи_м, 09-02-12201-офи_м) и МНТЦ (проект № 2289).

**Литература:**

[1]. K.I. Popov, V.Yu. Bychenkov, W. Rozmus, V.F. Kovalev, and R.D. Sydora, Laser and Particle Beams **27**, 321 (2009)
[2]. Е.А. Говрас, В.Ю, Быченков, В.Ф. Ковалев, Физика Плазмы **36**, в печати, (2010)
[3]. А.В. Брантов, В.Ю. Быченков, Физика Плазмы **36**, в печати, (2010)
[4]. A.Macchi et al., Plasma Phys.Control. Fusion, 51, 024005, (2009)

# ПРЯМОЕ УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ДВУМЯ РАСПРОСТРАНЯЮЩИМИСЯ НАВСТРЕЧУ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

С.Г. Бочкарев, *К.И. Попов, В.Ю. Быченков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, bochkar@sci.lebedev.ru*
**Университет Альберты, Едмонтон, Канада*

Ускорение электронов кильватерным полем при воздействии мощного лазерного импульса на газовую мишень позволяет достигнуть генерации электронных пучков с рекордными характеристиками по энергии (порядка 1 ГэВ). Эти пучки распространяются с низким уровнем расходимости, при этом электроны имеют малый энергетический разброс [1,2]. Наряду с механизмом кильватерного ускорения, стал разрабатываться альтернативный подход к ускорению электронов с использованием плазмы твердотельной плотности при острой фокусировке лазерного импульса, обеспечивающей максимальную интенсивность лазерного света на мишени. Использование такой фокусировки, близкой к дифракционному пределу, уже позволило создать эффективный источник коллимированных квазимоноэнергетических электронов при энергии лазера всего 3мДж [3].

В данной работе мы исследовали еще одну схему ускорения электронов из тонкой мишени, облучаемой двумя распространяющимися на встречу лазерными импульсами ультрарелятивистской интенсивности. При этом особое внимание уделяется корректному описанию ЭМ полей сфокусированного лазерного пучка. В модели пробных частиц проанализирована динамика движения электронов в таком ЭМ поле в зависимости от их начального положения вблизи фокальной плоскости при учете силы радиационного трения. Проанализированы угловые и энергетические распределения ускоренных частиц. Изучены характеристики ускоренных электронов в зависимости от начального положения ультратонкой мишени по отношению к положению фокальной плоскости. Обсуждается роль эффекта торможения излучением.

Результаты простой модели прямого лазерного ускорения электронов двумя распространяющимися навстречу лазерными импульсами при взаимодействии с тонкой фольгой сравниваются с результатами моделирования PIC методом (частица в ячейке). Обсуждается роль кулоновского поля мишени в формировании струй быстрых электронов, предсказываемых простой моделью.

Работа выполнена при частичном финансировании проектов РФФИ 09-02-12201-офи_м, 09-02-00187-а, 09-02-12112-офи_м.

**Литература**

[1]. Leemans W. P., Nagler B., Gonsalves A. J. el al., Nat. Phys. 2, 696 (2006).
[2]. Kneip S. , Nagel S. R. , Martins S. F. el al., Phys. Rev. Lett. 103, 035002 (2009).
[3]. Mordovanakis A. G., Easter J., Naumova N. et al. Phys. Rev. Lett. 103 (2009), in press.

# ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ И ДЕЙСТВИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

В.С. Беляев

*ФГУП Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия, vadimbelyaev@mail.ru*

Исследованы особенности лазерной релятивистской плазмы – формирование вихревых электронных структур и связанных с ними тороидальных квазистационарных сверхсильных магнитных полей, их совместное распространение с образованием квазинейтральных вихревых плазменных замагниченных потоков, движущихся как мезоструктуры со скоростью дрейфа, показано, что эта скорость в условиях пинч-эффекта приводит к образованию не только электронов, но и ионов с релятивистской энергией.

Сочетание ультравысокой интенсивности и сверхкороткой длительности лазерного излучения приводит к эффективному бесстолкновительному механизму непосредственной передачи импульса и момента импульса от электромагнитного излучения к заряженным частицам – электронам и ионам. Процесс развития плазмы носит явно выраженный двухступенчатый характер. На первой стадии на глубине аномального скин-слоя образуется тороидальная электронная структура – потенциальный вихрь, определяющий пространственную структуру электромагнитных квазистационарных полей, генерируемых в лазерной плазме. Требование релятивистской инвариантности этих полей и уравнений движения обусловливает дрейф этих полей и электронов с одинаковой скоростью. Требование квазинейтральности обусловливает вовлечение на следующей стадии в движение положительно заряженных ионов. В отсутствие столкновений их движение происходит благодаря передачи им импульса созданного в плазме электромагнитного поля. Ионы вместе с электронами образуют квазинейтральную тороидальную структуру – замагниченную плазму, которая как единое целое движется с постоянной скоростью – скоростью электрического дрейфа. В условиях развития пинч-эффекта эта скорость может заметно возрастать и, соответственно, возрастать до релятивистских значений скорость не только электронов, но и тяжелых положительно заряженных ионов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 09-02-00041, 09-02-12096, 09-08-13629 и 10-08-00752).

# ГЕНЕРАЦИЯ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ МИШЕНЯМИ

В.С. Беляев, А.П. Матафонов

*ФГУП Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия, anatolymatafonov@mail.ru*

Представлены основные результаты по генерации быстрых заряженных частиц при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями.

Целями проведения экспериментальных исследований было: 1) определение максимальной энергии быстрых электронов, протонов и ионов, температуры (средней энергии) электронов, протонов и ионов; 2) исследование ускорения протонов с передней поверхности мишени навстречу лазерному импульсу (т.е. наружу мишени), ускорение протонов с передней поверхности вглубь ее и ускорение протонов с тыльной поверхности мишени (фольги) наружу; 3) исследование пространственного распределения пучков протонов, ускоренных с тыльной поверхности различных металлических фольг; 4) исследование возможности инициирования различных (γ, n), (p, n) ядерных реакций.

В качестве мишеней использовались плоские пластинки из Be, LiF, Ta, Cu, Ti, фторопласта толщиной от 1 мм до 30 мм и фольги из Al, Cu, Ti толщиной от 1 мкм до 100 мкм.

Результаты экспериментов показали, что в плазме, создаваемой пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью $2\times10^{18}$ Вт/см$^2$, генерируются электроны и γ-кванты с максимальной энергией около 7.5 МэВ, узконаправленные пучки протонов с максимальной энергией 5 МэВ и температурой свыше 100 кэВ. Наиболее эффективно процесс ускорения протонов происходит в случае ускорения протонов с тыльной стороны поверхности мишени наружу, при этом существует оптимальная толщина Al мишени, равная 10 мкм, при которой генерируются протоны с максимальной энергией 5 МэВ. Пучки протонов распространяются по нормали к мишени и угол отклонения протонов уменьшается для протонов большей энергии, при использовании мишеней с большей толщиной и с большим атомным номером атомов мишени.

Показано, что при взаимодействии интенсивных ($2\times10^{18}$ Вт/см$^2$) пикосекундных лазерных импульсов с твердотельными мишенями реализуются условия для инициирования фотоядерных реакций $^{9}$Be(γ, n)2α, $^{181}$Ta(γ, n)$^{180}$Ta с пороговыми энергиями для γ-квантов, равными 1.67 МэВ и 7.56 МэВ соответственно, и реакций, инициируемых при воздействии быстрых протонов $^{7}$Li(p, n)$^{7}$Be, $^{63}$Cu(p, n)$^{63}$Zn, $^{48}$Ti(p, n)$^{48}$V с пороговыми энергиями для протонов, равными 1.88 МэВ, 4.1 МэВ и 5 МэВ соответственно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 09-02-00041, 09-02-12096, 09-08-13629 и 10-08-00752).

# ДВУХ – ПОТОКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ГЕНЕРАЦИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ФЕМТО – СЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТОНКИМИ МИШЕНЯМИ

И.Н. Косарев

Взаимодействие релятивистских лазерных импульсов с тонкими мишенями представляет интерес, поскольку генерируемые быстрые протоны могут применяться для быстрой протонографии, изохорного разогрева конденсированных мишеней, быстрых нейтронных источников, быстрого зажигания термоядерных мишеней и получения изотопов.

Взаимодействие лазерного импульса с тонким слоем плазмы с резкой границей приводит к ускорению электронов плазмы пондеромоторной силой, возникающей вследствие неоднородности лазерного поля в плазме. При этом возникает разделение зарядов в слое плазмы, что приводит к ускорению ионов и протонов плазмы амбиполярным полем, причем это ускорение зависит от распределения горячих электронов по импульсам. Кроме того, протоны могут ускоряться бесстолкновительной электростатической ударной волной, вследствие стохастического ускорения электронов в поле падающей и отраженной волны, кулоновского взрыва положительно заряженной плазмы. В данной работе обнаружен новый механизм ускорения протонов, связанный с двух – потоковой неустойчивостью электронного пучка, генерируемого пондеромоторной силой неоднородного лазерного поля.

Расчет проводился в рамках нового подхода, основанного на построении пропагаторов для функций распределения частиц плазмы [1].

Расчет производился для взаимодействия линейно – поляризованного лазерного импульса с тонкой CH мишенью с резкими границами. Максимальная интенсивность $I_0 = 10^{20}$ Âò / ñì $^2$, длина волны $\lambda = 0{,}8$ ìêì , лазерный импульс длительностью $50$ ôñ падает нормально поверхности пленки толщиной $0{,}5$ ìêì , полуширина импульса $\sigma = 6\lambda$. Быстрые протоны (с энергией свыше $1$ ÌýÂ) поглощают порядка 50% энергии лазерного импульса, их относительное число порядка $0{,}1$, средняя энергия протона составляет величину порядка $2$ ÌýÂ, причем половина быстрых протонов ускоряется в обратную по отношению к направлению распространения лазерного импульса сторону. Отсечка спектра быстрых протонов происходит при энергии $E_p^{\max} \approx 90$ ÌýÂ. Эта энергия примерно равна максимальной энергии высоко – энергетических электронов. Кроме того, области генерации горячих электронов с энергией до $100$ ÌýÂ и быстрых протонов коррелируют. Эти электроны стабилизируют двух – потоковую неустойчивость электронного пучка, генерируемого пондеромоторной силой лазерного импульса, и также ускоряются и в сторону, обратную направлению распространения лазерного импульса.

В результате образуется неоднородное вдоль оси падения лазерного импульса распределение плотности энергии ленгмюровских волн. Те же неоднородности, на которых ускоряются электроны, ускоряют и протоны, которые также ускоряются в прямом и обратном направлениях оси. Силой, которая ускоряет протоны, является пондеромоторная сила, обусловленная неоднородностью поля ленгмюровских волн. Таков физический механизм генерации быстрых протонов.

**Литература**

[1]. Косарев И.Н., УФН, 2006, Т. 176, С. 1267.

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПЛАЗМЕ

И.Ю. Костюков, Е.Н. Неруш

*Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, 603950, г. Н. Новгород, Россия*

В последнее время большой интерес привлекают к себе плазменные методы ускорения заряженных частиц. Такой интерес, в частности, обусловлен тем фактом, что плазменные методы позволяют в значительной мере преодолеть ограничения, присущие методам, которые используются в стандартных ускорителях заряженных частиц. Несмотря на значительные успехи, достигнутые в исследовании ускорения электронов в плазме мощными лазерными импульсами, многие вопросы до сих остаются недостаточно исследованными. Одним из таких вопросов является вопрос о влиянии поляризации лазерного излучения на параметры ускоренных электронов и свойства плазменного отклика. Так, из данных работы [1], посвященной использованию бетатронного излучения для диагностики ускоренных электронов, следует, что при некоторых условиях поперечное сечение электронного пучка становится сильно вытянутым вдоль оси поляризации. Данный эффект может быть важен для различных приложений (например, рентгеновские лазеры на свободных электронах), где большое значение имеет эмиттанс пучка ускоренных электронов. В данной работе анализируются различные механизмы, приводящие к уширению электронного пучка вдоль направления поляризации лазерного излучения. Для исследования эффекта используются трехмерное численное моделирование методом частиц в ячейках и полуфеноменологические модели, описывающие захват электронов сильно нелинейной плазменной волной [2] и рассеяние электронов лазерным импульсом вне рамок пондеромоторного приближения [3].

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (Грант No 09-02-97054, 09-02-12322-офи_м, 08-02-01209-а).

**Литература**

[1]. Kim Ta Phuoc *et al*., Phys. Rev. Lett. **97** 225002 (2006).
[2]. I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, V. Seredov, Phys. Rev. Lett. **103** 175003 (2009).
[3]. E.N. Nerush and I.Yu. Kostyukovб Phys. Rev. Lett. **103** 035001 (2009)

# КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДАХ

И.Ю. Костюков, Е.Н. Неруш

*Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, 603950, г. Н. Новгород, Россия*

Помимо своего фундаментального значения исследования электромагнитных каскадов привлекают к себе повышенное внимание также в связи с их важной ролью в окружающих процессах: образование широких атмосферных ливней космических лучей [1], пробой вакуума через образование каскадов вблизи поверхностей пульсаров [2], образование электрон-позитронных пар в сверхсильном лазерном поле [3] и др. Электромагнитный каскад можно определить как последовательную цепочку процессов: излучение позитронами и электронами энергичных гамма-квантов, чередующееся с распадом гамма-квантов в сильном электромагнитном поле на электрон-позитронную пару. Несмотря на то, что электромагнитные каскады известны достаточно давно, до сих пор недостаточно подробно исследовано влияние собственных полей заряженных частиц на развитие каскадов.

Исследовано влияние коллективных плазменных эффектов на динамику электромагнитных каскадов. Большое количество электронов и позитронов, рожденных в результате развития каскада, генерируют коллективное электромагнитное поле, сравнимое с внешним полем. В результате собственное коллективное поле может, в свою очередь, значительно модифицировать развитие каскада и предотвратить образование новых частиц. Для моделирования плазменных эффектов в электромагнитном каскаде разработана численная схема, основанная на методе частиц в ячейке и учитывающая такие квантово-электродинамические процессы, как излучение гамма-квантов и рождение электрон-позитронных пар. Обсуждаются результаты моделирования.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (Грант No 09-02-97054, 09-02-12322-офи_м, 08-02-01209-а).

**Литература**

[1]. И.П. Иваненко, Электромагнитные каскадные процессы.– М.: Издво Моск. ун-та, 1972.
[2]. В.С.Бескин, Осесимметричные стационарные течения в астрофизике.– М.:Физматлит, 2006.
[3]. A.R. Bell and J.G. Kirk, Phys. Rev. Lett. **101** 200403 (2008).

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО СФЕРИЧЕСКИМИ КЛАСТЕРАМИ

Костенко О.Ф.

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, e-mail:* olegkost@ihed.ras.ru

В работе [1] экспериментально показано увеличение выхода рентгеновского $K_\alpha$-излучения при размещении сферических кластеров размером порядка длины волны на поверхности плоской твердотельной мишени. В настоящей работе представлена модель расчета выхода характеристического рентгеновского излучения в зависимости от энергии и угла падения лазерного импульса с учетом величины кластеров. Средняя энергия и количество быстрых электронов при нерелятивистских интенсивностях рассчитывались согласно модели Брюнеля [2], применимой, если амплитуда осцилляций электронов мала по сравнению с радиусом кластера. Структура ускоряющего электрического поля на поверхности кластера определялась согласно теории Ми [3]. Влияние поглощения энергии быстрыми электронами на ускоряющее поле учитывалось путем расчета сечения поглощения.

Показано, что в рамках применимости рассматриваемой модели выход $K_\alpha$-излучения уменьшается с увеличением радиуса кластеров при $\rho = k_0 R > 1.5$, где $k_0$ – волновое число (рис. 1). Увеличение выхода $K_\alpha$-излучения с ростом угла падения наиболее выражено при $\rho = 1.5$ (рис. 2).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 07-02-92160-НЦНИ).

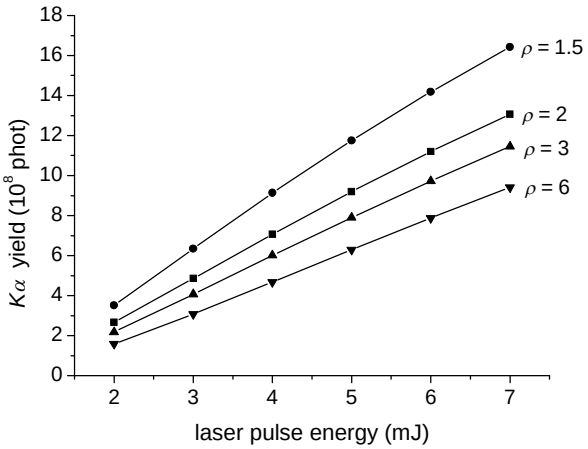



Рис. 1. Зависимость выхода $K_\alpha$-излучения меди от энергии лазерного импульса (угол падения 30°, длина волны 0.8 мкм, диаметр фокального пятна 10 мкм, длительность импульса 40 фс).

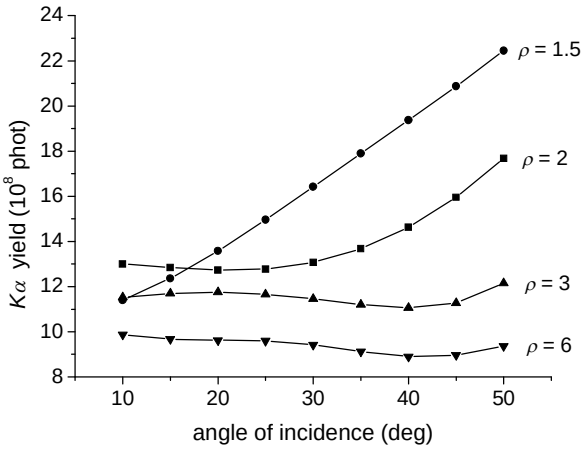



Рис. 2. Зависимость выхода $K_\alpha$-излучения меди от угла падения $p$ – поляризованного лазерного импульса при энергии 7 мДж и постоянной интенсивности.

## Литература

[1]. H.A. Sumeruk *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98,** 045001 (2007).
[2]. F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59,** 52 (1987).
[3]. О.Ф. Костенко, Н.Е. Андреев, Физика плазмы **33,** 556 (2007).

# ПАРАМЕТРЫ «ФОРМПЛАЗМЫ» ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО РАЗРЯДА.

Лебо А.И., Лебо И.Г.

*ГОУ ВПО Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), г. Москва, РФ, e-mail: lebo_a_i@mail.ru*

В Московском государственном институте радиотехники, электроники и автоматики (МИРЭА) совместно с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) ведутся исследования по созданию компактного источника многозарядных ионов и жесткого рентгеновского излучения на основе лазерно-индуцируемых разрядов. Достоинствами такого источника является высокая скорость нарастания тока разряда, возможность управления начальными параметрами плазмы («формплазмы») за счет характеристик коротко импульсного лазера, компактность установки.

Для оценки параметров плазмы, формирующейся при облучении металлических мишеней лазерным импульсом, были выполнены расчеты по двумерному лагранжевому коду «Атлант» [1]. Предполагаемые параметры Nd-лазера: энергия 10-100 мДж, длительность 10-100 пс. В расчетах варьировалась максимальная интенсивность лазерного излучения (Im), длительность лазерного импульса ($\tau$) длина волны излучения ($\lambda$). Фиксировалась: временная форма импульса (прямоугольный треугольник с основанием $\tau$ и высотой Im) и материал мишени – алюминиевая фольга толщиной 5 мкм.

Получены зависимости массового потока ( $\dot{M}$ ) и заряда плазмы (ZQ) от указанных выше параметров. В предположении 100% поглощения лазерной энергии:

$$\dot{M} = 8{,}27 \cdot 10^4 \cdot \left(\frac{I_m}{I_0}\right)^{0{,}37} \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{-0.5} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-0.2} \quad [\text{г}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}],$$

$$ZQ = 1.63 \cdot 10^9 \cdot \left(\frac{I_m}{I_0}\right)^{0.6} \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{-0.2} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-0.06} \quad [\text{К см}^{-2}\ \text{сек}^{-1}]$$

В качестве «базовых» параметров были заданы следующие значения $I_0 = 8.49 \cdot 10^{11}$ Вт/см$^2$, $\tau_0$=30 пс, $\lambda_0$=1.06 мкм.

В одномерной постановке задачи возможны две модели поглощения лазера. Излучение распространяется строго вдоль оси, поглощаясь за счет обратного тормозного механизма (о.т.м.), а далее 1) доходит до критической поверхности и поглощается в ее окрестности; 2) отражается от критической поверхности и проделывает соответствующий путь в обратном направлении (поглощаясь частично за счет о.т. м.). Излучение, достигшее внешней границы плазмы, отражается. Полученные выше соотношения соответствуют первой модели (100% поглощение). Учет отражения строго назад приводит к следующим зависимостям от длины волны и длительности лазерного импульса.

$$\frac{E_{las} - E_{ref}}{E_{las}} = 0.6 \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{\alpha} \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{\beta}, \alpha = \begin{cases} -0.5, \lambda \le 1 мкм \\ -1.5, \lambda > 1 мкм \end{cases}; \quad \beta = \begin{cases} 0.7, & \tau \le 30 нс \\ 0.2, & \tau > 30 нс \end{cases}$$

Здесь $E_{las,} E_{ref}$ - падающая и отраженная от плазмы энергия лазера. При базовых параметрах лазера приблизительно 60% энергии поглощается в плазме.

Работа выполнена при поддержке Ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010)», проект №473.

**Литература.**

[1]. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2006.

# О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ И СПОНТАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПОРИСТУЮ МИШЕНЬ.

Конаш П.В., Лебо И.Г., Лебо А.И.

*ГОУ ВПО Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), г. Москва, РФ, e-mail: lebo@mirea.ru*

При облучении пористых мишеней мощным лазерным импульсом формируется турбулентная плазма, в которой будут генерироваться спонтанные магнитные поля «мегагауссового масштаба» [1].

В докладе представлены результаты двумерных численных расчетов плазменных факелов, которые формируются при облучении пористых мишеней лазерными импульсами на длине волны $\lambda$=0,53 мкм (вторая гармоника неодимового лазера). Энергия лазерного импульса 10 Дж, длительность по полувысоте 2 нс (параметры соответствуют установке «ПИКО», Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН) [2]. Расчеты были выполнены по лагранжевой программе «Атлант» [3].

На основании полученных в расчетах параметров плазмы сделаны оценки спонтанных магнитных полей (СМП) и показано, что эти поля имеют пространственный масштаб 1-5 мкм и достигают величины 5-10 МГс.

Наблюдение таких полей с помощью традиционного оптического метода, основанного на эффекте Фарадея, представляется весьма затруднительным из-за сильной неоднородности плазмы и развитой турбулентности.

В [4] рассмотрен новый подход к изучению СМП с помощью пучков быстрых электронов. Такие электронные пучки могут, в частности, генерироваться с помощью второго лазерного луча пикосекундной длительности. По программе «Аврора» (подробнее смотри [4]) были проведены расчеты рассеяния электронов на СМП заданной конфигурации. Обсуждается возможность изучения вихревых течений и полей по полученным изображениям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №08-02-00913а.

**Литература.**

[1]. Лебо А.И., Лебо И.Г., Математическое моделирование, 2009, 21, 16
[2]. Журович М.А., Житкова О.А., Лебо И.Г.,. Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Стародуб А.Н., Тишкин В.Ф. Квантовая электроника, 2009, 39, 531.
[3]. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза. Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2006
[4]. Конаш П.В., Лебо И.Г. Квантовая электроника, 2006, 36, 767

# ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РИХТМАЙЕРА-МЕШКОВА В СЛУЧАЕ КОНТАКТА ДВУХ ГАЗОВ С ОДИНАКОВЫМИ ПЛОТНОСТЯМИ, НО РАЗЛИЧНЫМИ ПОКАЗАТЕЛЯМИ АДИАБАТЫ

Дмитриев О.А., Лебо И.Г.

*ГОУ ВПО Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), г. Москва, РФ, e-mail: mirea@mirea.ru*

Работа посвящена изучению развития неустойчивости при прохождении ударной волны (У.В.) через возмущенную контактную границу (К.Г.) двух первоначально равно плотных газов с различными показателями адиабаты.

В первой части статьи моделировалось прохождение и отражение ударной волны через контактную поверхность двух равно плотных газов в случае отсутствия возмущения границы раздела. Полученные результаты сравнивались с аналитическими решениями, вытекающими из соотношений Гюгонио. Показано хорошее согласие расчетных и аналитических данных.

Моделировалось развитие одиночных возмущений контактной поверхности в различных физических постановках: 1) с условием протекания и 2) абсолютно упругой стенки в основании расчетной области. Во втором случае наблюдалось двукратное прохождении У.В. через К.Г..

На основании двумерных расчетов получены скорости нарастания одиночных возмущений в зависимости от начальных амплитуд, длин волн и граничных условий. Изучена нелинейная и переходная стадии процессов развития данного типа неустойчивости, описаны особенности развития данного типа неустойчивости при однократном и двукратном прохождении У.В. (эволюция «пузырей» и «струй»).

# ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИЗЛУЧЕНИЯ УСТАНОВКИ «ЛУЧ»

О.А. Бучирина, И.Н. Деркач, А.А. Еремин, Л.В. Львов, С.А. Сухарев, И.Е. Чернов

*Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский Научно Исследовательский Институт Экспериментальной Физики, Саров, Россия, e-mail: lvov@otd13.vniief.ru*

Для исследования формы волнового фронта излучения и аберраций оптической системы установки «Луч» [1] разработан и изготовлен интерферометр радиального сдвига, аналогичный описанному в [2]. Для улучшения качества интерференционной картины проведено численное моделирование интерферометра с помощью программного пакета Fresnel [3]. Осуществлена оптимизация его параметров. Собранный интерферометр позволяет осуществлять регистрацию интерферограмм как на импульсном излучении первой и второй гармоник неодимового лазера, так и непрерывном инфракрасном с малой длиной когерентности. Отработана методика восстановления волнового фронта с помощью программы WinFringe для интерферограмм с эталонным фронтом. Проведено измерение аберраций отдельных частей и всей оптической системы силового тракта. Приведены значения волнового фронта излучения первой и второй гармоник, полученные в полномасштабных опытах. Получено согласие результатов проведенных исследований со значением расходимости излучения, измеренной другими методами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-12157 офи_м).

**Литература**

[1]. Безнасюк Н.Н., Галахов И.В.Гаранин С.Г., Григорович С.В., Ерошенко В.А., Илькаев Р.И., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Муругов В.М., Рукавишников Н.Н., Сухарев С.А., Четырехканальная лазерная установка « Луч» - модуль установки «ИСКРА-6».-Доклад, IV Харитоновские научные чтения, сборник аннотаций, стр. 82, Саров,2002 г.

[2]. Малакара Д. Оптический производственный контроль. — Москва Машиностроение, 1985.

[3]. I.V. Epatko, R.V. Serov, “Advantages o Fast Fourier Interpolation for high power laser simulation”, IFSA05, Biaritz, France, abstract book p. 229.
www.wavesimsoft.com.

# РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ ПУЧКА НА ОДНОРОДНОСТЬ ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ В СХЕМЕ С РАСТРОМ

Н.В. Воронина, В.Н. Деркач, Л.В. Львов, С.А. Сухарев, Н.А. Филатова

*Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский Научно Исследовательский Институт Экспериментальной Физики, Саров, Россия, e-mail: lvov@otd13.vniief.ru*

На установке «Луч» проводятся эксперименты по исследованию уравнений состояния вещества [1]. Цель экспериментов – исследование ударных адиабат различных материалов в диапазоне давлений *1-30 Мбар*. Для проведения экспериментов создан стенд с использованием камеры с внутренним диаметром *1.0 м*. Облучение мишеней проводится излучением второй гармоники неодимового лазера. Для фокусировки излучения используется двухлинзовый объектив с фокусным расстоянием *1000 мм*. Мишени прямого облучения в общем случае представляют собой плоскую, свободно висящую, фольгу толщиной *50-60 мкм*. Используются и другие более сложные мишени. В проводимых экспериментах необходимо обеспечить равномерное облучение площадки диаметром *0.3-1 мм* с неоднородностью *3 %*.

Как показывают расчёты и экспериментальные исследования, невозможно получить равномерное распределение излучения в объёме постановки мишени при наличии аберраций пучка и фокусирующей системы. Для улучшения однородности облучения мишени на установке «Луч» используются линзовые растры. Однако, в проведённых экспериментах не удалось получить высокую равномерность распределения излучения.

Данная работа посвящена расчетному анализу влияния фазовых искажений волнового фронта пучка в схеме облучения с растром на пространственные характеристики излучения в области постановки мишени. Рассмотрена зависимость однородности облучения мишени от её наклона. Расчеты проведены с помощью специализированной программы FRESNEL, разработанной для расчета характеристик лазерного пучка, распространяющегося по оптической системе [2].

Показано, что фазовые искажения приводят к смещению плоскости минимального пятна относительно фокальной плоскости и изменению его размера. При этом наблюдается возникновение несимметричных «горбов» в распределении интенсивности, наклон мишени не оказывает заметного влияния на однородность облучения мишени.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-12157 офи_м).

**Литература**

[1]. Безнасюк Н.Н., Галахов И.В.Гаранин С.Г., Григорович С.В., Ерошенко В.А., Илькаев Р.И., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Муругов В.М., Рукавишников Н.Н., Сухарев С.А., Четырехканальная лазерная установка «Луч» - модуль установки «ИСКРА-6».-Доклад, IV Харитоновские научные чтения, сборник аннотаций, стр. 82, Саров, 2002 г.

[2]. I. V. Epatko, R.V. Serov, “Advantages o Fast Fourier Interpolation for high power laser simulation”, IFSA05, Biaritz, France, abstract book p. 229. www.wavesimsoft.com.

# РАЗРАБОТКА АДАПТИВНОЙ СИСТЕМЫ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА УСТАНОВКЕ ЛУЧ

С.Г. Гаранин, М.О. Колтыгин, С.М. Куликов, А.Н. Маначинский,
С.П. Смышляев, С.А. Сухарев

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, Россия, e-mail: alexeymanachinsky@yandex.ru*

В мощных твердотельных лазерных установках для получения высоких плотностей интенсивности при фокусировке на мишень наряду с высокой выходной энергией излучения требуется малая расходимость выходного пучка. В усилительном тракте лазерной установки ЛУЧ [1], как и в других аналогичных твердотельных лазерных установках, присутствуют аберрации волнового фронта.

Для коррекции аберраций волнового фронта на установке ЛУЧ разработана адаптивная система, в состав которой входят биморфное пьезоэлектрическое деформируемое зеркало апертурой 52 мм с 21 управляющим элементом и датчик волнового фронта Гартмана на основе киноформной фазовой пластины [2].

Адаптивная система была отработана на лабораторном стенде. Аберрации волнового фронта с нерегулярным профилем, вносимые модельным аберратором, были уменьшены в ~7 раз с RMS=0.81 мкм до RMS=0.11 мкм. На установке ЛУЧ аберрации волнового фронта, измеренные в выстреле, уменьшились с RMS=2.1 мкм до RMS=0.3 мкм. Это позволило уменьшить расходимость излучения с $\theta=3.9\cdot10^{-4}$ рад до $\theta=1.9\cdot10^{-4}$ рад, при этом яркость излучения на мишени увеличилась в 4 раза.

Проведены расчетные и экспериментальные исследования, которые позволили определить требования к деформируемому зеркалу, необходимые для улучшения качества коррекции. На основе этих требований разработана адаптивная система с широкоапертурным 61-элементным деформируемым зеркалом на толкателях [3].

Введение широкоапертурного деформируемого зеркала на установке ЛУЧ позволило улучшить качество коррекции в 1.5 раза. С помощью широкоапертурной адаптивной системы статические аберрации волнового фронта уменьшились до RMS=0.12 мкм, а расходимость излучения до $\theta=0.9\cdot10^{-4}$ рад.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант №09-02-12157 офи_м).

**Литература**

[1]. Voronich I.N., Galakhov I.V., Garanin S.G. et al. Quantum Electron., 2003, 33 (6), p. 485.
[2]. Бобров С.Т., Грейсух Г.И., Туркевич Ю.Г. Оптика дифракционных элементов и систем. Ленинград, Машиностроение, 1986.
[3]. Бокало С.Ю., Гаранин С.Г., Григорович С.В. и др. Квантовая электроника, 2007, 37 (8), стр. 691.

# СОВРЕМЕННАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОГО ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ОБЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

Воронин А.Ю., Воронич И.Н., Гаранин С.Г., Деркач В.Н., Петражицкая Н.А., Сухарев С.А.

*Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37; e-mail: sukharev@otd13.vniief.ru*

Исследованы устройства для гомогенизации пучков лазерного излучения – многокомпонентный линзовый растр и растр с рассеивающей фазовой маской [1]. Получена неоднородность огибающей в пятне ≤2,5% при концентрации энергии до 60% для пучков с неоднородностью распределения энергии в ближней зоне <30% и раходимостью излучения $\leq 10^{-4}$ радиан. Их применение позволяет стабилизировать параметры пятна облучения при изменении параметров исходного излучения, и на новом уровне решать задачи интерпретации результатов и повышения точности физического эксперимента.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-12157 офи_м и грант № 09-02-97095-р_поволжье_а).

**Литература**

[1]. V.N. Derkach, S.G. Garanin. Ensuring of a target irradiation uniformity on powerful laser facilities. Сборник тезисов международной конференции «Laser Optic - 2008», г. С-Петербург, с. 72, 2008 г.

# ШИРОКОАПЕРТУРНАЯ ЯЧЕЙКА ПОККЕЛЬСА С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ.

Н.Ф. Андреев*, А.А. Бабин*, С.Г. Гаранин, В.С. Давыдов*, Ю.В. Долгополов, С.М. Куликов, А.З. Матвеев*, С.А. Сухарев, С.В. Тютин

*Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Саров, Нижегородская обл., Россия, e-mail: sukharev@otd13.vniief.ru*

**Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия, e-mail: nandreev@appl.sci-nnov.ru*

Развязка усилительных каскадов лазерных ЛТС-установок между собой и от излучения, рассеянного от объектов, на которые воздействует излучение, является одной из принципиальных задач при проведении лазерного эксперимента. Широкое применение для этой цели находят затворы, состоящие из ячейки Поккельса, помещенной между двумя скрещенными поляризаторами

Изготовление ячеек Поккельса диаметром D > 100 мм традиционным способом (кольцевые электроды на цилиндрической поверхности кристалла), связано с необходимостью выращивания кристаллов длиной L > 130 мм. Качество кристаллов при этом зачастую оказывается недостаточно высоким, что сказывается на характеристиках затвора, в частности, на величине его контраста и коэффициенте пропускания.

В концепции ячейки Поккельса с плазменными электродами (PEPC – plasma-electrode Pockels cell) [1] основная идея заключается в замене кольцевых электродов на плазменные, прозрачные для лазерного излучения и расположенные на торцевых поверхностях кристалла. При такой конструкции ячейки длина кристалла не связана с его диаметром, поскольку однородность электрического поля внутри кристалла обеспечивается торцевым расположением электродов.

Экспериментально исследованы электрические и оптические характеристики PEPC – затвора апертурой 100×100 мм, состоящего из двух скрещенных поляризаторов и помещенной между ними ячейки Поккельса с плазменными электродами.

Измерены временные характеристики ячейки – форма окна пропускания и время, необходимое для формирования плазменных электродов. Показано, что полуволновое напряжение ячейки равно ~ 10 кВ, длительность окна пропускания регулируется в пределах от 300 нс до 500 нс, длительность его переднего фронта ~ 15нс, заднего ~ 40нс. Время формирования плазменных электродов ячейки ~ 40 нс.

Оптическая эффективность ячейки, характеризующая точность поворота ячейкой плоскости поляризации приходящего на нее лазерного излучения, в пределах апертуры кристалла не хуже 0,98 и сохраняется неизменной при изменении угла между оптической осью кристалла и волновым вектором лазерного излучения в диапазоне ± $1^{o}$. Это говорит о достаточно хорошем качестве кристалла и однородности электрического поля в нем.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-12157 офи_м).

**Литература**

[1]. J. Goldhar and M.A.Henesian, Opt. Lett. 9, 73, (1984).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ НА ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ СОКОЛ-П С ПОМОЩЬЮ ЧЕТЫРЕХКАНАЛЬНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО МИКРОСКОПА

Д.А. Вихляев, Д.С. Гаврилов, А.Г. Какшин, А.В. Потапов, К.В. Сафронов

*Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский НИИ технической физики имени академика Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ), Россия, г. Снежинск,* dep5@vniitf.ru

Для исследования пространственных и спектральных характеристик плазмы на лазерной установке СОКОЛ-П [1], был изготовлен рентгеновский микроскоп по схеме Киркпатрика-Баеза [2]. Микроскоп позволяет получать изображения с девятикратным увеличением. В сочетании с зеркалами используются рентгеновские фильтры, что позволяет получать одновременно снимки в четырех узких областях энергий рентгеновских квантов диапазона 0,3÷1,5 кэВ. Экспериментально определена разрешающая способность микроскопа $\delta \approx 2$ мкм на краю поля изображения, которое совпало с расчетным. Расчетная разрешающая способность микроскопа в центре поля изображения составляет $\delta \approx 1{,}5$ мкм.

С помощью рентгеновского микроскопа были получены изображения лазерной плазмы с высоким разрешением. Это позволило заметить такие эффекты как:

разрушение тонких мишеней, вызванное уносом материала мишени в пучке ускоренных ионов;

прохождение лазерного послеимпульса через разлетающуюся плазму.

Применение рентгеновского микроскопа позволяет более точно проводить диагностику параметров плазмы, образующейся при воздействии сверхинтенсивных сверхкоротких лазерных импульсов на вещество. Экспериментальные данные, полученные с помощью рентгеновского микроскопа, могут применяться для тестирования новых теоретических моделей, описывающих формирование спектров многозарядных ионов в нестационарной плазме, нагреваемой сверхинтенсивным лазерным излучением.

В настоящее время рентгеновский микроскоп используется для исследования лазерной плазмы на установке СОКОЛ-П.

**Литература.**

[1]. Andriyash A.V., Vikhlyaev D.A., Gavrilov D.S. et al. The spectral-angular distribution measurements of fast protons from the rear side of a target in experiments on the SOKOL-P facility at laser intensity of $10^{19}$ W/cm$^2$. In abstracts of 50$^{th}$ APS-DPP 2008. Bulletin of the American Physical Society, 53, №14, P.153.

[2]. Kirkpatrick P., Baez A.V., J. Opt. Soc. Amer. – 1948. Vol. 38 – N 9. – P. 766–774.

# МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ МИШЕНИ НЕСКОЛЬКИМИ ПУЧКАМИ

В.В. Кузенов*, С.В. Рыжков

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: ryzhkov@power.bmstu.ru*

**ИПМех РАН, Москва, Россия, e-mail: kuzenov@ipmnet.ru*

Для эксперимента [1], в котором использовался генератор затравочного магнитного поля, использующий два витка с сильным током, который имеет одно направление, разработана модель на основе работы [2], позволяющая рассчитывать процессы в цилиндрической мишени при обжатии ее несколькими лазерными пучками и учитывать транспортные коэффициенты [3], такие как проводимости, вязкости и теплопроводности, зависящие от магнитного поля. Данный метод может быть применен для расчета параметров, как равномерного обжатия, так и быстрого поджига [4].

При действии на мишень излучения лазера с плотностью потока ~ $10^{15}$ Вт/см$^2$ спонтанное магнитное поле будет обусловлено термо ЭДС, электронным током. В этом случае считается, что основным является механизм генерации магнитного поля, когда вихревые токи в плазме образуются в результате неколлинеарности градиентов электронной концентрации и температуры.

Уравнение переноса излучения записывается в виде системы уравнений диффузионного многогруппового приближения. Коэффициент поглощения лазерного излучения задается с использованием механизма континуального поглощения, обратного механизму тормозного излучения электронов в условиях лазерного термоядерного синтеза.

Для замыкания системы уравнений вязкой двухтемпературной, одножидкостной радиационной, турбулентной плазмодинамики, используются уравнения состояния для ионной и электронной компонент плазмы. Считаем, что плазма квазинейтральна, а для определения заряда ионов, входящих в состав плазмы, используем модель среднего заряда $Z_i$. Т.е. описываем состояние плазмы средним $Z_i$, что оправдано, т.к. распределение по различным кратностям ионизации является достаточно узким [5].

Предполагается расширение модели и кода до модели Томаса-Ферми-Дирака с квантово-механическими поправками и учетом вырождения электронного газа.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 09-08-00137_а, проекта РФФИ 09-08-92422-КЭ_а (совместный проект РФФИ – Consortiom E.I.N.S.T.E.I.N. (Италия)), Программы фундаментальных исследований РАН и Целевой программы РНПВШ 2.1.1/4693.

**Литература**

[1]. Gotchev O.V., Jang N.W., Knauer J.P., Barbero M.D., Betti R., Li C.K., Petrasso R.D. Journal of Fusion Energy, 2008, v. 27, p. 25-31.

[2]. Кузенов В.В. Численное моделирование плазмодинамических процессов и внутренней структуры лазерной плазмы, создаваемой вблизи металлической преграды. М.: ИПМех РАН, 2008. Препринт № 864, 52 с.

[3]. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963, вып. 1, с. 183—272.

[4]. Murakami M., Nagatomo H., Azechi H. et al. Nuclear Fusion, 2006, v. 46, p. 99-103; Azechi H., Sakaiya T., Watari T. et al. Phys. Rev. Letters, 2009, v. 102, p. 235002.

Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явления. М.: Физматгиз, 1963.

# ВОЗБУЖДЕНИЕ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

А.А. Фролов

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: frolov@ihed.ras.ru*

Рассмотрена генерация квазистатических магнитных полей в разреженной плазме при взаимодействии двух лазерных импульсов, распространяющихся навстречу друг другу. Показано, что при умеренных интенсивностях лазерного излучения происходит возбуждение магнитных полей значительно большей напряженности, чем в кильватерном поле одного лазерного импульса [1, 2]. Эффект усиления магнитного поля вызван тем, что в области перекрытия импульсов под действием усредненных пондеромоторных сил лазерного излучения возбуждаются мелкомасштабные (с пространственным периодом равным половине длины волны лазера) плазменные колебания большой амплитуды. В результате раскачки таких плазменных колебаний в плазме индуцируется нелинейный ток $\mathbf{j}^{NL} = e\delta N_e \mathbf{V}$, который имеет отличную от нуля вихревую компоненту $\nabla \times \mathbf{j}^{NL} = e\nabla \delta N_e \times \mathbf{V}$ и является источником возбуждения долгоживущих, азимутальных магнитных полей, где $\delta N_e$ и $\mathbf{V}$ - медленно меняющиеся за период лазерных колебаний мелкомасштабные значения возмущений плотности и скорости электронов, $e$ - заряд электрона. Показано, что из-за фазовых соотношений возбуждение долгоживущих магнитных полей происходит только при столкновении лазерных импульсов различной временной длительности. Исследована пространственная структура магнитных полей и показано, что масштабы, на которых напряженность поля меняется от максимальной величины до нулевого значения, сопоставима с размерами области пересечения лазерных импульсов. Показано, что при столкновении встречных лазерных импульсов в разреженной плазме, где плазменная частота $\omega_p$ значительно меньше частоты лазера $\omega_0$, напряженность магнитных полей в $\omega_0^2/\omega_p^2$ раз больше, чем в кильватерной волне одного лазерного импульса [1, 2]. Исследована структура силовых линий магнитного поля и линий полного постоянного электрического тока.

**Литература**

[1]. Gorbunov L.M., Mora P., Antonsen T.M. Jr. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 2495.
[2]. Gorbunov L.M., Mora P., Antonsen T.M. Jr. // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. P. 4358.

# ОПРОКИДЫВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПЛАЗМЫ

Л.М. Горбунов, *А.А. Фролов, **Е.В. Чижонков, *Н.Е. Андреев

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
**Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: frolov@ihed.ras.ru, andreev@ras.ru*
***Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,*
*e-mail: chizhonk@hotmail.com*

Численно и аналитически исследованы нелинейные, аксиально-симметричные цилиндрические колебания плазмы, которые могут возбуждаться в разреженной плазме лазерным импульсом при его острой фокусировке, когда в кильватерной плазменной волне происходят в основном радиальные осцилляторные движения электронов. В режиме сильной нелинейности проведены численные расчеты пространственно-временного распределения плотности электронов методом конечных разностей и методом частиц. Показано, что в течение нескольких циклов сильно нелинейных плазменных колебаний формируется максимум электронной плотности, расположенный вне оси. Далее с течением времени этот внеосевой максимум плотности резко нарастает и по прошествии нескольких периодов происходит опрокидывание плазменных колебаний. При опрокидывании колебаний плотность обращается в бесконечность, а электрическое поле имеет скачок. Численные расчеты методом частиц показывают, что опрокидывание плазменных колебаний обусловлено пересечением траекторий соседних частиц. Для колебаний малой амплитуды аналитически получено выражение для сдвига частоты, учитывающее вклад электронных нелинейностей и релятивистских эффектов. Проанализирован критерий опрокидывания слабо нелинейных плазменных колебаний, базирующийся на явлении пересечения электронных траекторий. Получена аналитическая зависимость времени опрокидывания плазменных колебаний от их амплитуды и размера области локализации. Показано, что опрокидывание цилиндрических плазменных колебаний происходит быстрее, чем это предсказано в работе [1]. Получено согласие аналитических результатов с данными численных расчетов даже для сильно нелинейных колебаний. В слабо нелинейном режиме рассмотрено опрокидывание одномерных, плоских плазменных колебаний.

**Литература**

[1]. Dawson J.M. // Phys. Rev. 1959. V. 113. P. 383.

# ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА ФОРМИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИОНОВ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Хайдаров Р.Т., Бейсембаева Х.Б., Собитов М.М., Сотиболдиев Т.

*Научно-исследовательский институт прикладной физики Национального университета Узбекистана, Ташкент, Узбекистан, rkhaydarov@nuuz.uzsci.net*

В большинстве проведенных до настоящего времени исследованиях процессов образования и разлета многозарядных ионов (МЗИ) лазерной плазмы (ЛП) , в основном, использовались моноэлементные мишени. Процессы же формирования и разлета ионов многокомпонентной плазмы не исследованы столь подробно. Это обусловлено тем, что к не совсем ясным моментам, характерным для процессов образования и разлета моноэлементной плазмы, добавлятся неопределенности, связанные не только с закономерностями формирования и разлета плазменного сгустка со сложным элементным составом, но и с взаимодействием между собой ионов с различными массами, зарядами и энергиями. К числу работ, исследовавших многокомпонетную ЛП, можно отнести [1.2]. Общим недостатком практически для всех исследований ЛП как моно, так и многокомпонентного состава, является отсутствие должного внимания к легким газам ,которые фактически всегда присутствуют в твердых телах в качестве специально введенной или же неконтролируемой примеси. Совершенно очевидно, что содержание их в объекте в определенной концентрации может не только изменить его физические свойства, но и внести определенный вклад в закономерности формирования характеристик ионов плазмы, образующейся при воздействии на такую газосодержащую мишень ЛИ. В связи с этим очевидна необходимость систематических, комплексных исследований зарядовых, энергетических, пространственных и динамических (скоростных) характеристик ионов как легких газов, так и более тяжелых элементов, совместно разлетающихся в составе многокомпонентной плазмы. В качестве многокомпонентных мишеней были выбраны Cu с содержанием до $10^{-4}$ вес.% H а также Ti и Zr , содержащие $10^{-3}$ - $10^{-1}$ H и N . В работе, в идентичных экспериментальных условиях, исследовано влияния присутствия в данных мишенях легких газов на закономерности формирования количественных, зарядовых и энергетических характеристик, а также динамику разлета ионов как газов, так ионов более тяжелой компоненты.

**Литература**

[1]. R.T. Khaydarov et al., Laser and Particles Beams 23, 512 (2005).
[2]. R.T. Khaydarov et al., Nuclear Fusion 49, 7pp, (2009)

# INFUENCE OF NEUTRON IRRADIATON ON THE CHARACTERISTICS OF LASER PRODUCED PLASMA

R.T. Khaydarov, H.B. Beisinbaeva, M.M. Sabitov, V.B. Terentev and Akromov T.B.

*Institute of Applied Physics, National University of Uzbekistan, rkhaydarov@nuuz.uzsci.net*

Intense pulsed heavy ion beams have been attracting a lot attention in past few years due to their possible applications in, e.g., materials processing including surface modification, thin film deposition, ablation of solid targets, non-equilibrium plasma production. Such high energy and charge state ion beams also present remarkable interest in fundamental and applied nuclear physics research. An example is the possibility to generate non-equilibrium plasma in a vacuum in order to obtain very high and very fast electric field transients, useful to accelerate ions [1]. Plasma ions can also be used for heavy ion driven plasma research – the production and injection of ion streams into ion sources so that high currents and charge states can be extracted for post acceleration [2]. For the ion implantations it is important to generate high-purity ion beams with various ion species. Recently, a magnetically insulated ion diode has been developed [3] using vacuum arc plasma gun to generate such pulsed metallic ion steams. In inertial confinement fusion scenario the main requirements for the ion source are i) $10^{13}$-$10^{14}$ ions per pulse, ii) long-pulse over 1 μs, and 3) low charge state [4]. These requirements are meet by laser ion sources based on the pulsed laser ablation process [2,5].

In this work using time-of-flight measurements and collector methods we study the effect of target irradiation by neutron beams in proior the interaction of laser radiation with such nuetron irradiated targets on the formation and expansion of plasma ions. We found that structural defects, caused by the neutron irradiation, influence not only on the efficiency of the process of material evaporation and emission of plasma, but also on the ionization and recombination processes taking place at the initial stage of the plasma formation and expansion. We also show the effect of the dose of the neutron irradiation on the threshold of plasma formation from the surface of the target.

## References

[1]. Y.L. Yin, B.J. Albright, M. Hegelich, Laser Part. Beams **24**, 291 (2006).
[2]. J. Hasegawa, M. Yoshida, Y. Oguri, et al., Nucl. Instr. And Meth. B **161-163**, 1104 (2000).
[3]. H. Ito, K. Fujikawa, H. Miyake et.al., IEEE Transuctions on Plasma Science **37**,1879 (2009).
[4]. B. Sharkov and S. Kondrashev, Proceedings of EPAC 1996, Barcelona, pp. 1550-1552.
[5]. R.T. Khaydarov, Plasma and Fusion Science: AIP Conf. Proc. **996**, 251(2008).

# КРИТЕРИЙ ТЕРМОЯДЕРНОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ДТ-ГАЗА ФОКУСИРУЮЩЕЙСЯ СФЕРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А.Г. Александрова, Н.А. Попов, В.А. Щербаков

*РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия*

В работе произведена оценка условий термоядерного воспламенения дейтериево-тритиевого (ДТ) газа фокусирующееся идеально симметричной сферической ударной волной. Волна фокусируется в центр, а затем отражается. При этом за фронтом отраженной от центра ударной волны создается зона повышенного давления, в которой, если волна достаточно интенсивна, возможно термоядерное воспламенение ДТ-газа. Критерий воспламенения может быть записан в форме:

$$\rho_0 r_0 u_0^{2,2} \geq 1,$$

где $\rho_0$ – исходная равномерная плотность ДТ-газа $[\rho_0]$ = г/см$^3$,

$u_0$ – массовая скорость за фронтом сходящейся ударной волны с радиусом $r_0$, $[r_0] = см$, $[u_0] = 10^7$ *см/сек.*

# СНИЖЕНИЕ КУМУЛЯЦИИ ЭНЕРГИИ В СХОДЯЩЕЙСЯ УДАРНОЙ ВОЛНЕ ВСЛЕДСТВИЕ ВИХРЕВОЙ ВЯЗКОСТИ

В.Г. Морозов, С.А. Савельев

*РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия, e-mail: neznamov@vniief.ru*

При экспериментальном исследовании проблемы газодинамического термоядерного синтеза (ГДТС) выход нейтронов при фокусировке сферической сходящейся ударной волны в центральной мишени содержащей газ дейтерий систематически снижался на 3-4 порядка по сравнению с расчётным выходом. Это расхождение не удалось объяснить действием возмущений симметрии сходящейся ударной волны на глубоких радиусах. Развитие корпускулярной и вихревой моделей турбулентности позволило выявить причину этого. Дело в том, что в идеализированной модели сходящейся ударной волны скорость направлена по радиусу к центру. На самом деле направление скорости несколько размыто относительно радиуса. Это является следствием неустойчивости сходящегося сферического течения и существует всегда даже при идеальной структуре вещества. Величина этих отклонений определяется начальными условиями на высоких радиусах. Теоретическое рассмотрение показывает, что кумуляцию энергии в центре ограничивает диссипация вследствие вихревой вязкости в массе оболочки из-за сдвиговых деформаций. Сферически сходящееся движение можно рассматривать как совокупность затопленных струй, направленных к центру. Рассматривается сходящаяся ударная волна в ядре. По оценкам оказывается, что $\frac{dE_{вихр}}{dE_{кин}} \approx \frac{1+\alpha}{\alpha} \cdot \Theta^2 \approx 0.01 \cdot \left( \frac{R_0}{r} \right)^{3/2} \cdot \Theta_0^2$ (где $V \sim 1/r^{\alpha}$, $\alpha \approx 2$, $\Theta_0^2 \approx 0.05$ - начальное значение $\Theta^2$, $|\Theta|$ - средний угол между направлением скорости и радиусом). При $dE_{вихр}/dE_{кин} \sim 1$ скорость диссипации энергии будет превосходить рост кинетической энергии и кумуляция прекратится при $R_0/r \sim 150$. Таким образом, по нашей модели, если проследить за кумуляцией энергии в сплошном ядре с начальным радиусом 150 мм, кумуляция энергии прекратится при $r \approx 1$ мм вследствие вихревой вязкости. Если рассматривать не сплошное ядро, а слойку, то с одной стороны сокращаются участки течения, где диссипируется энергия, а с другой стороны появляются границы между лёгким и тяжёлым веществом, на которых возникают источники возмущений, усиливающие эффект диссипации энергии.

# ОБРАЗОВАНИЕ ГОРЯЧИХ ТОЧЕК В Z–ПИНЧЕ ИЗ МАЛОПЛОТНОГО ДЕЙТЕРИРОВАННОГО ПОЛИЭТИЛЕНА.

С.С. Ананьев, Ю.Л. Бакшаев, П.И. Блинов, В.А. Брызгунов, В.В. Вихрев, С.А. Данько, А.А. Зеленин, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, В.Д. Королев, Б.Р. Мещеров, Е.А. Смирнова, Г.И. Устроев, А.С. Черненко, В.А. Щагин

*Российский Научный Центр «Курчатовский Институт», Москва, Россия,* evgenische@gmail.com

Важной задачей физики высокотемпературной плазмы и УТС является исследование быстрых Z-пинчей. Применение малоплотного дейтерированного полиэтилена в качестве материала для нагрузок, используемых в сильноточном импульсном генераторе тока С-300, позволяет создавать плазму с параметрами, обеспечивающими протекание отдельных термоядерных d-d реакций. Нейтронный выход в таких экспериментах[1] может достигать по крайней мере ~ $10^9$. Для понимания механизмов генерации нейтронов в малоплотных дейтерированных Z-пинчах необходимо иметь подробное представление о зависимости динамики плазмы от физических и геометрических параметров нагрузки. В данной работе представлены результаты исследования динамики формирования плазмы на установке С-300 при протекании тока до 2 МА с фронтом нарастания 100 нс через микропористую нагрузку. Нагрузка цилиндрической формы была выполнена на основе агар-агара. Для усиления эффекта фокусировки энергии в ее центральной части была сделана шейка из дейтерированного полиэтилена с плотностью 50-75 мкг/см$^3$ с диаметром 1-2 мм [2]. Пространственно-временные параметры Z-пинча исследовались с помощью следующих диагностик: трех-кадровое сверхскоростного фотографирования в видимой области, четырех-кадровая регистрация в рентгеновском диапазоне и оптическая щелевая развертка. Рентгеновское излучение регистрировалось полупроводниковыми и вакуумными диодами. Для регистрации нейтронного излучения применялись времяпролетная и активационная методики. Было установлено, что в данных экспериментах, возникают компактные, ярко светящиеся объекты, с характерным размером 100 мкм (горячие точки), которые являются источником коротких импульсов мягкого рентгеновского излучения с длительностью 2-4 нс. Максимальный выход нейтронного излучения, полученный в представленных экспериментах составил $4{,}5 \cdot 10^9$.

**Литература**

[1]. Бакшаев Ю.Л. и др. Физика плазмы, 2001.
[2]. Ю.А. Меркульев и др. Препринт ФИАН, 2005.

# ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

Кошелев А.Ю., Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Олейник Г.М.

*ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190, г. Троицк, Московской обл., Россия, e-mail: sasakosh@yandex.ru*

Знание распределения магнитного поля внутри лайнера во время имплозии важно для интерпретации данных, полученных в экспериментах по генерации импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ). Основной трудностью в разработке электротехнических датчиков, работающих в условиях рентгеновского излучения большой мощности (~1-5 ТВт), является обеспечение высокого разрешения во времени наносекундного диапазона (~$10^{-9}$ с), так как для надежной работы датчиков приходится использовать защитные экраны, понижающие чувствительность датчиков и их временное разрешение.

В работе представлена усовершенствованная зондовая методика измерения магнитных полей внутри сжимающегося лайнера и вблизи него, разработанная на установке Ангара-5-1 [1, 2]. Конструкция миниатюрных зондов и способ их позиционирования упростили установку датчиков данной диагностики в небольшом объеме лайнеров. Это позволило позиционировать зонды по углу и по радиусу с точностью ~0.5 мм. Новая конструкция датчиков позволила использовать в одном эксперименте большее количество зондов (>3-4 штук).

Скорость производства плазмы с остовов проволок зависит от протекающего вблизи них тока (~$I^2$). Азимутальная несимметрия протекания тока на периферии проволочной сборки может привести к несимметричному по пространству производству плазмы, и, как следствие этого, к несимметричному сжатию плазмы в области оси сборки и уменьшению мощности МРИ. Учет азимутальной несимметрии проникновения магнитного поля и тока по пространству проволочной сборки важен для интерпретации данных теоретических моделей, учитывающих процессы затянутого плазмообразования и распределение тока внутри проволочной сборки.

Проведены измерения азимутального магнитного поля внутри плазмы, образованной многопроволочной сборкой. Получены предварительные данные экспериментов по определению степени азимутальной несимметрии проникновения магнитного поля внутрь проволочной сборки. Проведено качественное сравнение экспериментальных зондовых сигналов с данными численного моделирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов: Президента РФ (МК-81.2009.2), фонда «Научный потенциал» (Human Capital Foundation).

**Литература.**

[1]. Grabovsky E., Zukakishvili G., Mitrofanov K. et al., In: Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion. Edited by P.E.Stott et al., Academic/Plenum Publishers. Proc. of Euroconference (Villa Monastero, Varenna, Italy, September 3 - 7, 2001), P 257.

[2]. И.В. Глазырин, Е.В. Грабовский, Г.Г. Зукакишвили и др. // ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, Вып.2, С.67-82.

# ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ДЛИТЕЛЬНОСТИ СОХРАНЕНИЯ ПРОВОЛОЧЕК В ЛАЙНЕРАХ ПРИ СЖАТИИ ЛАЙНЕРОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА 5-1

Александров В.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Медовщиков С. Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н.

*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Троицк, e-mail: nlausnp@mail.ru*

При сжатии многопроволочных лайнеров на многоамперных установках типа Z-пинч не полностью исследованной является проблемой остается эффективность испарения и последующего сноса магнитным полем к оси испарившихся материалов проволочек. Ранее показано, что в момент максимального излучения МРИ (мягкого рентгеновского излучения), который примерно соответствует максимальному сжатию, в исходном положении проволок лайнера остается некоторая масса лайнерного материала. [1] Часть этой массы продолжает двигаться к оси уже после максимума МРИ и достигает ее с опозданием на 10-20нсек. Ее принято называть "отстающая масса" (trailing mass). Наши измерения показывают, что в момент максимума МРИ отстающая масса может излучать свыше 40% общей энергии МРИ. Другая часть испарившегося лайнерного материала остается неподвижной или имеющей незначительную скорость движения и располагается вблизи стартового радиуса лайнера. Эта масса оказывается мало нагретой, почти невидимой и не участвует в излучении МРИ. Ее называют «потерянная масса» (lost mass).

Процесс испарения проволочек лайнера изучался в работах [2,3,4,5,6,7]. Для увеличения эффективности сгребания в действующих Z-пинчевых установках важно, чтобы процесс испарения и последующий нагрев плазмы заканчивался до момента начала схлопывания. Однако, все эти процессы многопараметрические и зависят в значительной степени от материала проволочек, их толщины, общей массы сборки, ее конструкции (одиночная или двойная сборка), а также соотношения масс проволочек из различных материалов в комбинированных сборках и скоростью нарастания разрядного тока (скоростью ввода энергии.)

Для изучения процессов испарения и последующего нагрева мы измеряем рассеяние лазерного излучения на проволочках. Использовался импульс рубинового лазера длиной (30-40)нс. В данной работе приводятся первые результаты, полученные в экспериментах с вольфрамовыми, алюминиевыми и волоконными сборками.

Обнаружено быстрое (~ 2 нс) падение интенсивности света, рассеянного под углом 45 градусов к зондирующему лазерному лучу через 3-7 нс после начала тока через лайнер. Величина и момент падения интенсивности зависит от материала сборки. Обсуждаются физические механизмы, объясняющие это явление.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-1207а.

**Литература**

[1]. В.В.Александров, Г.С.Волков, … "Физика плазмы", 2004г, №3, С. 245–255.
[2,3,4]. Иваненков Г.В., Пикуз С.А. Препринты ФИАН №9,10,11, Москва 2004г.
[5]. V. V. Aleksandrov, E. V. Grabovskii, …Plasma Physics Reports, Vol. 30, No. 7, 2004, pp. 568–581
[6]. S.V. Lebedev, D.A. Hammer, … APS-DPP, Savannah 2004
[7]. M.E. Cuneo Phys.Rev. E 71,046406 (2005)

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ И ИМПЛОЗИИ ВОЛОКОННЫХ ЛАЙНЕРОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В. [*], Фролов И.Н.

*ФГУП ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», ул. Пушковых, вл.12, г. Троицк, Московская обл., Россия,* mitrofan@triniti.ru
[*]*ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва, Россия*

В работе представлены результаты исследований имплозии и сжатого состояния цилиндрических сборок (лайнеров) из капроновых волокон с добавками проволок из веществ с высоким и средним атомным номером (вольфрам, алюминий), проведенных на установке Ангара-5-1 при токе 3-4 МА.

Нагрузкой служили волоконные сборки из 8-60 капроновых волокон диаметром 25 мкм, полной погонной массой 88-330 мкг/см, а также полые пенные цилиндры из агар-агара подобной массы.

Показано, что процесс производства плазмы с капроновых волокон хорошо описывается моделью производства плазмы, предложенной для вольфрамовой проволочной сборки в работе [1].

Вне зависимости от количества вольфрамовых проволок в составе смешанной сборки, сжатие плазмы вольфрама к оси наступает раньше по времени, чем сжатие плазмы с капроновых волокон.

Получена оценка скорости производства плазмы [мкг/(см$^2$*нс)] в полых цилиндрических сборках из капроновых волокон и проведено сравнение с вольфрамовыми проволочными сборками. Скорость производства плазмы с вольфрамовых проволок в полой проволочной сборке в ~2.5-3 раза выше, чем с капроновых волокон в волоконной сборке.

Характерно, что вплоть до максимума импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) наблюдается свечение плазмы остовов капроновых волокон на начальном радиусе смешанной сборки. При этом количество светящихся остовов капроновых волокон соответствует начальному количеству капроновых волокон в смешанной сборке.

Экспериментально обнаружено, что в момент возникновения импульса рентгеновского излучения на оси смешанной сборки, оставшееся вещество капроновых волокон начинает сжиматься к оси. По-нашему мнению, источники МРИ обеспечивают возникновение положительной обратной связи, которая приводит к увеличению скорости производства плазмы за счет вклада энергии радиационного потока из этих источников.

Работа выполнена при финансовой поддержке: грант РФФИ 07-02-00336а, грант Президента РФ (МК-81.2009.2).

**Литература.**

[1]. *Александров В.В., Браницкий А.В.,Волков Г. С. , и др.* // Физика плазмы, 2001, Т.27, №2, С. 99.

# АБСОРБЦИОННАЯ ВУФ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ МОЩНЫХ Z ПИНЧЕЙ.

В.В. Александров, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, Г.М. Олейник, А.П. Шевелько[*], О.Ф. Якушев[*]

*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, РФ, Моск. обл., г. Троицк, e-mail: angara@trinity.ru*
*[*]Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия,e-mail: shevelko@rambler.ru*

Исследование параметров периферийной плазмы при токовом сжатии многопроволочных сборок является важной задачей физики плазмы мощных Z пинчей. Наличие проводящей периферийной плазмы в момент максимального сжатия пинча может шунтировать ток, что препятствует эффективному вложению энергии в плазму пинча. Для исследования параметров периферийной плазмы предлагается использовать метод абсорбционной ВУФ спектроскопии, основанный на сравнении спектров собственного и прошедшего через периферийную плазму излучения Z пинча. Для этого необходимо регистровать ВУФ излучение по двум направлениям наблюдения (два канала наблюдения спектров). В качестве первого этапа на установке Ангара-5-1 установлен первый канал наблюдения, перпендикулярный оси пинча. ВУФ спектры излучения плазмы Z пинча, прошедшего через периферийную плазму, регистрировались с помощью спектрографа скользящего падения. Благодаря использованию внеоуландовской схемы регистрации удалось значительно упростить процедуру юстировки прибора. Конструктивно спектрограф состоял из металлического корпуса, в котором установлены входная щель, дифракционная решётка скользящего падения (радиус R=1 м, угол скольжения 4°, 600 штр/мм, покрытие W/Re) и кассета для фотоплёнки. Данная геометрия позволяла регистрировать спектр в диапазоне λ=20-300 Å с максимальным разрешением λ/δλ~100. Для наиболее эффективного использования спектрографов в условиях окружающей среды мощных Z пинчей были разработаны оптимальная оптическая схема, защита приборов от ударной волны и продуктов взрыва и жесткого рентгеновского излучения с энергией квантов свыше 50 кэВ. Принципиальным моментом в экспериментах по наблюдению спектров в различных направлениях является надежная процедура юстировки в вакуумной камере. Разработанный оригинальный метод с использованием вспомогательного лазера позволил проводить юстировку спектрографа с точностью 10-2 рад (~ 1 мм по объекту). Исследованы спектры ВУФ излучения плазмы Z пинча многопроволочных сборок W, Fe и сделаны первые выводы по наличию поглощения в периферийной плазме.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-02-00526а и №09-02-00154а.

Романова В.М., Мингалеев А.Р., Тер-Оганесьян А.Е., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., *Ткаченко С.И., *Хаттатов Т.А., *Тиликин И.Н. (*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, *Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Московская обл., Россия*)
Особенности пробоя разрядного промежутка при электрическом взрыве проводников различной резистивности.

# X-ПИНЧИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАМКАХ В РАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

И.Н. Тиликин[*,***],Т.А. Шелковенко[*,**], С.А. Пикуз[*,**], А.Р. Мингалеев[*], С.Н. Мишин[*], Д.А. Хаммер[**]

[*]*P.N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow 119991 Russia2*
[**]*Корнельский Университет, Итака, 14853, USA*
[***]*МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Эксперименты с X-пинчами в диэлектрических рамочках были предложены для создания простой конфигурации нагрузки для перезарядки X-пинчей в вакууме. Эксперименты были проведены на двух сильноточных генераторах с различными параметрами тока нагрузки, чтобы исследовать условия применения такого перезарядного устройства с разными токовыми параметрами. В экспериментах использовались генераторы ХР (500 кА, 45 нс время нарастания) из Корнельского университета (США) и БИН (270 кА, 100 нс время нарастания) из Физического института им. П. Н. Лебедева РАН.

Эксперименты показали, что чем длиннее время нарастания импульса тока, тем раньше происходит пробой по поверхности диэлектрика рамочки. Если пробой диэлектрика происходит после времени, необходимого для образования горячей точки, то такой X-пинч можно использовать в качестве точечного источника мягкого рентгеновского излучения для проекционной рентгенографии. В случае пробоя рамки до образования горячей точки (при длинных импульсах тока), то X-пинч излучает интенсивную вспышку сверхмягкого рентгеновского излучения с длительностью вспышки ~ 4-5 нс и размером источника ~ 1 мм и может быть использован как источник сверхмягкого рентгеновского излучения. Использование X-пинчей в диэлектрических рамках позволило также значительно понизить интенсивность жесткого рентгеновского излучения от электронного пучка, поскольку после образования горячей точки происходит пробой рамки и основной ток протекает по рамке.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00993, 08-08-00688, РНПВШ (2.1.1/5470) и DOE №DEFC03-02NA57.

**Литература**

[1]. M. D. Mitchell, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, and D. A. Hammer, “X Pinches in Dielectric Frames”, IEEE Trans. Plasma Sci. **34**, pp. 2342-2348 (2006).

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В КАНАЛЕ РАЗРЯДА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ АЛЮМИНИЕВОЙ ПРОВОЛОЧКИ В ВАКУУМЕ

Ткаченко С.И., [*]Романова В.М., [*]Мингалеев А.Р., [*]Тер-Оганесьян А.Е.,
Хаттатов Т.А., Тиликин И.Н., [*]Шелковенко Т.А., [*]Пикуз С.А., [**]Ольховская О.Г.,
[**]Круковский А.Ю., [**]Гасилов В.А.

*МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., Россия*
*[*]ФИАН Москва, Россия*
*[**]ИММ РАН Москва, Россия*

Проведено экспериментальное исследование и математическое моделирование электрического взрыва тонкой алюминиевой проволочки мощным импульсом тока: параметры алюминиевой проволочки ($l$ = 12 мм – длина и $d$ = 25 мкм – ее диаметр) и импульса тока ($I$ = 10 кА – амплитудное значение и d$I$/d$t$ ~ 50 А/нс скорость его нарастания). В эксперименте распределение плотного вещества в канале разряда изучаются с помощью теневых и шлирен изображений [1]. Для построения изображения излучающего малоплотного вещества использовалась четырехкадровая микроканальная камера с длительностью экспозиции 5 нс и временем между кадрами 10 нс с максимумом чувствительности в ультрафиолетовом диапазоне (энергия квантов > 10 эВ).

Расчеты выполнены по программе, в которой реализована модель Брагинского двухтемпературной магнитной газовой динамики: лагранжево-эйлеров код РАЗРЯД-2,5 [2], разработанный на основе однородных консервативных неявных разностных схем МГД. Лучистый энергообмен рассчитывается в многогрупповом по спектру приближении, с использованием либо модели диффузии излучения, либо техники "ray-tracing" на основе модели Шустера-Шварцшильда. Для выполнения расчетов в данной работе использовались таблицы теплофизических и оптических свойств алюминия [3]. Изучалось влияние излучения на распределение параметров вещества (температуры, плотности) и плотности тока в канале разряда. Рассчитано несколько вариантов, в которых учитывается излучение различного количества спектральных групп. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными

Работа частично поддержана грантами РФФИ 08-08-00688, 09-01-12109-офи_м, 09-02-01532-а, программой 2-ОМН РАН.

**Литература**

[1]. С.И. Ткаченко, А.Р. Мингалеев, В.М. Романова и др. Физика плазмы, 2009. том 35, № 9, СС. 798-818
[2]. В.А. Гасилов и др. Математическое моделирование, 2003, Т. 15, No 9, с. 107-124
[3]. А.Ф. Никифоров, В.Г.Новиков, В.Б.Уваров. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния. Москва, Физматлит. 2000. 400с

# ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ Z – ПИНЧЕЙ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ СЖАТИИ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК НА УСТАНОВКЕ «АНГАРА-5-1».

[*]Болховитинов Е.А., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Олейник Г.М., [*]Рупасов А.А., [*]Шиканов А.С.

*ФГУП ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», г. Троицк, Московская обл., Россия, e-mail: volkov@triniti.ru*

[*]*Физический институт РАН, г. Москва, Россия*

На современных мощных импульсных генераторах в экспериментах с Z – пинчами, длительности импульсов мягкого рентгеновского излучения составляют 4-10нс с мощностью излучения до 200ТВт [1]. Наряду с измерением мощности излучения, существенное значение имеет исследование спектров излучения таких источников в диапазоне энергий квантов 0.05-1кэВ. В данной работе приведены результаты измерения спектров излучения Z-пинчей, образующихся при сжатии цилиндрических многопроволочных алюминиевых и вольфрамовых сборок в экспериментах по сильноточным Z – пинчам на установке «Ангара-5-1». Пинч образовывался при сжатии многопроволочных сборок с погонной массой 300-400мкг/см и начальным диаметром 12мм. Измерения полного выхода излучения проводились термопарным калориметром и составили 50-100кДж за импульс. Спектры излучения в интервале энергий квантов 50-800эВ снимались спектрографом с пропускающей решеткой и регистрацией излучения на рентгеновскую фотопленку УФ-4. Для получения удовлетворительного спектрального разрешения использовались щели шириной 200-400мкм, расположенные в непосредственной близости от источника излучения и ориентированные вдоль или поперек пинча. Для защиты пропускающей решетки от быстрых микрочастиц, возникающих при эрозии высоковольтных электродов [2], использован электромагнитный шторный клапан [3]. Измерения показали, что основная энергия излучения вольфрамовой плазмы соответствует квази-непрерывному спектру в интервале энергии квантов 50-300эВ, причем с ростом энергии квантов спектральная плотность излучения падает. В случае алюминиевой плазмы, наряду с непрерывным излучением, зарегистрировано интенсивное линейчатое излучение [H], [He] и [Li] –ионов алюминия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 08-02-00317а.

**Литература**

[1]. R.B. Spilman, C. Deeney et all. Tungsten wire-array Z- pinch experiments at 200TW and 2MJ., Physics of plasma., v.5, No5, pp. 2105-2111, 1998.

[2]. High-current Z –pinch disintegration and the problem of peripheral equipment protection. V.I. Zaitsev, Yu. Andrianov, G.S. Volkov, Ye.V. Grabovsky at all., Plasma Devices and Operations, Vol.16, No 1, pp.61 – 66, March 2008.

[3]. Аранчук Л.Е., Камышан В.И., Кутах В.К. и др., Быстродействующий затвор для защиты диагностических датчиков. ПТЭ, №5, с. 198 – 200, 1988.

# ФОЛЬГОВЫЙ РАДИАЦИОННЫЙ БОЛОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ БЫСТРЫХ Z – ПИНЧЕЙ.

Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В.

*ФГУП ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», г. Троицк, Московская обл., Россия, e-mail: volkov@triniti.ru*

На современных мощных импульсных генераторах в экспериментах с Z – пинчами, длительности импульсов мягкого рентгеновского излучения составляют 4-10нс с мощностью излучения до 200ТВт [1]. Для измерения мощности излучения таких источников, как правило, применяются фольговые резистивные болометры, для которых реализовано временное разрешение порядка 1нс [2]. Существенное паразитное влияние на работу таких болометров оказывает фотоэффект от падающего рентгеновского излучения. Измерение энергии плазменных потоков с помощью резистивных болометров вообще невозможно, из-за проводимости прилетающей плазмы. В данной работе описан фольговый радиационный болометр, предназначенный для измерения потоков энергии излучения и плазмы на мощных импульсных плазменных источниках рентгеновского излучения. Наиболее широко радиационные болометры используются в экспериментах на установках типа токамак, для измерения излучательных потерь плазмы [3]. В описываемом приборе энергия излучения или ионных потоков поглощается ниобиевой фольгой толщиной 13мкм, предварительно нагретой квазипостоянным током длительностью 2с до температуры 1900 К. По световоду длиной 8м излучение фольги подавалось на полупроводниковый фотоприемник. Чувствительность измерений по результатам калибровок составила $S=0.56 мДж/мВ*см^2$. Временное разрешение методики ~2.5мкс определяется временем теплового прогрева фольги. Реализованное временное разрешение позволяет в экспериментах с мегаамперными Z-пинчами зарегистрировать энергию излучения отдельно от энергии плазменных потоков разлетающейся плазмы. При этом на работу радиационного болометра не оказывает влияния фотоэффект от рентгеновского излучения и проводимость разлетающейся плазмы. Продемонстрирована работоспособность прибора на установке «Ангара-5-1» в экспериментах по сильноточным Z – пинчам с выходом энергии излучения 50-100кДж за импульс. Проведенные измерения показали, что плотность потоков энергии разлетающейся плазмы, в направлении перпендикулярном оси пинча, не превышает 5% плотности потока энергии мягкого рентгеновского излучения. Соответственно, для измерения полного выхода излучения в этом направлении достаточно использовать термопарные калориметры.

**Литература**

[1]. R.B. Spilman, C. Deeney et all. Tungsten wire-array Z- pinch experiments at 200TW and 2MJ., Physics of plasma., v.5, No5, pp. 2105-2111, 1998.
[2]. R. B. Spielman, C. Deeney, M. Guneo et all. Rev. Sci. Instrum. , v.70, p. 651, 1999.
[3]. Ю.Г. Прохоров “К вопросу о регистрации потерь энергии плазмой”, ДАН СССР, т. 134, № 5, с. 1058 – 1060, 1960г.

# ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОЕКТА ИМПУЛЬСНОГО ГЕНЕРАТОРА НА ОСНОВЕ ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ И КОМБИНИРОВАННОГО РАЗМЫКАТЕЛЯ ТОКА

Егоров О.Г.

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г.Троицк, , Московская обл., Россия, egorov@triniti.ru*

В работах [1-4] представлены к рассмотрению составные части проекта разрабатываемого наносекундного генератора импульсов на основе индуктивного накопителя. Генерация импульсов основана на усовершенствованной комбинации вакуумного размыкателя и плазменного прерывателя тока (КРТ), а также свойствах индуктивного накопителя. В состав конструкции КРТ входит -стабилизатор тока, -схема перевода тока из контактной части в разрядную часть, -схема паузы тока с преобразованием в генератор Маркса. Вторая важная часть проекта - схема умножения тока. Для этого в проекте предлагается использовать трансформаторный накопитель. Учитывая особенности конструкции размыкателя и накопителя умножение тока возможно посредством экранирования первичной обмотки в момент вывода энергии.

В статье рассмотрены возможные варианты технической реализации проекта, а именно конструктивные особенности индуктивного накопителя. В частности, предложены вниманию конструктивные варианты вывода энергии из индуктивного накопителя. Дан анализ преимуществ и недостатков этих вариантов.

**Литература**

[1]. Egorov O.G. Distribution of magnetic field in combined opening switch (vacuum interrupter and plasma opening switch) on energy storage stage in inductance.//Proc. the X International on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topic, Berlin, Germany, July, 2004.

[2]. Egorov O.G. The conception of high power pulsed compact generator based on inductive storage and combined opening switch //Proc. International Conference “Zababakhin science talking”, Sneginsk, Russia, September, 2007.

[3]. Egorov O.G. Development of the conception of high power pulsed compact generator based on inductive storage and combined opening switch // 2th Proc. Euro-Asian International Pulsed Power Conference, Vilnius, Lithuania, September, 2008.

[4]. Egorov O.G. The Project of pulse power generator based an inductive storage and a combination of vacuum interrupter and plasma opening switch// Proc. the IET European Pulsed power Conference, CERN, Geneva, Switzerland, September, 2009.

# ТОЧНАЯ ВРЕМЕННАЯ ПРИВЯЗКА ИЗОБРАЖЕНИЯ ЩЕЛЕВОЙ РАЗВЕРТКИ ПИНЧА В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ К ТОКУ И ИМПУЛЬСУ РЕНТГЕНА В ОПЫТАХ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Фролов И.Н.

*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, РФ, Моск. обл., г. Троицк, e-mail: frolov@triniti.ru*

При использовании оптических регистраторов в режиме щелевой развертки для изучения токового сжатия лайнеров необходимо синхронизовать полученное изображение пинча с временными профилями разрядного тока и рентгеновского излучения, которые регистрируются в интервале времени около 100 наносекунд. Применение для этой цели импульса запуска электронно-оптического регистратора не позволяет обеспечить требуемую точность привязки порядка 1 нс. Для временной привязки изображения требуется импульс света в оптическом диапазоне, который обеспечивает короткую метку времени на изображении щелевой развертки. Электрический импульс, соответствующий импульсу света в оптическом диапазоне, легко привязывается в системе отсчета времени эксперимента по имплозии лайнеров.

В качестве временной метки на изображении оптической щелевой развертки пинча использовался импульс излучения лазерного диода с длиной волны 0,63 мкм. Выбранный тип лазерного диода в DC моде обеспечивает выходную мощность 5 мВт, а в импульсной моде для одиночных импульсов накачки - ~120 мВт со скоростью нарастания импульса излучения ~2 нс. Длительность импульса излучения на половине высоты составила ~5 нс. Точность временной привязки определяется точностью измерения длин кабелей, оптического пути, задержки между импульсом питания и выходом излучения диода и ограничивается частотной полосой осциллографа TDS3054B (0.5 ГГц). В нашем случае точность синхронизации составила ±~1 нс.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-01207а.

# ДИНАМИКА РАСШИРЕНИЯ ПЛАЗМЫ Z ПИНЧА ПОСЛЕ ЕГО СТАГНАЦИИ

Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н.

*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, РФ, Моск. обл., г. Троицк, e-mail: frolov@triniti.ru*

Представлены результаты, полученные в экспериментах на установке Ангара-5-1 по сжатию одиночных цилиндрических проволочных сборок с диаметром 12 - 18 мм, внутри которых на оси устанавливался цилиндр из малоплотной пены диаметром 3 - 5 мм. Исследования пространственно-временной структуры Z пинча проводились как с помощью щелевых разверток его одномерного изображения в оптическом и мягком рентгеновском диапазонах спектра, мягких рентгеновских многокадровых камер, так и мягких и жестких интегральных камер-обскур. Сопоставляются особенности полученных изображений с профилями мощности выходного рентгена Z пинча, которые зарегистрированы с применением набора вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) с фильтрами разной жесткости, абсолютно прокалиброванного измерителя мощности [1] и датчика жесткого рентгена. Обнаружено, что в фазе разлета плазмы Z пинча после его стагнации на профилях рентгена во всех диапазонах обнаружено от одного до трех пиков излучения. Моменты эмиссии этих пиков совпадают с моментами вспышек яркости на изображениях щелевых разверток пинча по радиусу в оптической области спектра. В эти моменты распределение яркости на этих изображениях пинча по радиусу примерно постоянно, что может объясняться высокой оптической толщой плазмы в оптическом диапазоне. На основании анализа распределения в пинче источников излучения в жестких квантах (свыше 20 кэВ), которые соответствуют пикам жесткого рентгена, сделано заключение о проникновении вольфрамовой плазмы внутрь малозарядной пены и флуоресценции вольфрама под действием быстрых электронов (электронного пучка). Происхождение электронного пучка может быть обусловлено возможным развитием локальных перетяжек и связанных с ними ускоренных электронов.

**Литература**

[1]. V. V. Aleksandrov, G. S. Volkov, E. V. Grabovskii, etc. Study of a Fine Spatial-Temporal Structure of X-Ray Emission of Z Pinch at the ”Angara-5-1” Installation. Proceedings of 15th International Conference on High-Power Particle Beams, July 18-23, 2004 St. Petersburg. P.686-690.

# 3D МОДЕЛИРОВАНИЕ Z - ПИНЧЕЙ НА ОСНОВЕ ПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК СРЕДСТВАМИ РМГД КОДА MARPLE.

Гасилов В.А., Болдарев А.С., Дьяченко С.В., Ольховская О.Г., Карташева Е.Л., Болдырев С. Н., Багдасаров Г.А., *J. Grunenwald, *Th. Maillard

*Институт математического моделирования РАН, Москва, РФ, vgasilov@yandex.ru*
**Исследовательский Центр Грама, Грама, Франция,*
*julien.grunenwald@dga.defense.gouv.fr*

В Институте математического моделирования РАН создана первая версия программного комплекса **MARPLE**, предназначенного для 3D моделирования процессов в высокотемпературной излучающей плазме. В настоящее время она находится в стадии тестирования.

В рамках физического тестирования кода MARPLE 3D был выполнен ряд расчетов модельных задач о сжатии плазменных оболочек и проволочных сборок. Постановки задач основаны на экспериментах, выполняемых на установке АНГАРА-5-1 (ТРИНИТИ), а также на опубликованных экспериментальных данных ряда других сильноточных генераторов (Z - США, SPHINX – Франция, MAGPIE – Великобритания). В расчетах использовались транспортные и кинетические коэффициенты, оптические свойства и уравнения состояния на базе таблиц [А.Ф. Никифоров, В.Г. Новиков, В.Б. Уваров , Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. Физматлит, Москва, 2000] – код TERMOS (ИПМ им.Келдыша РАН) и широкодиапазонные уравнения состояния вещества [И. В. Ломоносов, В. Е. Фортов и др. Метастабильные состояния жидкого металла при электрическом взрыве. ТВТ, 2001, т.39, №5, с. 728-742. ]

Полученные результаты моделирования качественно верно воспроизводят динамику плазмы и основные особенности сжатия проволочных сборок, а также такие количественные характеристики, как время сжатия, температура в пинче, выход энергии излучения, падение напряжения на нагрузке. Они позволяют сделать вывод о перспективности реализованных в коде актуальных физических и математических моделей и численных методов, а также использования возможностей современной высокопроизводительной вычислительной техники для моделирования Z - пинчей.

Работа выполнена при поддержке программы 2-ОМН РАН, грантов РФФИ 09-01-12109-офи_м, 09-02-01532-а,а также Исследовательского Центра Грама (Франция).

# МЕТОДИКА РАСЧЕТА СПЕКТРАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В РАМКАХ ДВУМЕРНОГО МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО КОДА FLUX-RZ

Б.Г. Репин, А.П. Орлов

*ВНИИЭФ, Саров, Россия e-mail: repinbg@mail.ru*

Магнитогидродинамическая модель излучающего Z-пинча, заложенная в основу двумерного (в эйлеровых цилиндрических координатах r-z) компьютерного кода FLUX-rz, разработанного сотрудниками НТЦФ РФЯЦ-ВНИИЭФ, ранее учитывала перенос теплового излучения в одногрупповом диффузионном приближении. В настоящей работе представлена модификация кода FLUX-rz, в котором реализована многогрупповая диффузионная модель переноса излучения. Эффективность работы усовершенствованного алгоритма переноса излучения продемонстрирована на примере расчетов экспериментов Shot 52 и Shot 567 на установке Z в Сандийских Национальных Лабораториях (США).

# ГЕНЕРАЦИЯ И ОБРЫВ ТОКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПИКОСЕКУНДНОМ РАЗРЯДЕ В УСЛОВИЯХ СВЕРХВЫСОКИХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ

М.М. Цвентух, Г.А. Месяц, С.А. Баренгольц

*Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр-т 53*

Рассматриваются условия формирования пучка убегающих электронов в условиях высоковольтных разрядов пикосекундной длительности в газонаполненном диоде [1,2]. Амплитуда импульса напряжения в диоде сотни киловольт (скорость роста напряжения ~$10^{15}$В/с), его длительность сотни пикосекунд, при этом длительность пучка $t_b$ – только десятки пикосекунд: 10пс<$t_b$<100пс, его ток $I_b$~0.1-10А, давление газа атмосферное.

Убегание электронов реализуется в условиях высокого перенапряжения – появлению пучка на фронте роста напряжения соответствует ~1.5МВ/см на катоде [2]. При этом, из-за сильной нелинейности зависимости Фаулера-Нордгейма, автоэмиссионный ток в течении ~10пс быстро возрастает до величин (~1ГА/см$^2$), достаточных для перехода эмиссии во взрывную. В режиме взрывной эмиссии, как известно, происходит локальное разрушение поверхности, образование плотной плазмы из материала катода и в результате существенно возрастает эмиссионный ток. Однако в пикосекундном разряде за это время (10-100пс) не только не увеличивается количество убегающих электронов, но, напротив, происходит снижение их тока до нуля (обрыв).

В качестве искомого механизма такого укорочения предлагаются бесстолкновительные коллективные плазменные процессы на основе ленгмюровских колебаний. Показано, что в интервале 10-100пс лежит время развития: 1) осцилляций виртуального катода (при плотности плазмы $n$~$3\cdot10^{10}$-$3\cdot10^{12}$см$^{-3}$), 2) бунемановской неустойчивости (при $n$~$3\cdot10^{13}$-$3\cdot10^{15}$см$^{-3}$), 3) пучковой неустойчивости (при $n$>$10^{16}$см$^{-3}$).

Кроме того, показано, что в отсутствии замыкания промежутка плотной плазмой, стационарное перераспределение потенциала в промежутке не способно *заведомо* обеспечить отсутствие убегающих электронов, так как в это случае в условиях [1,2] наименьшее среднее поле не ниже чем $E_1$~100кВ/1см = $10^5$В/см. Критическое для убегания в газе поле $E_{cr} = \dfrac{4\pi e^3 n_0 Z}{2.72 \cdot I}$ [4]. Так для азота ($Z$=14, $I$≈80эВ) $E_{cr}/p$≈590В/см/Торр, что дает при атмосферном давлении $E_{cr,\mathrm{N2}} \approx 4.5\cdot10^5$В/см, что в несколько раз выше, чем $E_1$. Однако убегание проявляется и в полях ниже критического: $E$<$E_{cr}$ [4]. В этом случае условия для убегания выполняются для частиц из высокоэнергетичного хвоста функции распределения. Время установления квазистационарного потока в область убегания в пространстве скоростей определяется как $\tau_{flux} \approx (E_{cr}/E)^{3/2} \cdot \tau$ [4], где $\tau$ — время релаксации функции распределения электронов $\tau^{-1} = \tau_{ee}^{-1} + \tau_{ei}^{-1} + \tau_{ea}^{-1}$ ($\tau_{ee}$, $\tau_{ei}$ и $\tau_{ea}$ – время транспортных столкновений электронов с электронами, ионами и атомами). Время упругих столкновений электронов в газе при 760Торр: $\tau_{ea}$~$10^{-13}$с, того же порядка и время кулоновских столкновений при 10эВ и $10^{19}$ см$^{-3}$ ($\tau_{ee}$~$\tau_{ei,c}$≈$3.5\cdot10^5/\Lambda\cdot(T_{e,\text{эВ}})^{3/2}/n_{\text{см-3}}$, $\tau_{ei}$~$10^6/n_{\text{см-3}}$~$10^{-13}$с). Таким образом, приняв $E_{cr}/E_1$~5, получаем время $\tau_{flux}$~$10\cdot\tau$~1пс, что много меньше характерных времен обрыва пучка $t_b$. То есть время обрыва пучка много больше, чем время формирования группы убегающих электронов (в поле $10^5$В/см): $t_b$>>$\tau_{flux}$.

**Литература**

[1]. Месяц Г.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., ПЖТФ 34 4 (2008) 71.
[2]. Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., ПЖТФ 32 1 (2006) 35.
[3]. Месяц Г.А., Яландин М.И., ДАН 424 6 (2009) 755.
[4]. Гуревич А.В., ЖЭТФ 39 1296 (1960).

# СОЗДАНИЕ ТРУБЧАТОГО ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ АВТОРЕЗОНАНСНОМ ЛАЗЕРНОМ УСКОРЕНИИ

В.П. Милантьев, С.П. Степина

*Российский университет дружбы народов, г. Москва, Россия, vmilantiev@sci.pfu.edu.ru*

Ускорение электронов лазерным излучением в режиме циклотронного авторезонанса рассматривалось во многих работах. При описании лазерного излучения в виде гауссовых пучков (ГП) условия циклотронного авторезонанса [1]- [3], в общем, не выполняются. Однако на расстоянии порядка удвоенной рэлеевской длины движение электрона приближенно можно рассматривать как авторезонансное. При таких условиях система уравнений движения электрона в поле гауссова излучения низшей моды решалась численно по методу Рунге-Кутта. Вычисления проводились в случае $CO_2$ лазера с интенсивностью $1{,}8.10^{15}$ Вт/см$^2$, длиной волны 10,6 мкм, при условии циклотронного резонанса в момент инжекции на оси ГП. Ширина ГП считалась равной 0,16см, при этом рэлеевская длина равна 75,8 см. Величина ведущего магнитного поля считалась равной 100 кГс. В данном случае авторезонансный режим ускорения возможен лишь для электронов, начальная энергия которых превосходит 25,9 МэВ. Вычисления проводились при энергии инжекции электронов 25,9 МэВ на интервале ускорения порядка двух рэлеевских длин. На этом интервале энергия электронов возрастает до 350 МэВ. По мере ускорения в поперечной плоскости электроны движутся по спирали, пока не достигнут предельного цикла (на расстоянии около 100 см). После достижения предельного цикла образуется электронное кольцо с постоянным радиусом и энергией. Таким образом в рассматриваемых условиях можно генерировать трубчатый сгусток релятивистских электронов.

**Литература**

[1]. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. ЖЭТФ. 1963.Т.44. С.261.
[2]. Давыдовский В.Я. ЖЭТФ. 1962. Т.43. С.886.
[3]. Милантьев В.П. УФН. 1997. Т.167. С.3.

# ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МИШЕНЕЙ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ БЕЗУДАРНОГО СЖАТИЯ И СОСТАВА РАБОЧЕЙ ОБЛАСТИ

Долголева Г.В.

*ИПМ им. Келдыша, Москва, Россия, dolgg@kiam.ru*

В работе проведено численное исследование различных режимов безударного сжатия цилиндрических мишеней, в том числе проверено влияние нескольких априорных параметров в формулах энерговложения при безударном сжатии однокаскадных и двухкаскадных мишеней на горение рабочей области. Численно исследовано горение мишени при замене пучка падающей энергии переменной ширины на пучок с фиксированной шириной. Сопоставлены результаты численных расчетов мишеней при различных математических приближениях и при различном составе «рабочей» области.

# РАСЧЁТ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА ПРИ СФЕРИЧЕСКОМ СЖАТИИ ДЕЙТЕРИЯ

В.Д. Атаманенко, В.А. Щербаков

*РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия, e-mail: V.D.Atamanenko@vniief.ru*

В работе приводятся результаты методического расчёта нейтронного выхода из дейтерия, сжимаемого тяжелой сферической оболочкой под действием постоянного внешнего давления, по современной программе СНД [1].

Кроме количества DD-нейтронов, образующихся к моменту максимального сжатия дейтерия, в работе приводятся:

- количество образующихся атомов трития (примерно равно числу DD-нейтронов);
- количество DT-нейтронов, образующихся при термализации атомов трития (это число на четыре порядка меньше числа DD-нейтронов);
- количество DT-нейтронов “на лету”, то есть в процессе замедления образующихся в DD-реакциях “быстрых” атомов трития (это количество порядка процента от числа DD-нейтронов);
- нейтронный выход (DD и DT, включая реакции “на лету”) при фокусировке ударной волны (в основном за фронтом отражённой от центра ударной волны) с учётом “отрыва” температуры вещества от температуры излучения (при спектральных пробегах излучения) и электронной теплопроводности, ограничивающей температуру фокусирующейся ударной волны.

**Литература**

[1]. Долголева Г.В. Методика расчета движения двухтемпературного излучающего газа (СНД) // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып.2(13), с.29-33, 1983.

# ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ СЖАТИЯ АЛЮМИНИЕВЫХ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК НА УСТАНОВКЕ С-300.

С.С. Ананьев, Ю.Л. Бакшаев, В.А. Брызгунов, С.А. Данько, А.А. Зеленин, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, А.С. Черненко

*РНЦ "Курчатовский институт", Москва, РФ,*
*e-mail: seregin2000@mail.ru, bak@dap.kiae.ru, bryz@bk.ru, s.danko@dap.kiae.ru, apenup@mail.ru, evgenische@gmail.com, kalinin@dap.kiae.ru, chernenko@dap.kiae.ru*

В работе изложены результаты исследования динамики плазмы при сжатии многопроволочных алюминиевых и алюминиево-вольфрамовых сборок мощным импульсом тока [1].

В плазме материалов с большим Z импульс рентгеновского излучения может существенно уширяться во времени из-за процессов поглощения и переизлучения. Поэтому при переходе к большим мощностям нагрузки из легких материалов могут оказаться предпочтительнее. На относительно маломощных генераторах (с током в несколько мегаампер) легкие материалы целесообразно использовать для получения мощных рентгеновских импульсов с энергией квантов, лежащих в диапазоне К-спектров этого элемента. Кроме того, применение сборок из легких материалов позволяет регистрировать относительно легко интерпретируемые рентгеновские спектры водородо- и гелие-подобных ионов, с помощью которых можно изучать механизмы трансформации магнитной энергии в тепловую.

В экспериментах по имплозии многопроволочных сборок были получены развёртки двух отрезков спектра вблизи резонансной линии водородоподобного иона алюминия, а также резонансной и интеркомбинационной линий гелиеподобного иона алюминия [2], по которым были определена неодновременность схлопывания, неустойчивая динамика плазмы.

В результате численной обработки спектров из соотношения интенсивностей различных линий, ширины линий и поперечных размеров плазмы для каждого химического элемента получается набор параметров – $T_e$, $T_i$, $N_e$, радиус плазменного столба, масса каждого компонента. В проведённых экспериментах, для проволочных алюминиевых сборок эти величины составили $T_e$ ~ 300-450 эВ, $T_i$ ~ 400-1500 эВ, $N_e$~ $10^{19}$-$10^{21}$см$^{-3}$. В сложных физических нагрузках (сборках) такая информация позволяет сделать суждение также и о динамике имплозии.

Быстрое кадровое электронно-оптическое фотографирование обнаружило наличие быстрых, с характерными временами 2-5x$10^{-10}$ сек, изменений структуры свечения лайнера в интервале времен, близких к моменту максимального сжатия. Это может свидетельствовать о наличии быстрых гидродинамических процессах в имплодирующем лайнере, которые могут являться дополнительным механизмом трансформации электромагнитной энергии в тепловую.

**Литература**

[1]. Chernenko A.S.,.Gorbulin Yu.M,.Kalinin Yu.G et al. // Proc. of the 11th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Prague, 154 (1996).

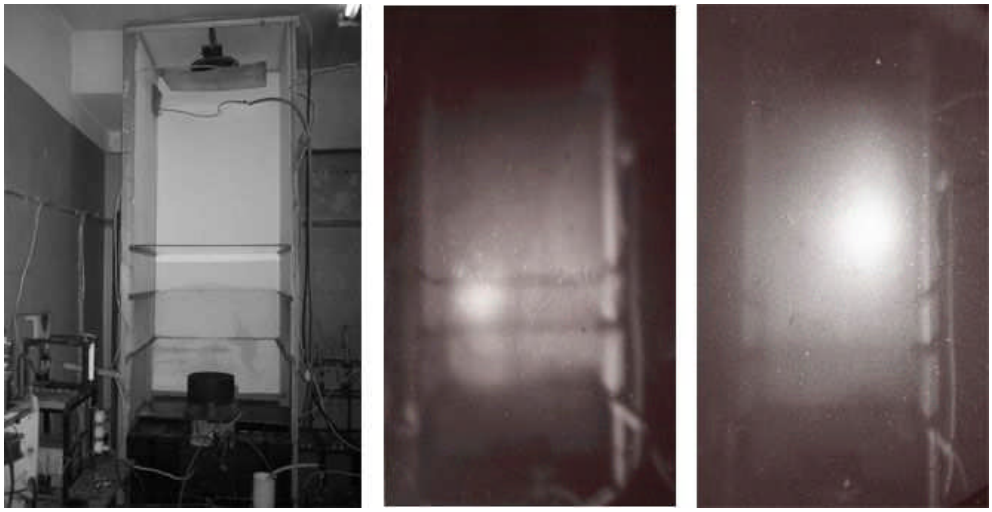
[2]. *С.С. Ананьев, С.А. Данько, Ю.Г. Калинин* // Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез. 2009, вып. 2, с 43-51

# ГЕНЕРАЦИЯ ШАРОВЫХ МОЛНИЙ НА УСТАНОВКЕ «ПРОМЕТЕЙ-2»

Орешко А.Г.

*Московский авиационный институт, Москва, Россия, Oreshko_Alex@mail.ru*

Шаровая молния как плазменная система с минимумом индукции магнитного поля в центре ее ядра представляет исключительный интерес для ядерного синтеза. В зоне генерации шаровой молнии можно получать интенсивные потоки быстрых ионов, энергия которых достаточна для преодоления кулоновского потенциального барьера [1]. Выполненные ранее эксперименты на установке “Прометей” показали, что шаровая молния образуется в начальной стадии импульса [2]. С целью увеличения эффективности передачи энергии от емкостного накопителя к шаровой молнии на базе установки “Прометей” был создан генератор “Прометей-2”. Параметры накопителя новой установки следующие: заряд – 0.4 Кулона, зарядное напряжение – 50 кВ, запасенная энергия – 10 кДж. Ток в разрядной ячейке составлял 140 кА, а длительность импульса около 100 мкс. В ходе экспериментов измерялись: напряжение и ток в разрядной ячейке, потенциал шаровой молнии с помощью зонда и делителя, ток с коллектора при разрушении шаровой молнии. Осуществлялась регистрация микроволнового излучения в разряде и тормозного излучения, образующегося при прохождении шаровой молнии через поглотители. Производилась оптическая регистрация свечения шаровой молнии с помощью электронно-оптических преобразователей. Обнаружено, что шаровая молния проходит не только через стекло, но и через пластмассовые и металлические листы, а также через слой воды толщиной 18 см. В экспериментах по прохождению шаровой молнии через очень толстые поглотители визуально наблюдалась темная сферическая область. Диаметр области и время ее появления примерно соответствовали диаметру и времени появления шаровой молнии в отсутствие поглотителя. Возможно, что темная сферическая область состоит из базовых элементарных частиц вещества во Вселенной. Общий вид области для экспериментов и изображения шаровых молний для двух интервалов времени даны на следующих рисунках.



## Литература

[1]. Oreshko A.G. “Possibility ball lightning application for nuclear fusion”. Programm 35th Europen Physical Society Conference on Plasma Physics. Hersonissos, Crete, Greece, 9-13 June, 2008. Report D5.005.

[2]. Oreshko A.G. “Research of a ball lightning and prospects of it’s use for applied purposes”-VI Intern. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology. Contributed papers. Vol.I. Minsk, Belarus, September 28 - October 2, 2009, p.137-140.(PPPT-VI).

# О СКЕЙЛИНГЕ ИНЕРЦИАЛЬНО-ТЕРМОЯДЕРНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

В.А. Белоконь

*Институт океанологии РАН, Москва, Россия, biblio@ocean.ru*

С 1972 года, начиная с публикаций школы Джона Накколлса, дискутируется проблема осуществимости и конкурентоспособности летательных аппаратов с инерциально-термоядерной энергетикой [1, 2]. Поскольку масса $G$ летательного аппарата пропорциональна степени его характерного размера $l^a$ , в то время как размер реактора $r \sim l$ , то при $Y \sim r^{1/b}$ (где энергия микровзрыва топлива плотностью $\rho$ составляет $Y \sim 1/\rho^c$ ), следовательно, $G \sim 1/\rho^{(a*b*c)}$, где, например, $a$=3, $b$=2/5, $c$=2; или $G \sim 1/ (\rho^{2.4})$.

**Литература**

[1]. Annual reports, LLNL 1974 – 1994.
[2]. Raymer D. Aircraft design. AIAA, 1999, 850pp.

Егоров О.Г. (*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Московская обл., Россия*)
Технические особенности проекта импульсного генератора на основе индуктивного накопителя и комбинированного размыкателя тока.

# НЕОБЫЧНЫЕ СВОЙСТВА ВОДОРОДА, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ЕГО ПЛАВЛЕНИИ В МЕГАБАРНОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ

В.С. Воробьев, В.Г. Новиков*

*Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, г. Москва, Россия, e-mail: vrvb@mail.ru*

**Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия, e-mail: novokov@kiam.ru*

Вопрос о состоянии водорода при мегабарных давлениях является одной из главных проблем в физике высоких давлений, физике планет и астрофизике. Существенный прогресс в этом направлении был достигнут благодаря измерениям температуры плавления при рекордно высоких давлениях (~ 300-400 ГПа), полученных в алмазных наковальнях [1-2]. Оказалось, что кривая плавления водорода при давлениях < 100 ГПа обнаруживает нормальный ход–температура плавления растет с ростом давления и происходит фазовый переход молекулярный кристалл (МК)–молекулярная жидкость. Однако при больших давлениях температура плавления, достигнув максимума (~ 900 К), начинает падать, снижаясь практически до нуля при давлении ~ 600 ГПа. Такая зависимость температуры плавления от давления характерна для аномального плавления, когда плотность жидкой фазы на линии плавления больше плотности твердой, была ранее обнаружена для некоторых металлов, инертных газов. Для воды. например, она начинается сразу за тройной точкой. Сведения о состоянии жидкой фазы, в которую переходит твердый МК, противоречивы [3]. В настоящем сообщении показано, что с состоянием МК при нулевых температурах и давлениях ~ 500-600 ГПа может конкурировать другое менее упорядоченное состояние. Для описания последнего используется модель полностью экранированных ячеек Вигнера–Зейтца. В такой ячейке каждый водородный ион находится в центре и окружен связанным состоянием и частично свободными электронами. Рассчитывается полная энергия электрона в ячейке с учетом кинетической энергии электронных состояний, взаимодействия электронов с центральным ионом, электрон – электронного и обменного взаимодействий. Показано, что при малых плотностях термодинамически более выгодным является состояние МК. Однако с ростом плотности внутренняя энергия состояния, описываемая на основе данной модели, становится ниже внутренней энергии МК. Обсуждаются методы распространения модели на отличные от нуля температуры.

**Литература.**

[1]. C. Narayana, H. luo, J. Orloff, and Ruoff, Nature 393,46, (1998).
[2]. P. Loubeyre, F. Oceeelll, and R. LEToullec, Nature, 416, 613, (2002).
[3]. В. В. Кечин, Письма в ЖЭТФ, 79, 46, (2004).

# ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ЭНЕРГИЯМ ЭЛЕКТРОНА В НЕИДЕАЛЬНОЙ АТОМАРНОЙ ПЛАЗМЕ: ТЕОРИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА.

Хомкин А.Л., Шумихин А.С.

*Объединенный институт высоких температур РАН*

В последнее время появились данные о численном моделировании модельных кулоновских систем («кулон с полочкой»), в которых прямым измерением определялось распределение электронов по энергиям во всем диапазоне энергий: от отрицательных до положительных значений [1-3]. Эти данные позволяют проверить ряд принципиальных вопросов теории неидеальной атомарной плазмы.

Как хорошо известно, электроны в атомарной плазме занимают состояния с большой отрицательной и положительной энергиями. В реальной плазме глубокие состояния являются квантовыми и связанными, что и обеспечивает сходимость рассчитываемых величин. В свое время для описания заряженной компоненты частично ионизованной плазмы и неидеальной полностью ионизованной плазмы была предложена кулоновская модель «с полочкой». Первоначально предполагалось, что связанные состояния, лежащие ниже дна полочки, учитываются как идеально-газовая добавка, а для описания эффектов неидеальности в ионизованной компоненте можно воспользоваться этой моделью. Возможное образование связанных состояний непосредственно в самой модели первоначально не принималось во внимание.

Полученные в результате молекулярно-динамического моделирования функции распределения по энергиям (ФРЭ) однозначно показывают, что связанные состояния в модели есть и число их значительно.

Для теоретического описания полученных результатов нами рассчитана плотность состояний и функция распределения по энергиям в приближении ближайшего соседа для кулоновской модели «с полочкой». Расчет выполнен в каноническом ансамбле: заданы полное число ионов (электронов) и температура. Необходимость обрезания дальнодействия (та или иная) и ее связь с концентрацией свободных зарядов вносят свою специфику в расчет. Выполненные сравнения с теоретическим расчетом позволяют сделать выводы о равновесности полученных распределении, проанализировать их особенности.

На основе полученной численно ФРЭ, нормированной на единицу, получена степень ионизации в модели, которая сравнивается с таковой, полученной из формулы Саха. Хотя точность полученных распределений невысока, мы попытались на их основе получить значения снижения потенциала ионизации, которое сравнивается с многочисленными рекомендациями, существующими в литературе.

Полученная прямыми методами ФРЭ для электронов служит дополнительным аргументом в пользу сформулированного авторами утверждения, что в неидеальной, казалось бы полностью ионизованной плазме, всегда присутствует заметная доля связанных состояний, лежащих вблизи порога ионизации.

**Литература**

[1]. Бобров А.А., Бронин С.Я., Зеленер Б.Б., и др., ЖЭТФ, 134, 2008, 179
[2]. A. Lankin, H. Norman, JPhysA, 42, 2009, 214032
[3]. В.С. Воробьев, А.Л. Хомкин, ТМФ, 26, 1976, 364

# ПОЛЕВАЯ ЭМИССИЯ ИЗ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ

Г.В. Шпатаковская

*ИММ РАН, Москва, Россия, shpagalya@yandex.ru*

Рассматриваются два метода расчета эмиссионного тока из квантовой системы под действием приложенного стационарного электрического поля: метод Бардина [1] и метод квазиклассической волновой функции [2]. Эмиттером может быть поверхность металла, атом, ион, графен, нанотрубка, электрод туннельного микроскопа и т.д. Эмиттер соединен с катодом. Полная система может включать в себя анод, который также может быть (или не быть) квантовой системой. Одним из необходимых условий применения обоих методов является достаточно широкий барьер между подсистемами эмиттера и анода $l >> \hbar/\sqrt{2mE_{Em}}$ .

В подходе Бардина эмиссионный ток представляется через матричные элементы

$$I = \frac{4\pi e}{\hbar} \sum_{Em,A} |M_{Em,A}|^2 \; f(E_{Em})[1 - f(E_A + eV)]\delta(E_A - E_{Em}), \qquad (1)$$

$$M_{Em,A} = \frac{\hbar^2}{2m} \int\limits_{x=x_0} dzdy \left( \Psi^*_{Em}(x,y,z) \frac{\partial}{\partial x} \Psi_A(x,y,z) - \Psi_A(x,y,z) \frac{\partial}{\partial x} \Psi^*_{Em}(x,y,z) \right) \qquad (2)$$

Здесь $\Psi_{Em,A}(x,y,z)$ - волновые функции частиц эмиттера и анода. Геометрия задачи фиксирована: эмиссия происходит в направлении оси *x*, интегрирование производится по плоскости *zy*, расположенной в подбарьерной области на расстоянии $x = x_0$. Сумма берется по электронным состояниям эмиттера и дыркам анода с учетом функции распределения Ферми $f(E) = \left(1 + \exp\left[{}^{(E-\mu)}/_{T}\right]\right)^{-1}$, $\mu$ - химпотенциал. Переходы происходят без потери энергии.

Другой подход [2] к вычислению вероятности туннелирования через стационарный барьер основан на предложенном Ван Хорном [3] выражении для трехмерной квазиклассической волновой функции частицы и не включает в себя описание анода. Эмиссионный ток равен

$$I = \frac{e}{m} \sum_{Em} f\left(\frac{E_{Em} - \mu}{T}\right) \int_{\Sigma_0} d\,\bar{\Sigma}_0\, \mathbf{e}(\mathbf{r}_0)\,|\,\mathbf{p}_0(\mathbf{r}_0)\,|\,|\,\Psi_0(\mathbf{r}_0)\,|^2 \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\,\mathrm{Im}\,S_0(\mathbf{r}_0, \bar{\xi})\right\} \qquad (3)$$

Здесь точка $\mathbf{r}_0$ и точка выхода из-под барьера $\bar{\xi}$ лежат на одной траектории движения частицы с начальными условиями $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$, $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0(\mathbf{r}_0)$; $d\,\Gamma$ - элемент дуги этой траектории; $\mathbf{p}(\mathbf{r}) = \nabla S_0(\mathbf{r})$ – вектор импульса, $S_0(\mathbf{r}) = \int_{\mathbf{r}_0}^{\mathbf{r}} d\,\Gamma\, p$ - действие; $\mathbf{e} = \mathbf{p}/p$ - единичный вектор; $p(\mathbf{r}) = \sqrt{2m(E_{Em} - U(\mathbf{r}))}$ (мнимая единица относится к абсолютной величине вектора импульса), $U(\mathbf{r})$ – потенциал с учетом приложенного поля и обменно-корреляционного взаимодействия, $\Psi_0$ - начальная волновая функция, градиент фазы которой равен вектору импульса $\mathbf{p}_0$. Поверхность $\Sigma_0$ помещена внутрь барьера. В этом подходе возможна любая геометрия.

На примере описания эмиссии с поверхности металла [4] показано, что оба подхода дают совпадающие результаты.

Работа выполнена в рамках Программы Союзного государства «СКИФ-ГРИД» (проект №209Р420) при частичной поддержке РФФИ (проект 08-01-00291).

**Литература**

[1]. Bardeen J. Phys. Rev. Lett. 1961, **6**, 57
[2]. Киржниц Д.А., Шпатаковская Г.В., Препринт №61, ФИАН, Москва (1973)
[3]. Van Horn H. Thesis, Cornell University, CRSR 211 (1965)
[4]. R. Ramprasad, L. R. C. Fonseca, and Paul von Allmen Phys. Rev. B, 2000, **62**, 5216

# О СТАТИЧЕСКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ В КУЛОНОВСКОЙ СИСТЕМЕ

В.Б. Бобров, С.А. Тригер

*Объединенный институт высоких температур РАН, 127412, г. Москва, ул. Ижорская, д. 13/19; e-mail: vic5907@mail.ru*

Свойства реальных веществ практически полностью определяются природой кулоновского взаимодействия. В приложениях статистической физики обычно исходят из эффективного гамильтониана с короткодействующими силами, соответствующего рассматриваемой задаче. Рассмотрение «коллективного» кулоновского взаимодействия в основном осуществляется в отношении «квазисвободных» электронов и ионов. Этим обусловлено различие между понятиями «кулоновская система» и «плазма». В этой связи введены в рассмотрение два понятия: «чистое» вещество, представляющее собой двухкомпонентную систему с кулоновским взаимодействием, состоящую из электронов и ядер, и «простое» вещество, состоящее из одинаковых частиц, взаимодействующих с короткодействующим потенциалом. В большинстве приложений «простое» вещество представляет собой систему взаимодействующих атомов (или молекул), имеющих внутреннюю структуру. «Простое» вещество является моделью «чистого» вещества при определенных термодинамических параметрах. Статистическая физика «простого» вещества прекрасно разработана. На основе точных предельных соотношений [1] получено общее выражение для статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon(q,0)$ кулоновской системе в области малых волновых векторов q, которое описывает функцию $\varepsilon(q,0)$ как в «металлическом», так и в «диэлектрическом» состоянии кулоновской системы. На этой основе введено понятия «истинного» диэлектрика и «идеального» проводника, а также обсуждено определение «истинного» радиуса экранирования. Как и в случае «традиционного» рассмотрения перехода «металл-диэлектрик» на основе анализа проводимости (см., например, [2,3]), можно утверждать, что разделение веществ на «металлы» и «диэлектрики» носит условный характер, поскольку все известные диэлектрики обладают ненулевой проводимостью при $T \neq 0$. Аналогичное утверждение можно сделать и в отношении глубины проникновения электростатического поля в вещество, определяемой величиной, обратной величине $< Z^2 >/V$. В «металлах» глубина проникновения очень мала, в то время как у «диэлектриков» может быть одного порядка с макроскопическими параметрами системы. В случае, когда кулоновская система ведет себя как «истинный» диэлектрик, изменяется только амплитуда электростатического поля на величину $\varepsilon_0$, а само электростатическое поле проникает в вещество на неограниченные расстояния. Для «идеального» проводника глубина проникновения электростатического поля в вещество стремится к нулю. Исследованы условия появления критической точки в двухкомпонентной кулоновской системе. Показано, что критическая точка в такой системе может соответствовать либо состоянию «истинного» диэлектрика, либо состоянию «идеального» проводника. Определен параметр $< Z^2 >/V$, характеризующий весь спектр состояний кулоновской системы – от состояния «истинного» диэлектрика до состояния «идеального» проводника.

**Литература**

[1]. V.B. Bobrov, N.I. Klyuchnikov, S.A. Trigger, Physica **A181**, 150 (1992)
[2]. В.А. Алексеев, Е.Г. Максимов, Я.Г. Пономарев, Д.И. Хомский, УФН **112**, 173 (1974)
[3]. А.А. Ликальтер, УФН **170**, 831 (2000)

# О МАГНИТО-МЕХАНИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ ГРАНОВСКОГО-УРАЗАКОВА

А.В. Недоспасов, Н.В. Ненова

*Учреждение Российской академии наук Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, РФ, e-mail: a-nedospasov@yandex.ru*

В текущей научной периодике, глубина цитирования (10-15 лет) оказывается того же порядка, что и период удвоения числа научных публикаций. В докладе обсуждаются экспериментальные работы полувековой давности, оставшиеся необъясненными.

Грановский и Уразаков обнаружили, что легкая прямоугольная слюдяная пластинка, подвешенная на упругой нити в плазме вертикального положительного столба, поворачивается на некоторый угол в постоянном продольном магнитном поле [1]. Это явление они назвали магнито-механическим эффектом (ММЭ) и предположительно связали с вращением нейтрального газа под действием ионов и электронов, передающих в азимутальном направлении разные количества движения. Позднее В.Л. Грановский отметил, что нельзя объяснить ММЭ вращением газа, но объяснение этому эффекту дать не успел. В последние годы интерес к взаимодействию между плазмой и диэлектрическими телами возобновился в связи с вращением плазменно-пылевых структур в магнитном поле [2].

В докладе показано, что поворот подвеса вызывается вращающимися ионами, передающими ему свой импульс. Рассматривается диффузионный режим положительного столба тлеющего разряда низкого давления в однородном магнитном поле. Движение ионов считается незамагниченным, т. е. произведение их циклотронной частоты на время свободного пробега частиц до соударения с атомами $(\omega_i \tau_i) << 1$. Образовавшаяся при ионизации газа плазма просачивается к стенкам в радиальном направлении со скоростью $v_r$. На движущуюся плазму действует индуцированное поле $\mathbf{v}_r \times \mathbf{B}$ совершающее работу над ионами и электронами, движущимися в азимутальном направлении. Азимутальные скорости ионов и электронов противоположны по направлению и равны: $v_{\varphi,i} = (\omega\tau)_i v_r$ и $v_{\varphi,e} = -(\omega\tau)_e v_r$. При этом силы трения, действующие на нейтральный газ, взаимно уравновешены.

Подвес получает импульс преимущественно от попадающих на него ионов. Получена формула, выражающая величину ММЭ подвеса в зависимости от рода и давления газа, радиуса трубки, силы разрядного тока, напряженности продольного магнитного поля. Полагается, что параметры плазмы в магнитном поле подчиняются известным законам подобия.

Проведено сравнение рассчитанных величин ММЭ с данными работы [3] для разрядов в гелии неоне и аргоне. Предложенная теоретическая модель удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

В опытах Грановского и Уразакова погружение упругого подвеса в плазму само создавало вращение нейтрального газа в магнитном поле. Однако знак этого вращения был противоположен предположенному авторами.

## Литература

[1]. Грановский В.Л., Уразаков Э.И., ЖЭТФ, 1960, 38, 1354.
[2]. Nedospasov A. V., Phys. Rev. E, 2009, 79, 036401.
[3]. Уразаков Э.И., ЖЭТФ, 1963, 44, 41.

# ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ ПРОВОДНИКОВ МИКРОННОГО РАЗМЕРА И ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМЫ ПРИ РАЗРЯДЕ НА НЕОДНОРОДНУЮ КОАКСИАЛЬНУЮ ЛИНИЮ ИСТОЧНИКА ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ С СУБНАНОСЕКУНДНЫМ ФРОНТОМ. СТРУКТУРА ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА.

С.В. Барахвостов, М.Б. Бочкарев, Н.Б. Волков, К.А. Нагаев,
О.Р. Тимошенкова, Е.А. Чингина

*Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия, e-mail: nbv@ami.uran.ru*

Основной целью нашей работы является установление роли поверхностных процессов, в частности термоэлектронной эмиссии, в разрушении проводников микронного размера электрическим током и формировании плазменной короны и структуры канала разряда. В наших экспериментах генератор высоковольтных импульсов напряжения «РАДАН-220» с волновым сопротивлением $50\,\Omega$ разряжался на неоднородную коаксиальную линию, в центральную жилу которой включались проволочки из меди диаметром $20\ \mu$m и вольфрама - $24.5\ \mu$m и длиной $5$ mm. Амплитуда импульса напряжения составляла $220$ kV; время его нарастания до максимума - $200-500$ ps; запасенная энергия - $1$ J. Давление в камере изменялось от $10^{-4}$ mm Hg до 1 атм. Напряжение на входе линии измерялось с помощью емкостного делителя, помещенного в вакуумное масло, а электрический ток с помощью шунта. Сигналы с делителя и шунта регистрировались цифровым осциллографом Tetronix с полосой пропускания $1$ GHz. Установлено, что максимальное значение тока определяется эффективным волновым сопротивлением и достигает $2.2$ kA. При одинаковых условиях эксперимента форма тока практически не зависит от материала проволочки.

Кроме измерений тока и напряжения производилась также интегральная съемка разряда с помощью цифровой фотокамеры Canon 450D и системы колец для макросъемки, его непрерывная развертка с помощью камеры АГАТ «СФ-3М», регистрация интегрального спектра с помощью спектрографа MS 257, электронная микроскопия поверхности остатков взорвавшихся проволочек.

Установлено, что процесс разрушения микропроводников зависит от давления окружающего газа и термоавтоэлектронных процессов на поверхности микропроводников с током. Интегральные фотографии разряда демонстрируют сложную структуру канала: наличие вихревых и винтовых структур, ярко светящихся точек и плазменных (электронных) струй. Показано, что существует область пониженных давлений, в которой проволочка не разрушается. Эта область разделяет области с различными механизмами разрушения, которым соответствуют различные формы осциллограмм тока. В области давлений, близких к атмосферному давлению, проволочки разрушаются в результате их взаимодействия с плазмой канала разряда в газе вдоль поверхности. В области $P \sim 10^{-4}-10^{-2}$ mm Hg проволочки разрушаются взрывоподобно. При этом, как показывает зависимость процесса разрушения от полярности напряжения на проволочке, термоэлектронные процессы на ее поверхности также влияют на процесс формирования и структуру плазменного канала. В промежуточной области разрушение микропроводников зависит от токов утечки, вызванных процессами термоавтоэлектронной эмиссии, локализации электромагнитной энергии в результате неустойчивости и формирования электронных пучков и плазменных струй.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума Уральского отделения РАН в рамках интеграционных проектов фундаментальных исследований, выполняемых совместно учеными УрО, СО и ДВО РАН, и программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества».

Жура Н.А. (*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*)
Обобщенная теория электромагнетизма и квантовая механика.

# «ПАРАБОЛИЧЕСКАЯ» ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

В.И. Коган

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, nella@shpolyanskaya.msk.ru*

ПОСВЯЩАЕТСЯ ПАМЯТИ В.Л.ГИНЗБУРГА.

В прошлогоднем звенигородском докладе автора [1] были затронуты, в аспекте понимания квантовой механики, некоторые тесно связанные с ней следствия «параболической» электродинамики и приведены соответствующие формулы механизма «параболического резонанса» в дипольном тормозном излучении. Три из них были получены автором в 2004г. (доклады в ИЯС РНЦ и ИТЭФ) в завершение его «предквантовых» формул, выведенных им из формул классической электродинамики (§27 «Теории поля» Ландау и Лифшица), начатого в 1960 и 1961 гг, но в результате трагедии января 1962г., прекращенного изданием на целых 40 лет.

$$dE_{\omega}^{\text{ïàðàáîë}} = \frac{8}{9\pi}\frac{M^4\omega^2}{c^3\alpha^2}\left(\frac{e_1}{m_1}-\frac{e_2}{m_2}\right)^2\left[K_{1/3}^2\left(\frac{M^3\omega}{3\mu\alpha^2}\right)+K_{2/3}^2\left(\frac{M^3\omega}{3\mu\alpha^2}\right)\right]d\omega \qquad (1)$$

$$\cos\left(\int_{r_0}^{r}\left[\omega \pm \omega_{rot}(r')\right]\frac{dr'}{\sqrt{\frac{2}{m}\left[E+\frac{Ze^2}{r'}-M^2/(2mr'^2)\right]}}\right) \qquad (2)$$

$$dk(\omega)\Big|_{\text{êâàíò}}^{\text{ÒÈ}} \cong \frac{16}{3}\frac{1}{m^2v^2c^3}Z^2e^6d\omega\int_{x_{\min}=\frac{\omega}{\omega_{\text{Áîðà}}}}^{\infty}\left[K_{1/3}^2(x)+K_{2/3}^2(x)\right]x\,dx, \quad \omega_{\text{Áîðà}}=\frac{Z^2me^4}{\hbar^3} \qquad (3)$$

Аппроксимация:
$$\frac{dk}{d\omega}\Big|_{\text{êâàíò}}^{\text{ÒÈ}} \approx \frac{16}{3}\frac{\pi}{2}\frac{1}{m^2v^2c^3}Z^2e^6\exp\left(-\frac{2\omega\hbar^3}{Z^2me^4}\right) \qquad (4)$$

Еще до работы над настоящим докладом автор прочел в УФН ранее им не замеченное место в статье В.Л.Гинзбурга [2] где им был придан, в аспекте интерпретации квантовой механики, заслуженно высокий статус нерелятивистской части этой теории, хотя и без сопоставления с формулами типа (1) – (4) (их в печати до 2009 просто не было).

По мнению автора, сопоставление главных мотиваций доклада [1] (понимание) и [2] (интерпретация), в рамках единой структуры формул (1) – (4), естественно подсказывает простой рецепт дополнения самой постановки проблемы В.Л.Гинзбурга в некоем «встречном» плане – а именно, «параболическом» (что, собственно, автором уже сделано в заголовке настоящего доклада).

Если еще учесть, что понимание квантовой механики сводится, так или иначе, к ее «дефеноменологизации» (о чем в контексте термодинамики искренне сетовал сам Планк [3]), то затронутая выше общая теорфизическая ситуация допускает в характеристике взаимосвязи между классической электродинамикой и нерелятивистской квантовой механикой некую «концептуальную симметризацию» между «предквантовостью классической электродинамики» и «электродинамической» (вообще говоря, не единственной) интерпретацией квантовой механики.

**Литература**

[1]. Коган В.И., Тезисы докладов 36 Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород, 2009, с.180
[2]. Гинзбург В.Л., УФН, 2007, т.177, вып.4, с.346
[3]. Планк М., Избранные труды, М., 1975 (статья 1943 года).

# О МЕХАНИЗМАХ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОНАПОЛНЕННОМ ДИОДЕ С РЕЗКО НЕОДНОРОДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ.

В.А. Шкляев, С.Я. Беломытцев, А.А. Гришков, В.В. Рыжов

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, shklyaev@to.hcei.tsc.ru*

На основе специально разработанного PIC/MC-кода исследованы механизмы формирования пучков убегающих электронов на начальной стадии развития пробоя в газонаполненном диоде с резко неоднородным электрическим полем. Показана возможность существования двух механизмов формирования пучков убегающих электронов, которые реализуются при различной эмиссионной способности катода.

При высокой эмиссионной способности пучок электронов образуется на расстоянии 200 – 300 μm от катода с границы газоразрядной плазмы, образованной на стадии низковольтного предимпульса напряжения на диоде. При этом уменьшение эмиссионной способности катода приводит к уменьшению тока пучка убегающих электронов, что связано с уменьшением концентрации электронов и напряженности электрического поля в области ускорения вблизи плазменного катода.

При низкой эмиссионной способности катода пучок убегающих электронов формируется непосредственно у катода и состоит как из эмитированных с катода электронов, так и из электронов, образованных вблизи катода в результате ионизации газа. В таких условиях уменьшение эмиссионных свойств катода приводит к увеличению тока пучка убегающих электронов за счет увеличения напряжения, при котором формируется пучок.

# ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ ГЕЛИЯ С КРИПТОНОМ

С.А. Майоров, *С.Н. Антипов, *О.Ф. Петров, *В.Е. Фортов

*Институт общей физики, Москва, Россия, e-mail: mayorov_sa@mail.ru*
**ОИВТ РАН, Москва, Россия, e-mail: antipov@ihed.ras.ru*

Исследованию свойств образований из заряженных пылевых частиц в газовом разряде посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ, однако вопрос о влиянии состава газа на характеристики пылевых образований практически не изучен. Но разряд в смеси различных газов приводит к весьма значительному изменению характеристик как электронной, так и ионной компоненты плазмы. Причем, характеристики газового разряда могут сильно зависеть даже от очень небольшой концентрации примеси. Это обстоятельство используется во многих технических приложениях газового разряда.

Поскольку кинетические свойства ионного потока играют важную роль в формировании параметров пылевых образований в плазме газового разряда, то выбором смеси можно менять и характеристики пылевых образований. Дрейф ионов в смеси газов обладает рядом особенностей, которые могут быть использованы для формирования ионного потока с требуемыми характеристиками. Например, получить поток с высокой анизотропией распределения ионов по скоростям. Параметры, которые в первую очередь важны при выборе газовой смеси – это потенциал ионизации, атомный вес и поляризуемость атомов. Кроме того, важную роль играет и процентное соотношение между различными газами. Выбором этих параметров можно обеспечить желаемые характеристики ионного потока. Например, разряд в гелии с добавкой незначительного количества тяжелого газа (например, криптона, ксенона) или паров металлов с большим атомным весом позволит получить резкое изменение характеристик ионного потока и следует ожидать, соответственно, значительного изменения свойств пылевых структур в таком разряде [1, 2].

Для экспериментального исследования этого явления в настоящей работе рассматривались плазменно-пылевые структуры в тлеющем разряде постоянного тока в смеси инертных газов *He-Kr*. В ходе экспериментов концентрация *Kr* в смеси менялась в диапазоне 1-10%, значения тока находились в пределах 0,1-1,5 мА, общего давления – 0,15-0,5 Торр. Плазменно-пылевые структуры формировались из сферических частиц меламин-формальдегида (МФ) с диаметрами 1,8 мкм и 5 мкм. Структуры освещались широким лазерным пучком, позволявшим наблюдать всю структуру целиком, либо плоским лазерным «ножом» для визуализации сечений структуры (вертикальных или горизонтальных) [3].

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ-08-02-01172-а и РФФИ-08-02-00791-а ) и Нидерландского научного общества NWO (грант 047.017.2006.007).

**Литература**

[1]. Майоров С.А., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, с. 44 (2007); № 5, 3(2009); Физика плазмы, **35**, №9, 869 (2009).

[2]. S.A. Maiorov, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, A.N. Jumabekov and A.N.Dosbolaev // Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).

[3]. Попова Д.В., Майоров С.А., Антипов С.Н., Петров О.Ф., Тезисы докладов XXXV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Москва, 2008, с. 270; Popova D.V., Maiorov S.A., Antipov S.N., Petrov O.F., and Fortov V.E., AIP Conf. Proc. Vol. 1041 “Multifacets of Dusty Plasmas”, Melville, New York, 2008, p. 279.

# УСЛОВИЯ ПОДОБИЯ ДЛЯ КАТОДОНАПРАВЛЕННОГО СТРИМЕРА В ЗАЗОРАХ С НЕОДНОРОДНЫМ ПОЛЕМ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ ВОЗДУХА

О.В. Болотов, В.И. Голота, Б.Б. Кадолин, В.И. Карась, В.Н. Остроушко, Л.М. Завада, С.Н. Маньковский

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Национальная академия наук Украины, Харьков, Украина*

Проведен анализ и сформулированы условия подобия для стримерных разрядов, которые позволили сравнить токовые характеристики разряда и динамику распространения стримера при различных давлениях. Отмечена важность учета влияния на распространение катодонаправленного стримера не только фотоионизации, но и фотоэмиссии с катода.

Экспериментально показано, что в диапазоне давлений 1…3 атм в воздухе при выполнении соотношений подобия для стримерного разряда динамика развития стримеров является также подобной. В частности, при приложении к разрядному промежутку: напряжения равного 14 кВ и сохранении $p$ d= 15 мм·атм, а также напряжения равного 10 кВ и сохранении $p$ d= 10 мм·атм наблюдалось устойчивое развитие стримеров во всем диапазоне исследуемых давлений, при этом измеренные средние скорости распространения стримера $\upsilon_{str}$ и произведения $p\mathrm{T}_{str}$ и $Qp$ оставались независящими от давления.

Показано, что средняя скорость стримера возрастает при увеличении радиуса кривизны острийного электрода с 30 до 50 мкм, при этом для заданного радиуса кривизны анода средняя скорость стримера остается постоянной в рассматриваемом диапазоне давлений. Полученный результат свидетельствует о наличии у стримера некоторого внутреннего масштаба, который не определяется радиусом острийного электрода $r$, поэтому в условия подобия не должен входить приведенный радиус острийного электрода. Радиус электрода должен обеспечивать распространение замыкающих промежуток стримеров во всем диапазоне исследуемых давлений, но его не следует менять в соответствии с выражением $rN_0 / N$, так как он в данном случае не является параметром подобия и его изменение с давлением как раз приведет к отклонению от законов подобия, в частности, изменению средней скорости стримера.

Проведены экспериментальные исследования спектроскопических характеристик излучения стримерного разряда при повышенных давлениях в воздухе в рамках выполнения соотношений подобия. Зарегистрированы спектры излучения второй положительной системы азота (переход $C^3\Pi_u$-$B^3\Pi_g$) в диапазоне длин волн 300-400 нм. Зарегистрирована форма наиболее интенсивных полос излучения при горении разряда в воздухе в диапазоне давлений от 1 до 3 атм.

Установлено, что во всём исследуемом диапазоне давлений профиль наблюдаемых полос излучения остаётся практически неизменным, а относительная интенсивность исследуемых спектральных линии, соответствующих переходам азота из состояния $C^3\Pi_u$ в $B^3\Pi_g$, сохраняется. При этом небольшие различия в интенсивности полос излучения связаны с малым отклонением от устойчивого режима горения разряда.

**Литература**

[1]. О.В Болотов, В.И. Голота, Б.Б. Кадолин, В. М. Остроушко, Л.М. Завада, А.Ю. Шулика. // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration* (6), 2008, №4. с. 204-208.

[2]. Liu N., Pasko V.P. // *J. Phys. D. Appl.Phys.* 2006. Vol. 39. P. 327-35.

[3]. Pasko V.P. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2007. Vol. 16. P. S13.

[4]. Briels T.M.P., Veldhuizen E.M. van, and Ebert U. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. Vol. 41. P. 234008.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫХ ТЛЕЮЩИХ РАЗРЯДОВ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ТРЕХЭЛЕКТРОДНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

В.И. Архипенко, Т. Каллегари*, Ж. Ло*, Е.А. Сафронов, Л.В. Симончик

*ИФ им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, РБ, e-mail: simon@imaph.bas-net.by*
**LAPLACE CNRS, Toulouse, France, e-mail: thierry.callegari@laplace.univ-tlse.fr*

Возможности создания несамостоятельных тлеющих разрядов на постоянном токе в большом объеме, которые поддерживаются тлеющим разрядом с микрокатодом и самостоятельным нормальным тлеющим разрядом в трехэлектродной системе при пониженном и атмосферном давлениях, недавно были продемонстрированы в [1, 2]. Неравновесная плазма таких разрядов представляет интерес для многих практических применений: очистка воздуха, стерилизация и обеззараживание, плазменные упорядоченные структуры в полосовых устройствах электромагнитных волн, плазменные фотонные кристаллы и др. В данной работе мы представляем и обсуждаем экспериментальные результаты исследования параметров наших разрядов в различных благородных (Ar, He и Ne), молекулярных (N2, CO2) газах и воздухе.

Несамостоятельный тлеющий разряд создавался в двухсекционной разрядной камере. Самостоятельный тлеющий разряд атмосферного давления (ТРАД) на постоянном токе в одном из инертных газов (Ar, He и Ne) зажигался между двумя электродами, расположенными на расстоянии 1-2 мм в герметичной первой секции. Слабо закругленный вольфрамовый катод имел диаметр 8 мм, анод представлял собой плоскую медную пластинку толщиной 1 мм и с отверстием в центре диаметром 2 мм. Через эту секцию обеспечивался проток инертного газа с расходом порядка 1 л/мин при атмосферном давлении, причем выход газа осуществлялся через отверстие в аноде в соседнюю секцию. Дополнительный третий электрод (3 см в диаметре) располагался в этой секции на значительном расстоянии (до 5 см) от пластины-анода. Несамостоятельный ТРАД зажигался при прикладывании напряжения между анодной пластиной и третьим электродом, так что образовывалась трехэлектродная конфигурация, названная как «катод-анод-анод».

Разряд, поддерживаемый разрядом с микрокатодом, создавался в трехэлектродной конфигурации в вакуумной камере, предварительно откачиваемой до давления менее чем 10-1 Торр и затем заполняемой рабочим газом до давлений от 100 до 700 Торр. Первые два электрода образуют слоеную структуру, ограничивающую плоский катод (медь). Плоский анод изготовлен из серебра и отделен от катода слоем диэлектрика (толщина 0.7 мм). В диэлектрике и аноде просверлено отверстие диаметром 0.9 мм. Разряд в этой слоеной структуре служил в качестве плазменного катода для разряда между третьим электродом.

Были выполнены исследования различных параметров несамостоятельных тлеющих разрядов, поддерживаемых как самостоятельным ТРАД, так и разрядом с микро катодом. Показано, что в одном разрядном промежутке в разрядах в молекулярных газах одновременно наблюдаются диффузная и контрагированная формы разряда даже при атмосферном давлении. Измерена газовая температура при различных разрядных токах и газах. С помощью вольфрамового зонда, определены значения приведенного электрического поля. Электронная плотность определена как методом штарковской спектроскопии линии $H_\beta$, так и с помощью 8-мм интерферометра.

В работе обсуждаются некоторые применения несамостоятельных тлеющих разрядов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-НЦНИ Ф09Ф-006.

## Литература

[1]. K. Makasheva, G.J.M. Hagelaar, J.-P. Boeuf et al. *HAKONE XI, September 7-12, 2008*
[2]. V. I. Arkhipenko, Th. Callegari et al. *IEEE Trans. Plasma Science, V.3, 1297-1304 (2009)*

# ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ И СТРУКТУРЫ ПЕРВИЧНОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ НА РЕНТГЕНОВСКОЕ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЯДА ДЛИННОЙ ИСКРЫ В ВОЗДУХЕ

А.В. Огинов, С.А. Чайковский, К.В. Шпаков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, oginov@lebedev.ru*

Главной стадии разряда длинной искры предшествует генерация первичных волн ионизации (стримеров), следы которых регистрируются в видимом диапазоне спектра с пространственным разрешением. Помимо этого, разным стадиям развития стримеров соответствуют импульсы в более жесткой части спектра [1].

Представлены результаты набранной в эксперименте на установке ЭРГ (1 МВ, 10 кА) статистики по выходу излучений при различных начальных распределениях электрического поля. Показана связь между характерными моментами разряда, определяемыми по электрофизическим измерениям, и моментами появления импульсов излучений. Так, импульс УФ излучения в диапазоне 250÷400 нм привязан к переднему фронту предымпульса анодного тока и предшествует последующим максимумам излучения с длиной волны 530 нм на 150÷600 нс. Для рентгеновского излучения с $E_\gamma$<5 кэВ помимо возникновения на фронте предымпульса также характерно появление в моменты локальных максимумов предымпульса тока и в максимуме тока основного разряда. Излучение с энергией квантов $E_\gamma$<30 кэВ, как правило, привязано к переднему фронту предымпульса тока. Но также регистрируются отдельные редкие импульсы рентгеновского излучения и на протяжении всего приложенного импульса напряжения.

Оценена роль пробоя на убегающих электронах как возможного механизма генерации начальных импульсов ультрафиолетового и рентгеновского излучений и инициатора основной стадии разряда. Не привязанные к особенностям тока последующие импульсы рентгеновского излучения могут быть статистическим эффектом убегания электронов в сильном поле (~200 кВ/см) на концах стримеров. Проведено сравнение полученных результатов с результатами похожих экспериментов [1-3].

Рассмотрены результаты эксперимента по регистрации первичной волны ионизации в видимом свете с различной длительностью включения генерирующего поля (100÷800 нс). Исследованы стадии развития каналов разряда от момента их рождения и до момента перемыкания электродов в зависимости от распределения невозмущенного поля в длинном промежутке. Видимая скорость волн ионизации составляет ~$10^6$÷$10^8$ см/с и различна для анодо- и катодонаправленных каналов. Показано, что количество и поверхностное распределение стартующих каналов волн ионизации обусловлено геометрией электрода. По измерениям тока растущих каналов определен средний ток одного канала (~20÷150 А), плотность тока канала на переднем фронте и у поверхности стартового электрода, заряд, необходимый для формирования единицы длины канала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №10-08-01283) и Учебно-Научного Комплекса ФИАН (программа поддержки научной молодежи).

**Литература.**

[1]. J.R. Dwyer, H.K. Rassoul and Z. Saleh. Geophys. Res. Lett. 32 L20809.
[2]. C.V. Nguyen, A. P. J. van Deursen and U. Ebert. J. Phys. D: Appl. Phys. 41, 2008, 234012, doi:10.1088/0022-3727/41/23/234012.
[3]. M. Rahman, V. Cooray, N. A. Ahmad, J. Nyberg, V. A. Rakov and S. Sharma. Geophys. Res. Lett., 35, L06805, doi:10.1029/2007GL032678.

# ТЕОРИЯ КОРОТКОЙ СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ДУГИ

Ульянов К.Н.

*Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, Москва, Россия,*
*kulyanov@vei.ru*

Короткая сильноточная вакуумная дуга (ВД) во внешнем аксиально-симметричном магнитном поле существует в диффузной форме. Эмиссия плазмы и тока происходит из многочисленных катодных пятен, которые заполняют либо всю поверхность катода, либо часть поверхности. Теория короткой ВД достаточно сложна. Необходимо решать двухмерные задачи для потока электронов и потока ионов с граничными условиями на аноде, боковой поверхности плазмы и на катодной границе плазмы, причем линии тока электронов и ионов не совпадают. В короткой сильноточной ВД собственное магнитное поле тока имеет три составляющие ($B_r$, $B_\theta$, $B_z$), которые могут быть определены после расчета распределения плотности тока. Электроны в ВД замагничены, их движение описывается в магнитогидродинамическом приближении. Ионы не замагничены и могут двигаться в зависимости от величины плотности тока и длины разрядного промежутка любо в гидродинамическом режиме, либо в режиме свободного движения в самосогласованных электрическом и магнитном полях сложной конфигурации.

В докладе обсуждаются теоретические модели, пригодные для описания ВД. Приводятся математические модели, с помощью которых рассчитаны распределения концентрации плазмы, температуры электронов, плотности тока, составляющих электрического и магнитного полей в разрядном промежутке ВД. Расчеты выполнены для внешних магнитных полей различных конфигураций. Определена условия образования анодного пятна, прояснен физический механизм контракции тока. Показано, что в двухмерном ($B_r$, $B_z$) неоднородном магнитном поле конфигурация плазмы имеет вид расширяющегося к аноду конуса. Поперечный размер ВД на катоде определяется принципом Штейнбека. Результаты расчета сопоставляются с экспериментом.

# ПРИРОДА ПОВЕРХНОСТНЫХ СВЧ РАЗРЯДОВ

К.В. Ходатаев

*ФГУП "Московский радиотехнический институт РАН" (МРТИ), Москва, Россия*

В МРТИ получены и исследованы СВЧ разряды среднего и высокого давления, развивающиеся в поле излучения с амплитудой, меньшей критического значения, исключительно вдоль поверхности диэлектрика [1].

Разряды, инициированные с помощью пассивных электромагнитных вибраторов, расположенных на поверхности диэлектрика, имеют вид сети тонких каналов, прижатых к поверхности диэлектрика. Эксперименты с диэлектрическими пластинами из кварца, текстолита, стеклотекстолита, кварцевого и обычного стекла, керамики и полиэтилена указали на независимость свойств разряда от материала диэлектрика. Особый интерес представили опыты с тонкими диэлектрическими пленками. При толщине пленок даже 100мкм разряды имеют те же свойства, что и разряды на поверхности толстых пластин. Опыты проводились на установках с длиной волны СВЧ излучения 8.9 см и 2.5 см.

В качестве причин, обусловливающих преимущественное распространение стримерного разряда по поверхности диэлектрика рассматривались электростатические эффекты и физико-химические поверхностные процессы в присутствии разряда. Второй фактор, видимо, не является определяющим, о чем свидетельствует индифферентность к материалу диэлектрика. Однако, привлечение к построению теории поверхностного СВЧ разряда первого фактора, электростатического эффекта, изменяющего распределение СВЧ поля в окрестности головы растущего стримера, оказалось непростым. Расчеты показали, что увеличение амплитуды поля на голове стримера вблизи поверхности диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \sim 2\text{-}4$ (типичные значения для используемых материалов) не превышает 10-15% для толстых диэлектрических слоев и исчезающе мало для тонких пленок, что явно недостаточно для обеспечения преимущественного распространения разряда по поверхности.

Более детальные расчеты как в электростатическом, так и в электродинамическом приближениях показали, что присутствие диэлектрического слоя с $\varepsilon \sim 2\text{-}4$ смещает максимум амплитуды поля в голове стримера в сторону поверхности (не изменяя существенно его амплитуды), если толщина диэлектрического слоя больше расстояния от средней линии разрядного канала до поверхности.

Ранее численным моделированием было показано, что стример развивается в сторону максимума амплитуды поля вблизи головы стримера, определяемого суммой первичного поля и токами наведенными в разряде [2]. В присутствии диэлектрика заряд, наведенный в диэлектрике, смещает максимум поля ближе к поверхности и стример, сохраняя тенденцию распространяться в направлении максимума, непрерывно скользит по поверхности.

Можно утверждать, что электростатический фактор является определяющим для поверхностных стримерных СВЧ разрядов.

**Литература**

[1]. К.В.Александров, Л.П.Грачев, И.И.Есаков, К.В.Ходатаев. Поверхностный стримерный СВЧ разряд. //ЖТФ, 2002, т.72, В.7, стр. 58-62.

[2]. Kirill V. Khodataev. Propagation of Microwave Subcritical Streamer Discharge Against Radiation by Brunching and Looping. 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting 7-10 January 2008, Reno, NV, USA. Paper AIAA-2008-1405

# МОДЕЛЬ РАСШИРЕНИЯ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПЛОТНОМ ГАЗЕ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ ИОНИЗАЦИИ, ЭЛЕКТРОННОЙ И ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

У. Юсупалиев

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, nesu@phys.msu.ru*

Существующие теоретические модели мощного импульсного электрического разряда в газе при давлении порядка атмосферного и выше [1-4] не позволяют рассчитать его основные характеристики. В частности, это касается предельной температуры разряда.

В данной работе показано, что такой разряд состоит из разрядного канала, плотной оболочки, ударной волны, области слабоионизованного и возбужденного газа перед фронтом ударной волны. Механизмом расширения разряда по плотному газу является ионизация и нагрев вовлекаемого в разряд газа в результате поглощения потока энергии УФ излучения разрядного канала и потока тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности из разрядного канала в оболочку разряда.

На основе механизма расширения разряда в плотном газе из его энергетического баланса получено уравнение для радиуса разрядного канала *R(t)* с учётом ионизации вовлекаемого в разряд газа, джоулевого нагрева плазмы, энергии магнитного поля разряда, начального давления газа и его работы, совершаемой против давления окружающего газа. Для начальной стадии развития такого разряда получено решение этого уравнения, которое согласуется с экспериментальными данными.

Из закона сохранения энергии для оболочки разряда с учетом электронной и лучистой теплопроводностей и энергии, затраченной на ионизацию вовлекаемого в разряд газа, получено уравнение для температуры разрядного канала $T_K$. Решение этого уравнения позволило определить условие, при котором достигается предельная температура канала $T_{LIM}$: $\Xi \geq \Xi_{LIM}$ (где $\Xi$ – безразмерный инвариант импульсного сильноточного электрического разряда в газе [5]). Для Xe, Kr, Ar, Ne, He и воздуха значения инварианта $\Xi_{LIM}$ равны 2,0; 2,6; 4,0; 6,5; 8,0 и 6,0 соответственно. При выполнении условия $\Xi \geq \Xi_{LIM}$ разряды в указанных газах имеют практически одинаковую относительную температуру $\frac{kT_K}{I_1+I_2}=\frac{kT_{LIM}}{I_1+I_2}\approx 0{,}074$, что совпадает с универсальной зависимостью, установленной экспериментально в работе [6] (где $I_1$ и $I_2$ – первый и второй потенциалы ионизации атома газа).

При известных функциях *R(t)* и *dR(t)/dt* для определения радиальных распределений основных характеристик разрядного канала (температуры, плотности, скорости плазмы и др.) решалась система уравнений магнитной гидродинамики в частных производных с учетом ионизации, электронной и лучистой теплопроводности в цилиндрической системе координат. Показано, что её решение согласуется с опытными данными.

**Литература**

[1]. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильноточных электроразрядных источников света, М.: Атомиздат, 1976.
[2]. Борович Б.Л, Розанов В.Б., Зуев В.С. и др., в сб. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, ВИНИТИ, М.: 1978, с.79.
[3]. Бобров Ю.К., Вихрев В.В., Федотов И.И. // Физика плазмы, 1988, № 14, с.1222.
[4]. Колгаткин С.Н. // ЖТФ, 1995, Т.65, с.10.
[5]. Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике, 2009, № 8. С.44.
[6]. Юсупалиев У. // Краткие сообщения по физике. 2007, № 9, С.28.

# СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ И УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ

С.Г. Бугров, Н.П. Кирий, В.С. Марков, А.Г. Франк

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: annfrank@fpl.gpi.ru*

Изучение магнитной структуры токовых слоев, сформированных в различных условиях, позволяет предложить объяснения многих динамических эффектов, которые наблюдаются в плазме токовых слоев. Один из таких эффектов – это ускорение плазмы вдоль поверхности слоя и генерация потоков плазмы с энергиями, значительно превышающими температуру ионов.

Известно, что развитие токового слоя в магнитной конфигурации с ***X*** линией существенно изменяет структуру исходного магнитного поля, причем основное изменение состоит в значительном усилении тангенциальной к поверхности слоя компоненты поля, что соответствует концентрации в слое электрического тока. Одновременно происходит ослабление нормальной к поверхности слоя компоненты, которая обычно составляет порядка 30% от своего начального значения. Таким образом, магнитная структура токового слоя по-прежнему содержит ***X*** линию, и по мере удаления от нее нормальная компонента растет практически линейно. Несмотря на то, что нормальная компонента примерно на порядок величины меньше, чем тангенциальная, она играет важную роль в динамических процессах, таких как возбуждение токов Холла вдоль поверхности токового слоя и генерация направленных потоков плазмы.

Данные о магнитных полях токовых слоев, сформированных в различных условиях, позволяют рассчитать пространственные распределения электрических токов и определить структуру электродинамических сил, которые могут вызывать ускорение плазмы. Эти силы, усредненные по толщине (меньшему поперечному размеру) слоя, рассчитывались в зависимости от времени и от координаты вдоль ширины слоя. Расчеты показали, что в течение квазистационарной стадии эволюции токовых слоев, сформированных и в 3D, и в 2D магнитных конфигурациях, может происходить постепенное увеличение кинетической энергии направленного движения ионов вдоль поверхности токового слоя. В результате у боковых концов слоя ионы аргона могут приобретать энергию порядка 100 эВ, что согласуется с непосредственно измеренными энергиями направленного движения ионов.

Характерно, что на поздних этапах эволюции слоя, у его боковых краев возникают токи обратного направления, что служит дополнительным подтверждением генерации плазменных потоков, которые движутся на краях слоя поперек сильного магнитного поля.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 09-02-00971, и Грантом Президента РФ НШ – 452.2008.2.

# ПЫЛЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В НЕОНЕ ПРИ КРИОГЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И.О. Быков, Л.М. Василяк, Д.А. Новиков, Д.Н. Поляков, Д.А. Фатиуллин, В.Е. Фортов

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, РФ, cryolab@ihed.ras.ru*

Характеристики плазменно-пылевых структур зависят от Дебаевского радиуса экранирования, поэтому его изменение при охлаждении пылевой плазмы приведет к уменьшению расстояния между частицами и увеличению их плотности.

В данной работе впервые экспериментально изучены пылевые структуры из частиц MDF диаметром 4,14 мкм в тлеющем разряде в неоне в диапазоне давлений 0,2-1.1 Тор (Т=295К) при охлаждении разрядного устройства до температуры жидкого азота. Разрядное устройство в виде стеклянной трубки длиной 200 мм с внутренним диаметром 16,5 мм с полым катодом и кольцевым анодом охлаждалась потоком газообразного азота в специальном оптическом криостате, который позволял плавно регулировать температуру стенки разрядного устройства в интервале 77,4-300 К. Для оптических измерений пылевой структуры в продольном и поперечном сечениях криостат был снабжен плоскими кварцевыми окнами на торцах разрядного устройства и вдоль всей длины разрядной трубки. Температура стенки разрядной трубки измерялась в трех точках: на половине ее длины, вблизи катода и анода. Измерялись ВАХ разряда и ВАХ области положительного столба, где образовывались плазменно-пылевые структуры. Регистрация изображения пылевой структуры и свечения плазмы столба разряда проводились с помощью оптического микроскопа и видеокамер. Видеокамеры и диагностические лазеры располагались на единой платформе, которая позволяла осуществлять 3D сканирование пылевой структуры. Электрические и оптические измерения проводилась с временной синхронизацией.

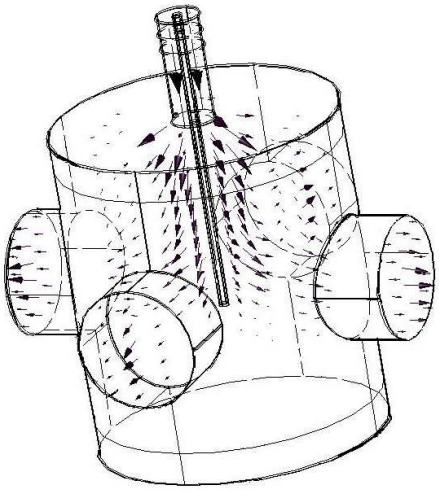
Работа криостата при выходе на режим термостабилизации сопровождается воздействием на пылевую структуру ангулярного температурного градиента. Пылевая структура начинает вращаться, смещаясь к холодной стенке, одновременно частицы испытывают колебания вдоль электрического поля. При выравнивании температуры стенки трубки и температуры тяжелых компонентов плазмы и пылевых частиц, пылевая структура возвращается в исходное состояние и вращение частиц прекращается. Вертикальные колебания частиц сохраняются, амплитуда колебаний зависит от давления газа. При выходе в режим термостабилизации средний градиент температуры вдоль разрядной трубки при температуре катода 77,4 К составил 5,3 К/см, с точностью поддержания температуры 0,5 К, разность температур между точками измерения ВАХ в положительном столбе не превышала 20 К. Начальное расстояние между пылевыми частицами в структуре при Т=295 К и давлении 0,5 Тор было 140-310 мкм, зависело от тока разряда и сечения пылевой структуры. Значительное уменьшение расстояния между пылевыми частицами до 25-37 мкм при Т= 77 К зафиксировано при повышении давления от 0,5 Тор и выше (Т=295К). В этом случае наблюдаются колебания частиц в вертикальном направлении с амплитудой до 150 мкм. Уменьшение давления приводит к уменьшению числа частиц в пылевом образовании и расслоению их на плотные кластеры из 3-4 частиц, с расстояниями 125-150 мкм между ними и 25-40 мкм – между частицами в кластерах. Таким образом, экспериментально обнаружено 350 кратное увеличение средней плотности пылевых частиц в структуре, и минимальное расстояние между пылевыми частицами близко к значению радиуса Дебая. Обнаружены ряд особенностей ВАХ положительного столба и всего разряда при их сравнении с ВАХ при комнатной температуре, которые могут быть объяснены увеличением роли метастабильных состояний атомов неона в процессах ионизации при охлаждении газа. В частности обнаружено, что ток зажигания разряда при криогенной температуре на порядок ниже соответствующих условий при комнатной температуре.

# 3D МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДНОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОДОРОДЕ

Ю.А. Лебедев, А.В. Татаринов, И.Л. Эпштейн

*Институт нефтехимического синтеза им А.В. Топчиева РАН, 119991, Москва, Россия,* atat@ips.ac.ru

Представлены результаты 3D моделирования СВЧ разряда в водороде, возникающего в окрестности электрода, по которому подводится энергия, когда размеры плазменного образования меньше размеров разрядной камеры [1]. Возникновение шарообразной плазмы на торце центрального цилиндрического электрода наблюдается в экспериментах в водороде, азоте и некоторых других газах при давлениях 0.5 ÷ 15 тор.



Кинетическая модель водородной плазмы включала балансные уравнения для заряженных (e, H-, H+, H2+, H3+, H5+) и нейтральных (H, H(2S, 2P), H(3S, 3P, 3D)) частиц (схема включает 27 реакций [2]). Учитывались процессы прямой, ступенчатой и ассоциативной ионизации. Коэффициенты скоростей реакций с участием свободных электронов плазмы находились с помощью энергетического распределения электронов, самосогласованно рассчитываемого при решении однородного уравнения Больцмана в двучленном приближении. Расчет СВЧ полей проводился с помощью уравнений Максвелла. Статическое поле, возникающее вследствие локального нарушения квазинейтральности, рассчитывалось с помощью уравнения Пуассона. Для расчета использовался пакет программ «Comsol».

Получены пространственные распределения СВЧ полей в пустой камере, полностью соответствующей экспериментальной, в зависимости от положения центрального электрода относительно дна камеры. Найдены положения центрального электрода при котором диссипация энергии через окна наблюдения минимальны (на рисунке поток мощности показан стрелками). Длина электрода совпала с найденной экспериментальным путем. Показано, что существование разряда в водороде возможно только вблизи нескольких положений центрального электрода, что вызвано присутствием окон наблюдения. При отсутствии окон разряд существует при любой длине электрода. Анализируется вопрос о согласовании разрядной секции с подводящим фидером и его зависимости от параметров системы. Проведен пространственный анализ всех компонент разряда. Результаты расчетов качественно согласуются с результатами экспериментов. Показано, что 3D моделирование позволяет учесть детали конструкции разрядной камеры, которые невозможно учесть в 2D модели и, тем самым, улучшить прогностические качества модели.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 07-08-00020-а.

**Литература.**

[1]. Lebedev Yu.A., Mokeev M.V., Tatarinov A.V., Shakhatov V.A., Epstein I.L. J. Phys D : Appl. Phys, 2008, 41, 194001.

[2]. Lebedev Yu.A., Epstein I.L. J. Moscow Phys. Soc., 1995, 5, 103-120.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ-УСИЛИТЕЛЯ.

И.Л. Богданкевич, И.Е. Иванов, П.С. Стрелков

*Учреждение Российской Академии Наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия, e-mail: bira@fpl.gpi.ru*

Экспериментальные исследования плазменного СВЧ-усилителя описаны в работах [1-6]. Анализ результатов этих экспериментов был основан на аналитической теории, изложенной в [7]. Первые эксперименты [1-3] показали, что плазменный СВЧ-усилитель легко переходит в режим генерации из-за отражений волн от границы плазменного и металлического волноводов, что обеспечивают положительную обратную связь. Только в 2004 году [4] удалось добиться устойчивого режима усиления. Это было достигнуто при использовании СВЧ-поглотителя внутри плазменного волновода и при достаточно малых значениях магнитного поля, а именно, при выполнении условия примерного равенства плазменной и циклотронной частот. Одновременный учёт конечности магнитного поля, учёт поглощения волн СВЧ-поглотителем, отражения волн от перехода плазменного волновода в излучающий рупор, а также принципиально импульсный характер процесса невозможно произвести методами аналитической теории. Поэтому для развития экспериментальных исследований стало особенно важным создание численных моделей эксперимента. Моделирование эксперимента проводилось с помощью программы «Карат» [8].

Исследовано взаимодействие релятивистского электронного пучка с плазмой в условиях примерного равенства значений плазменной и циклотронной частот. Это вызвано тем, что в эксперименте в более простой физической ситуации с большим значением внешнего магнитного поля не удалось получить режим усиления. Заметим, что малое значение магнитного поля привлекательно для изготовления СВЧ-прибора. Но при таких значениях внешнего магнитного поля возбуждается низшая азимутально-симметричная мода плазменной волны не только при черенковском резонансе, но и при резонансе на аномальном эффекте Доплера. Численное моделирование позволило подтвердить эффект подавления процесса генерации в плазменно-пучковой системе при наличии входного монохроматического сигнала, о котором впервые заявлено в [6]. В эксперименте и в расчёте продемонстрированы резонансные свойства данной системы по отношению к величине магнитного поля. Таким образом, впервые получено согласие целого ряда экспериментальных и расчётных закономерностей, что кардинально изменяет роль расчёта в исследованиях по плазменной СВЧ-электронике.

## Литература

[1]. Пономарев А.В., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г.// Физика плазмы, 1998, т.24, №1, с.53-57.
[2]. Пономарев А.В, Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. // Физика плазмы, 2000, т.26, №7, с.633-638.
[3]. Пономарев А.В., Стрелков П.С. //Физика плазмы, 2004, т. 30, №1, с. 66-72.
[4]. П.С. Стрелков, А.В. Пономарёв, И.Л. Богданкевич // Физика плазмы, 2007,т. 33, № 4, с.366-375.
[5]. Богданкевич И.Л, Иванов И.Е, Лоза О.Т и др. // Письма в ЖТФ, 2007, том.33, вып. 11, с.65-70.
[6]. Иванов И.Е., Стрелков П.С., Шумейко Д.В. // Радиотехника и электроника, 2009, т.54.№9, с.1091 – 1098.
[7]. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. // Плазменная релятивистская СВЧ-электроника, Москва, изд-во МГТУ имени Н.Э.Баумана, 2002.
[8]. V.P. Tarakanov. «User's Manual for Code KARAT - Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc. — 1992.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ, ПОЛУЧАЕМОЙ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОДНИКОВ

С.Ю. Попова

*ФГУП «НИИ прикладной акустики», Дубна, РФ, svetlana.popova@niipa.ru*

Электрический взрыв проводников представляет широкие возможности для измерения теплофизических свойств вещества при высоких температурах и для получения плотной плазмы. Наряду с традиционным использованием плотной плазмы, например для обработки металлов и в качестве детонаторов, можно выделить также и ряд перспективных направлений, таких как источник мягкого рентгеновского излучения, в качестве инициаторов реакции ядерного синтеза, для получения нанопорошков.

В работе были проведены электрические взрывы проволочек различных конфигураций: линейная проволока, линейная проволока внутри индуктивного накопителя, свёрнутая в тор проволочная спираль.

В ходе экспериментов были получены временная характеристика светового излучения плазмы и того же излучения при прохождении лазерного луча. Кроме того, регистрировался ток через проводник в момент взрыва.

По данным экспериментам были сделаны выводы о характере получаемой плазмы. С помощью электрического взрыва проволочек, свёрнутых в тор (z-пинча), были осуществлены попытки объяснения природы шаровой молнии.

# ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ АМАЛЬГАМНОЙ ЛАМПЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ВАКУУМНОГО УФ ИЗЛУЧЕНИЯ (185 НМ)

[*]Васильев А.И., [**]Василяк Л.М., [*]Дроздов Л.А., [*]Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., [***]Сасоров П.В., Собур Д.А., [*]Соколов Д.В.

*МФТИ(ГУ), Москва, Россия, e-mail: soburda@gmail.com*
*[*]ЗАО «ЛИТ», Москва, Россия, e-mail: sokoloff@npo.lit.ru*
*[**]ОИВТ РАН, Москва, Россия, e-mail: vasilyak@yandex.ru*
*[***]ГНЦ РФ - ИТЭФ, Москва, Россия, e-mail: sasorov@itep.ru*

Ртутные газоразрядные лампы сегодня повсеместно применяются для различных задач, таких как очистка воды и воздуха, дезинфекция, обработка поверхности и многие другие. Такие лампы имеют высокий КПД (35–50 %) преобразования электрической энергии в ультрафиолетовое (УФ) излучение. Создание амальгамных ламп низкого давления, позволило увеличить погонную мощность генерации УФ излучения с длиной волны 254 нм. Вместе с тем, амальгамные лампы более безопасны, поскольку ртуть в холодной лампе находится в связанном состоянии. Помимо резонансной линии 254 нм, в спектре излучения ртути присутствует линия с длиной волны 185 нм. Использование лампы с излучением на двух резонансных линиях широко распространено в задачах обработки и модификации поверхности, очистки и обеззараживания воды, воздуха, сыпучих тел. В настоящее время представляет большой интерес создание амальгамной лампы с большим КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм.

Для создания такой лампы необходимо определить ряд параметров лампы. На эффективность генерации излучения с длиной волны 185 нм влияют давление и состав газовой смеси, сила тока разряда, состав амальгамы. Большое влияние на КПД и ресурс работы лампы оказывает выбор защитного покрытия [1]. Взаимодействие защитного покрытия с ионами ртути разряда приводит к закреплению атомов ртути на поверхности колбы, что снижает интенсивность излучения лампы. Одним из оптимальных материалов для создания защитного покрытия является $Al_2O_3$ [2].

В работе исследовалась зависимость интенсивности УФ излучения лампы от параметров разряда. Создан экспериментальный стенд на основе вакуумного монохроматора McPherson Model 218, позволяющий измерять спектр излучения лампы в области от 105 нм. С помощью спектрофотометра Varian Cary 50 исследованы спектры пропускания различных защитных покрытий ($Yt_2O_3$, $Yb_2O_3$, $Al_2O_3$). Давление газовой смеси изменялось в диапазоне 0,15 – 1,20 Торр. Определены оптимальные параметры лампы для получения высокой интенсивность ВУФ излучения (185 нм). Также исследовалась зависимость между интенсивностью излучения лампы и производительностью по генерации озона в модельном эксперименте.

В результате исследований было получено, что оптимальным защитным покрытием лампы является пленка из оксида алюминия, оптимальное значение давления газовой смеси лежит в диапазоне 0,4-0,8 Торр. Созданные амальгамные лампы имеют высокий КПД генерации УФ – излучения (185 нм), при значительном увеличении погонной мощности разряда, по сравнению с обычными ртутными лампами.

**Литература**

[1]. *Krasnochub A.V., Vasiliev A.I.* Qualitative model of the operating mechanism of the protective coating for low pressure Hg lamps// J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – N. 39. – P. 1378-1383.

[2]. *Voronov A.* New generation of low pressure mercury lamps for producing ozone// Proceedings of World congress on ozone and UV technologies. – 2007. – P. 2166 –2172.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ И СВЕТИМОСТИ СТРУИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ РАЗЛЁТЕ ПОПЕРЁК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.В. Бессараб, Г.А. Бондаренко, Л.В. Волонина, С.Г. Гаранин, Н.В. Жидков, В.А. Жмайло, И.Н. Никитин, И.В. Соболев, В.А. Стародубцев, В.П. Стаценко, Р.Р. Сунгатуллин

*РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, РФ, e-mail: starodub@otd13.vniief.ru*

Изучение взаимодействия потока плазмы с внешним магнитным полем представляет интерес для многих прикладных и фундаментальных задач [1,2].

Ранее нами изучались механизмы взаимодействия расширяющегося облака плазмы с магнитным полем в специализированной камере лазерной установки «Искра-5» [3-5]. При этом облако плазмы образовывалась в результате облучения сферической мишени.

В данной работе приводятся результаты исследований разлёта струи лазерной плазмы, возникающей при облучении плоской алюминиевой мишени с интенсивностью лазерного излучения на поверхности мишени ~$10^{13}$ Вт/см$^2$. Струя разлеталась поперёк однородного магнитного поля напряженностью ≈1 кЭ. Давление воздуха в вакуумной камере составляло ~$10^{-5}$ Тор. С помощью 9-кадрового фотохронографа получена пространственно-временная картина свечения струи в двух взаимно перпендикулярных ракурсах (вдоль и поперёк вектора напряжённости магнитного поля), а также данные о временной зависимости напряженности магнитного поля в нескольких точках расположения магнитных зондов.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что в зависимости от наличия и отсутствия магнитного поля в проводимых экспериментах происходило качественное изменение в характере свечения струи плазмы. К моменту 0.7 мкс вся зона свечения имеет эллипсовидную границу. Кроме того, эти данные свидетельствуют об отсутствии осевой симметрии светящейся области. Измерения напряженности магнитного поля свидетельствуют о сильной (аномальной) диффузии поля в плазму.

Экспериментальные результаты подтверждаются результатами МГД-вычислений, выполненных по лагранжевой методике ДМК-2005 [6]. В этих расчётах учитывалась диффузия магнитного поля, а также трёхмерный характер конфигурации магнитного поля. Показано, что использование полуэмпирической модели коэффициента аномальной диффузии [5] позволяет получить удовлетворительное согласие расчётных и экспериментальных результатов. Исследовано влияние джоулева разогрева на светимость струи плазмы.

**Литература**

[1]. Райзер Ю.П. // ПМТФ. 1963. № 6. С. 19.
[2]. Zakharov Yu.P. // IEEE. Trans. Pl. Sci. 2003. 31. P. 1243.
[3]. Богуненко Ю.Д., Бессараб А.В., Бондаренко Г.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т 31. № 8. С. 765.
[4]. Атаманенко В.Д., Бессараб А.В., Бондаренко Г.А. и др. // Физика плазмы. 2006. Т 32. № 2. С. 143.
[5]. Бессараб А.В., Бондаренко Г.А., Долголева Г.В. и др. // Физика плазмы. 2007. Т.33. № 9. С. 1.
[6]. Соколов С.С., Софронов И.Д., Рассказова В.В. и др. // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2008. Т.13. С. 70.

# ВОЛНОВЫЕ И КОРПУСКУЛЯРНЫЕ ПРИНЦИПЫ СОЛИТОННОЙ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ

А.В. Шелоболин

*ФИАН, Москва, Россия, shell@sci.lebedev.ru*

Необходимость перехода к солитонной модели электрического пробоя газов давления порядка атмосферного (ЭПГ) диктуется экспериментами, не получившими до сих пор объяснения в рамках других моделей. Исходным экспериментом является [1], где приводится фотография лавины в воздухе, имеющая поперечный провал яркости свечения. Единственное возможное объяснение предполагает, что лавина является уединенной бегущей волной потенциала u. Тогда квадрат градиента от этого профиля потенциала даст пространственное распределение выделения энергии с провалом в центральной части.

Анализируя в [2], эволюцию расстояния между максимумами этой картины для волны, полученной в [3], удалось идентифицировать волновое уравнение, описывающее эту волну, как уравнение синус-Гордон. С учетом этого далее лавину можно рассматривать как бризерную моду этого уравнения, эволюция которой предполагает для потенциала u переход от максимума (вдох) к минимуму (выдох) и далее к инвертированной первой части минимума (связанная пара кинк-антикинк). Для всех этих этапов профиль выделения энергии качественно идентичен, имеют место лишь количественные различия по амплитудам и по расстояниям между максимумами. Разрыв пары кинк-антикинк моделирует переход лавины в стримеры. Он сопровождается как пространственным разделением двух волн, так и изменением исходных градиентов потенциала, что определяется состоянием среды перед фронтом волны ЭПГ. Таким образом переход лавины в стримеры в волновом приближении рассматривается как модовый переход уравнения синус-Гордон.

Для количественного описания лавинно-стримерного перехода и динамики стримеров (или лидеров) удобнее использовать корпускулярное приближение. Экспериментальным обоснованием этого приближения являются работы [4, 5]. В [4] получено, что лавина распадается симметрично относительно линии, продолжающей траекторию лавины. В [5] разлет стримеров симметричен в лабораторной системе отсчета. Объединить оба варианта в один, можно лишь рассматривая процессы, описанные в [4, 5], как распад частицы на два осколка, равных по массе, в системе отсчета, связанной с центром масс. Теоретическим обоснованием допустимости перехода к корпускулярному приближению является развитая в 70-80-х годах прошлого века теория солитонов.

В [6], анализируя на этой базе распад лавины и последующую динамику катодного стримера, удалось для каждого из этих процессов на базе эксперимента [7] вычислить величину массы стримера. Полученные значения совпали с точностью до порядка величины, что можно рассматривать как достаточно хорошее совпадение при некоторых грубых допущениях, введенных в [6] из-за нехватки экспериментальных данных.

**Литература**

[1]. Allen K.R., Phyllips K. Proc. Roy. Soc., 1963, 274A, p.163.
[2]. Shelobolin A.V. Journal of Russian Laser Research. 2004. V.25, p.440.
[3]. Шелоболин А.В. Физика плазмы. 2000. Т.26. №4, С.346.
[4]. Wagner K.H. Proc. of «Phenomena in Ionized Gases». Beograd,1965, p.571.
[5]. Руденко Н.С., Сметанин В.И. ЖЭТФ. 1971. Т.61, вып.1(7), стр.146.
[6]. Shelobolin A.V. J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. 40, p.6669.
[7]. Strizke P., Sander I., Raether H. J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. 10, p.2285

# ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА.

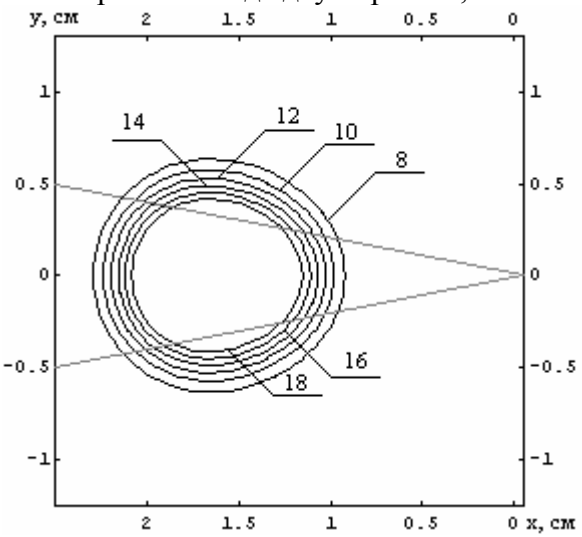
Н.Ф. Кашапов, Р.Г. Лучкин

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*e-mail: luchkin_r.g@mail.ru*

Оптический способ снабжения плазмы энергией обладает характерной особенностью - для снабжения плазмы энергией не нужны конструктивные элементы: электроды, индуктор, волновод, резонатор. Оптическое излучение можно транспортировать световым лучом прямо через свободное пространство или атмосферу любого газа, что позволяет зажечь разряд практически в любом месте, вдали от каких-либо твердых предметов. Актуальность теоретического исследования обусловлена необходимостью описания механизмов физических процессов внутри оптического разряда, разработки численных и аналитических моделей термодинамики и газодинамики плазмы. [1]

Для газодинамического описания низкотемпературной плазмы оптического разряда был выбран метод крупных частиц, т.к. этот метод позволяет исследовать сложные явления в динамике многокомпонентных сред и не имеет высоких требований к объему памяти и быстродействию ЭВМ. Его основная идея состоит в расщеплении исходной системы дифференциальных уравнений по физическим процессам. В методе крупных частиц область решения разбивается неподвижной, фиксированной в пространстве расчетной (эйлеровой) сеткой; сплошная среда трактуется дискретной моделью (лагранжева сетка), которая движется через эйлерову сетку ячеек. Стационарное решение задачи получается в результате установления системы в равновесное состояние, поэтому весь процесс вычислений состоит из многократного повторения шагов по времени. Расчет каждого временного шага $\Delta t$ (вычислительного цикла) в свою очередь разбивается на отдельные этапы. Каждый из этих этапов связан с определенным физическим процессом (изменение импульса ячеек, изменение их потока через эйлерову сетку, перераспределение массы и энергии, учет теплопроводности, изменение ионизации плазмы, учет поглощения лазерного излучения).

Ниже приведен пример численного моделирования плазмы оптического разряда после его зажигания в фокусе лазерного луча. Числами обозначены изотермы ($10^3$ °К). Ход лазерного луча изображен в виде двух прямых, являющихся его границами




**Литература.**

[1]. М.Ф. Вахитов, Н.Ф. Кашапов, А.Г. Саттаров Тезисы докладов XXXIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, февраля 2007, с. 288

# ОБРАЗОВАНИЕ ВИХРЕЙ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ И ЭЛЕКТРОЛИТЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Э.Е. Сон, Д.В. Терешонок

*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия, son@mipt.ru*
*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, son@mipt.ru*

Во многих работах экспериментально и теоретически было показано, что некоторые разряды создают вихревое поле в газе, которое есть следствие наличия градиента пространственного заряда взаимодействующего с электрическим полем (плазменное воздействие) [1, 2]. Одним из примеров такого разряда является диэлектрический барьерный разряд (ДБР) [2– 4].

В некоторых приложениях данное явление может быть полезно, например, в аэродинамике используя ДБР, который создает вихрь, взаимодействующий с набегающим потоком, удается контролировать точку отрыва. Во многих работах были проведены исследования относительно влияния ДБР на поток. В частности, в экспериментах удается наблюдать изменение коэффициента подъемной силы и коэффициента сопротивления. Помимо плазменного воздействия, разряд может создавать тепловое (тепловой вихрь) [1], которое есть следствие взаимодействия градиентов температуры и давления. Примером может служить тлеющий разряд, с помощью которого смещают точку отрыва вниз по потоку при обтекании тел [5].

Таким образом, влияние разряда на структуру течения может быть промоделировано взаимодействием вихря (теплового или плазменного) и набегающего потока.

Несмотря на многочисленные исследования плазменного воздействия, отсутствует полная теория, основанная на плазменных и гидродинамических процессах. Данное обстоятельство связано с тем, что нет достоверных результатов по многим реакциям. Более того, большая шкала временных процессов (минимальное время задачи определяется временем релаксации заряда и химического процесса $10^{-10}$ сек, а максимальное – временем пролета газа над телом порядка 0.1 сек) не дает провести прямое численное моделирование, даже с использованием современных суперкомпьютеров. Таким образом, остается важным вопрос построения различных моделей плазменного воздействия разряда на поток.

Данная работа представляет теоретическое исследование образование вихревой структуры в газе и жидкости как следствие взаимодействия пространственного заряда и электрического поля

**Литература.**

[1]. Son E.E., Son K.E. Plasma and Thermal Actuators for Flow Control // AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit. – 2008. – AIAA-2008-1376.
[2]. Santhanakrishnan A., Jakob J.D. On Plasma Synthetic Jet Actuators // AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit. – 2006. – AIAA-2006-0317.
[3]. Corke T. C., Jumper, E. J., Post M. L., Orlov D., and McLaughlin T. E. Application of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices // AIAA Paper 2002-0350, 2002.
[4]. Corke T. C., Mertz B., and Pate, M. P. Plasma Flow Control Optimized Airfoil // AIAA Paper 2006-1208, 2006.
[5]. Hultgren L. S., and Ashpis D. E. Demonstration of separation delay with glow-discharge plasma actuators // AIAA Paper 2003-1025, 2003.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА, ГЕНЕРИРУЕМОГО ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

[*]Голуб В.В., Савельев А.С., Сеченов В.А., [*]Сон Э.Е.

*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия, fisteh@mail.ru*
*[*]Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, son@mipt.ru*

Диэлектрический барьерный разряд (ДБР) [1] в настоящее время имеет множество применений, например при инициировании горения, в устройствах озонирования воздуха, в плазменной аэродинамике[2], в устройствах генерации вихрей и даже в качестве датчиков давления[3]. Диэлектрический барьерный разряд – электрический разряд, происходящий в газе около двух или нескольких электродов, которые разделены диэлектриком, и к которым приложено непостоянное высоковольтное напряжение. При этом характерное время процессов, происходящих при электрическом разряде, составляет величину 10-100 нс, а время газодинамических процессов составляют величину порядка 1 мс. Данное обстоятельство затрудняет полное моделирование и газодинамических, и электродинамических процессов, происходящих в ДБР [4]. Поэтому для моделирования этих процессов применяются различные модели, для проверки которых необходимо сравнение с экспериментом. В настоящее время существует ряд экспериментальных работ по исследованию структуры воздушного потока ДБР (например, [5]). Особенностью данной работы является одновременное применение двух независимых оптических методов визуализации стационарных и нестационарных процессов, происходящих в воздухе при инициирования ДБР.

Разрядник для инициирования ДБР подключался к АС/АС преобразователем напряжения через балластное сопротивление 160 кОм. Для инициирования ДБР использовался высоковольтный АС/АС-преобразователь с регулируемой амплитудой выходного напряжения 0-5 кВ с частотой 60 кГц. Разрядник помещался в герметичную камеру, оборудованную прозрачными окнами из оптического стекла для визуализации течений воздуха с помощью PIV и скоростной шлирен-визуализации. Дополнительно была разработана схема, позволяющая проводить PIV- и шлирен-визуализацию нестационарных процессов, происходящих в воздухе вблизи электродов разрядника. С помощью PIV были измерены распределения скорости в воздушном потоке при инициировании ДБР в стационарном и нестационарном случае. Проведено сравнение PIV-измерений, основанных на методе частиц, и скоростной шлирен-визуализацией.

**Литература.**

[1]. Pietsch G. Peculiarities of Dielectric Barrier Discharges. Contrib. Plasma Phys. 2001. V.41, N. 6. P. 620−628.
[2]. Moreau E. Airflow control by non-thermal plasma actuators. J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40, N. 3. P. 605-636.
[3]. Benjamin J.C., Maziar A. Benjamin S.C. An Investigation on the Application of DBD Plasma Actuators as Pressure Sensors. AIAA-Meeting. Orlando, USA. 2009. P. 1-7.
[4]. Son E.E., Son K.E. Plasma and Thermal Actuators for Flow Control. AIAA-Meeting. Reno, USA. 2008. P. 1-18.
[5]. Opaits D. et.al. Experimental Investigation of DBD Plasma Actuators Driven by Repetitive High Voltage Nanosecond Pulses with DC or Low-Frequency Sinusoidal Bias. 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Miami, USA. 2007. P. 1-21.

# О ВОЗМОЖНОСТИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАЗЛЁТА ПОЛНОСТЬЮ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

А.В. Гордеев

*РНЦ «Курчатовский институт, Москва, Россия, e-mail:* gordeev@dap.kiae.ru

Исследуется дрейфовая динамика замагниченной плазмы в скрещённых электрическом $\vec{E}$ и магнитном $\vec{B}$ полях при $\left(\vec{E}\cdot\vec{B}\right)=0$ в случае $\vec{B}^2 >> 4\pi n_i m_i c^2$. Предложена слоистая по радиусу структура плазменного шара, в котором замкнутые токовые петли приводят к радиальному квазисферическому разлёту плазмы и электромагнитных полей. Ввиду особенности топологии на сфере рассмотрено объединение двух расположенных рядом токовых слоёв таким образом, что электрическое $E_\theta$ и магнитное $B_\theta$ поля, а также азимутальный ток $j_\theta$ перезамыкаются из одного токового слоя в соседний вблизи полюсов $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ [1,2]. При этом роль замагниченной плазмы сводится к генерации зарядов и токов при учёте отклонения от квазинейтральности, причём отражение электромагнитных полей от слоистой токовой структуры приводит к замедлению электромагнитной волны [3]. Используя относительную малость полной площади областей перезамыкания между различными слоями «на просвет» и пользуясь величинами, усреднёнными по сферическим поверхностям, можно получить уравнение для усреднённой компоненты электрического поля $\langle E_r \rangle$ [1,2]

$$R\frac{\partial}{\partial r}R\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\langle E_r\rangle\right)-\frac{R}{c}\frac{\partial}{\partial t}\frac{R}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(r^2\langle E_r\rangle\right)=\langle E_r\rangle+F\,, \qquad (1)$$

$$R=\frac{\sqrt{\langle B_\theta\rangle^2+\langle B_\varphi\rangle^2}}{4\pi er\left(z_i\langle n_i\rangle-\langle n_e\rangle\right)}$$

где лангранжев инвариант обеспечивает слитность токовых слоёв плазменного шара, а $F$ описывает эффекты, связанные с отражением электромагнитных полей от протекающих в слоях токов [3]. Уравнение (1) аналогично цилиндрическому волновому уравнению Грэда-Шафранова, полученному в работе [4].

Анализируется возможность разлёта ионизованной компоненты межгалактического газа и электромагнитных полей на масштабе Вселенной. Показано, что для принятых в настоящее время параметров Вселенной при степени ионизации межгалактического газа $n_i/n \sim 10^{-8}$ гравитационная сила притяжения, действующая на ионизованную компоненту межгалактического газа, значительно меньше силы, обеспечивающей электромагнитной разлёт:

$$\frac{F_{грав}}{F_{электр}} \sim \frac{km_i^2 n n_i \left(4\pi r_0\right)^2}{\vec{B}^2} << 1 \qquad (2)$$

Здесь $k$ - гравитационная постоянная, $r_0$ - радиус Вселенной. Это позволяет предположить, что возможен дополнительный электромагнитный разлёт наряду с фридмановским разлётом Вселенной [5].

**Литература**

[1]. А.В.Гордеев. Препринт ИАЭ-6578/6. М., 2009.
[2]. А.В.Гордеев. Препринт ИАЭ-6589/6. М., 2009.
[3]. Л.И. Рудаков, М.В. Бабыкин, А.В. Гордеев и др. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков./ Под ред.Л.И. Рудакова, М.:Энергоатомиздат,1990. С.280.
[4]. А.В. Гордеев.//Физика плазмы, **27**, 815 (2001).
[5]. [5]. А.В. Гордеев.//Физика плазмы, **36**, 33 (2009).

# РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДРЕЙФА ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В СМЕСИ ГЕЛИЯ С АРГОНОМ

С.А. Майоров, Р.И. Голятина, *С.К. Коданова, *Т.С. Рамазанов

*Институт общей физики, Москва, Россия, e-mail: mayorov_sa@mail.ru*
**Институт Экспериментальной и Теоретической Физики, Алматы, Казахстан*

Дрейф ионов в смеси газов обладает рядом особенностей, которые могут быть использованы для формирования ионного потока с требуемыми характеристиками. Например, получить поток с высокой анизотропией распределения ионов по скоростям. Параметры, которые в первую очередь важны при выборе газовой смеси – это потенциал ионизации, атомный вес и поляризуемость атомов.

Кроме того, важную роль играет и процентное соотношение между различными газами. Выбором этих параметров можно обеспечить желаемые характеристики ионного потока. Например, разряд в гелии с добавкой незначительного количества тяжелого газа (например, аргона, криптона, ксенона) или паров металлов с большим атомным весом позволит получить резкое изменение характеристик ионного потока.

В сильном поле, при значительном разогреве ионов и большом отличие атомных весов ионов и атомов, возможна очень сильная анизотропия функции распределения ионов. Поскольку анизотропия функции распределения ионов в свою очередь может вызывать значительное изменение свойств пылевых структур в плазме, в работах [1, 2] была предложена идея экспериментов по разряду в смеси легкого и тяжелого газов. Результаты расчетов для смесей гелия с тяжелым, легко ионизуемым газом (аргоном) позволяют прогнозировать сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах

Функция распределения электронов по скоростям в газовом разряде постоянного тока при пониженном давлении газа сильно отличается от распределения Максвелла. Особенно велики отличия в области энергий, в несколько раз превышающих среднюю энергию электронов (температуру). Поэтому, в работе рассмотрена также и модель электрон атомных столкновений, позволяющая учитывать энергобаланс электронов с учетом неупругих столкновений. На основе численного эксперимента протабулированы характеристики функции распределения электронов по скоростям, энергетические характеристики дрейфа электронов в постоянном электрическом поле в смеси гелия и аргона. Приведены значения скорости дрейфа, средней энергии электронов, характеристической энергии Таунсенда, средние энергии электрона, приводящие к актам возбуждения и ионизации атомов, соотношение между энергопотерями в упругих и неупругих столкновениях, ионизационный коэффициент Таунсенда [3].

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ-08-02-01172-а и РФФИ-08-02-00791-а), Нидерландского научного общества NWO (грант 047.017.2006.007), Министерства энергетики и минеральных ресурсов Республики Казахстан (грант КТМ-2).

**Литература**

[1]. Майоров С.А., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, с. 44 (2007); № 5, 3(2009); Физика плазмы, **35**, №9, 869 (2009).
[2]. S.A. Maiorov, T.S. Ramazanov, K.N. Dzhumagulova, A.N. Jumabekov and A.N.Dosbolaev // Phys. Plasm. **15**, 093701 (2008).
[3]. Майоров С.А., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, с. 443(2009).

# РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФФУЗИИ И ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ В БЛАГОРОДНЫХ ГАЗАХ

С.А. Майоров, Р.И. Голятина

*Институт общей физики РАН, Москва, Россия, e-mail: mayorov_sa@mail.ru*

Диффузия и дрейф электронов в газах исследованы достаточно подробно во многих работах (см, например, книги [1-3]). Однако, в большинстве работ по пылевой плазме (см., например, обзор [4]) полагается, что электроны в газовом разряде имеют максвелловское распределение с температурой, определяемой из эксперимента.

Хорошо известно, что функция распределения электронов по энергии в газовом разряде постоянного тока при пониженном давлении газа сильно отличается от распределения Максвелла. Особенно велики отличия в области энергий, в несколько раз превышающих среднюю энергию электронов (температуру).

В настоящей работе рассмотрена модель электрон атомных столкновений, позволяющая правильно учитывать энергобаланс электронов, в том числе и при неупругих столкновениях (см. [5]). Расчеты выполнены для температуры газа 293 К и различных приведенных напряженностях электрического поля *E/N =0.1 - 1000* Тд.

На основе численного эксперимента для всех благородных газов, протабулированы характеристики функции распределения электронов по скоростям, энергетические характеристики дрейфа электронов в постоянном электрическом поле.

В большей части справочников и книг приводятся лишь скорость дрейфа электронов и наблюдаемая в экспериментах величина $eD_{\perp}/\mu$, называемая также характеристической энергией Таунсенда. В случае максвелловского распределения характеристическая энергия Таунсенда совпадает с температурой электронов. Но для реальных распределений электронов по энергии соответствия между средней энергией электронов и значением характеристической энергии Таунсенда нет, поэтому, помимо значений $eD_{\perp}/\mu$, в таблицах приведены также и значения средней энергии электронов $<\varepsilon>=\int_0^{\infty}\varepsilon f(\varepsilon)d\varepsilon$, значения скорости дрейфа, характеристической энергии Таунсенда, средние энергии электрона, приводящие к актам возбуждения и ионизации атомов, соотношение между энергопотерями в упругих и неупругих столкновениях, ионизационный коэффициент Таунсенда.

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ-08-02-01172-а и РФФИ-08-02-00791-а), Нидерландского научного общества NWO (грант 047.017.2006.007), Министерства энергетики и минеральных ресурсов Республики Казахстан (грант КТМ-2).

**Литература**

[1]. Л. Хаксли, Р. Кромптон. Диффузия и дрейф электронов в газах. Мир, Москва, 1977.
[2]. . Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов. Кинетика неравновесной плазмы. М., Наука, 1982.
[3]. Б.М. Смирнов. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. М.: Наука, 1985.
[4]. В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак, В.И. Молотков, О.Ф. Петров // УФН, **174,** 495 (2004).
[5]. Майоров С.А., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, с. 43(2009).

Орешкин Е.В., Чайковский С.А., *Орешкин В.И. (*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, *Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия*)

Тормозное излучение быстрых электронов в газовых разрядах большой длины

# БАЛАНС ЭНЕРГИЙ И ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ МАКРОЧАСТИЦЫ В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМ РАЗРЯДЕ

А.А. Бизюков, Е.В. Ромащенко[*], К.Н. Середа, В.В. Слепцов[**], А.Д. Чибисов

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, 61108, пр. Курчатова, 31.*

[*]*Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, Луганск, ул. Ватутина, 1.*

[**]*Российский государственный технический университет им. К.Э. Циолковского (МАТИ), Москва, Берниковская набережная, 14.*

В настоящей работе изучается баланс энергий, энергетический баланс и изменение фазового состояния металлической макрочастицы в плазме пучково-плазменного разряда, а также возможность ее частичного или полного испарения под воздействием высокоэнергетичных электронов пучка и ионов плазмы.

На основе решения уравнений для электрического потенциала и баланса энергий макрочастицы получена зависимость температуры макрочастицы от времени при различных параметрах пучково-плазменного разряда. Показано, что металлическая макрочастица в пучково-плазменном разряде может достигать температуры кипения за время порядка одной миллисекунды. При этом макрочастицы при определенных условиях могут частично или полностью испаряться. Изучено влияние размера макрочастицы на плотность мощности сообщаемой макрочастице при различных параметрах системы, определены наиболее благоприятные параметры системы для испарения макрочастицы. Характерное время изменения размеров макрочастицы зависит от параметров пучково-плазменного разряда и основными факторами, влияющими на скорость испарения макрочастиц, являются плотность плазмы, энергия и плотность электронного пучка, а также размер макрочастицы. Получена зависимость времени полного испарения макрочастицы от параметров пучково-плазменной системы. Показано, что с уменьшением размера макрочастицы плотность мощности, сообщаемая ей, существенно увеличивается, что обусловлено снижением электрического потенциала макрочастицы в результате проявления эффекта автоэлектронной эмиссии. Однако, проявление эффекта автоэлектронной эмиссии влияет на энергетический баланс микрочастицы и на время испарения в незначительной степени.

# ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ КРИТЕРИЙ ПРОБОЯ.

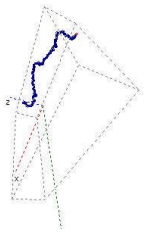
© Х.Д. Ламажапов, Д.А. Рыбаков*

*Самарский государственный университет путей сообщения, 443066, г. Самара, Россия. email: rectorat@samiit.ru, hubita@mail.ru*

**Самарский государственный аэрокосмический университет имени Королева, 443086, г. Самара, Россия Московское шоссе, 34*

*Работа посвящена вопросам моделирования начальной стадии электрического пробоя газов. Показано, что существующие в начальном состоянии газа неоднородности приводят к существенно неоднородному развитию газоразрядных процессов. Предложен метод описания, не предполагающий дифференцируемости основных параметров газоразрядных процессов Полученные результаты применимы во всем диапазоне произведения газовой плотности на длину газоразрядного промежутка. На основе оценки размерности фрактальных объектов, моделируемых в данном представлении, получены основные скейлинговые оценки.*

Первоначальной частью любого типа разряда является развитие электронных лавин. Для описания дальнейшего развития разряда используются две группы моделей: а) волновые: ионизация в квазиоднородной газовой среде; б) стримерные: ионизация на малых масштабах длин. Однако сильная зависимость параметров ионизации от напряженности электрического поля и концентрации нейтральных частиц $\alpha \sim AN\exp(-BN/E)$ приводит к явлению перемежаемости (чередованию областей с сильно различающимися характеристиками). Неоднородность распределения газоразрядных параметров подтверждается многими исследованиями. Например, для катодных процессов она доказана в работе[1]. Перемежаемость возникает из-за неприменимости центральной предельной теоремы, которая предполагает, что нормальное распределение обусловлено суммой действий слабо зависимых случайных причин. При почти однородном распределении небольшое отклонение коэффициента ионно-электронной эмиссии резко усиливается, и катодное пятно может распасться на несколько областей. В таком случае малые и маловероятные области дают основной вклад. Другой пример возникает в объеме. В большинстве случаев плотность фоновых электронов $\sim 10^3 см^{-3}$, то есть один электрон имеет $\sim 10^{-3} см^3$ неионизированного газа для развития лавины за счет ударной ионизации. При этом максимальный объем лавины как раз $\sim 10^{-3} см^3$. Таким образом, стример может являться продуктом слияния множества лавин и стримеров. Теория перколяции наиболее подходит для описания группового поведения неоднородностей. Сам пробой может быть рассмотрен как процесс формирования бесконечного проводящего кластера. Наибольший ток протекает по наикратчайшему пути кластера (см. рис.). Длина максимального кластера предположительно растет по степенному закону $L_{\max}(t) \sim (t_{crit} - t)^{\lambda}$. В свете данной теории линейный масштаба имеет следующее значение: в масштабе ~1 см возможно развитие только одиночных лавин; ~0.1÷~10 м - возможно развитее множества взаимодействующих лавин и стримеров; $\sim 10 \div \sim 10^2$м - возможно развитие крупномасштабных фрактальных областей ионизации. А в области $\sim 10^2 \div \sim 10^4$ м возникающему объекту не придумано название, кроме народного - молния. В общем случае возникающий объект является мультифракталом. Этот подход не отрицает ни Таунсендовский, ни стримерный, ни стримено-лидерные механизмы, а включает как их как предельные приближения. При размерности кластера ~3 имеется почти непрерывное распределение плотности носителей, и можно перейти к модели Таунсенда, а при размерности ~1 можно воспользоваться обычной одностримерной моделью, а в промежуточных значениях - фрактально-перколяционной.



## Литература

[1]. Ламажапов Х.Д., Некоторые закономерности образования катодных пятен в самостоятельном и несамостоятельном тлеющих разрядах и влияние случайного распределения эмиссионных свойств катода. // Препринт ФИАН №149. 1991 г. 35 С.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ЦИФРОВОЙ ПРОГРАММИРУЕМОЙ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ NANOGATE-1UF – СОСТАВНОЙ ЧАСТИ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОГО ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА «ТОКОВЫЙ СЛОЙ»

Н.П. Кирий, *С.А. Литюшкин, *А.В. Шелудякова

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, kyrie@fpl.gpi.ru*
**Московский институт радиотехники электроники и автоматики (ТУ), Москва, Россия*

Цифровая программируемая электронно-оптическая камера NANOGATE-1UF, разработанная и изготовленная фирмой «Видеоскан», предназначена для регистрации быстропротекающих оптических процессов в наносекундном диапазоне времени. Камера представляет собой ЭОП (электронно-оптический преобразователь) с усилителем яркости на основе микроканальной пластины и CCD-матрицей, с помощью которой осуществляется запись сигналов. Изменение режимов работы камеры происходит с помощью специальной программы, управляющей работой камеры. Камера NANOGATE-1UF является уникальным прибором, она специально разработана для использования в спектроскопических исследованиях и вместе с монохроматором (МДР-3) и персональным компьютером входит в состав диагностического комплекса «Токовый слой», предназначенного для изучения динамики плазмы токовых слоев. Использование камеры в спектроскопических исследованиях требует детального изучения особенностей работы самой камеры и диагностического комплекса в целом, в связи с чем было проведено несколько циклов специальных измерений.

На основании полученных экспериментальных данных были определены пороговые амплитуды входных сигналов, при которых происходит переход от линейных режимов работы камеры к нелинейным. Был измерен динамический диапазон работы камеры NANOGATE-1UF при различных коэффициентах усиления. Кроме того, была изучена зависимость характеристик линейной области работы камеры от величины регистрируемого сигнала при фиксированном значении коэффициента усиления.

Была определена также обратная линейная дисперсия диагностического комплекса, показано, что величина дисперсии не зависит от усиления камеры. Определено влияние кривизны входной щели монохроматора на уширения профилей спектральных линий, регистрируемых камерой NANOGATE-1UF. Прокалиброван коэффициент усиления камеры в зависимости от напряжения на микроканальной пластине, служащей усилителем яркости изображения.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 07-02-01409 и Грантом Президента РФ НШ – 452.2008.2.

Гаврилова В.А., Кашапов Н.Ф. (*ГОУ ВПО Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия*)
Коронный разряд в процессах нанесения функциональных покрытий.

# ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ OXFORD INSTRUMENTS PLASMA TECHNOLOGY И РЕАЛИЗУЕМЫЕ НА НЕМ ПРОЦЕССЫ.

А.С. Шуравин

*Техноинфо Лтд., Москва, Россия, e-mail: andrey.shuravin@technoinfo.ru*

На сегодняшний день плазмохимические технологии являются широко используемыми при производстве и модификации материалов, создании микроэлектронных компонент. Так, например, их применение возможно, а часто необходимо, при процессах травления, осаждения, эпитаксии, выращивании наноструктур, анализе отказов полупроводниковых приборов. Среди компаний, производящих плазмохимическое оборудование, необходимо выделить Oxford Instruments Plasma Technology (OIPT), которая имеет 50-летний опыт создания высокотехнологичного оборудования. Его использование позволяет проводить следующие процессы:

1. плазмохимическое травление и осаждение
   - *травление и осаждение в индуктивно-связанной плазме (ICP)*
   - *реактивное ионное травление (RIE)*
   - *плазменно-стимулированное осаждение (PECVD)*
2. ионно-лучевое травление и осаждение
3. атомно-слоевое осаждение (ALD)
4. эпитаксия из газовой фазы гидридов (HVPE)
5. магнетронное напыление
6. выращивание наноструктур
7. анализ отказов

В работе дан обзор оборудования OIPT, показаны его технологические особенности и возможности.

Модульность оборудования дает возможность расширять технологические процессы по мере необходимости путем добавления новых модулей к основе системы. Возможна как открытая загрузка образцов, так и загрузка через вакуумный загрузочный шлюз. Возможна организация мелкосерийного производства.

Травление и осаждение (рис. 1,а,б) характеризуются равномерностью (отклонение <± 5%) высокой селективностью, анизотропией, возможностью контроля профиля (например, травление $SiO_2$, $SiN_x$, $Al_2O_3$, Si, SiC и др.). Атомно-слоевое осаждение позволяет получать при низких температурах ультратонкие и конформные покрытия толщиной до нескольких атомных слоев ($HfO_2$, $Al_2O_3$, $TiO_2$; TiN, SiN; Ru, Pt и др.). Возможно выращивание наноструктур ZnO, Ge, SiC, InN, GaAs и др., а также углеродных и кремниевых нанотрубок и нанопроволок (рис. 1,в). Анализ отказов полупроводниковых приборов позволяет находить слабые места в технологических процессах их создания (рис. 1,г).

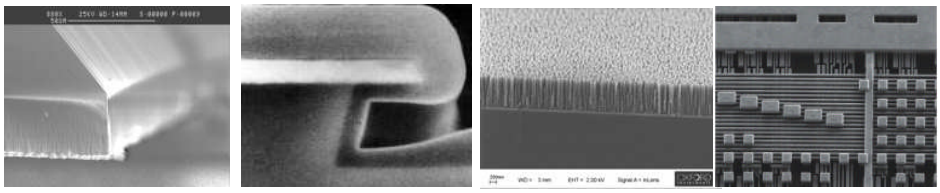


Рис.1. а) травление поликристаллического алмаза, б) плазменно-стимулированное осаждение $SiO_2$, в) выращивание наноструктур, г) анализ отказов п/п приборов.

Таким образом, оборудование OIPT дает возможность реализации широкого спектра плазмохимических процессов для нужд микроэлектроники, для производства наноматериалов. Гибкость настройки систем, мировая гарантия, индивидуальный подход к каждой задаче делают компанию OIPT мировым лидером в своей области.

# ПОДАВЛЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ДВУХЧАСТОТНОЙ СВЧ НАКАЧКЕ

В.И. Архипенко, Е.З. Гусаков*, Л.В. Симончик, М.С. Усаченок

*ИФ им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, РБ, e-mail: simon@imaph.bas-net.by*
**ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, РФ, e-mail: evgeniy.gusakov@mail.ioffe.ru*

Параметрические распадные неустойчивости (ПРН) являются причиной аномального отражения и поглощения электромагнитных волн в экспериментах по лазерному УТС и ВЧ нагреву в установках с магнитным удержанием плазмы. В работе [1] при гармонической частотной модуляции накачки нами была экспериментально обнаружена возможность существенного снижения уровня ионно-звуковой волны, возбуждаемой в плазме при развитии абсолютной ПРН вынужденного рассеяния назад $l \rightarrow l' + s$, приводящей к сильному аномальному отражению накачки.

Эксперименты выполнялись на линейной плазменной установке «Гранит». Аргоновая плазма создавалась в режиме электронного циклотронного резонанса в кварцевой трубе диаметром 2 см и длиной ~100 cm, помещенной вдоль однородного магнитного поля напряженностью 3 кЭ. Плазма неоднородна как вдоль, так и поперек магнитного поля $n_e = n_e(r, z)$ и ее масштаб неоднородности равен $a \sim 5$ см и $b \sim 0.4$ см, соответственно. Максимальная плотность плазмы – $n_e \approx 10^{12}$ см$^{-3}$, электронная температура – $T_e \approx 2$ эВ и давление аргона – $2 \times 10^{-2}$ Торр. С помощью волновода в плазме возбуждается волна накачки в виде моды Трайвелписа-Гулда на частоте $f_0 = 2480$ МГц. В окрестности резонансной точки $n_e(z, 0)=n_c$ ($2\pi f_0 = (2\pi n_c e^2/m_e)^{1/2}$), где электрическое поле накачки максимально, при подводимой к плазме мощности более 20 мВт возбуждается абсолютная параметрическая неустойчивость стимулированного рассеяния назад $l \rightarrow l' + s$.

Влияние гармонической частотной модуляции накачки на абсолютную ПРН в широком диапазоне частот модуляции от 0.1 МГц $< f_m <$10 МГц было исследовано в [2, 3]. Было показано, что сильное резонансное подавление наиболее опасной абсолютной ПРН наблюдается при минимальной девиации частоты (менее 1%) лишь в случае, когда частота модуляции совпадает с разностью частот устойчивых линий тонкой структуры спектра рассеяния накачки, соответствующих собственным частотам ионно-акутических волн, возбуждаемых в плазме в результате абсолютной ПРН. На основе этого эффекта в [2] впервые была предложена и реализована схема активного контроля абсолютной ПРН с обратной связью.

Однако метод подавления ПРН, разработанный в [2, 3], к сожалению, трудно реализуем при высоких (лазерных) частотах, а также в случае мощных генераторов микроволн, так как модуляция частоты в этих условиях проблематична. В данной работе продемонстрирована возможность глубокого подавления абсолютной ПРН с помощью дополнительной волны существенно меньшей мощности, частота которой отличается от частоты основной накачки на величину, равную разности собственных частот ионно-акустических мод. Увеличение поглощения микроволновой мощности при этом проявляется в увеличении свечения плазмы и тока ускоренных электронов.

По нашему мнению, подобная постановка эксперимента может быть реализована в крупномасштабных экспериментах по нагреву плазмы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ-БРФФИ (Ф08Р-098, 08-02-90011-Bel-a).

## Литература

[1]. V.I Arkhipenko, V.N. Budnikov, E.Z. Gusakov et al. *Plasma Phys. Reports* **26**, 314 (2000)
[2]. V.I. Arkhipenko, E.Z. Gusakov,L.V. Simonchik et al. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 175004 (2008)
[3]. V.I. Arkhipenko, E.Z. Gusakov, L.V. Simonchik at al. *PPCF* **51**, 125005 (14pp) (2009).

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНДЕНСАТА КАПЕЛЬНОЙ ФАЗЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ, ОСАЖДЕННОЙ ВБЛИЗИ КАТОДНОГО УЗЛА ПРИ ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ.

Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин

*Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск, Россия,*
*e-mail: smolanovna@yandex.ru*

Как показали исследования [1-4], в потоке низкотемпературной плазмы металлов при распылении дуговым разрядом возможно наличие капельной и твердотельной (пылевой) составляющих, оказывающих заметное влияние, как на ионный состав, так и на динамику распространения плазменного потока. Нами был установлен неоднородный по толщине, химическому и фазовому составу характер распределения осажденного из плазмы конденсата вблизи катодного узла, обусловленный рядом факторов [5-6]. В данном докладе будет приведен обзор наиболее значительных, на наш взгляд, исследований поведения капельной составляющей низкотемпературной металлической плазмы вблизи катодного пятна. Представлены экспериментальные результаты и численные расчеты распределения азимутальной и радиальной составляющих скоростей капель. Они генерируются катодным пятном при наличии внешних магнитного и электрического полей. Исследовался конденсат в виде многослойной пленки, полученной из потока плазмы при осаждении капельно-пылевой составляющей вблизи катодного узла по методике, изложенной в работах [5-6]. Как установлено, в структуре осажденного конденсата присутствуют элементы (капли, ионы, частицы), имеющие некоторую закономерность в распределении масс, зарядов и скоростей. Это дает возможность получать неравновесную структуру и исследовать процесс ее кристаллизации из потока плазмы с турбулентным характером движения. Для объяснения полученных результатов о структуре и свойствах полученного конденсата используются исследования и модели вращения плазменно-пылевых структур в продольных магнитных полях [7-8].

**Литература.**

[1]. Месяц Г.А., Баренгольц С.А. УФН, 2002, Т.172, №10, с. 1113-1130.
[2]. Хороших В.М. Физическая инженерия поверхности, 2004, Т.2, №4, с. 200-213.
[3]. Кринберг. И.А. Письма в ЖТФ, 2003, Т.29, Вып.12, с. 42-48.
[4]. Андерс А., Окс.Е.М., Юшков Г.Ю. и др. ЖТФ, 2006, Т.76, Вып.10, с. 57-61.
[5]. Смоланов Н.А., Панькин Н.А., Четвертакова О.Ф. Тезисы докладов XXXV Международной(Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Москва, 2008, с. 223.
[6]. Панькин Н.А., Смоланов Н.А. Поверхность, 2009, №6, с. 99-102.
[7]. Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979, 168 с.
[8]. Ильгисонис В.И., Хальзов И.В. Письма в ЖЭТФ, 2007, Т.86, Вып.11, с. 815-818.

# ВЛИЯНИЕ МОДУЛЯЦИИ ВЧ НАПРЯЖЕНИЯ РАЗРЯДА НА УДЕРЖАНИЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Курнаев В,А., Василяк Л.М., Быков И.О., Поляков Д.Н., Новиков Д.А.

*НИЯУ «МИФИ», Москва, РФ, e-mail: igoroleg@rambler.ru*

В настоящей работе приведены результаты исследования электродинамического воздействия на пылевые структуры в плазме ВЧ разряда емкостного типа за счет реализации импульсно-периодического режима питания разряда. Показано, что модуляция ВЧ напряжения разряда является эффективным способом нелокального воздействия на пылевые структуры и предоставляет возможность влиять на их стабильность и упорядоченность.

Разряд зажигается на остаточном воздухе при давлении $5\cdot10^{-2}$ Торр. Питающее ВЧ напряжение частотой 13,56 МГц подается на нижний плоский электрод. Для предотвращения радиального разлета частиц на его поверхность помещается медное кольцо высотой 1мм и диаметром 40мм. Верхний сетчатый электрод заземлен на стенку камеры. Величина разрядного промежутка составляет 5 см. Послойная визуализация пылевых частиц осуществляется с помощью подсветки «лазерным ножом» толщиной 100мкм. Рассеянный частицами свет наблюдается через смотровое окно камеры, через него же осуществляется фотосъемка частиц. В качестве пыли используются некалиброванные стеклянные микросферы размерами 10-40мкм.

Частицы вводятся в плазму через верхний электрод и завешиваются в области слоя пространственного заряда у нижнего электрода. За счет баланса силы тяжести, электрической силы и силы увлечения ионами частица удерживается в пределах электростатической ловушки. Горизонтальная протяженность ловушки ограничивается размерами кольца на нижнем электроде, а вертикальная – толщиной слоя приэлектродного падения потенциала.

В стационарном режиме горения разряда при давлении $5\cdot10^{-2}$ Торр и токе разряда 150мА пылевые частицы формируют облако с характерным межчастичным расстоянием 200мкм. Диаметр облака не превышает 30 мм, а толщина – 5 мм. Сами частицы при этом совершают непрерывное хаотическое движение в пределах ловушки, а фазовое состояние пылевого облака можно охарактеризовать как газ.

Переход из стационарного в импульсно-периодический режим горения разряда должен привести к уменьшению кинетической энергии частиц и среднего межчастичного расстояния и, как следствие, – к упорядочиванию структуры. Для реализации указанного режима работы был собран модулятор, формирующий П-образные импульсы питающего ВЧ напряжения с частотой от 100 до 800Гц и скважностью 10-90%.

Проведенные эксперименты показали эффективность предложенного метода воздействия для увеличения стабильности и упорядоченности пылевых структур. Только за счет изменения скважности модулирующих импульсов без изменения остальных параметров разряда удалось стимулировать фазовые переходы внутри пылевого облака, вызывая его «кристаллизацию» в диапазоне давлений ниже $10^{-1}$ Торр.

В области низких давлений в стационарном режиме горения разряда кристаллизация пылевой компоненты только за счет уменьшения разрядного тока без изменения рабочего газа может оказаться невозможной. Для этого нужно было бы уменьшить плотность разрядного тока ниже критической, при которой происходит погасание разряда. Таким образом, переход в режим импульсно-периодического питания разряда позволяет расширить нижний диапазон давлений, при которых возможно получение упорядоченных пылевых структур.

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В СВЕРХЗВУКОВОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ.

Ю.В. Андриянов

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, andryu@gcnet.ru*

В работе анализируется возможность пробоя и поддержания разряда в сверхзвуковом и околозвуковом двухфазном газожидкостном потоке. Представлены результаты экспериментальных исследований пробоя и вольт-амперных характеристик разряда с использованием разрядной цепи, состоящей из конденсатора, ограничивающего резистора и разрядной ячейки, в которой реализуется двухфазное газожидкостное течение.

Исследовались три варианта возбуждения разряда: 1. разряд на постоянном напряжении от выпрямителя через балластное сопротивление; 2. разряд от конденсатора, заряжаемого до напряжения пробоя; 3. разряд от источника переменного напряжения частотой 30 -50 кГц.

Во всех случаях разряд зажигался при давлении жидкости до реактора начиная с 3 атм при напряжении на электродах превышающем 1 кВ. Ток разряда в стационарном режиме составлял 1 - 10 мА, в импульсном режиме при разряде конденсатора ток составлял 0.1 - 10 А.

Исследовался спектр свечения разряда. К примеру, в дизельном топливе наблюдаются спектральные линии водорода в видимом диапазоне и сплошной спектр в диапазоне 300 нм - 800 нм. В разряде возможно образование различных химически активных частиц, реакции которых с жидкостью могут приводить к изменению ее физико-химических свойств. Поскольку в зоне реакции двухфазный поток жидкости является достаточно гомогенным, то перенос активных частиц, образующихся при разряде в газовой фазе потока, в жидкую фазу может быть весьма эффективным.

# ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ И СТРУКТУРА ФРОНТА УВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Гаджиев А.М., Эльдаров М.Ш.

*Дагестанский Государственный университет, Махачкала, Россия, dgu@dgu.ru*

Наличие магнитного поля с давлением достаточным для заметного уменьшения скорости газодинамического потока, должно способствовать увеличению ширины вязкого скачка уплотнения, внутри которой энергия макроскопического движения, газодинамического потока, вследствие столкновений частиц необратимо превращается в тепло. Одновременно с этим наличие магнитного поля может оказать влияние на скорость протекания релаксационных процессов на фронте УВ, способствующих установлению стационарного состояния ионизации за фронтом УВ, т.е. на ширину релаксационного слоя фронта УВ. [1]

Температуру за фронтом УВ возмущенного газа – плазмы можно оценить в случае одноатомного газа по формуле [2]

$$T_1 \approx \frac{5}{16} T_0 M^2 \qquad (1)$$

где $T_0$ – начальная температура невозмущенного газа. Изменение температуры на длине свободного пробега фотонов

$$\lambda_0 \left|\vec{\nabla} T\right| \approx \frac{\left(\frac{5}{6}M^2 - 1\right)\left(M^2 - 1\right)}{M} \qquad (2)$$

стремится к нулю вместе с $M \to 1$.

Непосредственно ширина релаксационного слоя, согласно определению

$$\Delta x = U_i \tau_i \qquad (3)$$

где $U_i$ –скорость распространения УВ относительно возмущенного газа, $\tau_i$ – время установления равновесного состояния ионизации. С другой стороны из гидродинамических соотношений $\Delta x = \lambda \rho_0 / \rho_1$, где $\lambda$ – длина свободного пробега частиц возмущенного газа. Следовательно

$$U_i = \frac{\lambda \rho_0}{\rho_1 \tau_i} \qquad (4)$$

Влияние магнитного поля на ширину фронта УВ, следует ожидать, будет выражено через воздействие на $\rho_1$ и $\tau_i$, причем оба в магнитном поле должны возрастать. Такое замедление перемещения фронта УВ относительно возмущенного газа равносильно размытию фронта УВ. В этих условиях излучение, выходящее непосредственно из токоведущего высокотемпературного канала разряда, может эффективно поглощаться в области, охваченной фронтом УВ. По этой причине представляет определенный интерес установление отношения ширины релаксационного слоя к длине свободного пробега световых квантов в условиях, реализующихся на фронте УВ. Экспериментальные исследования показывают, что это отношение имеет выраженный максимум при M~5 и параметрически зависит от H.

**Литература.**

[1]. Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш. Особенности распространения ударной и тепловой волн импульсном разряде во внешнем магнитном поле. //ТВТ, -1994, Т.31, В.4, с. 520-530.

[2]. Зельдович Я,Б., Райзер Р.Г. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. –М. Наука, 1966г, -688с.

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА КАНАЛА ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Эльдаров М.Ш.

*Дагестанский Государственный университет, Махачкала, Россия* dgu@dgu.ru

Инициирование искрового разряда в присутствии внешнего магнитного продольного поля, удовлетворяющего условию (1)

$$\left|\vec{\nabla}P\right| = \frac{H^2}{8\pi\Delta x} \approx \frac{nKT}{a} \qquad (1)$$

позволяет определенным образом перераспределить энергию, выделяющуюся в канале искрового разряда. В свою очередь это перераспределение энергии в уравнении теплового баланса приводит к соответствующему перераспределению спектральной плотности энергетической яркости излучения плазменного канала разряда в магнитном поле [1].

Для того чтобы судить об эффективности трансформации в другие виды энергии – тепловую, механическую и световую – необходимо построить график зависимости отношения полной энергии, выделяемой в разрядном промежутке, к различным видам энергии от времени. При этом варьируя параметры разрядного контура, газа и напряженности продольного магнитного поля можно добиться максимальной эффективности преобразования электрической энергии именно в конкретный определенный вид энергии.

На начальной стадии развития канала разряда, когда вводимая электрическая энергия, в основном, идет на разогрев – увеличение внутренней энергии плазмы [2]

$$C_V \frac{dT}{dt} = \frac{d^2\varepsilon}{dtdV} \qquad (2)$$

где $C_V$ – удельная теплоёмкость при постоянном объёме.

С помощью замены переменных

$$\frac{d}{dV} = \left(\frac{dV}{dr}\right)^{-1} \frac{d}{dr} \qquad (3)$$

учитывая, что $dV = 2\pi lrdr$ можно записать

$$\frac{d^2\varepsilon}{dtdV} = \frac{d}{dt}\frac{1}{2\pi\ell r}\frac{d\varepsilon}{dr} \qquad (5)$$

Пренебрегая температурной зависимостью удельной теплоемкости, имеем дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными, из которого находим

$$d\varepsilon = 2\pi\ell C_V Trdr \qquad (6)$$

Взяв интеграл от обеих частей уравнения (6) получим

$$T(t) = \frac{\varepsilon(t)}{\pi\ell C_V r^2(t)} \qquad (7)$$

закон изменения температуры в функциональной зависимости от выделяющейся энергии и радиуса канала разряда. Как видно из формулы (7) температура в канале разряда прямо пропорциональна выделяющейся энергии и обратно пропорциональна квадрату радиуса канала или площади сечения плазменного столба.

**Литература.**

[1]. Эльдаров Ш.Ш. Радиальное развитие и излучательные характеристики искрового канала во внешнем магнитном поле. //Физика плазмы, -1994г., Т-20, №5, -с520-530.

[2]. Зельдович Я,Б., Райзер Р.Г. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. –М. Наука, 1966г, -688с.

# ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ НА ПОТОКИ ИОНОВ НА СТЕНКИ КАНАЛА СТАЦИОНАРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ.

А.Н. Веселовзоров, Е.Д. Длугач, А.А. Погорелов, Э.Б. Свирский, В.А. Смирнов

*Российский Научный Центр " Курчатовский институт", Москва, Россия,*
*e-mail: vasmirnov@nfi.kiae.ru*

В данной работе представлены результаты исследований, которые показывают, что колебания потенциала плазмы и температуры электронов в канале стационарного плазменного двигателя (СПД) оказывают существенное влияние на формирование функции распределения ионов по скоростям. Это следует учитывать при анализе формирования потоков ионов, как выходящих из СПД, так и поступающих на стенки канала. Результаты, которые представлены здесь, были получены при работе СПД-70 в диапазоне разрядных напряжений до 300 В, рабочий газ Xe, Kr, расход в пределах 2 мг/сек. Исследования показали, что в канале СПД развиваются синхронные колебания потенциала плазмы и температуры электронов в области частот f > 20 кГц [1]. При этом амплитуда колебаний в канале достигает величины до 0,5 её постоянной составляющей. Известно, что электрическое поле по радиусу зависит, как от конфигурации магнитного поля, так и от градиента электронного давления, возникающего из-за изменения плотности плазмы по радиусу канала [2]. Значительная модуляция температуры электронов должна приводить к изменению электрического поля по радиусу из-за увеличения градиента электронного давления. В области частот f> 60 кГц колебания потенциала плазмы в районе среза двигателя развиваются как азимутальные волны. Исследования потока ионов из двигателя показывают, что ионы имеют значительные радиальные и азимутальные составляющие скорости [3]. Расчёты показывают, что это можно объяснить, если принять во внимание именно такие колебания.

Поток ионов на стенки канала может достигать до 0,5 потока ионов, выходящего из двигателя. Если не учитывать колебания, то этот поток ионов должен быть существенно меньше. Очевидно, колебания потенциала плазмы и температуры электронов должны оказывать влияние также на формирование потоков ионов на стенки канала за счёт увеличения радиальной составляющей и появления азимутальной составляющей скорости ионов. По оценкам поток ионов на стенки из-за этого может увеличиться на 40%.

Численные расчёты динамики ионов в поле азимутальной волны показывают, что ионы могут приобретать азимутальную составляющую скорости как в одном, так и в другом направлении, в зависимости от фазы, при которой волна начинает оказывать влияние на движение иона. При этом наблюдается корреляция между направлением азимутальной скорости иона и фазовой скорости волны. Доля ионов, у которых значительная азимутальная скорость, совпадающая с фазовой скоростью волны, преобладает над долей ионов, у которых эти скорости направлены в разные стороны. Однако следует отметить, что радиальная составляющая скорости оказывает большее влияние на формирование ионных потоков, как выходящего из двигателя, так и поступающего на стенки канала.

Работа поддержана РФФИ, проект № 09-08-00606.

**Литература.**

[1]. В.А. Смирнов, Тезисы доклада 3-ей Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям, Минск, 1975, с.12.

[2]. А.И.Морозов. Физические основы космических электрореактивных двигателей. М., Атомиздат, 1978, с.240-243.

[3]. А.Н.Веселовзоров, Е.Д. Длугач, А.А.Погорелов, Э.Б. Свирский, В.А.Смирнов, Тезисы докладов 36- Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС с. 192, 2009 г.

# ИНИЦИИРОВАНИЕ БЛЮ-ДЖЕТОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНУТРИОБЛАЧНЫХ РАЗРЯДОВ МОЛНИЙ

М.В. Бахтиарова, Т.В. Лосева, А.Н. Ляхов

*Институт Динамики Геосфер РАН, Москва, Россия, losseva@idg.chph.ras.ru*

Предлагается новый механизм инициирования блю-джетов, вызванного фокусировкой электромагнитного излучения внутриоблачных разрядов молний в присутствии ионных каналов в грозовом облаке. В соответствии с моделью [1-3] ионные каналы образуются в грозовом облаке в процессе распространении волны коронного разряда с частиц мелкодисперсной фазы и играют роль эквивалента пассивных антенных элементов. Наличие каналов приводит к формированию узкой диаграммы направленности эквивалентного системе молний излучателя, в максимуме которой достигаются пробойные значения электрических полей. Численное моделирование процессов распространения электромагнитных волн, вызванных токами внутриоблачных молниевых разрядов, выполнялось с помощью созданного трехмерного кода решения полной системы уравнений Максвелла (методом конечных разностей во временной области - FDTD) с учетом анизотропии проводимости атмосферы в магнитном поле Земли. Метод реализует поглощающие граничные условия (не требует включения в расчеты протяженных областей), подсеточную параметризацию излучателей (не требует сгущения расчетной сетки в области источников), обратные связи в системе поле – ток в источнике с учетом среды, возможность быстрого пересчета результатов при смене частоты излучения.

Представлены результаты тестовых расчетов и решения демонстрационной задачи, доказывающие принципиальную возможность локального усиления поля до пробойных значений при реальных параметрах проводимости атмосферы и облаков. Данный механизм не требует никаких специальных допущений о физике пробоя атмосферы в блю-джете и позволяет объяснить относительную редкость этого типа средневысотных атмосферных разрядов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-05-00998-а).

**Литература**

[1]. Fomenko A.S., Losseva T.V., Nemtchinov I.V. The corona discharge waves in thunderclouds and formation of ionic channels // 2004 AGU Fall Meeting. EOS Trans. AGU. 2004. V. 85. № 47. Suppl. Abstract AE23A-0835.

[2]. Фоменко А.С., Лосева Т.В., Немчинов И.В. Ионные каналы в грозовых облаках // Сб. трудов VI Российской конференции по атмосферному электричеству, Нижний Новгород, 1-7 октября 2007 г. С. 122-123.

[3]. Т.В. Лосева, А.Н. Ляхов, М.Ю. Кузьмичева, И.В. Немчинов. Ионные каналы и усиление электрического поля в грозовых облаках // Геофизика межгеосферных взаимодействий. Под редакцией академика В.В. Адушкина – М: ГЕОС. 2008. С. 332-340.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОТРАЖЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

А.В. Кочетов

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, РФ, kochetov@appl.sci-nnov.ru*

В работе численно исследуется влияние поглощения электромагнитных волн в ионосферных слоях в областях турбулентной плазмы на динамические эффекты, сопровождающие стадии формирования, насыщения и релаксации искусственных плазменных образований [1,2].

Нелинейное уравнение Шредингера с граничными условиями, описывающими самосогласованную электромагнитную накачку и излучение [3] дополняется членами, ответственными за объемные потери. Поглощение радиоволн в слое считается обусловленным передачей электромагнитной энергии плазменным волнам в областях их резонансного взаимодействия, и воспроизводит основные свойства поглощения при сильной плазменной турбулентности: жесткий режим возбуждения, нелинейность, гистерезис [4,5].

При изучении влияния затухания на режимы взаимодействия показывается, что на стадии возбуждения искусственных плазменных образований сохраняются квазипериодические пульсации отраженного излучения, контрастность которых слабо зависит от диссипативных свойств турбулентных областей плазмы. На стадии насыщения демонстрируется переход от квазипериодических и хаотических режимов в отсутствие объемных потерь [3] к стационарному режиму взаимодействия, время установления которого увеличивается с ростом амплитуды падающей волны и уменьшением затухания.

Получено, что в определенной области параметров моделирования наблюдается качественное соответствие результатов расчетов динамики поглощения и отражения радиоволн, падающих на неоднородный плазменный слой, с данными экспериментов по исследованию эффектов сильной ленгмюровской турбулентности в ионосферной плазме. Среди наиболее удачных совпадений можно выделить регистрацию осцилляций амплитуд рассеянных волн, обнаружение мелкомасштабного расслоения ионосферной плазмы и наблюдение динамики, характерной для структур и эффектов сильной ленгмюровской турбулентности [6-8].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 09-02-01150-а)

**Литература**

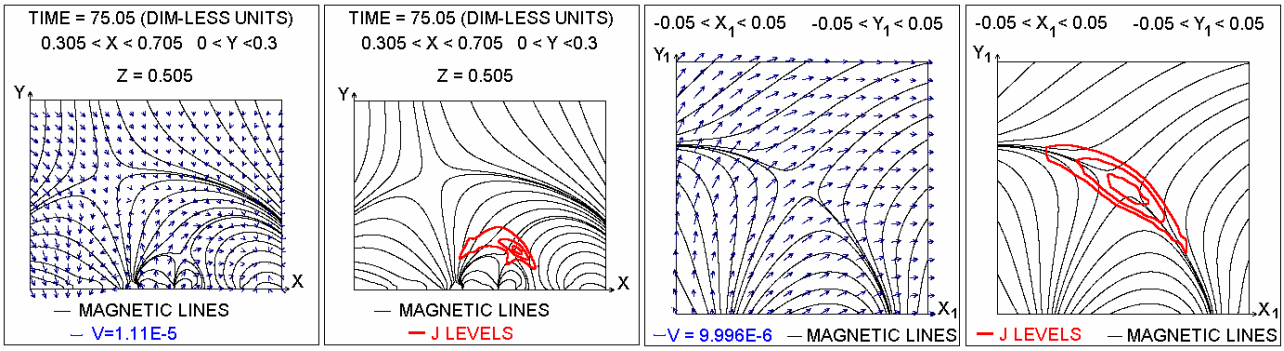
[1]. Kochetov, A.V., Mironov, V.A., Terina, G.I., Adv. Space Res., 2002, 29, 1369-1373.
[2]. Kochetov, A.V., Terina, G.I., Adv. Space Res., 2006, 38, 2490-2494.
[3]. Kochetov, A.V., Mironov, V.A., Terina, G.I., Bubukina V. N, Physica D, Nonlinear phenomena, 2001, 152-153, 723-730.
[4]. D.V. Shapiro, V.I. Shevchenko, in Handbook of Plasma Physics 2, eds. A.A Galeev, R.N. Sudan. Elsevier, Amsterdam, 1984.
[5]. A.V. Kochetov, E. Mjoelhus, Proc. of IV Intern. Workshop "Strong microwaves in plasmas", Ed. A.G. Litvak, Vol.2, N. Novgorod, 2000, 491-496.
[6]. Terina G.I., Изв.ВУЗов Радиофизика, 1996, 39, 203-209.
[7]. Isham B., M.T. Rietveld, T. Hagfors, et.al., Phys. Rev. Lett, 1996, 83, 2576-2579.
[8]. Thide B., E.N. Sergeev, S.M. Grach, et. al.,Phys. Rev. Lett. , 2005, 95, 255002-255005.

# О ВОЗМОЖНОСТИ МГД МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАПАСЕНИЯ ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ.

А.И. Подгорный, *И.М. Подгорный

*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,*
podgorny@fian.fiandns.mipt.ru
*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия, podgorny@inasan.rssi.ru

Первичное энерговыделение вспышки, наблюдаемое высоко в солнечной короне, где аккумуляция энергии может происходить только в магнитном поле, объясняется появлением токового слоя в окрестности особой линии. В ходе квазистационарной эволюции токовый слой переходит в неустойчивое состояние, что приводит к взрывному энерговыделению. Для моделирования накопления энергии вспышки в солнечной короне над реальной активной областью, необходимо задавать все начальные и граничные условия для МГД уравнений из измерений в предвспышечном состоянии. Расчеты начинаются за несколько дней перед вспышкой, когда сильные возмущения отсутствуют в короне. Поэтому, потенциальное магнитное поле, рассчитанное по наблюдаемому на фотосфере полю, используется для задания начальных условий. В предыдущих МГД расчетах магнитное поле на фотосфере изменялось в $10^4$ – $10^5$ раз быстрее, чем в реальности. Это вызывает сильные возмущения с большими токами, которые могут маскировать токовые слои. Появившиеся завышенные скорости могут сместить положения токовых слоев по сравнению с реальными. Для выполнения МГД моделирования эволюции активной области в реальном времени, необходимо сильно ускорить расчеты. Это достигнуто улучшением математических методов так, что конечно-разностная схема остается устойчивой для достаточно больших шагов по времени. Усовершенствована аппроксимация диффузионного члена в ранее используемой абсолютно неявной конечно-разностной схеме, консервативной относительно магнитного потока. Конечно-разностная схема становится более устойчивой, если ошибка дивергенции начального магнитного поля достаточно мала. С целью уменьшения этой ошибки, модернизирован метод решения уравнения Лапласа для нахождения начального потенциального поля. Выполняются две коррекции. Первая из них состоит в решении уравнения диффузии магнитного поля, вторая представляет собой добавление полей зарядов, помещенных в центры ячеек сетки разностной схемы. Сделаны оценки времени расчетов с использования суперкомпьютера, необходимого для улучшения прогноза солнечных вспышек. На персональном компьютере выполнено моделирование эволюции активной области в течение времени, значительно меньшего суток. Моделирование показало начало образования токового слоя в результате фокусировки возмущений в окрестности особой линии X-типа. Для поиска положений источников вспышечного излучения, и представления конфигураций магнитного поля и течения плазмы в плоскости и в трехмерном пространстве, модернизирован метод графической визуализации. На рисунке представлено поведение магнитного поля, плотности тока и скорости на начальной стадии образования слоя.



# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Л.М. Василяк, Д.Н. Поляков, В.Е. Фортов, В.В. Шумова

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, РФ, cryolab@ihed.ras.ru*

Для описания локальных свойств плазмы тлеющего разряда (ТР), а также зарядки и поведения пылевых частиц в плазме в настоящее время существуют достаточно развитые модели. Однако влияние частиц на свойства плазмы изучено недостаточно, особенно в части изменения параметров электрического поля в присутствии частиц, а также нелокальных пространственных распределений и характеристик плазменной и пылевой компонент.

В работе рассматривается влияние пылевой компоненты на свойства плазмы ТР как первый шаг в решении самосогласованной задачи описания комплексной плазмы. Расчеты проведены для плазмы положительного столба ТР в воздухе в трубках радиусом R = 16 мм при давлении 0.5 Тор, токе 0.5÷3.0 мА в присутствии пылевых частиц размером 2 мкм. Результаты расчетов соотнесены с результатами измерения ВАХ тлеющего разряда в воздухе, представленными в работах [1,2], выполненными в этом диапазоне параметров.

В таких условиях реализуется столкновительный режим и плазма разряда описывается в рамках диффузионного приближения. Плотности потоков ионов и электронов в радиальном направлении определяются суммой дрейфовой и диффузионной составляющих, а также удовлетворяют уравнениям непрерывности с учетом объемной ионизации электронным ударом и рекомбинации зарядов на поверхности пылевых частицах. Потоки заряженных компонент на частицы рассчитываются в приближении OML. Плазма предполагается электронейтральной, принимается нулевое краевое условие по концентрациям компонент на стенках разрядной трубки. Система ОДУ для плотностей потоков частиц решалась методом Рунге-Кутта 4-го порядка точности совместно с условием нормировки по току. Соответствующая краевая задача - методом стрельбы. Распределение частиц по радиусу трубки было задано размытой ступенчатой функцией, которая не зависела от тока, радиального электрического поля, концентрации частиц и давления.

Рассчитаны распределения по радиусу компонент плазмы и радиальной составляющей поля, а также заряд частиц при различных токах и концентрациях частиц. Рассчитана ВАХ разряда с различными концентрациями частиц, получено согласие с измерениями [1,2]. При увеличении концентрации пыли равновесная концентрация электронов на оси трубки уменьшается, а продольная составляющая поля возрастает. В отсутствие частиц распределение электронов близко к теоретически рассчитанному распределению Бесселя. При высокой концентрации частиц увеличивающаяся скорость гибели электронов в центре трубки приводит к тому, что концентрация электронов на внешней границе области, заполненной частицами, может быть даже выше, чем в центре трубки, а их распределение сильно отличается от невозмущенного. Из-за различия подвижностей электронов и ионов концентрация последних испытывает скачок на границе области пылевых частиц. Развитие модели будет направлено на учет действия на пылевые частицы электрических сил и ионных потоков, возникающих на границе раздела заполненной частицами области, на распределения компонент системы и положение границы пылевого облака.

**Литература**

[1]. Балабанов В.В., Василяк Л.М., Поляков Д.Н. и др. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119(1). С. 99-106.
[2]. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121(3). С. 609-613.

# БЫСТРЫЙ НАГРЕВ В РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ ВОЗДУХА ПРИ ВЫСОКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Александров Н.Л., Киндышева С.В., Нуднова М.М., Стариковский А.Ю.*

*МФТИ, Долгопрудный, Россия, nick_aleksandrov@mail.ru, yuki@neq.mipt.ru, masha@neq.mipt.ru,*
**Drexel University, Philadelphia, USA, astar@drexel.edu*

Под быстрым нагревом в работе понимается передача энергии электронов в поступательные степени свободы нейтральных частиц на временах, существенно меньших времени VT релаксации молекул. Этот процесс важен при развитии некоторых видов неустойчивости плазмы газового разряда, при образовании дуги и распространении лидерного и СВЧ разрядов, а также в плазменной аэродинамике.

В данной работе выполнена обработка результатов измерений [1] скорости ударной волны, распространяющейся в воздушной плазме наносекундного высоковольтного разряда при давлении 20 Торр, и результатов измерений [2], [3] характеристик плазмы высоковольтного поверхностного барьерного наносекундного разряда в воздухе атмосферного давления с целью определить долю вложенной в разряд энергии, быстро переходящей в тепло. В этих условиях плазма поддерживалась при экстремально высоких (вплоть до E/N=1000Тд, где N – плотность нейтральных частиц) приведенных электрических полях, причем в случае низких давлений она была почти однородной, в то время как при атмосферном давлении степень неоднородности была значительной. Анализ результатов показал, что за времена менее 1 мкс при атмосферном давлении в тепло переходит 45-65% вложенной в разряд энергии при электрических полях 800-900Тд.

В работе также была построена кинетическая модель быстрого нагрева газа при таких высоких электрических полях. В рамках этой модели на основе численного решения уравнений баланса для активных частиц (возбужденные молекулы, атомы, ионы и электроны) была вычислена скорость нагрева газа во время наносекундного разряда и в его послесвечении в зависимости от параметров разряда и воздуха. Во время распада плазмы учитывались различные каналы гибели заряженных частиц, и моделировалась динамика остывания электронов, от средней энергии которых зависят скорости электрон-ионной рекомбинации и прилипания электронов к молекулам. Показано, что доля энергии, быстро передаваемой в нагрев, может достигать 40-50% при E/N=1000Тд, что хорошо коррелирует с результатами экспериментов [1]-[3]. Анализ результатов расчета свидетельствует о том, что при таких высоких полях основными становятся каналы нагрева газа, связанные с электрон-ионной и ион-ионной рекомбинацией заряженных частиц и, в меньшей степени, с электронно-возбужденными состояниями молекул.

**Литература.**

[1]. Anokhin E.M., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu., Paper AIAA2004-674, 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2004

[2]. Roupassov D.V., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Starikovskii A.Yu., AIAA J., 2009, 47, 168

[3]. Starikovskii A.Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupassov D.V., Plasma Sources Sci. Technol., 2009, 18, 034015 (17pp)

# МОДИФИКАЦИЯ НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА ПОЛИПРОПИЛЕНОВЫХ ВОЛОКОН С ПРИМЕНЕНИЕМ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ

В.Х. Абдуллина, Е.А. Сергеева, И.Ш. Абдуллин

*Казанский государственный технологический университет, г. Казань, Россия, e-mail: abdullina.venera@gmail.com*

Одним из немаловажных свойств полиолефиновых волокон, в частности полипропиленовых (ПП), следует отметить стойкость к действию микроорганизмов, неподверженность гниению, что позволяет достаточно широко применять их в качестве фильтрующих материалов [1].

В последние годы все более актуальным становится вопрос о модификации ПП волокон, используемых для изготовления фильтрующих материалов, которые бы обладали не только очищающей способностью, но и антисептическими и ионизирующими свойствами. Одним из перспективных направлений является использование частиц серебра. Но традиционные способы нанесения или внедрения серебра на волокнистый материал приводят к повышению себестоимости готовой продукции, и в данной области остаются актуальными поиск новых дешевых способов внедрения частиц серебра.

В данной работе проведены исследования возможности нанесения наночастиц серебра на поверхность полипропиленовых волокон и их фиксирования за счет обработки ВЧ плазмой с целью получения антисептического фильтрующего материала для очистки питьевой воды.

На основании результатов исследований предложена методика модификации ПП волокон наночастицами серебра. Методика заключается в следующем: обработка ПП волокон ВЧЕ-разрядом с целью гидрофилизации их поверхности; пропитка плазмоактивированных волокон коллоидным раствором наночастиц серебра; сушка волокон при температуре 80ºС; повторная обработка пропитанных волокон ВЧЕ-разрядом.

За счет обработки ПП волокон в ВЧЕ-разряде пониженного давления происходит активация волокон, что позволяет наночастицам серебра осесть на поверхность волокон, не допуская их агломерации (размеры частиц серебра составляют 20-150 нм) [2]. Повторная обработка НТП пропитанных волокон приводит к устойчивому закреплению наночастиц серебра на поверхности ПП волокон. Предполагается, что это происходит за счет того, что ионы при повторной плазменной обработке вбивают осевшие на поверхности волокна наночастицы серебра в микротрещины или какие-либо неровности полипропиленового волокна, тем самым более устойчиво фиксируют их.

**Литература**

[1]. Конкин, А.А. Полиолефиновые волокна. / А.А. Конкин, М.П. Зверев. – М.: Химия, 1966. – 279с.

[2]. Абдуллина, В.Х. Влияние плазмоактивации на фиксацию наночастиц серебра на поверхности полипропиленового волокна. / В.Х. Абдуллина, Е.А. Сергеева, Е.А. Панкова, И.Ш. Абдуллин, Н.Ф. Кашапов // Вестник Казанского технологического университета. – Казань: Изд-во Казан. гос. технол. ун-та, 2009. – № 3. – С. 53 - 56.

# СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОН-ИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ В КЛАСТЕРНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

M. Moll, P. Hilse, M. Schlanges, *Th. Bornath, **В.П. Крайнов

*Institute for Physics, University of Greifswald, Greifswald, Germany,*
*e-mail: moll@physik.uni-greifswald.de*
**Institute for Physics, University of Rostock, Rostock, Germany,*
*e-mail: thomas.bornath@uni-rostock.de*
***Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия,*
*e-mail: vpkrainov@mail.ru*

Рассмотрено классическое транспортное сечение для рассеяния электронов на многозарядных ионах атомов инертных газов внутри больших атомарных кластеров при их облучении интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами оптической и инфракрасной частоты. Чтобы учесть внутреннюю структуру многозарядных атомарных ионов и дебаевское экранирование окружающей плазменной средой, предлагается новый модельный потенциал типа потенциала Хермана-Скиллмана [1]. Он существенно отличается от известного потенциала Хермана-Скиллмана атомарных ионов в отсутствие кластерной плазмы [2]. Кроме того, эффективный потенциал зависит не только от заряда атомарного иона, заряда атомного ядра, но и от кинетической энергии рассеиваемого электрона. Показано, что налетающий электрон может сделать много оборотов вокруг атомарного иона, прежде чем покинуть ион и улететь на бесконечность. В результате сечение процесса упругого рассеяния значительно превышает сечение кулоновского рассеяния электрона на атомарном ионе с эффективным зарядом даже при учете в последнем случае дебаевского экранирования. Получены зависимости транспортного сечения и скорости процесса от кинетической энергии электрона для кластеров из атомов ксенона, криптона и аргона. Заряд атомарных ионов варьировался от +1 до +8. Из расчетов следует, что существенную роль играет понижение потенциалов ионизации атомарных ионов в кластере по сравнению со свободными атомарными ионами [3]. Действительно, параметры модельного ионного потенциала в кластере рассчитывались по пониженным потенциалам ионизации. Из-за дебаевского фактора в транспортном сечении нет логарифмической расходимости, свойственной кулоновскому потенциалу. Сделан вывод, что рассеяния электрона на атомарном ионе внутри кластера можно рассматривать в рамках классической механики при кинетической энергии электрона менее 50 кэВ. При больших энергиях следует использовать борновское приближение квантовой механики [4] – и этот последний случай не имеет места в типичных экспериментах по облучению кластеров интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами [5]. Аналогичные расчеты скоростей электрон-ионных столкновений в кластерах при их облучении лазерами на свободных электронах (вакуумное ультрафиолетовое излучение, энергии фотонов от 40 до 100 эВ) рассмотрены недавно в работе [6].

**Литература.**

[1]. Herman F., Skillman S., Atomic Structure Calculations, Englewood Cliffs, New Jersey, 1963.
[2]. Santra R., Green C.H., Phys. Rev. Lett., 2003, 91, 233401.
[3]. Gets A.V., Krainov V.P., J. Phys. B: Atom. Mol. Phys., 2006, 39, 1787.
[4]. Bornath Th., Schlanges M., J. Phys. A: Math. Gen., 2006, 39, 4699.
[5]. Krainov V.P., Smirnov M.B., Phys. Reports, 2002, 370, 237.
[6]. Wang F., Weckert E., Ziaja B., J. Plasma Physics, 2009, 75, part 2, 289.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ СТРУЙНЫМ КАТОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ АНОДОМ ПРИ АТМОСФЕРНОМ И ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИЯХ.

М.Ф. Ахатов, Ал.Ф. Гайсин, Р.Р. Каюмов

*Казанский государственный технический университет им. А.Н. Туполева, Казань, Россия, e-mail: rushan_250189033@mail.ru, almaz87@mail.ru*

Электрический разряд, называемый многоканальным разрядом с жидкими электродами является одной из малоисследованных разновидностей разряда. В настоящее время наиболее изученным является многоканальный разряд между струйным электролитическим катодом и твердым анодом при атмосферном давлении. Исследованы его электрические характеристики при различных межэлектродных расстояниях, расходах, составах и концентрациях электролита [1]. Имеются данные о многоканальном разряде в пористом твердом катоде [2]. Практически отсутствуют сведения о многоканальном разряде между струйным электролитическим катодом и электролитическим анодом при атмосферном и пониженном давлениях. Изучение этого вопроса имеет важное значение для понимания процессов в многоканальном разряде, так как его особенности связаны с жидким состоянием электрода при различных давлениях.

Экспериментальные исследования проводились на установке, предназначенной для изучения многоканального разряда между струйным электролитическим катодом и жидким электролитическим анодом при атмосферном и пониженном давлениях. Установка состоит из системы электрического питания, электролитической ванны, вакуумной системы, аппаратуры контроля и измерения характеристик электрических разрядов. Съемка разряда осуществлялась на видеокамеру «Sony HDR-SR72E».

При атмосферном давлении горение многоканального разряда существенно зависит от полярности, электропроводности, длины и диаметра струи, характера течения и расхода электролита. Многоканальный разряд горит как на поверхности, так и внутри струи, на границе раздела струи и электролита, а также внутри электролита. При давлении $2{,}9\cdot10^4$ Па происходит переход многоканального разряда в тлеющий, а до давления $0{,}9\cdot10^4$ Па горят многоканальный и тлеющий разряды. С понижением давления до $0{,}1\cdot10^4$ Па горит только тлеющий разряд и происходит кипение электролита, образуется пористая электролитная среда в электролитной ячейки.

На базе проведенных исследований установлено, что в объеме электролита образуется турбулентное перемешивание электролита и многоканального разряда. Из анализа динамики развития неустойчивости на границе между струей и электролитом с образованием завихрений следует, что образуется кольцевой плазменный вихрь при пониженных давлениях.

**Литература**

[1]. Ахатов М. Ф. Дисс. на соиск. уч. степени к. т. н. “ Многоканальный разряд между струйным электролитическим катодом и твердым анодом при атмосферном давлении“. –К.: 2008. -65с.

[2]. Логинов Н. А., Гайсин Аз. Ф., Сон Э. Е., Гайсин Ф. М., Гайсин Ал. Ф. Особенности многоканального разряда в пористом твердом катоде // Теплофизика высоких температур - том 47, № 4, Июль-Август 2009, С. 633-635.

# ОСОБЕННОСТИ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ ДВУМЯ СТРУЯМИ ЭЛЕКТРОЛИТА

Ал.Ф. Гайсин, Э.Ф. Шакирова

*Казанский государственный технический университет им. А.Н. Туполева, Казань, РФ, e-mail: almaz87@mail.ru, elvirash1975@mail.ru*

В настоящее время большой интерес представляют электрические разряды в паровоздушной среде с нетрадиционными электродами. Области применения разряда между металлическим и электролитическим электродами расширяются. В последние годы определились новые перспективные направления использования многоканального разряда (МР) в паровоздушной среде с электролитическими электродами в плазмохимии, электронике и машиностроении. Низкотемпературная плазма многоканального разряда с электролитическими электродами обладает множеством практических применений. Например, очистка, полировка и упрочнение металлических поверхностей; одностадийная технология получения порошка из углеродистых и инструментальных сталей; синтез органических соединений в растворах электролитов; стерилизация растворов и изделий; очистка воды. Несмотря на вышеуказанные достоинства, характеристики многоканального разряда между струйным катодом и струйным анодом при атмосферном давлении изучены слабо. Не установлены основные виды МР между струйным анодом и струйным катодом, нет единого мнения о природе такого разряда, не установлен механизм многоканального разряда между струйным анодом и катодом.

В работе изучены структуры многоканального разряда между струйным катодом и струйным анодом, а так же между каплей электролита (катодом) и струйным анодом. В диапазоне напряжения U = 200-1200 В, тока разряда I = 0,02-0,12 А, длины первой струи $l_{c1}$= 35 мм, длины второй струи $l_{c2}$ = 40 мм, расходы электролита $G_1$ = 4.5 г/с, $G_2$ = 4,5 г/с и диаметра струи $d_{c1}$ = 3 мм, $d_{c2}$ = 3 мм, расстояния между двумя струями h = 2 мм. В случае капли электролита струя течет справа вниз, а капля сверху. В последнем случае расходы капли и струи менялись в интервале от 2-4.5 г/с. В качестве электролита были использованы насыщенные растворы NaCl в технической воде. Видеосъемка осуществлялась на видеокамеру «SONY» HDR-SR72E.

Значительный интерес представляет особенности горения многоканального разряда между каплей электролита – катодом и струйным электролитическим анодом. В начальный момент времени t = 0 многоканальный разряд горит на торце капли. С течением времени МР распространяется вдоль поверхности капли вверх. Момент отрыва капли наблюдается горение МР также сверху. С ростом тока от 0,06 до0,1 А многоканальный разряд охватывает всю поверхность капли электролита. С ростом расхода электролита от 2 до 4,5 г/с капля переходит в струйный режим. Между струйным электролитическим катодом и струйным электролитическим анодом горит МР. Вдоль стекающей струи на поверхность металлической пластины наблюдается чередование МР. Здесь происходит смешение двух струй. В неоднородных участках струй горит МР. С ростом тока от 0,02 до 0,12 А горит ярко светящийся многоканальный разряд. В данном случае происходит бурное перемешивание плазмы МР и электролита двух струй. Величины U и I многоканального разряда зависят от числа каналов. Число каналов МР между струйным катодом и струйным анодом меняется случайным образом. Поэтому было экспериментально исследована функция распределения вероятности напряжения и тока МР. После статической обработки экспериментальных данных: среднее (математическое ожидание) M(U) = 572 В и среднее м (I) = 0,05 А. Данная выборка не описывается законом распределения Гаусса.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОСЕКУНДНОГО РАЗРЯДА С ЩЕЛЕВЫМ КАТОДОМ В ГЕЛИИ

Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, О.В. Кобзев

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, nashurb@mail.ru*

В докладе представлены результаты экспериментального исследования влияния давления газа в разрядной камере и внешнего электрического поля на формирование регулярной периодической структуры наносекундного разряда и определены критические значения напряжения горения ($U_г$) и разрядного тока ($I_p$), при которых исчезает периодическая структура разряда в гелии.

Исследования пространственно-временной динамики формирования оптического излучения разряда показали, что при давлениях газа от 1 до 100 Торр с момента появления излучения в разрядном промежутке формируется регулярная периодическая структура разряда в виде стоячих страт. Слоистая структура положительного столба появляется с катодной стороны и затухает к аноду. В щели катода регулярная структура не наблюдается. Ближайшая к катоду страта принимает форму близкую к поверхности катода и отличается от всех последующих по форме, длине и интенсивности излучения. С увеличением давления газа увеличивается коэффициент пространственного затухания страт, что приводит к уменьшению их длины, а количество страт увеличивается. При фиксированном значении давления газа с ростом величины $U_г$ и соответственно $I_p$ длина страт так же постепенно уменьшается, они сливаются и регулярная периодическая структура исчезает. Зависимости от давления критических значений $U_г$ и $I_p$, при которых исчезает структура разряда, приведены на рисунке 1.

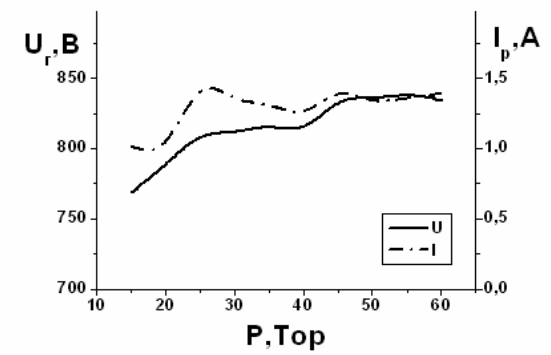



Рис. 1. Верхняя граница существования регулярной периодической структуры по напряжению горения и току.

В слаботочных разрядах характерный продольный размер страт определяется потенциалом ионизации, деленным на напряженность электрического поля в разрядном промежутке. Напряженность поля должна быть порядка пробойной и, следовательно:

$$L_s = U_г / N(E/N)_p \qquad (1)$$

Из (1) следует, что с ростом давления газа размер страты будет убывать, как и с увеличением параметра $E/N$. Качественно эти зависимости подтверждаются в экспериментах. Продольные размеры страт могут определяться длиной изменения электрического поля, т.е. параметром $l_E \sim E/4\pi e n_e$ – векторизованный размер изменения напряженности электрического поля $E$ [1]. Это справедливо до появления в разрядном промежутке ускоренных электронов. Если размеры деградации пучков высокоэнергетичных электронов в плазме сравнимы или больше характерных размер страт, то ускоренные электроны существенно влияют на процессы формирования регулярной структуры. При формировании в промежутке пучка электронов с энергией достаточной, чтобы ускоренные электроны доходили до поверхности анода, регулярная плазменная структура исчезает.

**Литература**

[1]. Высикайло Ф. И.// ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1071-1081.

# ПОТЕНЦИАЛ В ЛЕНТЕ ГРАФЕНА

[*]В.Я. Карпов, [**]В.А. Федирко, Г.В. Шпатаковская

[*]*ИНЭУМ, Москва, РФ, e-mail: vkarpov@gagarinclub.ru*
[**]*МГТУ «Станкин», Москва, РФ, e-mail: vfed@mail.ru*
*ИММ РАН, Москва, Россия, e-mail: shpagalya@yandex.ru*

Исследование потенциала в графене [1] является частью большой задачи по математическому моделированию процессов эмиссии с края графеновой ленты в стационарном электрическом поле. Выражения для эмиссионного тока, рассмотренные в [2], содержат волновые функции и спектр «невозмущенного» эмиттера. Таким образом, первый шаг в исследовании эмиссии электронов из графена – это вычисление волновых функций и спектра состояний частиц в соответствующем потенциале.

Эмиттер соответствует графену, лежащему в плоскости *xy*, ось *z* направлена перпендикулярно плоскости графена, эмиссия происходит в направлении оси *x*. Согласно модели [3] графен – монослой углеродных атомов, расположенных в узлах гексагональной периодической решетки так, что у каждого атома имеются три симметричных ближайших соседа на расстояниях $a = 1.42A$. Из четырех валентных электронов на атом 3 электрона участвуют в связях с этими соседями в плоскости и не дают вклада в проводимость. Только четвертый электрон можно рассматривать как подвижный.

Таким образом, графен представляется электрически нейтральной системой в виде плоской решетки однозарядных ионов и электронов, которые находятся в эффективном потенциале ионов и потенциалов электростатического и обменно-корреляционного взаимодействия электронов $v_{eff}(\mathbf{r}) = \varphi_{ion}(\mathbf{r}) + v_{ee}(\mathbf{r}) + v_{xc}(\mathbf{r})$. В работе исследуется вид ионного и обменно-корреляционного потенциалов. Последний должен обеспечивать правильную асимптотику эффективного потенциала вдали от края ленты графена, соответствующую взаимодействию вылетающей частицы со своим «образом». Для оценки $v_{xc}(\mathbf{r})$ используется нелокальное приближение [4] корреляционной функции $h(\mathbf{r},\mathbf{r}') = -h_0\theta(R(\mathbf{r}) - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$, где $h_0$ - константа между ½ и 1. В рамках этого приближения обсуждается вид плотности обменно-корреляционной энергии $\varepsilon_{xc}(\mathbf{r})$ и потенциала $v_{xc}(\mathbf{r}) = \delta E_{xc}[n]/\delta n(\mathbf{r})$ для однородных и неоднородных 3D и 2D случаев.

В работе также численно моделируется и анализируется реальный потенциал ионов, как потенциал в центральной области симметричной конфигурации ионов– «цветок» из 24 однозарядных ионов углерода. Вблизи поверхности графена этот потенциал имеет выраженную периодическую структуру в плоскости *xy* и сильный конфайнмент по *z*. Из работы [3] следует, что в таком потенциале существует безмассовый спектр с нулевой щелью в точках Дирака. Показано, что уже на расстояниях $z > 0.5a$ потенциал становится однородным в плоскости *xy* и совпадает с потенциалом заряженной плоскости в модели желе. Анализируется также возможность замены реального потенциала в центральной области «цветка» потенциалом однородно заряженного кольца того же заряда $Q = 24$ с внешним и внутренним радиусами $R_0 = 3a$ и $r_0 = a$. Такой потенциал может быть выражен в квадратурах.

Работа выполнена в рамках Программы Союзного государства «СКИФ-ГРИД», проект №209Р420.

**Литература**

[1]. Castro Neto A.H. et al Rev. Mod. Phys. 2009, **81**, 109
[2]. Шпатаковская Г.В., Тезисы доклада в наст. сборнике.
[3]. Wallace P.R. Phys. Rev. 1947, **71**, 622
[4]. J. Hautman and L. M. Sander, Phys. Rev. B**,** 1984, **30**, 7000

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАНОМАСШТАБНЫХ ЧАСТИЦ С АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫМИ ВИХРЯМИ НА ИОНОСФЕРНЫХ ВЫСОТАХ

Беседина Ю.Н., Попель С.И.

*Институт динамика геосфер РАН, Россия, besedina_yn@mail.ru*

Рассмотрена модель атмосферы с переменной по высоте температурой и с учетом тепловых потоков солнечного излучения, инфракрасного излучения атмосферы, теплопроводности и конденсации паров воды. Получены инкременты неустойчивости акустико-гравитационных волн. Определены высоты, на которых возможно развитие неустойчивости. Показано, что для структур с характерными размерами порядка нескольких километров максимальное значение инкремента неустойчивости приходится на высоты около 110 км. Рассмотрено взаимодействие наномасштабных частиц на высотах 110-120 км с акустико-гравитационными вихрями. Получена зависимость времени пребывания частицы в вихре от её размера. Рассмотрена возможность генерации вертикальных пылевых потоков в результате нелинейного взаимодействия с пылевыми вихрями в атмосфере с градиентом концентрации пылевых частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке по Программе фундаментальных исследований ОНЗ РАН «Наноразмерные частицы в природе и техногенных продуктах: условия нахождения, физические и химические свойства и механизмы образования», а также поддержана грантами РФФИ (№ 10–05–00374), МНТЦ (№KR-1522) и Фонда «Династия» (по Программе поддержки молодых ученых со степенью доктора наук).

# ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА В ТРУБКЕ

Л.Ф. Гайсин, Г.Т. Самитова

*Казанский государственный технический университет им. А.Н. Туполева, Казань, РФ, e-mail: zfkstu@yandex.ru, almaz87@mail.ru*

Генерирование интенсивного УФ излучения, ударных волн и активных радикалов делает многоканальный разряд особенно пригодным для стерилизации и очистки поверхностей [1]. Целью данной работы является установление закономерностей физических процессов протекающих в многоканальном разряде в трубке. Исследование многоканального разряда в трубке имеет важное значение для изучения физических явлений и практических применений.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования развития многоканального разряда между электролитическим катодом и электрическим анодом в диэлектрической трубке в широком диапазоне давления P=760-7,6 торр, напряжения U=100÷2000 В и тока разряда I=0,03-2 А для различного состава (техническая вода и растворы NaCl, KCl, $CuSo_4$, $NH_4Cl$, $(NH_4)_2SO$ в технической воде, концентрации электролита (от 0,05% по массе до насыщения). В экспериментах были использованы цифровые фотокамеры «Panasonic» DMC-FZ20 и видеокамеры «SONY» HDR-SR72E.

Анализ большого количества экспериментальных данных позволил понять возникновение и развитие МР внутри диэлектрической трубки в пузырьках воздуха. Обнаружено, что сначала наблюдаются внутри трубки пузырьки мелкого размера с диаметром 2-3 мм без разряда. В данном случае МР охватывает маленькие пузырьки. С течением времени размеры этих пузырьков возрастают. Они двигаются как в сторону катода, так и анода. Для подвода потенциала к трубке служат медные провода. Выявлено, что пузырьки генерируются также вблизи медных проводов. В данном случае образуется внутри трубки пористый электролит. Однако наблюдаются случаи, когда образуются пузырьки большого размера. Они могут охватить часть диаметра трубки. При этом горит МР внутри пузырька. Под действием разряда размеры пузырька возрастают, а внутри большого пузырька развивается МР. Многоканальный разряд горит по внутренним границам пузырька и образует прерывистые участки МР. При этом пузырь удлиняется в сторону анода.

Анализ динамики развития МР внутри больших пузырьков показал, что с течением времени от $t_1$ = 0,04 сек до $t_2$ = 0,08 сек размеры пузырьков вдоль трубки возрастает в 1,5 раза. На конце пузырька со стороны анода наблюдается ярко-светящаяся область плазмы МР. Через $t_3$ = 0,12 сек от начала процесса длина пузырька увеличивается почти в 2 раза. При этом от головки до конца трубки наблюдается прерывистый «хвост», который состоит из 6 небольших областей МР. В момент времени $t_4$ = 0,16 сек длина пузырька превышает первоначальную в 2,5 раза. С ростом времени от $t_4$ = 0,16 сек до $t_5$ = 0,2 сек длина пузырька возрастает почти в 3 раза чем первоначально. Диаметр пузырька почти остается постоянным 5мм. На конце трубки со стороны катода, наблюдается участок, где не горит МР. Интенсивность излучения плазмы МР уменьшается. Область яркосветящейся плазмы со стороны анода исчезает, а со стороны катода пузырька на расстоянии $\Delta l$ = 30 мм области МР не наблюдается, а в момент времени $t_6$ = 0,24 сек МР внутри пузырька перестает гореть.

Анализ экспериментальных данных в широком диапазоне давления показал, что многоканальный разряд имеет существенные особенности в пористом электролите.

## Литература

[1]. P. Bruggman, Gh. Leys. Non-thermal plasmas in and in contact with liquids. J. Phys.D. Appl Phys.42 (2009), p. 28

# О МЕХАНИЗМЕ БЫСТРОГО НАГРЕВА АЗОТНО-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ В РАЗРЯДАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЗНАЧЕНИЯХ ПРИВЕДЕННОГО ПОЛЯ

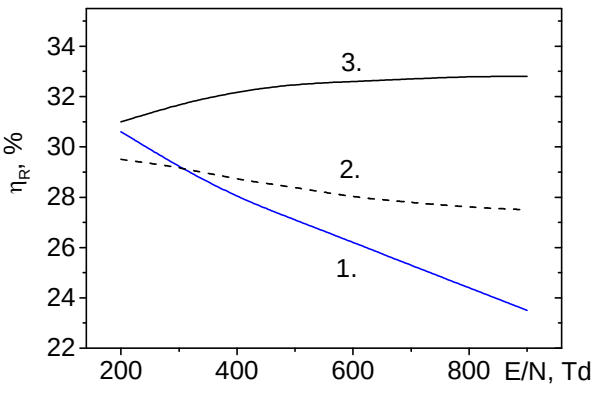
Попов Н.А.

*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва Россия, NPopov@mics.msu.su*

В последнее время появился целый ряд экспериментов (см. [1] и др.), в которых был зафиксирован быстрый нагрев воздуха в разрядах при высоких значениях приведенного электрического поля E/N. В этих разрядах доля энергии, поступающая в нагрев газа, могла достигать 30% и более. В [2] представлены результаты моделирования процессов, определяющих быстрый нагрев азотно-кислородных смесей в газоразрядной плазме при E/N < 200 Td. В данной работе рассматриваются механизмы быстрого нагрева воздуха при высоких значениях поля E/N = 200 - 1000 Td.

Результаты расчетов [2] свидетельствуют, что важную роль в механизме быстрого нагрева $N_2$ : $O_2$ смесей играют реакции тушения электронно-возбужденных молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+$, $B^3\Pi_g$, $a'^1\Sigma_u^-)$ кислородом. При высоких полях E/N ≥ 300 - 400 Td к этим процессам добавляются также реакции тушения $N_2(C^3\Pi_u)$ на $O_2$, диссоциации азота электронным ударом и процессы электрон-ионной рекомбинации, в которых также возможен нагрев газа ($\Delta\varepsilon_c$, $\Delta\varepsilon_{diss}$, $\Delta\varepsilon_{ion}$).

Энергия, затрачиваемая на нагрев в реакции $e + N_2 \rightarrow e + N(^4S) + N(^2D)$ не превышает 1 эВ. Образующиеся возбужденные атомы $N(^2D)$ затем вступают в реакцию $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(v) + O(^3P,^1D)$ с последующей релаксацией энергии колебательного возбуждения $NO(v)$. Константа скорости этого процесса на атомах $O(^3P)$ составляет $k_{VT} = 6.5\cdot10^{-11}$ см$^3$/с. С учетом возможной VT - релаксации возбуждения $NO(v)$, энергия, поступающая в нагрев газа при диссоциации азота, может достигать $\Delta\varepsilon_{diss} = 4$ эВ. Соотношение каналов образования атомов $O(^3P)$ и $O(^1D)$ в реакции $N_2(C^3\Pi_u)$ с кислородом бралось таким же, как при тушении $Ar(^3P_{0,2})$ на $O_2$ (где есть экспериментальные данные), тогда $\Delta\varepsilon_c \cong 4.6$ эВ.




При E/N > 300 Td значительная часть энергии разряда затрачивается на ионизацию молекул азота. При высоких давлениях ионы $N_2^+$ быстро конвертируют в $N_4^+$ с последующей перезарядкой и образованием $O_2^+$. С учетом известного соотношения атомов $O(^3P)$ и $O(^1D)$, образующихся в реакции $O_2^+ + e \rightarrow O(^3P,^1D) + O(^3P,^1D)$, на нагрев газа в этой реакции может поступать $\Delta\varepsilon_{ion} = 5$ эВ. Отметим, что возможна трансформация ионов $O_2^+$ в другие ионы (например, $O_4^+$ и др.), продукты рекомбинации которых не известны, поэтому при моделировании величина $\Delta\varepsilon_{ion}$ варьировалась от 5 эВ до 1 эВ.

На Рис. 1 приведены результаты расчета зависимости от E/N суммарной доли энергии электронного возбуждения, ионизации и диссоциации $\eta_R$, поступающей в нагрев газа для следующих условий: 1 - $\Delta\varepsilon_{ion} = 1$ эВ; 2,3 - $\Delta\varepsilon_{ion} = 5$ эВ; 2 - без учета VT - релаксации колебательного возбуждения $NO(v)$; 3 - с учетом всех перечисленных выше процессов. Как видно, в случае быстрой колебательной релаксации $NO(v)$ величина $\eta_R$ может достигать 32-33%. Исключение этого процесса приводит к снижению $\eta_R$ до 28 - 29%, что соответствует аналогичным значениям, полученным в работе [2] при E/N = 60 - 200 Td.

## Литература

[1]. *Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф. и др.* // ЖТФ. 2007. № 5. С. 10.

[2]. *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 10. С. 940-950.

# УДЕЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ИОНИЗАЦИОННОЕ СОСТОЯНИЕ АРГОНОВОЙ ДУГИ С ПАРАМИ ЖЕЛЕЗА

Н.Г. Дюргеров, В.Е. Жоголев*, С.К. Слитинская

*Ростовский государственный университет путей сообщения, Ростов-на-Дону, Россия*
**Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В работе сформулирована методика расчета удельного электрического сопротивления многокомпонентной среды сварочной дуги. Она основана на современной теории физики плазмы в приближении малости направленной скорости электронов по сравнению с их тепловой скоростью. При этом концентрации ионов с различными степенями ионизации присутствующих в дуге элементов определяются на основе уравнений Саха. Показано, что решение системы этих связанных между собой уравнений сводится к нахождению положительного корня полинома, степень которого на единицу больше, чем число различных ионов, учитываемых при рассмотрении. В практическом плане в работе рассчитано удельное сопротивление аргоновой сварочной дуги с различным содержанием примеси железа вплоть до температур 25000° С.

# МНОГОКОМПОНЕНТНЫЕ ХИМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПЛАЗМЫ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ

А.Л. Хомкин, А.С. Шумихин

*Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия, shum_ac@mail.ru*

Построена химическая модель плазмы паров металлов, учитывающая наличие кластеров при низких температурах и многократную ионизацию при высоких температурах (до 50000 К). Для расчёта статистических сумм кластеров была использована имеющаяся в литературе информация о свойствах кластеров металлов. Максимальное число атомов в кластерах равно 6. Рассмотрены нейтральные, положительно и отрицательно заряженные кластеры. Рассмотрены различные типы взаимодействия между частицами. Для учёта кулоновского взаимодействия были использованы приближение ближайшего соседа (ПБС) [1] и дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле (БД) [2] и проведено сравнение полученных результатов. Рассмотрены также различные виды взаимодействия заряд-нейтрал. Вириальный коэффициент взаимодействия ион-атом рассчитан для поляризационного потенциала в приближении Ликальтера [3]. Также нами был проведен прямой расчёт вириального коэффициента для потенциала вида Леннард-Джонса 12-4 с помощью формулы Хилла. Для расчёта взаимодействия электрон-атом использовано приближение Вигнера для резонансного рассеяния электрона [4]. Получены аналитические соотношения и математические коды в пакете MatLab для расчета термического, калорического уравнений состояния, состава и проводимости. Проведены расчеты по термическому и калорическому уравнениям состояния изотерм и изохор для плазмы паров различных металлов: Al, Au, Cu, Ti, Cs. Проанализирована роль кластеров, многозарядных ионов и других комплексов в уравнении состояния и балансе зарядов. Выполнено сравнение с экспериментальными данными по изохорическому нагреву металлических фольг для калорического УРС и проводимости.

**Литература**

[1]. Хомкин А.Л., Муленко И.А., Шумихин А.С. ТВТ, 2004, Т. **6**, № 42, С. 835-842.
[2]. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Красников Ю.Г. и др. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора. М.: Атомиздат, 1980. 304 с.
[3]. Ликальтер А.А. ЖЭТФ, 1969, Т. **56**, № 1, С. 240-245.
[4]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика: нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 752 с.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ НОРМАЛЬНОГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ГЕЛИИ

Е.А. Богданов, К.Д. Капустин, А.А. Кудрявцев, *А.А. Кириллов, *Л.В. Симончик, *С.М. Згировский

*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Ульяновская ул. 3, Санкт-Петербург, 198504, Россия, akud@ak2138.spb.edu*

**Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, ул. Независимости 68, Минск, 220072, Беларусь, kirillov@imaph.bas-net.by*

В данной работе продолжены совместные работы [1] по проведению и сопоставлению экспериментальных и расчетных исследований параметров тлеющего разряда атмосферного давления (ТРАД, atmospheric pressure glow discharges - APGD) в гелии.

В экспериментах [2] достигнуты ТРАД с рекордными на сегодня продольными ($L$) и поперечными ($R$) размерами разрядной области - вплоть до $L,R = 0.8 – 1$ *см* в диапазоне разрядных токов *0.02-8 А*.

Моделирование параметров ТРАД в гелии проводилось в рамках 2D гидродинамической (fluid) модели с решением кинетического уравнения Больцмана для электронов и учетом нагрева нейтрального газа. В плазмохимической модели гелия учитывается баланс пяти эффективных возбужденных энергетических уровней атома, двух эксимерных молекулярных состояний и двух молекулярных ионов с учетом более 90 элементарных процессов.

Как эксперимент, так и 2D симуляции указывают, что во всем диапазоне токов реализуется нормальный разряд: при увеличении тока увеличивается только площадь рабочей поверхности катода, плотность тока при этом сохраняется постоянной. Отличительной особенностью ТРАД по сравнению с разрядом низкого давления, является нагрев газа. В катодном слое доминируют атомарные ионы, в то время как в плазме – молекулярные. При больших токах заметна диссоциация как молекулярных ионов, так и метастабильных молекул гелия. Результаты моделирования показывают, что из-за низкого значения коэффициента диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов гелия, даже для длинных разрядов вплоть до $L = 4$ *мм* ярко выраженный положительный столб не образуется, так что главной является гибель зарядов на электродах. Однако разряд в гелии, имеющий самый высокий потенциал ионизации, чувствителен даже к малому содержанию примесей. Для проверки этого, были проведены симуляции с ничтожно малой добавкой азота, которая не влияла не на скорость ионизации (ионизация шла по гелию), не на вид ФРЭ. Но из-за быстрой перезарядки ионов гелия в ионы азота с последующей быстрой рекомбинацией примесных ионов, формируется ярко выраженный положительный столб, начиная с межэлектродных промежутков $L = 2$-$4$ *мм*, наблюдаемый в экспериментах. Если в коротких разрядах ($L < 1$ *мм*) газ в основном греется в прикатодной области, то в длинных разрядах с положительным столбом температура газа растет от катода к аноду. Это приводит к сужению (контракции) радиуса разряда по направлению к аноду. Подобные закономерности следуют и из экспериментальных данных.

ЕАБ, КДК и КАА благодарят за поддержку гранты РФФИ №09-02-01194, 09-02-91225-СТ_а.

**Литература**

[1]. Bogdanov E.A., Kapustin K.D., Kudryavtsev A.A., Kirillov A.A., Simonchik L.V., Zgirouski S.M., Contributed Papers of VI International Conference Plasma Physics and Plasma Technology Minsk, Belarus, September 28 – October 2, 2009, v.1, p. 84-87, 2009.

[2]. V.I. Arkhipenko, A.A. Kirillov, L.V. Simonchik, S.M. Zgirouski. Plasma Sources Sci. Technol., v.14 p. 757, 2005.

# ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА ГАЗА НА РЕЗУЛЬТАТЫ 2D МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В АРГОНЕ

Капустин К.Д., Кудрявцев А.А., *Морин А.В., *Мустафаев А.С.

*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Ульяновская ул. 3, Санкт-Петербург, 198504, Россия, akud@ak2138.spb.edu*

**Санкт-Петербургский Государственный Горный Институт, 21 Л. 2, Санкт-Петербург, 199026, Россия.*

В данной работе на основе развитой ранее модели [1], приведены результаты 2D симуляций тлеющего разряда постоянного тока (радиус *r = 150 мкм,* межэлектродный промежуток *d = 100 мкм*) в аргоне при давлении *300 Торр*. Основное внимание уделено влиянию нагрева газа на пространственные и электрические параметры разряда.

На *рис. 1* приведены ВАХ, полученные с учетом нагрева газа (кривая 2), и без учета его нагрева (кривая 1). Видно, что возрастание температуры газа *(T)* сопровождается резким увеличением напряжения *(U)* (таблица 1).

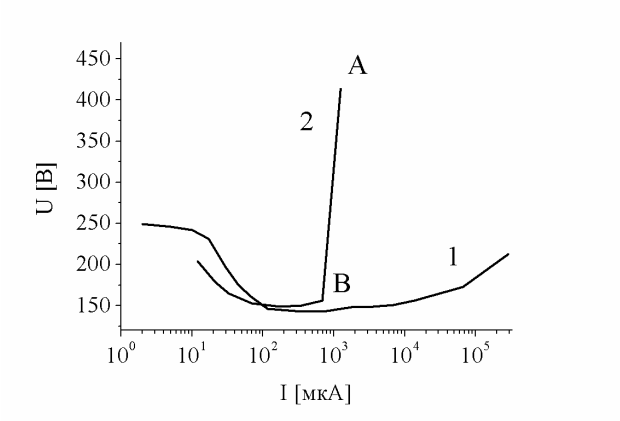



Рис.1. ВАХ разряда в аргоне.

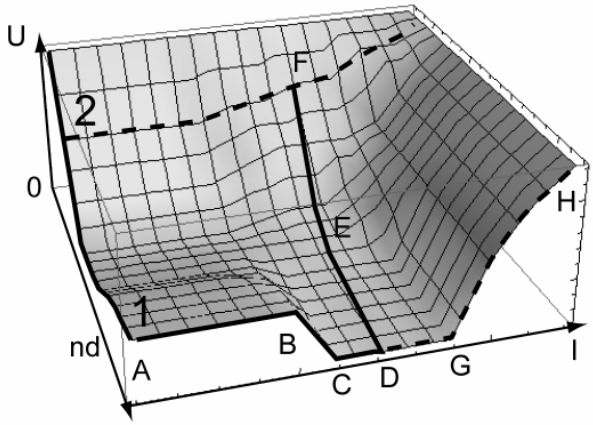



Рис. 2. Схема развития разряда в координатах (*U,nd, I*)

Таблица 1

| U, В | I, мкА | T, К |
|---|---|---|
| 413 | 1733 | 1881 |
| 156 | 689 | 811 |
| 150 | 350 | 882 |
| 149 | 175 | 833 |
| 153 | 70 | 696 |
| 165 | 33 | 549 |
| 179 | 21 | 462 |
| 204 | 12 | 325 |

Причину такого роста напряжения можно пояснить с помощью схемы рис 2. Зависимость *U(nd)* представляет собой кривую Пашена, так что зажигание разряда происходит в точке 1 (рис.2). Далее, разряд переходит в нормальный режим CD, в котором, с ростом тока (*I=100-700 мкА*), происходит дальнейший рост температуры газа. После заполнения всей поверхности катода (*I>0.7 мА*) начинается рост плотности тока. Такое ее увеличение приводит к ещё более существенному тепловыделению и нагреву, который обуславливает заметное уменьшение плотности газа *n* в соответствии с уравнением состояния *p=nkT*. Из-за существенного уменьшения параметра *nd*, рабочая характеристика переходит на соответствующие этому параметру ВАХи, берущую свое начало последовательно от точки 1 до точки 2 (рис.2) на левой ветви кривой Пашена. Этой ВАХ соответствуют уже гораздо более высокие напряжения. Переход происходит при малых изменениях тока (по кривой DEF), почти перпендикулярной исходной ВАХ без учета нагрева газа (ABCDGH).

КДК и КАА благодарят за поддержку гранты РФФИ №09-02-01194, 09-02-91225-СТ_а, АВЦП № 2.1.1/3420, ФЦП «НК-110П» №П697.

**Литература**

[1]. E. A. Bogdanov, Kudryavtsev, R. R. Arslanbekov. Contrib.Plasma Phys. v.46, p.807, 2006

# СОПОСТАВЛЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ И ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИКАТОДНЫХ ОБЛАСТЕЙ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ ГЕЛИЯ И АЗОТА

Григорян Г.М., Капустин К.Д., Кудрявцев А.А., Попугаева Е.М., Чирцов А.С.

*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Ульяновская ул. 3, Санкт-Петербург, 198504, Россия, akud@ak2138.spb.edu*

Исследование механизмов формирования прикатодных областей в тлеющих разрядах является актуальной задачей, поскольку газовые разряды (тлеющий, дуговой и т.п.) классифицируются именно по явлениям на катоде. Для разрядов в атомарных газах низких давлений эта картина прояснилась только в последние годы. Была теоретически и экспериментально установлена определяющая роль процессов нелокальной ионизации в плазме со слабым полем и нелокальности функции распределения медленных электронов в формировании обращения знака электрического поля. Эта картина, по-видимому, должна быть в целом справедлива и в молекулярных газах, однако до настоящего времени последовательная теория и экспериментальная диагностика этих явлений пока отсутствуют.

В работе выполнены численные и лабораторные эксперименты по исследованию продольной структуры прикатодных областей тлеющего разряда в смеси гелия и азота.

Модель основана на кинетическом описании электронов и гидродинамическом описании ионов и нейтральных и возбужденных частиц с использованием диффузионно-дрейфового приближения для соответствующих потоков частиц. Электронные транспортные коэффициенты (подвижность и коэффициент диффузии) находятся из решения кинетического уравнения Больцмана. Эти приближения позволят описать самосогласованным образом эволюцию электронной плотности и электростатического потенциала, рассчитываемого из уравнения Пуассона. Константы скоростей столкновений с участием электронов рассчитывались с использование функции распределения электронов. В плазмохимической модели учитывается 173 элементарных процессов с участием нормальных и возбужденных атомов гелия и молекул азота, их атомарных и молекулярных ионов.

Эксперименты были выполнены в стеклянной разрядной трубке диаметром 33 мм и расстоянием между электродами – 51.5 мм. Катод представлял собой цилиндр длиной 41мм и диаметром 23мм, анод – конус, повернутый острием к катоду с длиной 44 мм и диаметром основания – 20 мм. Измерения интенсивностей излучения в различных точках по длине разряда проводились в смесях гелия с азотом в соотношении He: N2=1:0.001; 1:0.04; и чистом азоте при давлениях P= 0.5 Тор, 1 Тор, 5 Тор и токах I=5 мА, 10 мА, 20 мА. Излучение регистрировалось световодом, установленным перпендикулярно оси трубки, который сканировался по направлению от катода к аноду. Были измерены распределения концентраций и интенсивностей излучения вдоль трубки для следующих состояний азота: $N_2(B^3\Pi)$, $N_2(C^3\Pi)$, $N_2^+(B^2\Sigma)$, $N(2p^23P)$ и гелия: $He(3^1P)$, $He(3^3P)$, $He(3d^1D)$, $He(3^3S)$, $He(4^1D)$.

Как результаты моделирования, так и измерения продольного распределения интенсивностей различных спектральных переходов показывают, что наблюдаемая структура исследуемых разрядов хорошо соответствует последовательному чередованию областей катодного слоя, отрицательного свечения, фарадеева темного пространства и положительного столба (когда для него остается место). Результаты симуляций также предсказывают существование двух точек обращения поля: одна в отрицательном свечении, другая - и в переходной к положительному столбу области. Для экспериментальной проверки этого необходимо провести зондовые измерения продольного профиля потенциала.

Работа выполнена при поддержке грантов АВЦП № 2.1.1/3420 и ФЦП «НК-110П» №П697.

# ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ОБРАБОТКИ ЗАГОТОВКИ ВЕРХА ОБУВИ

Н.В. Тихонова, В.И. Махоткина, Р.Б. Ханнанов

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*e-mail: howrip@rambler.ru*

Главным составным элементов корпуса вакуумной камеры является обечайка – наиболее материалоемкий и ответственный узел (деталь) любого аппарата. Форма корпуса, а следовательно, и обечайки определяется химико-технологическими требованиями, предъявляемыми к установке, а также конструктивными соображениями и может быть цилиндрическая, коробчатая, коническая, сферическая и т.д. Расчет обечайки представлен в таблице 1.

В условиях низкого вакуума при отсутствии нагрева газовыделением внутренних поверхностей камеры можно пренебречь и использовать в качестве материала сталь 20.

В обечайке для контроля и обеспечения технологического процесса выполнено несколько отверстий. По результатам расчета толщина стенки штуцера смотрового отверстия равна 5 мм, а длина 60 мм. Для других отверстий укрепления не требуется. Испытания на герметичность проводились в соответствии с ГОСТ 24054-80, ГОСТ 11 293.031-81.

Таблица 1 – Расчет коробчатой обечайки

| № | Параметр | Обоз | Формула | Знач | Разм. |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | материал | сталь 20 | задаемся | - | - |
| 2 | запас прочности | $n_в$ | из справочника | 2,6 | МПа |
| | | $n_t$ | из справочника | 1,65 | МПа |
| 3 | номинальное допускаемое напряжение по пределу прочности | | $\sigma\frac{\gamma}{\partial}=\frac{\sigma_в^t}{n_и}$ | 1,54E+02 | МПа |
| 4 | ширина обечайки | B | по заданию | 0,7 | м |
| 5 | длина обечайки | L | по заданию | 2 | м |
| 6 | высота обечайки | H | по заданию | 0,55 | м |
| 7 | схема оребрения | | поперечное | | |
| 8 | число ребер | n | задаемся | 14 | |
| 9 | длина ребра | b | b=B | 0.7 | м |
| 10 | расстояние между ребрами | I | $I=\frac{L}{n}$ | 0,143 | м |
| 11 | номинальная расчетная толщина стенки | S' | $s'=KI\sqrt{\frac{P_o}{\sigma_{ид}}}$ | 0,0019 | м |
| 12 | момент сопротивления ребра | $W'_p$ | $W'_p=\frac{B^2IP_\sigma}{2\cdot12\cdot\sigma_{ид}}$ | 2,09E-06 | $м^3$ |
| 13 | площадь поперечного сечения ребра | $F'_p$ | $F'_p=5\cdot s'^2_p$ | 3,14E-04 | $м^2$ |
| 14 | площадь поперечного сечения стенки | $F'_c$ | $F'_c = I(s-C_г)$ | 3,45E-04 | $м^2$ |

В данной работе произведен расчет обечайки вакуумной камеры. Для рационального размещения технологической оснастки, позволяющей обеспечить максимальную загрузку заготовок, выбрана коробчатая форма обечайки.

# ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕХОВОЙ ОВЧИНЫ ПОСЛЕ ОБРАБОТКИ ВЧЕ ПЛАЗМОЙ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

И.Ш. Абдуллин, Ф.С. Шарифуллин, И.М. Нуриев

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*R332CO@mail.ru*

Меховой полуфабрикат в процессе изготовления меховых изделий и при их эксплуатации подвергается сложному комплексу физико-механических воздействий (действие влаги и тепла, растяжение, истирание, сжатие, изгиб и др.). От интенсивности этих воздействий в значительной мере зависит срок службы изделий. Поэтому физико-механические характеристики являются одним из основных свойств, характеризующих качество и определяющих назначение меха.

Исследование влияния времени плазменной обработки высокочастотного емкостного (ВЧЕ) разряда пониженного давления на электростатические свойства мехового полуфабриката показало, что наилучший результат получается при обработки в режиме: $W_p$= 1,4 кВт , $G_{ar/проп70/30}$=0,06 г/с, P=26,6 Па, t=5 мин, которая приводит к комплексному улучшению свойств волосяного покрова и кожевой ткани меха (табл.).

Таблица – Влияние времени плазменной обработки на физико-механические характеристики готовой продукции меха

| Показатели | $W_{p=}$ 1,4 кВт Gar/проп$_{70/30}$= 0,06 г/с, P=26,6 Па, t=1 мин | | $W_{p=}$ 1,4 кВт Gar/проп$_{70/30}$= 0,06г/с, P=26,6 Па, t=3 мин | | $W_{p=}$ 1,4 кВт Gar/проп$_{70/30}$= 0,06 г/с, P=26,6 Па, t=5 мин | | $W_{p=}$ 1,4 кВт ar/проп$_{70/30}$= 0,06 г/с, P=26,6 Па, t=7 мин | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Образцы | конт | опыт | конт | Опыт | конт | опыт | конт | опыт |
| Знак заряда | + | + | + | + | + | + | + | + |
| Удлинение, мм | 0 | 17,0 | 20,0 | 6,5 | 14,0 | 14,0 | 16,5 | 11,5 |
| Треск лицевого слоя, МПа | 23 | 33,3 | 48 | 31,3 | 39 | 49,5 | 24,6 | 32,8 |
| Удлинение при треске, мм | 16 | 21 | 18,5 | 21,5 | 14 | 18 | 18,5 | 21 |
| Прочность на разрыв, МПа | 62 | 72 | 61,3 | 56 | 84 | 80 | 79 | 91,3 |
| Удлинение при разрыве, мм | 27 | 31 | 36 | 36 | 27 | 28 | 29 | 34 |
| Прочность на разрыв волоса, Н | 0,24 | 0,26 | 0,22 | 0,24 | 0,31 | 0,34 | 0,27 | 0,3 |

Анализируя данные таблицы, можно сделать вывод, что плазменная обработка меховой овчины приводит к повышению прочностных характеристик меховой овчины: прочность волоса на разрыв увеличивается на 3,1%, треск лицевого слоя кожевой ткани увеличивается на 21%, прочность на разрыв повышается на 4%, удлинение при разрыве увеличивается на 3%. Это произошло в результате более полного структурирования кератина и коллагена меха в процессе плазменной обработки, упорядочения структуры и увеличения кристаллической фазы.

Из этого можно сделать вывод о комплексном улучшении физико-механических свойств волосяного покрова и кожевой ткани мехового полуфабриката при обработки плазмой ВЧЕ разряда пониженного давления.

# ЭЛЕКТРОДНЫЙ СВЧ РАЗРЯД В СМЕСИ АЗОТА С АРГОНОМ.

Лебедев Ю.А., Мавлюдов Т.Б., Эпштейн И.Л.

*Институт нефтехимического синтеза им. АВ. Топчиева РАН, Москва, Россия,* lebedev@ips.ac.ru

Газовые добавки к основному плазмообразующему газу позволяют изменять параметры плазмы и могут использоваться для ее диагностики. Ранее был изучен электродный СВЧ разряд (ЭМР) [1] в водороде с примесью аргона и разряд в азоте с добавками водорода [2, 3]. В настоящей работе проведено исследование влияния добавок аргона на излучение азотной сильно неоднородной плазмы ЭМР. Экспериментальная установка подробно описана в [1,2]. Разрядная камера представляла собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 150 мм. Цилиндрическая антенна диаметром 5 мм была введена через вакуумный ввод в верхней крышке камеры. Использовался СВЧ генератор Луч-58-1 со стабилизированным источником анодного напряжения магнетрона (частота 2.45 ГГц, выходная мощность до 180 Вт). Измерения проводились при падающей мощности 50 Вт. Разряд инициировался искровым разрядником, помещенным в канале электрода. Объемный расход $N_2$ 10 станд. $см^3$/мин, расход Ar изменялся в диапазоне 0 - 10 станд. $см^3$/мин, полное давление смеси газов 1 Тор. Изображение плазмы с помощью кварцевого объектива строилось в плоскости расположения входной апертуры перемещаемого оптического световода (диаметр 100 мкм). Пространственное разрешение составляло 150 мкм. Излучение разряда подводилось световодом к входным щелям спектрографов AvaSpec-2048, AvaSpec-3648 и AvaSpec-2048-4-RM. Измерения проводились в двух точках: на оси разряда в яркой приэлектродной области и в середине сферической части разряда. С помощью видеокамеры К-008 фиксировалось изменение структуры ЭМР при добавлении Ar.

Показано, что добавление аргона с концентрацией, превышающей 2 % ведет, к уменьшению поглощенной плазмой мощности тем сильнее, чем больше концентрация аргона при неизменной падающей мощности (в смеси 50% $N_2$ +50% Ar поглощенная мощность в 2,5 раза меньше, чем в чистом азоте). При концентрациях меньших 2% поглощенная мощность незначительно растет. Разряд в смеси при всех концентрациях аргона имеет больший диаметр, чем в чистом азоте и вытягивается вдоль электрода в сторону генератора при увеличении содержания Ar. Это говорит о том, что использование малых добавок аргона для диагностики плазмы, как это было в водородной плазме [2], представляется проблематичным. Для анализа процессов в сильно неоднородном ЭМР в смеси $N_2$ + Ar и возможности использования малой добавки Ar для диагностики плазмы проведено самосогласованное моделирование на основе разработанной ранее для азота и кислорода одномерной модели со сферически симметричными электродами в квазистатическом приближении [4].

Работа была частично поддержана РФФИ (грант № 07-08-00020-а).

**Литература**

[1]. Lebedev Yu.A., Mokeev M.V, Solomakhin P.V., Shakhatov V.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L. J. Phys. D: Appl. Phys., 2008, V.41, 194001

[2]. Лебедев Ю.А., Мокеев М.В. Физика плазмы, 2003, Т.29, С.1059.

[3]. Лебедев Ю.А., Мавлюдов Т. Б. Шахатов В.А. Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2009, С. 231.

[4]. Lebedev Yu.A., TatarinovA.V., Epstein I. Eur. Phys. J. D, 2009, V. 53, P.319.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛОСКОГО КЛАСТЕРА С УЧЕТОМ ФЛУКТУАЦИИ ЗАРЯДА ПЫЛИНКИ

Н.Г. Гусейн-заде, С.А. Майоров

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: namik@fpl.gpi.ru, mayorov_sa@mail.ru*

В большинстве используемых для описания двумерного пылевого кристалла моделях предполагается, что потенциал взаимодействия частиц, расположенных на одной высоте, совпадает с потенциалом Дебая-Хюккеля. Однако, существуют эксперименты, указывающие на существенную роль каких-то других сил в приэлектродном слое.

В данной работе моделируется динамика макрочастиц в малом плоском пылевом кластере с учетом того, что, температура и потоки частиц могут зависеть от координат, в результате, заряд пылинки и ее экранировка зависят от ее положения в пространстве. Сила, горизонтального параболического удержания может зависеть также и от вертикальной координаты.

Рассмотрим систему из N одноименно заряженных макрочастиц с массами $m_d$ и зарядами $Q_d(r)$, удерживаемых от горизонтального расплывания внешним потенциальным полем $U_{foc}(\mathbf{r}_\perp)$. Вблизи дна аксиально-симметричной потенциальной ямы удерживающий потенциал можно с хорошей точностью аппроксимировать параболой.

Пусть взаимодействующие макрочастицы равной массы $m_d$ с зарядами $Q_d(z_0)$= -e $Z_d(z_0)$,

находятся на расстоянии $z_0$ в поле тяжести и в линейном электрическом поле $E(r_\perp,z)$ с радиальной составляющей $E_{r_\perp}$ □ $r_\perp$ и вертикальной составляющей $E_z(z)=E_z(z_0)+\beta z$. Если взаимодействие между макрочастицами описывается парным потенциалом $U(r_{nk})$ зависящим от расстояния между ними, то уравнение движения n-ой частицы запишется как

$$m_d \ddot{\mathbf{r}}_n = -m_d\omega_0^2(z_n)\,\mathbf{r}_{\perp n} - \alpha m_d\omega_{0z}^2\mathbf{r}_z + \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_{fr} + \mathbf{F}_{br};$$

где n, k=1...N, $\mathbf{r}_n=(x_n, y_n, z_n)$, $\mathbf{r}_{\perp n}=(x_n, y_n, 0)$, m – масса макрочастицы.

$\mathbf{F}_n = \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq n}}^{N} f_{kn}(r_{nk})(\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_k)$ – сила взаимодействия между пылинками ;

$\mathbf{F}_{fr}=-m_d\nu_{fr}\dot{\mathbf{r}}$ – сила трения пылинки о газ, а $\mathbf{F}_{br}$ – случайные силы, которые являются источником теплового движения частиц.

Расчеты выполнялись методом молекулярной динамики, основанной на решении системы из обыкновенных дифференциальных уравнений, состоящей из N уравнений движений для N макрочастиц с силой Ланжевена $\mathbf{F}_{br}$, которая является источником стохастического («теплового») движения частиц с заданной кинетической температурой T.

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ-08-02-01172-а и РФФИ-08-02-00791-а.

# РОЛЬ ПРОЦЕССОВ АССОЦИАТИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ С УЧАСТИЕМ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ АЗОТА В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ АРГОН-АЗОТ

Н.А. Дятко, *Ю.З. Ионих, *А.В. Мещанов, А.П. Напартович, *Ф.Б. Петров

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Россия, e-mail:* dyatko@triniti.ru
**С.-Петербургский гос. универ., С.-Петербург, Россия, e-mail:* ionikh@paloma.spbu.ru

Как было отмечено в работе [1], при повышенных давлениях (десятки Тор) небольшая добавка азота в аргон приводит к резкому снижению напряжения, необходимого для поддержания диффузной формы тлеющего разряда. В настоящей работе этот эффект детально исследовался для смеси Ar+1%$N_2$. Измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда в Ar и смеси Ar+1%$N_2$ (давление 2÷40 Тор, радиус трубки 1.5 см.). Показано, что при низких давлениях (2 Тор) добавка азота в аргон приводит к подъему ВАХ разряда по сравнению с ВАХ в чистом аргоне. При повышенных давлениях (40 Тор), наоборот, ВАХ разряда в смеси лежит значительно ниже, чем ВАХ разряда в аргоне. Это означает, что примесь азота приводит к радикальному изменению механизма ионизации в разряде.

Для выяснения механизма ионизации в тлеющем разряде в смеси Ar:$N_2$ нами разработана 0-мерная кинетическая модель, в которой самосогласованным образом решаются уравнения, описывающие кинетику возбужденных состояний атомов Ar (4 нижних уровня и 3 эффективных более высоких), колебательную кинетику молекул азота в основном состоянии $N_2(X^1\Sigma_g^+,v)$ (45 колебательных уровней), кинетику электронных уровней $N_2$ ($N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(B'^3\Sigma_u^-)$, $N_2(a'\ ^1\Sigma_u^-)$, $N_2(a^1\Pi_g)$, $N_2(w^1\Delta_u)$, $N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a''^1\Sigma_g^+)$), кинетику электронных состояний атомов N ($N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$), зарядовую кинетику (электроны, ионы Ar(+), $Ar_2(+)$, N(+), $N_2(+)$, $N_3(+)$ и $N_4(+)$), уравнение Больцмана для электронов (с учетом электрон-электронных соударений и соударений с возбужденными атомами и молекулами) и уравнение электрической цепи. Температура газа в центре трубки оценивалась из экспериментальных данных и использовалась как заданный параметр.

Расчеты, выполненные для чистого аргона и для смеси аргона с 1% азота, показали, что модель воспроизводит обнаруженные в экспериментах эффекты: при низких давлениях (например, 2 Тор) добавка азота в аргон приводит к подъему ВАХ, а при повышенных (например, 40 Тор) – к уменьшению разрядного напряжения. Причем расчетные ВАХ согласуются с экспериментальными. Согласно расчетам, при повышенных давлениях основной вклад в ионизацию в смеси Ar:$N_2$ дают процессы

$$N(^2D) + N(^2P) \Rightarrow N_2(+) + e\ ,\quad N(^2P) + N(^2P) \Rightarrow N_2(+) + e \qquad (1)$$

Показано, что в рассматриваемых условиях достигается высокая степень колебательного возбуждения азота, и наработка атомов азота обусловлена процессами с участием колебательно возбужденных молекул

$$N_2(A^3\Sigma_u^+) + N_2(X^1\Sigma_g^+,\ v = 14 \div 19) \Rightarrow N_2(B^3\Pi_g,\ v \geq 13) \Rightarrow N(^4S) + N(^4S).$$

Уровень $N(^2D)$ заселяется преимущественно электронным ударом из основного состояния, а уровень $N(^2P)$ - как электронным ударом, так и в процессах

$$N_2(A^3\Sigma_u^+) + N(^4S) \Rightarrow N_2(X^1\Sigma_g^+,\ v) + N(^2P)\ . \qquad (2)$$

Отметим также, что, как показано в [2], процессы (1)-(2) могут существенно влиять и на динамику распада азотной плазмы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 09-02-01255.

**Литература**

[1]. Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Петров Ф.Б., Дятко Н.А., Напартович А.П. Физика плазмы, 2008, Т. 34, С. 938.
[2]. Попов Н.А. Физика плазмы, 2009, Т. 35, С. 482.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТТЕРНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВА $Zr_{50}V_{50}$ В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

[*]Е.В. Клочко, Д.Л. Рябчиков, И.Н. Середа, А.Ф. Целуйко

*ХНУ им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина, e-mail: igorsereda@mail.ru*
*[*]Южноафриканский институт современной химии материалов, Кейптаун, ЮАР*

Гидридообразующие геттерные материалы на основе Zr-V сплавов являются перспективной базой для изготовления электродов плазменных устройств. Это позволяет обеспечивать внутренний напуск спектрально чистого водорода в необходимую область разрядного промежутка [1]. Однако наряду с хорошо изученными процессами выделения водорода в газовую фазу разряда под воздействием бомбардирующих частиц будут также происходить и конкурирующие процессы его поглощения [2].

В работе исследовалась динамика сорбции водорода данным геттером в тлеющем разряде. Катод диаметром 5 см покрывался порошкообразным металлогидридом $Zr_{50}V_{50}H_x$, имеющим две гидридные фазы с диапазонами температур разложения $\Delta T_1$ = 80–400°C и $\Delta T_2$ = 400–650°C [3]. Масса навески порошка составляла 5 г, диапазон исследуемых давлений – 0.1–4 Тор. Общее количество запасенного водорода при нормальных условиях составляло 800 $см^3$. Для изучения динамики сорбции водорода металлогидридом в разряде использовался масспектрометр МХ-7304.

Под действием разряда температура катода доводилась до 300°C и водород активно десорбировался из приповерхностного слоя металлогидрида. Скорость выделения водорода значительно превышала скорость откачки. Поглощение водорода начиналось после резкого уменьшения тока разряда при остывании металлогидрида, когда в результате снижения теплового воздействия скорость десорбции водорода становилась меньше скорости его поглощения. Поглощение прекращался при уменьшении температуры катода до 60°C.

Восполнение водорода в приповерхностном слое идет за счет его диффузии из более глубоких слоев или из других гидридных фаз с более высокой энергией связи водорода. Поскольку скорость диффузии водорода в таком материале значительно ниже скорости подвода водорода к поверхности из разрядного объема, то в нашем случае обедненный приповерхностный слой восполнялся водородом из газовой фазы за счет сорбции.

Показано, что в исследуемом диапазоне давлений под воздействием разряда поглощается значительно большее количество водорода по сравнению со случаем обычной тепловой релаксации металлогидрида. Это связано, по-видимому, с дополнительным потоком газа к катоду в виде ионной компоненты. В проведенных экспериментах максимальное количество поглощенного металлогидридом водорода под действием разряда составляло величину порядка 40% от десорбированного.

**Литература.**

[1]. Ye.V. Klochko, M.V. Lototsky, V.V. Popov, Yu.F. Shmal'ko, V.N. Borysko. Int. J. Hydrogen Energy, 1999, 24, 169.
[2]. В.Н. Вербецкий, М.В. Лотоцкий, С.В. Митрохин, К.Н. Семененко. Вестн. Моск. ун-та, Химия, 1983, 24(4), 414.
[3]. В.А. Яртысь, И.Ю. Завалий, М.В. Лотоцкий. Координационная химия, 1992, 18(4), 409.

# ИМПУЛЬСНЫЙ-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ РАЗРЯД В ЭТИЛОВОМ СПИРТЕ. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ УГЛЕРОДА.

Анпилов А.М., Бархударов Э.М., Воронов В.В., Коссый И.А., Мисакян М.А., Тактакишвили М.И.

*Учреждение российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, e-mail: kossyi@fpl.gpi.ru*

Приводятся первые результаты исследования импульсно периодического разряда в спирте с целью выяснения возможности получения наночастиц углерода.

Разрядное устройство – многоискровой разряд в жидкости с инжекцией газа “аргон” в межэлектродное пространство [1]. Источник питания: $U \le 20$kV; $C=1\text{-}2\cdot10^{-8}$ Ф; длительность импульса тока $\tau$=3-5мкс; частота следования $f\le50$Гц. Эксперименты выполнены в 95% этиловом спирте. Разряда протекал в пузырях аргона с насыщенными парами спирта. Концентрация электронов, определенная по уширению линии $H_\alpha$, $n_e=2.10^{17}$см$^{-3}$. Электрические характеристики разряда в спирте и дистиллированной воде практически совпадают. После обработки разрядом спирт приобретает темный цвет, выпадения осадка не происходило за время ≤ месяца.

Спектры КРС регистрировались на спектрометре И-1000 в режиме исследования образцов, с разрешением ~ 5мн$^{-1}$. Возбуждающее излучение $\lambda$ =488 нм и 647 нм. Спектры пленки на стеклянной подложке и высушенной капли на кремниевой подложке идентичны и соответствуют разупорядоченному углероду в виде графитовых наночастиц.

На рис.1 приведены спектры КРС раствора. 1 - спектр исходного спирта. В спирте присутствуют примеси, которые дают широкую полосу люминесценции в области 1000см$^{-1}$ - 3500 см$^{-1}$ . Наличие примесей, обладающих люминесценцией и наночастичек углерода в растворе приводит к появлению сильной полосы люминесценции - 2. Спектры 1 и 2 регистрировались при возбуждении излучением $\lambda$ =488 нм.

Изменение длины волны возбуждения на $\lambda$ = 647.1 нм приводит к исчезновению полосы люминесценции - 3. По результатам исследования можно сделать вывод, что в темном растворе присутствуют наночастички углерода ~ 1 - 10нм содержащие $sp^2$ и $sp^3$ связи между атомами.

Рентгеноструктурный анализ также указывает на наличие различных углеродных фаз с размерами частиц порядка нм. Проведено определение химического состава порошка, полученного путем выпаривания обработанного спирта: C – 79.05%(весовой состав); O – 19.57%. Остальное приходится на Si, K, Ti, Cr, Fe.

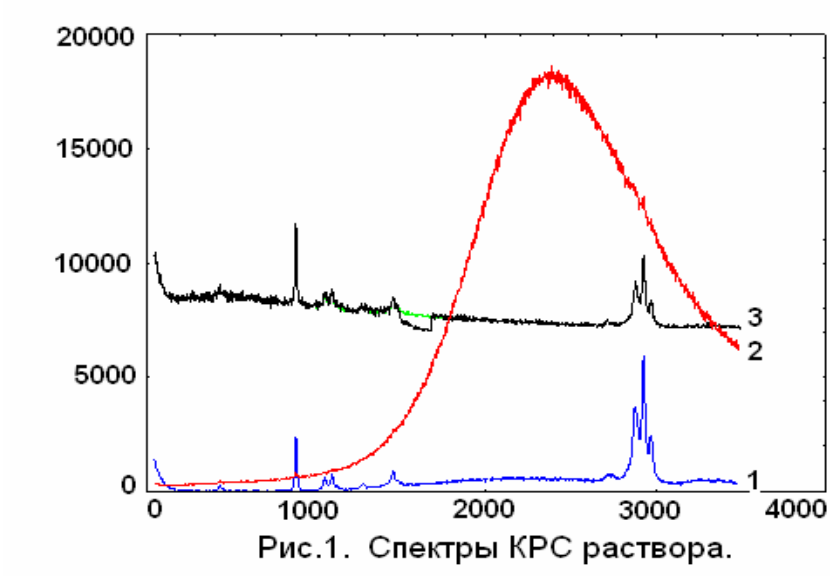


Рис.1. Спектры КРС раствора.

**Литература**

[1]. A.M. Anpilov, E.M. Barkhudarov, Yu.B. Bark et all, J. Phys. D: Appl. Phys., **34**, 993, (2001).

# МУЛЬТИПАКТОРНЫЙ РАЗРЯД НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ

В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Коныжев

*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, РФ, e-mail: sakh@fpl.gpi.ru*

Проведено исследование поглощения СВЧ излучения квазистационарным вторично-эмиссионным (мультипакторным) разрядом на поверхности диэлектрика, а также воздействия разряда на материал диэлектрика. Эксперименты проводились в вакуумированном прямоугольном волноводе ($6 \times 12$ см$^2$), в котором возбуждалась стоячая мода $H_{10}$ с частотой $f = 1.95$ ГГц. Мощность СВЧ излучения в падающей волне изменялась в диапазоне 0.05–1 МВт, длительность моноимпульса составляла 1–5 мкс. Диэлектрический образец (монокристалл фторида лития с размерами $0.5 \times 1 \times 8$ см$^3$) помещался в пучность электрического поля стоячей волны. Измерялись падающая и отраженная СВЧ-мощность, поток электронов на стенку волновода вблизи области расположения образца, а также интенсивность и спектр люминесценции монокристалла в видимом диапазоне.

Экспериментально установлено, что развитие электронной лавины мультипакторного разряда на поверхности диэлектрика имеет порог по мощности СВЧ-излучения, вблизи которого электронный ток на стенку волновода резко возрастает при увеличении СВЧ-мощности. При сильной надпороговости рост тока от мощности замедляется, а в течение СВЧ-импульса электронный ток сохраняет постоянное значение. При этом свечение кристалла в полосе люминесценции короткоживущих центров окраски $F_2$ и $F_3^+$ растет линейно во времени в течение СВЧ-импульса, начиная с момента возникновения электронного тока на стенку. К концу СВЧ-импульса с мощностью около 1 МВт и длительностью 3 мкс поверхностная плотность центров окраски составляла около $10^{14}$ см$^2$, что соответствует объемной концентрации центров окраски на уровне $10^{19}$–$10^{20}$ см$^{-3}$. Коэффициент поглощения СВЧ-мощности при небольшой надпороговости в режиме насыщения электронного тока мультипакторного разряда составляет ~1%.

Построена теоретическая модель, позволяющая рассчитать СВЧ-мощность, поглощаемую мультипакторным разрядом в сильно надпороговом режиме, $\varepsilon_{osc} >> \varepsilon_1$, где $\varepsilon_{osc} = (eE_0/\omega_0)^2/2m_e$ – осцилляционная энергия электронов в СВЧ-поле, а $\varepsilon_1$ – энергия падающих электронов, при которой коэффициент вторичной эмиссии равен единице. В этих условиях электростатическое поле, создаваемое вблизи поверхности диэлектрика объемным электронным зарядом, возвращает эмитированные электроны обратно на поверхность за время много меньшее периода колебаний СВЧ-поля, и в каждый момент времени успевает установиться квазиравновесное состояние, соответствующее мгновенному значению СВЧ-поля. При этом проблема фактически сводится к решению стационарной задачи о равновесном распределении эмитированных электронов в квазипостоянных поперечном и продольном электрических полях, зависящих от времени $t$, как от параметра. Рассчитана мощность, поглощаемая мультипакторным разрядом, для различных функций распределения вторичных электронов по поперечным скоростям. В случае ступенчатой функции распределения средняя за период СВЧ-поля поглощаемая мощность на единицу поверхности разряда составляет $W \sim (v_0/c)W_0$, где $v_0$ – характерная скорость эмитируемых электронов, а $W_0$ – плотность мощности падающего СВЧ-излучения, т.е. коэффициент поглощения СВЧ излучения по порядку величины равен $\kappa \sim v_0/c$. В случае максвелловской функции распределения поглощаемая мощность по порядку величины равна $W \sim (v_{Te}/c)W_0\ln(\varepsilon_{osc}/\varepsilon_1)$, где $v_{Te}$ – тепловая скорость вторичных электронов. При этом коэффициент поглощения растет логарифмически с ростом падающей СВЧ-мощности, $\kappa \sim (v_{Te}/c)\ln(\varepsilon_{osc}/\varepsilon_1)$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-08-00753-а, 10-02-00648-а).

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ГЕЛИЯ С ЗАПРЕЩЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

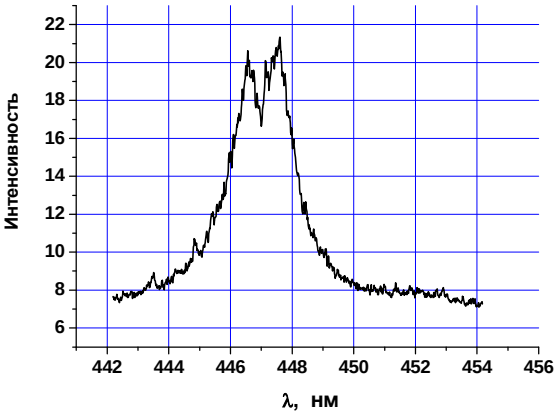
Г.С. Воронов, Н.П. Кирий, А.Г. Франк

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, e-mail: voronov@fpl.gpi.ru*

Одним из традиционно используемых методов диагностики электрических полей в плазме является метод, основанный на регистрации пары близко расположенных спектральных линий, одна из которых является дипольно-разрешенной, а другая - дипольно-запрещенной. Информацию о напряженности электрических полей в этом случае можно извлечь как из отношений интенсивностей дипольно-запрещенных и дипольно-разрешенных линий, так и из уширений этих линий. В данной работе для диагностики межчастичных электрических полей плазмы токового слоя были выбраны наиболее чувствительные к воздействию электрических полей дипольно-разрешенные линии атомов гелия: He I 447.1 ($4^3D - 2^3P$) нм и He I 492.2 ($4^1D - 2^1P$) нм и соответствующие дипольно-запрещенные линии: He I 447.0 ($4^3F - 2^3P$) нм и He I 492.0 ($4^1F - 2^1P$) нм.

Регистрация профилей спектральных линий осуществлялась с помощью цифровой электронно-оптической камеры Nanogate-1UF с усилителем яркости на основе МКП и ПЗС-матрицей в качестве приемника излучения. Камера позволяет записывать профили спектральных линий в одном импульсе работы установки в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра с временным разрешением от 100 нс до 5 мкс.

Измерения проводились на установке ТС-3D при формировании токовых слоев в 2D и 3D магнитных конфигурациях. В экспериментах использовалась двухканальная схема, позволяющая регистрировать профили спектральных линий одновременно в двух различных направлениях. В данной работе измерения проводились во взаимно перпендикулярных направлениях: вдоль тока, протекающего по плазме, а также вдоль поверхности токового слоя. Это позволило разделить тепловые и направленные движения плазмы и измерить плотность плазмы в различных областях токового слоя.




В качестве примера на рисунке показан профиль спектральной линии He I 447.1 нм, соответствующий моменту времени, когда плотность плазмы на краях слоя достигает максимальной величины ~ $10^{17}$ $см^{-3}$. Интенсивность запрещенной линии в этих условиях сравнивается с интенсивностью разрешенной, линии раздвигаются так, что длина волны запрещенной линии смещается в область ~ 446.5 нм.

Для интерпретации полученных данных были использованы теоретические расчеты профилей линий нейтрального гелия 447.1 и 492.2 нм. На основе сравнения экспериментальных и теоретических спектров излучения нейтрального гелия были получены данные о концентрации заряженных частиц плазмы в зависимости от времени в разных областях токового слоя и в различных экспериментальных условиях.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект №07-02-01409 и Грантом Президента РФ НШ – 452.2008.2.

# ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ЗАТОПЛЕНОЙ СТРУЕ

М.В. Котельников, С.Б. Гаранин, *Е.К. Сидоренко

*Московский авиационный институт, Москва, Россия, e-mail: mvk_home@mail.ru*
**Научно-исследовательский институт Прикладной механики и электродинамики, Москва, Россия, e-mail: kaf807@mail.ru*

В реальных экспериментальных установках возникают условия, когда разреженный поток плазмы движется сквозь разреженную фоновую плазму. В качестве примера можно привести стационарный плазменный двигатель (СПД) [1]. Физические процессы в СПД происходят таким образом, что возникает фоновая плазма, сквозь которую движется поток, ускоренный в двигателе и создающий его тягу. Причем, концентрация заряженных частиц в фоновой плазме в несколько раз может превышать концентрацию в потоке.

Предложена методика проведения зондовых экспериментов и обработки их результатов для случая, когда разреженный поток плазмы движется сквозь разреженную фоновую плазму. Зондовый эксперимент предполагается осуществлять двумя цилиндрическими зондами, один из которых расположен вдоль потока, другой – поперек. При этом предполагается, что ток, связанный с потоком, на перпендикулярно расположенный зонд, много больше тока, связанного с потоком, на параллельно расположенный зонд. Этот случай наблюдается, когда скорость потока достаточно велика. В этих условиях эксперимента $T_e$ и $n_{i\ фон+поток}$ определяются из ВАХ зонда, расположенного параллельно потоку по методике, изложенной в [2], а $n_{i\ поток}$ – из ВАХ зонда, расположенного перпендикулярно потоку при известном значении его скорости. При этом использовалась формула $I_i = (2r\ell)n_i v e\sqrt{1-\frac{2e\varphi}{m_i v^2}}$, предложенная Ленгмюром и Мотт-Смиттом в 1926 году. В работах [3], [4] показано, что при достаточно больших скоростях данная формула с хорошей точностью определяет зависимость тока от параметров задачи. В ее левую часть нужно ставить разность $\Delta I$ между токами ионов на зонды, расположенные перпендикулярно и параллельно вектору скорости потока.

Представлены результаты обработки зондового эксперимента, который проводился в потоке разреженной плазмы, истекающей из стационарного плазменного двигателя. При этом скорость потока составляла 20 км/с и получена независимым методом с помощью анализа распределения ионов по энергиям. Получены распределения $T_e$ и $n_{i\ фона}$, $n_{i\ потока}$, $n_{i\ фон+поток}$ вдоль радиуса струи.

**Литература.**

[1]. Ким В.П. и др. СПД работают в космосе. Физика плазмы, т. 29, №3, 2003, с.277-292.
[2]. Котельников В.А. Зондовая диагностика плазменных потоков. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Главный редактор академик Фортов В.Е. серия Б, т. V- 1, ч. 1. М.: Янус-к, с. 614 – 642.
[3]. Котельников М.В., Гаранин С.Б. Цилиндрическое тело в потоке бесстолкновительной плазмы. Тезисы докладов 36-й Международной конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2009 г., 220 с.
[4]. Котельников М.В. Вольт-амперные характеристики цилиндрического зонда в потоке столкновительной и бесстолкновительной плазмы. ТВТ, т. 46, № 5, 2008, с. 28 – 33.

# ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД В ТЕНЕВОЙ ОБЛАСТИ СПУТНИКА, ОБТЕКАЕМОГО БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМОЙ

М.В. Котельников, С.Б. Гаранин

*Московский авиационный институт, Москва, Россия, mvk_home@mail.ru*

Проведено численное моделирование зондовой задачи в теневой области спутника, движущегося в ионосферной плазме. В качестве спутника рассматривался удлиненный заряженный цилиндр, геометрия электрического зонда также была выбрана цилиндрической. Предполагалось, что оси симметрии спутника и цилиндрического зонда параллельны.

Задача решалась в два этапа. На первом этапе проводилось численное моделирование обтекания цилиндрического спутника потоком бесстолкновительной плазмы. Полная система уравнений в данном случае включает уравнения Власова для ионов и электронов и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля [1]. В результате расчетов были получены и исследованы функции распределения ионов и электронов вблизи спутника а также поля напряженности и потенциала самосогласованного электрического поля.

На втором этапе проводилось численное моделирование зондовой задачи. При этом для обеспечения локальности измерений радиус цилиндрического зонда подбирался много меньше размера спутника. Размер возмущенной зоны самого зонда оценивался из дополнительных расчетов и предполагалось, что функции распределения заряженных частиц на этом размере меняются незначительно. Полная система уравнений в данном случае также включает уравнения Власова для ионов и электронов и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля, однако условия для функций распределения и потенциала на внешней границе расчетной области были рассчитаны на первом этапе решения задачи.

Система уравнений на первом и втором этапе решалась методом последовательных итераций по времени. Моделировался переходный процесс от начального к конечному стационарному состоянию. На каждом шаге по времени уравнение Пуассона решалось с использованием спектральных методов, а для решений уравнений Власова использовался метод характеристик либо метод крупных частиц [1]. Расчет продолжался до установления стационарного значения интегрального тока на тело.

При расчетах использовались исходные параметры, соответствующие условиям полета спутника на высоте 500 км над уровнем моря. В результате расчетов были получены зависимости плотности тока на цилиндрический зонд от радиальной и азимутальной координаты, а также набор вольтамперных характеристик. Установлено, что если в лобовой и теневой частях сам спутник не оказывает существенного влияния на результат зондовых измерений, то в теневой области это влияние значительно. Таким образом, методики обработки зондовых экспериментов, разработанные для потоков бесстолкновительной плазмы [2], нельзя использовать для обработки зондовых измерений в следе спутника.

Полученные результаты расширяют теорию зондовых методов диагностики плазмы.

**Литература.**

[1]. Котельников М.В., Котельников В.А., Ульданов С.Б. Монография «Процессы переноса в пристеночных слоях плазмы». -М.: Наука, 2004, 422 с.

[2]. Котельников М.В., Гаранин С.Б. Цилиндрическое тело в потоке бесстолкновительной плазмы. Тезисы докладов 36-й Международной конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2009 г., 220 с.

# ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ ЗАКРЕПИТЕЛЕЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕРАВНОВЕСНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Г.Р. Рахматуллина

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*Gulnaz-f@yandex.ru*

Закрепление покрытий на коже - важная операция покрывного крашения кож, задачами которого является придание блеска, повышение устойчивости покрытия механическим повреждениям, действию влаги, органических растворителей, к термообработкам в условиях производства[1].

Бурное развитие производства лаков и красок способствует развитию методов отделки кож, так например, применение полиуретанов, полностью вытеснило использование масляных лаков, нитролаков и нитроэмалей. Однако полиуретаны не позволяют во всем объеме удовлетворять требования потребителей и поэтому необходимо дальнейшее совершенствование.

В качестве перспективного метода модификации материалов в настоящее время все больше применяется такой нетрадиционный способ обработки материалов промышленности, как воздействие неравновесной низкотемпературной плазмы. Плазменная технология относится к сухим, экологически чистым процессам, не требующим использования растворов, поэтому исследование данного метода обработки и рассмотрение вопроса о возможности его промышленного использования для модифицирования закрепления для кожи является актуальной задачей.

В качестве объектов исследования выбраны закрепители, широко применяемые на отечественном производстве кожи: Neotens R-72 (Италия), Полиуретан 1465 фирмы «Пьер Колор».

Для исследования влияния неравновесной низкотемпературной плазмы на свойства пленок, данные закрепители отливались на стеклянной подложке и обрабатывались в режимах, в которых варьировалось напряжение (U) от 1,5кВ до 7,5кВ, сила тока (I) от 0,3А до 5А; время обработки (τ) от 3 до 5 мин; давление (Р) 26,6Па; расход плазмообразующего газа (G) 0,04г/с.

Одними из основных показателей определяющих качество пленок, являются механические характеристики, такие как: предел прочности при растяжении и относительное удлинение.

В результате проделанной работы получены следующие результаты:

1. Впервые показано, что обработка неравновесной низкотемпературной плазмой модифицирует закрепители Neotens R-72 (Италия) и Полиуретан 1465 фирмы «Пьер Колор» (Испания) используемые при покрывном крашении кож. Предполагаемым механизмом, благодаря которому улучаются механические характеристики, является упорядочение и усреднение структуры.

2. Найден наилучший режим обработки низкотемпературной плазмой закрепителя Neotens R-72. Режим обработки I=0,3А, U=3кВ, G=0,04г/с, τ=1 мин., где одновременно прочность увеличивается на 24%, а относительное удлинение - на 14%.

3. Обработка закрепителя Полиуретан 1465 фирмы «Пьер Колор» показало, что максимальное значение относительного удлинения составило 30% в режиме I=0,5А, U=5кВ, G=0,04г/с, τ=1 мин, при этом прочность увеличивается на 20%.

Таким образом, улучшение механических показателей закрепителей при воздействии неравновесной низкотемпературной плазмы происходит благодаря упорядочению и усреднению структуры.

# ЛЖЕНАУКА В УФН И ДРУГИХ АКАДЕМИЧЕСКИХ ЖУРНАЛАХ

Ф.И. Высикайло

*ФГУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, г. Троицк, Россия,* filvys@rambler.ru

Математическая общность задач в любых потенциальных полях ($\Delta\varphi = \rho$) дает основание использовать все открытия в небесной механике для открытия новых явлений, на которые не обращено внимание исследователей неоднородной плазмы (с нарушением нейтральности). И наоборот. К таким явлениям, установленным в небесной механике относятся точки либрации (кумуляции), открытые Эйлером (1767 г.) и исследованные Лагранжем (1772), открывшим две треугольные точки либрации, кумулирующих массу. Автором доказывается, что аналогами областей кумуляции около точки либрации Лагранжа $L_1$ являются наблюдаемые в плазме фарадеевы темные пространства и темные пространства между стационарными и движущимися стратами в газовом разряде и полупроводниках (эффект Ганна). Адекватное исследование аналогов в небесной механике и физике плазмы позволяет формировать и верифицировать общие конструктивные идеи и соответствующие им модели аналогичных явлений (спрайтов, эльфов, гигантских струй и др.). На базе идеи, о наличии соответствующих аналогов в плазме и небесной среде, автор провел ревизию ряда достижений в этих науках. Опираясь на работы Эйлера (1767 г.), Лагранжа (1772), Безанта (1859), Релея (1917), Штарка (1903), Озеена (1927), Мандельштама (1930), Власова (1950), Биркгоффа (1950), Клярфельда (1952), Забабахина (1988) автором осуществлена верификация и критика мифов и лжедомыслов, играющих роль моделей и фундаментальных открытий в плазме. Ошибкой в мифах является предположение об одномерности и нейтральности неоднородных диссипативных плазменных структур, т.е. их творцы не учитывают размерных свойств заряженных структур – плазменных линз (ПЛ). ПЛ формируют электрическим полем области кумуляции электрических полей и плазменных потоков. В мифах свойства дальнодействующих электрических полей без всяких оснований заменяются ложными кинетическими свойства заряженных частиц (модифицируется дрейфовая скорость электронов и др. процессы переноса и частоты реакций). Мифы периодически перетекают из монографии в монографию ряда авторов и периодически воспроизводятся в журнале «Успехи физических наук» (и других академических журналах) с 1952 г. и до 2009 г. в рубрике «обзоры актуальных проблем». Они не имеют ничего общего ни с наукой, ни с ее успехами и поэтому все же являются актуальной проблемой в современной академической науке, засоряя ее лжедомыслами академиков РАН и профессоров ведущих ВУЗ-ов РФ, отвлекая исследователей на поиски невидимой «шерсти» на поверхности зеркально полированных электродов, «загадочных» причин уменьшения скорости электронов при увеличении их энергии (N, S – образные ВАХ) и др. К мифам автор относит все теоретические работы по исследованию страт, катодных пятен (эктонов), теории убегающих электронов, молний, электрических шнуров, дуг, эффекта Ганна в полупроводниках и все модели разрядов, не учитывающие особенности формирования трехмерных катодных пятен, трехмерных доменов и минимум двумерных кумулятивных процессов переноса в диссипативных структурах в плазме. В мифах не уделяется внимания асимптотическим парадоксам, исследованным Озееном. Синтез идей Мандельштама и Озеена, позволил автору доказать, что нарушение нейтральности приводит к катастрофическим явлениям в плазме и объясняет асимптотические парадоксы в плазменных явлениях. Явления кумуляции, приводящие к асимптотическим парадоксам, обуславливают катастрофические явления в плазме, приводя к ее шнурованию и усилению в ней гипер эффективных кумулятивных процессов переноса.

# КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ АМБИПОЛЯРНОЙ ДИФФУЗИИ

Ф.И. Высикайло, Б.В. Чекалин

*ФГУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, г. Троицк, Россия, filvys@rambler.ru*

При различных параметрах проведены сравнения трех основных классов амбиполярных диффузий:

1) диффузии Шоттки (обусловленной более высокой подвижностью и температурой электронов по отношению к ионам), определяемой давлением электронов – $P_e = n_e k T_e$;

2) диффузии Пуассона (обусловленной нарушением нейтральности плазмы), определяемой давлением электрического поля – $P_E = E^2/8\pi$;

3) диффузии Эйлера (определяемой гидродинамическим напором или инерционностью ионов и электронов) – $P_A \approx n_i M_i V_i^2/2$.

Вычислены коэффициенты соответствующих амбиполярных диффузий и установлены немонотонные зависимости этих коэффициентов от основных параметров плазмы. В соответствии с классификацией амбиполярных диффузий проведено разделение скачков параметров плазмы на скачки с нарушением нейтральности (скачки Пуассона) и диффузионные скачки, которые в свою очередь подразделяются на скачки Эйлера и классические скачки Шоттки. Разработанная теория возмущений применима для описания различных явлений в периферии молний, электрических дуг и иных плазменных диссипативных структур и их упорядоченных систем – плазменных и кулоновских диссипативных кристаллов. Предложена соответствующая более полная классификация ионизационных волн. Теория возмущений построена на базе последовательной модификации метода Шоттки. С учётом проделанной модификации уравнение непрерывности для ионов принимает следующий вид:

$$\partial n_e/\partial t - \partial \boldsymbol{l}_E \nabla n_e/\partial t + \nabla(\mu_{i0}\boldsymbol{E}_0 n_e) - \nabla(\mu_{i0}\boldsymbol{E}_0 l_u \nabla n_e) - \nabla(\mu_{i0}\boldsymbol{E}_0 l_E \nabla n_e) - \nabla(\mu_{i0}\boldsymbol{E}_0 l_A \nabla n_e) = I_i - R_i \qquad (1)$$

Здесь введены обозначения для характерных длин процессов амбиполярных диффузий:

$D_u = \mu_{i0} E_0 l_u$ – коэффициент амбиполярной диффузии Шоттки, $l_u = D_e/\mu_e E_0$;

$D_p = \mu_{i0} E_0 l_E$ – коэффициент амбиполярной диффузии Пуассона, $l_E = E_0/4\pi e n_e \alpha$;

$D_A = \mu_{i0} E_0 l_A$ – коэффициент амбиполярной диффузии Эйлера, $l_{Ai} = (\mu_{i0}/\nu_{i0}) E_0 \alpha^{-1} = M_i V_i^2 / [e\,\alpha\,(E/N)\,N]$; $l_{Ae} = (\mu_{e0}/\nu_{e0}) E_0 \alpha^{-1} = m V_e^2 / [e\,\alpha\,(E/N)\,N]$; $l_A = -l_{Ae} + l_{Ai}$.

В зависимости от значений параметров ($E/N$, $n_e/N$) относительная роль членов в (1) меняется. Амбиполярные диффузии, играющие определяющую роль при одних значениях параметров, становятся малозначащими при других параметрах. В пределах применения теории возмущений согласно (1) амбиполярные диффузии обладают свойством аддитивности. Отметим, что модификация дрейфового решения, осуществленная Шоттки, заключалась в замене в уравнении дрейфового поля $E_0$ на поле, учитывающее и диффузионные потоки электронов, т.е. им произведена замена $\boldsymbol{E}_0 \Rightarrow \boldsymbol{E}_0 + \boldsymbol{E}_1 = \boldsymbol{J} e^{-1}/\mu_{e0} n_e - D_e \nabla n_e/\mu_{e0} n_e = \boldsymbol{E}_0 - \boldsymbol{E}_0\, l_u \nabla n_e/n_e$. Дальнейшая модификация метода Шоттки, сводилась к учету нарушения нейтральности или замене $n_i = n_e \Rightarrow n_i = n_e + \nabla \mathbf{E}/4\pi e = n_e - l_E \nabla n_e$. И, наконец, следующая модификация метода Шоттки сводится к замене $\mu_{i,e0} \Rightarrow \mu_{i,e} = \mu_{i,e0} + \mu_{i,e1} = \mu_{i,e0} - \nabla(\mathbf{V}_{i,e0})^2/2\nu_{i,e0} = e/m_{i,e}\nu_{i,e0} - \mu_{i,e0}\, l_{Ae,i}\, \nabla n_e/n_e$. Эта модификация затронула не только уравнение переноса ионов и электронов. В результате решение по теории возмущений уравнения Громека-Ламба для переноса средней скорости электронов и ионов, получена в явном виде модификация их подвижностей (см. (1)).

# МОДИФИКАЦИЯ КОМПОНЕНТОВ ПОКРЫВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМОЙ

Абдуллин И.Ш., Дегтярев Н.А., Рахматуллина Г.Р.

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*kolia86_09@mail.ru*

В наши дни значительно возросла популярность изделий из натуральной кожи. Повышенный интерес к продукции кожевенных предприятий требует увеличение выпуска качественной кожи. Ассортимент и качество изделий из кожи в значительной степени зависят от качества применяемых материалов.

Поэтому актуальной задачей является модификация материалов применяемых при покрывном крашении, с целью улучшения их физико – механических характеристик, что позволило бы получать кожу с новыми улучшенными эксплуатационными свойствами[1].

Основной целью работы является модификация компонентов покрывных композиций с целью улучшения свойств покрытия за счет воздействия потока неравновесной низкотемпературной плазмы пониженного давления.

В качестве объектов исследования выбраны пленкообразователи и пигментные концентраты немецкой фирмы BASF, такие как Lepton Binder NA, Corial Ultrasoft NT, Astacin Finish PUMN, Astacin Grund UH TF, Rubin EC, Brilliant blau EB, Lipton blak, Kirschrot EG, Rotbrun ER. Исследования проводились на высокочастотной (ВЧ) – плазменной установке пониженного давления. Для определения характера воздействия ВЧ- плазмы пониженного давления на механические свойства пленкообразователей, использовались как стандартные методы исследований. Результаты экспериментов сравнивались и сопоставлялись с известными теоретическими и экспериментальными данными. В работе определялись такие параметры как: толщина готовых пленок, предел прочности и удлинения при растяжении, укрывистость, содержание сухого остатка в пигментных концентратах.

Впервые установлено, что обработка пленкообразователей низкотемпературной плазмой позволяет существенно улучшить их механические свойства, за счет упорядочения и усреднения структуры. А именно, у пленкообразователей в твердом виде, улучшается прочность до 40%, с одновременным увеличением удлинения до 2,5 раз, а обработка пленкообразователей в жидком виде, существенно увеличивает удлинение до 8 раз при увеличении прочности.

В работе также определено, что обработка пигментных концентратов низкотемпературной плазмой снижает их расход до 7 раз для обеспечения полной укрывистости, за счет измельчения (уменьшение гидродинамического радиуса на 18,5%) и более равномерного распределения частиц пигмента в концентрате.

Таким образом, проведенные исследования позволяют утверждать, что модификация компонентов покрывных композиций неравновесной низкотемпературной плазмой позволит существенно улучшить физико-механические и эстетические свойства покрывной композиции в целом, что в свою очередь приведет к повышению эксплуатационных свойств кожи с покрытием.

**Литература.**

[1]. Абдуллин И.Ш. Высокочастотная плазма пониженного давления в производстве натуральной кожи / И.Ш. Абдуллин, И.В. Красина, А.М. Мухаметшин // Сборник статей международной научно - практической конференции студентов и молодых ученых «Новые технологии и материалы в производстве кожи и меха». – Казань. - 2006. - С.100-105.

# О ПРИМЕНИМОСТИ ПРИБЛИЖЕНИЯ LTP ДЛЯ ОПИСАНИЯ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАЮЩЕГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ПАРАХ ЦЕЗИЯ

[*]Бакшт Ф.Г., [*,**]Лапшин В.Ф.

[*]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: baksht@mail.ioffe.ru*

[**]*Петербургский государственный университет путей сообщения, С.-Петербург, Россия, e-mail: lapshin@mail.ioffe.ru*

В настоящей работе рассматривалась возможность использования приближения LTP в рамках двухтемпературной модели ($T_e \neq T_a = T_i$ ) для описания импульсно-периодического разряда (ИПР) высокого давления в цезии [1]. Такой разряд реализуется в керамической трубке с внутренним радиусом $R$ = 2,5 см. При этом, в установившемся режиме, импульс тока амплитудой $I_m$ ~ 50-100 А и продолжительностью $t_p$ ~ 30-50 мкс периодически, с частотой $\nu$ ~ 1 кГц, пропускается через слабоионизованную плазму дежурного разряда, поддерживаемого током $I_0$ ~ 1 А.

Для оценки масштабов нарушения LTP рассчитывались параметры $\delta_k$, учитывающие следующие факторы: выход из плазмы излучения в ярких рекомбинационных 6P и 5D континуумах $\delta_k = n_e n_i < v_e \sigma^{ph}_{rec,\gamma} > / \alpha_\gamma n_e^2 n_i$ ($k$ = 1,2), выход излучения в линиях 6P-6S и 4F-5D $\delta_k = A_{\gamma\gamma'}\theta_{\gamma\gamma'} / n_e < v_e \sigma_{\gamma\gamma'} >$ ($k$ = 3,4) и малость длины рекомбинации (длины установления LTP) по сравнению с характерным масштабом неоднородности плазмы $\delta_5 = \sqrt{D_{ia}\tau_{rec}} / \left(n_i / (\partial\, n_i / \partial\, r)\right)$. Рассчитывался также параметр, характеризующий наличие отклонения от максвелловского распределения электронов по скоростям вследствие неупругих ударов $\delta_6 = n_a < v_e \sigma^{6P}_{ea} > / n_e < v_e \sigma_{ee} >$. Здесь $\sigma^{ph}_{rec,\gamma}(v_e)$ - сечение радиационной рекомбинации, $\alpha_\gamma$ - коэффициент трёхчастичной столкновительной рекомбинации в состояние $\gamma$ ($\gamma$ = 5$D$ для $k$ = 1 и $\gamma$ = 6$P$ для $k$ = 2), $A_{\gamma\gamma'}$ - коэффициент Эйнштейна, $\theta_{\gamma\gamma'}(r)$ - вероятность выхода фотона из плазмы, $\sigma_{\gamma\gamma'}$ - сечение девозбуждения электронным ударом ($\gamma$ = 4$F$, $\gamma'$ = 5$D$ для $k$ = 3 и $\gamma$ =6$P$ , $\gamma'$ = 6$S$ для $k$ = 4), $D_{\mathrm{ia}}$ и $\tau_{rec}$ - коэффициент амбиполярной диффузии $Cs^+$ и время трёхчастичной электрон-ионной рекомбинации, $\sigma^{6P}_{ea}$ - сечение возбуждения 6P состояния электронным ударом, $\sigma_{ee}$ - кулоновское сечение. Символ <...> означает усреднение по максвелловскому распределению для электронов. В расчётах использовались те же значения сечений элементарных процессов, что и в [1].

Результаты вычислений показали, что в рассматриваемом диапазоне параметров приближение LTP справедливо практически во всём объёме плазмы, как в процессе прохождения импульса тока, так и для дежурного разряда в промежутке между импульсами. Отклонения от LTP имеют место только в узкой пристеночной области, толщина которой составляет ~ 0,01$R$ в течение большей части времени прохождения импульса тока. В самом начале импульса (при $t$ / $t_p$ < 0,05) и в дежурном разряде эта толщина составляет ~ 0,05$R$ . Рассмотрение этой неравновесной пристеночной области необходимо заменить постановкой соответствующих граничных условий. Отметим также, что в рамках двухтемпературной модели область применимости приближения LTP существенно шире, чем для однотемпературной модели.

**Литература**

[1]. Baksht F. G. and Lapshin V. F. // J. Phys.D: Appl. Phys., 2008, v.41, 205201.

# НЕРАВНОВЕСНЫЙ ПЕРЕНОС РАСТВОРЕННОГО ВЕЩЕСТВА В СИСТЕМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ЭЛЕКТРОЛИТНЫМ КАТОДОМ

А.В. Хлюстова, А.И. Максимов, Н.А. Сироткин*

*Институт химии растворов РАН, Иваново, Россия, kav@isc-ras.ru*
**Ивановский государственный химико-технологический университет, Иваново, Россия*

Данная работа является продолжением исследований неравновесного переноса компонентов раствора, выступающего в качестве электролитного катода, под действием тлеющего разряда. Кинетику неравновесного переноса изучали гравиметрическим методом. Соотношения перенесенных катионов и анионов – весовым методом. В качестве рабочих электролитов использовались растворы $CaCl_2$ и $BaCl_2$ с концентрацией 0,1 моль/л. Диапазон токов составил 5-70 мА.

Экспериментальные данные показали, что нет четкой зависимости скорости неравновесного испарения от тока разряда (рис. 1). Можно отметить три области: область малых токов (5-20 мА) и область больших токов (50-70 мА), которые характеризуются ростом скорости неравновесного испарения. Отдельно выделяется область средних токов в диапазоне 20-45 мА, в которой наблюдается флуктуация значений скорости массопереноса вблизи средней величины.

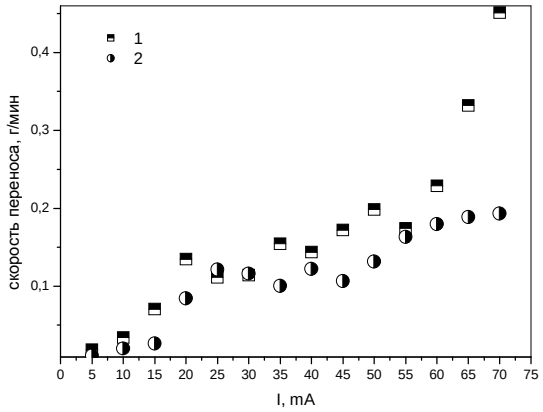



Рис. 1. влияние тока разряда на скорость неравновесного испарения для растворов хлорида кальция (кривая 1) и хлорида бария (кривая 2).

Весовой качественно-количественный анализ показал, что в конденсате появляются катионы растворенной соли, начиная с тока 20 мА для $Ca^{2+}$ и 25-30 мА для $Ba^{2+}$. Появление катиона металлов конденсате сопровождается уменьшением количества перенесенного хлорид-иона.

# ЗАКОНОМЕРНОСТИ В ПОВЕДЕНИИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОНА В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Е.В. Корюкина

*Томский государственный университет, Томск, Россия, e-mail: evk@phys.tsu.ru*

В настоящей работе исследуется влияние переменного циркулярно поляризованного электрического поля на поведение вероятностей переходов для спектральных линий атома аргона, соответствующих переходам между уровнями с квантовыми числами J =1, 2. Аргон широко используется в физике плазмы, поэтому изучение спектра излучения этого атома, находящегося под воздействием электрического поля, представляет интерес как в чисто теоретическом плане, так и с точки зрения практических приложений результатов расчетов.

В случае циркулярно поляризованного электрического поля нестационарное уравнение Шредингера, из которого определяются энергии и волновые функции атома в электрическом поле, сводится к стационарному уравнению, которое решается методом диагонализации матрицы энергии [1]. Волновые функции и энергии атома аргона в электрическом поле, полученные из диагонализации матрицы энергии, используются для расчета вероятностей переходов между штарковскими уровнями. На основании результатов расчетов был выявлен ряд закономерностей в поведении вероятностей переходов при изменении частоты и напряженности электрического поля (во всех случаях рассматривались переходы только на наинизшие в своем классе симметрии энергетические уровни). Оказалось, что поведение вероятностей переходов может быть классифицировано в соответствии с типом перехода.

1) Переходы $J=1\rightarrow J'=2$. Для этих переходов взаимодействие энергетических уровней практически отсутствует, тогда и зависимость вероятностей переходов от силы и частоты электрического поля очень слаба. Некоторые вероятности переходов не зависят ни от частоты, ни от напряженности электрического поля, для остальных вероятностей найдены следующие закономерности:

a. После включения электрического поля вероятности всех переходов резко падают;
b. Переходы $M\rightarrow\pm M'$ и $\pm M\rightarrow M'$ равновероятны для всех частот электрического поля;
c. Максимальные вероятности получены для переходов $M\rightarrow\max|M'|$.

2) Переходы $J=2\rightarrow J'=1$. Взаимодействие энергетических уровней становится заметным, и в поведении вероятностей переходов наблюдаются следующие закономерности:

- После включения электрического поля вероятности всех переходов, за исключением переходов $\max|M|\rightarrow M'$, резко падают;
- Если взаимодействие энергетических уровней слабо, то переходы $\pm M\rightarrow M'$ равновероятны, сильное взаимодействие уровней приводит к неравновероятным переходам;
- Максимальные вероятности получены для переходов $\max|M|\rightarrow M'$.

3) Переходы $J=2\rightarrow J'=2$. Если взаимодействие энергетических уровней слабо, в поведении вероятностей переходов наблюдаются следующие закономерности:

- После включения электрического поля вероятности всех переходов резко падают;
- Равновероятные переходы не найдены ни при каких частотах электрического поля;
- Максимальные вероятности получены для переходов $\pm1\rightarrow0$.

Если взаимодействие энергетических уровней велико, поведение вероятностей переходов непредсказуемо и требует отдельного рассмотрения.

**Литература**

[2]. Koryukina E.V., J. Phys. D: Appl. Phys, 2005, 38, 3296-3303.

# О ГЕНЕРАЦИИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ СОЛИТОНОВ ПРИ БОЛЬШОМ ГРАДИЕНТЕ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ю.В. Медведев

*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, medve@mail.ru*

Распад большого градиента ионной температуры в бесстолкновительной плазме приводит к образованию бесстолкновительной ударной волны, движущейся по области плазмы с низкотемпературными ионами [1]. Структура этой волны зависит от величины перепада ионной температуры. В данном сообщении рассматривается случай, когда волна служит источником, генерирующим последовательность ионно-звуковых солитонов.

Задача ставится как задача о распаде разрыва ионной температуры. В начальный момент времени $t=0$ слева от точки разрыва $x=0$ находится плазма, ионы которой имеют температуру $T_{h0}$, а справа от этой точки – плазма с ионной температурой $T_{c0}<T_{h0}$. Плотности ионов и электронов во всём пространстве одинаковы. Эволюция системы при $t>0$ изучается компьютерным моделированием по методу частиц в ячейках.

Процесс развивается таким образом, что возникает возмущение плотности низкотемпературных ионов, которое движется со сверхзвуковой скоростью в сторону плазмы с ионной температурой $T_{c0}$. При больших начальных перепадах ионной температуры впереди этого возмущения плотности по истечении некоторого времени возникает более быстро движущийся пик плотности. Этот пик уходит вперёд и обособляется от основного возмущения плотности. При детальном рассмотрении оказалось, что пик имеет солитоноподобную форму. Для сравнения его с солитоном был проведен расчёт формы солитона, соответствующего наблюдаемой амплитуде пика плотности, по предложенной в [2] методике. Было установлено, что форма пика с высокой точностью совпадает с формой ионно-звукового солитона данной амплитуды.

Интересно, что здесь солитон возникает не как часть некоторого большого эволюционирующего образования, наподобие бесстолкновительной ударной волны, а как отдельная структура, отрывающаяся от основного возмущения и быстро уходящая от него по невозмущённой области плазмы с низкотемпературными ионами.

За первым солитоном со временем возможно появление второго солитон и следующих солитонов с меньшими амплитудами.

**Литература**

[1]. Medvedev Yu. V. Plasma Phys. Control. Fusion, 1993, V.35, P.1103.
[2]. Медведев Ю. В. Физика плазмы, 2009, Т.35, С.70.

# ОБ ИОННОМ ФРОНТЕ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ В ВАКУУМ ПЛАЗМЕ

Ю.В. Медведев

*Объединённый Институт Высоких Температур РАН, Москва, Россия, medve@mail.ru*

Работы по генерированию ионов высокой энергии из лазерной плазмы стимулировали интерес к процессам, происходящим при расширении плазмы в вакуум. Важная роль при этом отводится явлениям на ионном фронте. В частности, нередко полагается, что основное ускорение ионы приобретают вблизи ионного фронта.

В настоящем докладе образование ионного фронта и сопутствующие процессы изучаются с помощью компьютерного моделирования по методу частиц в ячейках. Существенным моментом при этом является правильный выбор граничных условий на вакуумной границе. Во многих работах на этой границе электрическое поле полагается равным нулю для соблюдения электронейтральности. Однако, с началом процесса возникает нарастающий поток электронов через вакуумную границу, что приводит к увеличению электрического поля на границе. Учёт этого явления обеспечивает полное совпадение решения в области электронного облака с хорошо известным решением [1].

Анализ данных численных экспериментов показал, что можно достаточно точно разграничить области квазинейтральности и неквазинейтральности. В последней области электрическое поле имеет пикообразный вид. Значение поля в максимуме в два раза превышает его значение в области квазинейтральности. Несмотря на это, ускорение ионов во всей области неквазинейтральности, то-есть в области нарастающего электрического поля, оказывается намного меньшим, чем то ускорение, которое приобретает ион в постоянном поле волны разрежения в области квазинейтральности.

Размер области неквазинейтральности растёт линейно со временем, причём сама эта область движется в сторону вакуума со скоростью, превышающей максимальную скорость ионов на границе области квазинейтральности на величину, равную скорости звука. Движение ионного фронта, а также движение всей области неквазинейтральности может быть описано довольно простыми зависимостями.

При исследовании явлений вблизи ионного фронта, как правило, не учитывается влияние начальной ионной температуры. В данной работе показано, что в плазме с конечной температурой ионов само понятие ионного фронта видоизменяется, а скорость его движения возрастает с ростом этой температуры.

**Литература**

[1]. Crow J. E., Auer P. L., Allen J. E. J. Plasma Physics, 1975, V.14, Part 1, P.65.

# ПЕРЕНОС ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ ПРОТЕКАЮЩЕГО ТОКА

Г.Н. Грачёв, А.Э. Медведев

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: spectr_m@mail.ru*

В настоящее время под переносом понимают движение компонент плазмы, каждая из которых описывается кинетическим уравнением. Система кинетических и уравнений электродинамики позволяет получить самосогласованное решение. Такое рассмотрение возможно при доминирующей роли тепловой энергии частиц. Наши оценки показывают, что в квазинейтральной части тлеющего разряда, при давлении более 1 Торр молекулярных газов или 10 Торр атомарных, энергия взаимодействия частиц преобладает над тепловой энергией электронов. В таких случаях остаётся справедливым гидродинамическое приближение [1]. Однако, условие равенства нулю плотности пространственного заряда $\left(\rho = n_i - n_e\right)$ исключает возможность согласованного описания электрических полей и движения компонент плазмы.

В нашей работе показываем, что для представления плазмы взаимодействующей с электрическим полем сплошной средой достаточно принять условие для материального электрического тока: $\mathbf{div}\mathbf{j} \ll \partial n_e/\partial t$. При этом плазма остаётся квазинейтральной в том смысле, что плотность пространственного заряда хотя и малая $\left(\rho/n_e \ll 1\right)$, но не равная нулю величина, определяющая распределение поля, которое согласно принятому выше условию для электрического тока является квазистационарным. Тогда, в отсутствии каких-либо дополнительных предположений о соотношении подвижностей, температур или концентраций компонент, для ионов и для электронов получаем одно и то же уравнение: $\partial n_i/\partial t = \partial n_e/\partial t = \dot{n} = \mathbf{div}\left(\mu_a \mathbf{Fn}\right)$. Что позволяет понимать под переносом движение плазмы, как сплошной среды плотности $n$ с подвижностью $\mu_a = \mu_i \mu_e/\left(\mu_e + \mu_i\right)$, в результате действия на элементарный объём силы $\mathbf{Fn} = -\mathbf{grad}\left(\mathrm{N}_T + \mathrm{N}_\rho - \mathrm{N}_e\right) - \mu_i/\mu_e \,\mathbf{grad}\,\mathrm{N}_i$, определяемой плотностями: $\mathrm{N}_T = T_e n_e + T_i n_i$ - тепловой энергии, $\mathrm{N}_\rho = \rho\varphi$ - энергии электрического поля плазмы, наконец, $\mathrm{N}_i = n_i\left(T_i + \varphi\right)$, $\mathrm{N}_e = n_e\left(T_e - \varphi\right)$ - энергий ионов и электронов. Последние две энергии так же входят в выражение для приведённой к элементарному заряду плотности электрического тока: $\mathbf{j} = \mu_e \,\mathbf{grad}\,\mathrm{N}_e - \mu_i \,\mathbf{grad}\,\mathrm{N}_i$.

Для различных условий получены выражения для переноса плазмы с протекающим в ней электрическим током. В пределе, когда присутствуют токи, определяемые только тепловой энергией плазмы, полученные нами критерии квазинейтральности и идеальности, переходят в известный $\left(r_D/L\right)^2 \ll 1$. Тогда, если считать $n_e = n_i = n$ и температуру компонент постоянной, то движение плазмы будет описываться так же известным выражением: $\dot{n} = -\mathbf{div}\, D_a \,\mathbf{grad}\, n$, с коэффициентом амбиполярной диффузии $D_a = \left(\mu_i D_e + \mu_e D_i\right)/\left(\mu_e + \mu_i\right)$.

На основе уравнения переноса плазмы рассмотрены модели протяжённых частей газового разряда, где в экспериментах наблюдаются низкие для ионизации поля [2], [3], позволяющие говорить о поддержании плазмы в объёме за счёт выноса из приэлектродных слоёв.

**Литература**

[1]. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. 1963, В.1, 183.
[2]. Иванченко А.И., Медведев А.Э. ПМТФ, 1991, №1, 12.
[3]. Баркалов А.Д., Самохин А.А. Препринт ИАЭ, 1985, №4147/6.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОБОЯ РАЗРЯДОВ С ВОДНЫМИ КАТОДАМИ

А.Н. Иванов, В.В. Рыбкин, Д.А. Шутов

*Ивановский государственный химико-технологический университет, г. Иваново, Россия, e-mail: shutov@isuct.ru*

Приведены результаты экспериментального исследования напряжений зажигания разряда постоянного тока, который возбуждали в воздухе при атмосферном давлении между жидким катодом (дистиллированная вода) и металлическим анодом (медь) в диапазоне $pd$=$10^3$-$10^5$ Па·см. Интерес к подобного рода исследованию вызван двумя причинами: 1-несмотря на наличие информации об электрофизических параметрах разрядов с жидкими катодами, горящих в установившемся режиме, сам момент зажигания обходится в литературе стороной; 2 - в предположении, что пробой носит таунсендовский характер, предоставляется возможность оценить величину коэффициента вторичной электронной эмиссии $\gamma$ из катода, а не из парогазового слоя над его поверхностью.

Поджиг разряда производился непосредственно пробоем разрядного промежутка. Параллельно электродам через делитель напряжения подключался регистратор (самописец), включенный в режиме вольтметра. При этом напряжению зажигания разряда соответствовал максимум на временной зависимости напряжения при плавном его увеличении во времени. Напряжение зажигание определялось не менее пяти раз для каждого набора условий и рассчитывался доверительный интервал с вероятностью 0,95. Одновременно велась видеофиксация (60 кадров/с) процесса зажигания. Установлено, что рост давления при фиксированном межэлектродном расстоянии приводит к монотонному увеличению напряжения зажигания разряда. На рис. 1 приведена зависимость $U_{пр.}=f(pd)$. Данная зависимость удовлетворительно описывается классическим уравнением $U_{пр.} = \mathrm{B}(\mathrm{p}\cdot\mathrm{d})/\ln[(A(\mathrm{p}\cdot\mathrm{d})/C]$, где $C = \ln(1+1/\gamma)$, $A$ и $B$ – коэффициенты в эмпирическом выражении для первого таунсендовского коэффициента ионизации [1]. В качестве подгоночных параметров задавали $B$ и отношение $A/C$. Задаваясь фиксированным соотношением $B/A$=23.3 [2], можно получить значение коэффициента $\gamma$, который имеет величину ~$10^{-24}$, что существенно ниже значений $\gamma$, полученных по известным значениям катодного падения потенциала для случая стационарного режима горения разряда (~$10^{-4}$) [2]. Покадровое изучение записей процесса зажигания показало, что моменту пробоя и зажиганию тлеющего разряда предшествует возникновение слабосветящейся, малозаметной невооруженным глазом, области у анода. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к усилению и линейному разрастанию области свечения. Не исключено, что зажигание тлеющего разряда с жидким катодом происходит в две стадии: 1-возникновение коронного разряда и разрастание катодонаправленного стримера(ов); 2-переход стриммеров в тлеющий разряд по непонятному до конца механизму.

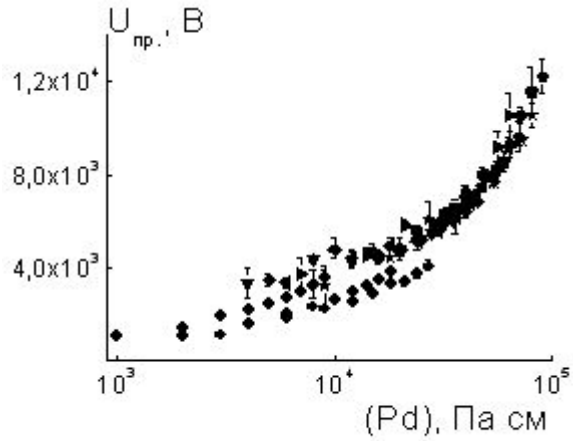



**Рис. 1.** Кривая зажигания разряда

Работа выполнена при поддержке грантов президента РФ (проект МК-2918.2009.2) и РФФИ (проект № 07-02-00578а).

**Литература.**

[1]. Райзер Ю.П., Физика газового разряда, ИД Интеллект, 2009, 736 с.
[2]. Titov V.A. *et. al.*, Higt temperature Material Processes, 2007, V. 11, PP. 515-525

# ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ С ЖИДКИМ ВОДНЫМ КАТОДОМ

С.Н. Голубев, А.Н. Иванов, Д.А. Шутов

*Ивановский государственный химико-технологический университет, г. Иваново, Россия, e-mail: shutov@isuct.ru*

Приведены результаты экспериментального исследования физических характеристик разряда постоянного ($I_p$=20 – 100 мА), который возбуждали в воздухе в диапазоне давлений $P$=0.1 – 1 атм. между жидким катодом (дистиллированная вода) и металлическим анодом.

Установлено, что суммарная мощность, вкладывая в систему, растет с ростом давления и тока разряда. В обоих случаях зависимость мощности от параметра близка к линейной.

Плотность тока разряда, рассчитанная по известным значениям тока и площади катодного пятна, растет с ростом давления, меняется в диапазоне от 100 до 700 мА/см$^2$. Размеры излучающей зоны разряда находили по фотографиям. Установлено, что увеличение тока разряда приводит к изменению способа организации разряда на катоде, а именно к превращению (при токах разряда более 60 мА) сплошного катодного пятна в набор областей привязки разряда к катоду.

Методом перемещающегося анода определяли распределение потенциала в разряде, на основе этих данных находили напряженность электрического поля в плазме и катодное падение потенциала $U_c$. Напряженность поля в плазме при фиксированном токе разряда растет с увеличением давления в диапазоне (0,1 – 0,7)×10$^3$ В/см, что превышает среднее значение градиента потенциала в свободно горящих дугах при токах в несколько ампер. Рост тока разряда приводит к слабому уменьшению напряженности поля в плазме. Величина катодного падения потенциала существенно превышает значения, характерные для тлеющих разрядов с металлическими катодами, и тем более, для дуговых разрядов во всем диапазоне исследованных параметров разряда. В диапазоне давлений 0,2-1 атм. катодное падение потенциала меняется слабо и находится в диапазоне 300-550 В. $U_c$ уменьшается с ростом тока разряда и стремится к некоторому постоянному значению. Отметим однако, что при токах разряда выше 80 мА на зависимости катодного падения наблюдается перегиб, и катодное падение потенциала начинает резко уменьшаться. По известным значениям $U_c$ рассчитаны величины вторичной электронной эмиссии $\gamma$. Величина $\gamma$, рассчитанная для случая атмосферного давления, составляет ~5·10$^{-4}$, что хорошо согласуется с литературными данными. Обращает на себя внимание то, что при токах выше 40 мА и в диапазоне давлений 0,4-0,7 атм величина коэффициента вторичной электронной эмиссии достигает значений 10$^{-2}$ – 10$^{-1}$, что, вообще говоря, характерно скорее для металлических катодов.

В спектрах излучения зарегистрированы полосы 1$^+$ и 2$^+$ систем $N_2$, линии атомарного кислорода, полосы γ-системы NO, OH ($A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$) и линии атомарного водорода ($H_\alpha$, $H_\beta$). Увеличение тока разряда свыше 50-60 мА приводит к появлению в спектре излучения линий Cu, что связанно, по-видимому, с эмиссией меди из анода. Заселенности нижних колебательных уровней $N_2(C^3\Pi_u)$ достаточно хорошо описываются распределением Больцмана. Эффективная колебательная температура при атмосферном давлении лежит в диапазоне 5500-6500 К и снижается с уменьшением давления до величины ~3000 К.

Работа выполнена при поддержке грантов президента РФ (проект МК-2918.2009.2) и РФФИ (проект № 07-02-00578а).

# ВЛИЯНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭЦР НАГРЕВ В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Балмашнов А.А., Умнов А.М.

*Российский университет дружбы народов, Москва, abalmashnov@sci.pfu.edu.ru*

Известно, что пульсирующее электрическое поле (**E**) способно влиять на фазу взаимодействия электронов с СВЧ полем и тем самым на эффективность нагрева электронной компоненты плазмы в условиях ЭЦР. Это влияние является наиболее существенным в случае ориентации **E** в направлении перпендикулярном стационарному магнитному полю, т.е. в условиях, которые могут быть практически реализованы в микроволновом источнике рентгеновского излучения CERA-RX [1], состоящем из коаксиального резонатора помещенного в магнитное поле создаваемое системой постоянных кольцеобразных магнитов.

Применительно к этому случаю было проведено численное моделирование методом частиц в ячейке. Предполагалось, что магнитное поле в радиальном направлении меняется по линейному закону и в начальный момент времени электроны однородно распределены в области изменения магнитного поля в 3% относительно резонансного значения для частиц с массой покоя. Пульсирующее электрическое поле включалось случайным образом в диапазоне частоты повторения до 400 МГц. Расчет проводился для значений напряженности СВЧ электрического поля 1 ед. СГС и напряженности пульсирующего поля 5 ед. СГС.

Численное моделирование показало относительно слабое влияние пульсирующего **E** поля на эффективность ЭЦР нагрева в однородном магнитном поле и существенное его влияние на формирование энергетического спектра электронов в неоднородном магнитном поле, когда **E** поле обеспечивает ускорение электронов в направлении нарастающего магнитного поля. В этом случае образуется группа частиц со средней энергией существенно превышающей среднюю энергию электронов в отсутствие пульсаций (рис. 1) и, как следствие этого, происходит трансформация функции распределения по энергиям (рис. 2) всего ансамбля частиц (на рисунках пунктирной и сплошной линиями изображены зависимости в отсутствии **E** поля и его наличии, соответственно).

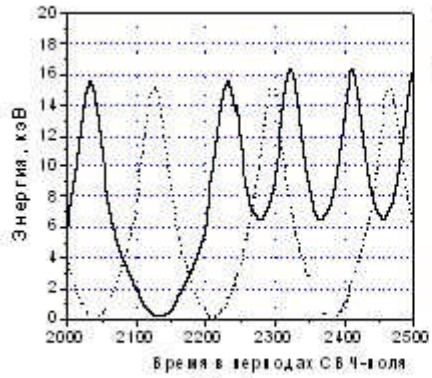


Рис.1

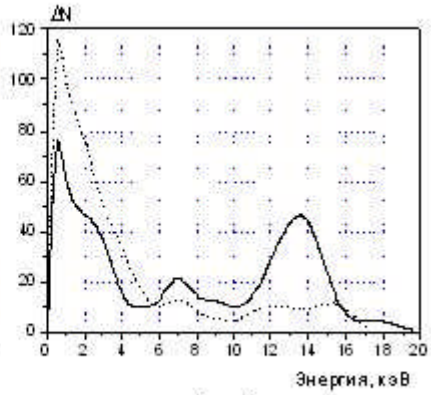


Рис.2

Полученные результаты объясняются тем, что создаются условия для попадание ускоряемых СВЧ полем электронов в область магнитного поля, где частично компенсируется релятивистское изменение массы частиц и обеспечивается их дополнительное ускорение. При этом энергия электронов не падает до начального значения, что характерно для ЭЦР взаимодействия в однородном магнитном поле, а осциллирует в интервале, который определяется скоростью изменения фаз взаимодействия.

**Литература.**

[1]. Андреев В.В., Балмашнов А.А., Калашников А.В., Умнов А.М. Прикладная физика, 2006, №6, С.80.

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ВДОЛЬ СТРУЙНОГО ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО КАТОДА ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Ал.Ф. Гайсин, *Э.Е. Сон

*Казанский государственный технический университет им. А.Н. Туполева, г. Казань, Россия, e-mail: almaz87@mail.ru*

**Московский физико-технический институт (Государственный университет), г. Долгопрудный, Московская обл., Россия, e-mail: edson44@mail.ru*

В последние годы наметились новые перспективные направления применения электрического разряда между электролитическим и твердым электродами в машиностроении и плазмохимии [1-2]. Анализ литературных данных показывает, что пробой вдоль струйного катода при пониженных давлениях практически не изучен. Целью данной работы являлись визуальные и фотографические исследования пробоя вдоль струйного катода при пониженных давлениях. Экспериментальные исследования проводились в вакуумной камере. Разрядная камера, которая состоит из верхней и нижней электролитических ячеек. На дне верхней электролитической ячейки имеется медная трубка, которая служит как для формирования струи электролита, так и для подвода к струе отрицательного потенциала от высоковольтного источника питания (1500 В). Внутри нижней электролитической ячейки расположена медная пластинка (анод). Давление в камере менялось от 7,5 – 76 торр. Понижение давления ниже 50 торр приводит к интенсивному кипению стекающего электролита на поверхности металлического анода и выделению в струе электролита растворимых газов и парообразованию. Ток в струе (раствор NaCl в технической воде) электролита переносился положительными и отрицательными ионами, а в плазме разряда электронами. Методом цифровой фоторегистрации исследовался пробой вдоль струйного катода при пониженных давлениях. Видеосъемка осуществлялась на видеокамеру «SONY» HDR-SR72E. Время экспозиции одного кадра составляет t = 0,04с. На конце струи электролита горит тлеющий разряд (ТР). С течением времени ТР распространяется вдоль струйного катода и занимает одну четверть струи электролита. Как только ТР разряд занимает более половины струи электролита происходит пробой. Начинает гореть дуговой разряд между медной трубкой и анодом. Происходит ступенчатое развитие пробоя. С ростом давления от 7,6 до 76 торр характер развития пробоя меняется. ТР вдоль струи имеет не цилиндрическую, а конусообразную форму. С течением времени конусообразная форма ТР увеличивается и от вершины конуса происходит развитие ТР вдоль струи. Вершина конуса принимает дугообразную форму, а в направлении к медному аноду сужается. Вокруг конуса горит диффузный ТР, а затем происходит пробой. Пробой развивается со стороны трубки, в случае, когда струя отрывается от поверхности анода.

Таким образом, исследовано развитие электрического пробоя вдоль струйного катода. Установлено, что при пониженных давлениях пробой вдоль струи электролита развивается ступенчато. Обнаружена возможность развития пробоя как со стороны струйного катода, так и плоского анода. Развитие электрического пробоя существенно зависит от давления, характера течения, расхода и электропроводности струи.

## Литература

[1]. Гайсин А.Ф., Сон Э.Е., Струйный многоканальный разряд с электролитическими электродами в процессах обработки твердых тел, Казань, КГТУ, 2006, 446.

[2]. Кутепов А.М., Захаров А.Г., Максимов А.И., Вакуумно-плазменное и плазменно-растворное модифицирование полимерных материалов, Москва, 2004, 496.

# СОЛИТОНЫ В ДВУХЖИДКОСТНОЙ МГД С НЕНУЛЕВОЙ ИНЕРЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

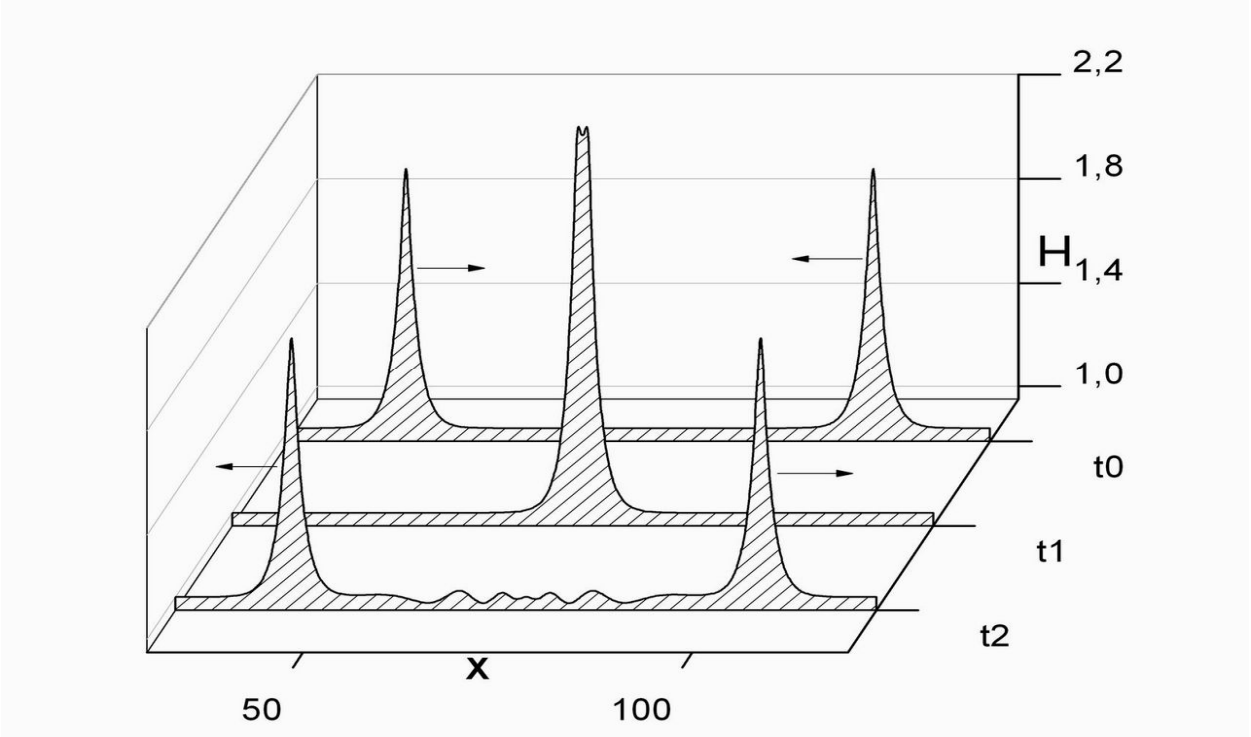
М.Б. Гавриков, В.В. Савельев, А.А. Таюрский

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия,*
*ssvvvv@rambler.ru*

В докладе представлены результаты аналитического и численного исследования динамики уединенных волн на основе двухжидкостной МГД холодной плазмы с последовательным учетом инерции электронов. Рассматриваются нелинейные волны, в которых магнитное и электрическое поле лежат в плоскости перпендикулярной направлению распространения.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho U_x}{\partial x}=0\ ,\quad \frac{\partial \rho U_x}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho U_x^2+\frac{H_z^2}{8\pi}\right)=0$$
$$\frac{1}{c}\frac{\partial H_z}{\partial t}+\frac{\partial E_y}{\partial x}=0,\quad E_y-\frac{c^2 m_i m_e}{4\pi\rho e^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2}=\frac{U_x H_z}{c}-\frac{c m_i m_e}{4\pi\rho e^2}\frac{\partial}{\partial x}\left(U_x\frac{\partial H_z}{\partial x}\right) \qquad (1)$$

Учет ненулевой массы электронов и соответственно нелокального характера закона Ома приводит к дисперсии волн, что особенно существенно для коротковолновых возмущений, когда $\left(ck/\omega_{pe}\right)^2 >> 1$. Главным отличием настоящей работы является использование «точных» уравнений (1), а не того или иного приближенного подхода (модельного уравнения). Фазовая скорость уединенной волны $a$ должна удовлетворять условию $V_A < |a| < 2V_A$ ($V_A = H_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$), при этом ее амплитуда $H_S$ пропорциональна фазовой скорости $H_S = 2(|a|/V_A - 1)H_0$. Численно показано, что уединенные волны действительно являются солитонами, т.е. их взаимодействие подобно взаимодействию сталкивающихся частиц. На рисунке показано (в качестве примера), что происходит при «столкновении» двух волн одинаковой амплитуды движущихся навстречу друг другу

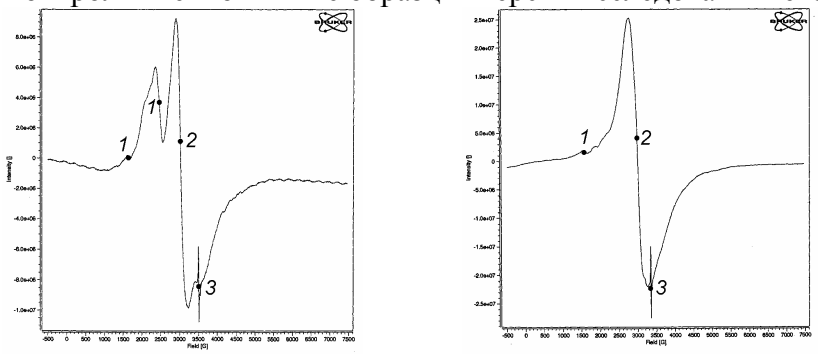


# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЧ ПЛАЗМЕННОЙ МОДИФИКАЦИИ ШЕРСТЯНЫХ НЕТКАНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ЭПР

Л.Р. Джанбекова, Э.Ф. Вознесенский, И.Ш. Абдуллин

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия, e-mail: ganbekova@yandex.ru*

Исследована возможность модификации натуральной шерсти, являющейся основой валяльно-войлочных материалов, в низкотемпературной плазме ВЧ разряда. Для экспериментов использовалась ВЧЕ плазменная установка, описанная в литературе [1]. При выборе режимов плазменной обработки варьировали следующие параметры: частота генерации ($f$) 13,56 МГц, мощность разряда ($W_p$) 1–2,5 кВт, давление в рабочей камере ($P$)10–30 Па, время обработки ($\tau$) 1–15 мин, расход плазмообразующего газа – аргона 0,02–0,04 г/с. Определен режим ВЧ плазменной обработки, при котором достигается повышение гидрофильных свойств волокон на 20% : $W_p$ = 1,5 кВт, $P$ = 13,3 Па, $\tau$ = 5 мин, $G$ = 0,04 г/с. Контрольные и опытные образцы шерсти исследованы методом ЭПР (рис. 1, табл. 1).




а б

Рис. 1. ЭПР спектры образцов шерсти:
а – контрольного; б – опытного

*Таблица 1.* Магнитно-резонансные параметры образцов шерсти

| Образец | Линии слева направо | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1 | | 2 | | 3 | |
| | $g_1$ | $\delta H_1$, Гс | $g_2$ | $\delta H_2$, Гс | $g_3$ | $\delta H_3$, Гс |
| Контрольный | 4,2400 | 110 | 2,3200 | 335 | 2,0070 | 17 |
| Опытный | 4,2400 | 109 | 2,2300 | 498 | 2,0070 | 17 |

Линии 1 и 2 относятся к комплексам кератина с трехвалентным ионом железа $Fe^{3+}$. Во всех трех образцах наблюдается линия 3 с $g_3$ = 2,007 и шириной $\delta H_3$, = 17 Гс. Линия 3 представляет собой сигнал, характерный для серосодержащих аминокислот. Очевидно, линия 3 принадлежит возбужденному состоянию аминокислотных остатков цистина и цистеина, составляющим ≈ 22 % кератина, и обусловлена наличием серосодержащего радикала RŚ, который предположительно возникает в результате разрыва связи S–H.

Двойная линия 1 в контрольном образце войлока свидетельствует о большей анизотропии его парамагнитных свойств в сравнении с опытным, что также подтверждается присутствием насыщенных шумов в ЭПР–спектре контрольного образца. Наличие четко выраженных ЭПР сигналов опытных образцов свидетельствует о понижении анизотропных свойств образцов после ВЧ плазменной модификации. Вероятно, речь идет о более энергетически выгодной конформации молекул в опытном образце.

**Литература**

[1]. Кулевцов Г.Н. [и др.] Повышение эффективности использования сырья, полуфабриката, отходов и вспомогательных материалов кожевенного производства с применением низкотемпературной плазмы. Казань: Изд–во Казан. гос. технол ун–та, 2008.

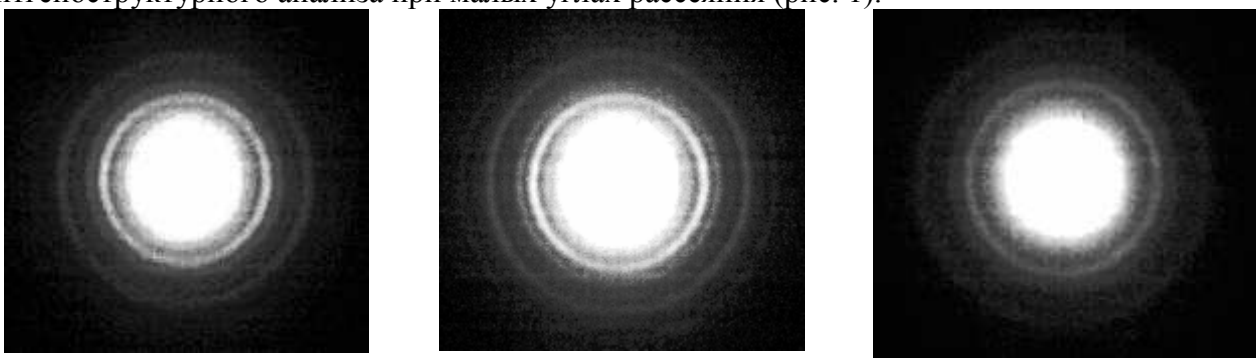
# ВЧ ПЛАЗМЕННАЯ МОДИФИКАЦИИ НАДМОЛЕКУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ НАТУРАЛЬНОГО КОЛЛАГЕНСОДЕРЖАЩЕГО МАТЕРИАЛА

Э.Ф. Вознесенский, Г.Р. Рахматуллина, И.Ш. Абдуллин, И.В. Красина

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия, tkim1@kstu.ru*

Рассмотрен эффект структурных изменений натурального коллагенсодержащего материала при объемной ВЧ плазменной модификации. Обработка осуществлялась в ВЧ емкостном разряде пониженного давления, использовалась плазменная установка, описанная в источнике [1]. Варьировали: частоту генерации ($f$) 13,56 МГц, мощность разряда ($W_p$) 1–2,5 кВт, давление в рабочей камере ($P$)10–30 Па, время обработки ($\tau$) 1–15 мин, расход плазмообразующего газа – аргона 0,02–0,04 г/с.

Степень упорядоченности внутрифибриллярной структуры образцов исследована методом рентгеноструктурного анализа при малых углах рассеяния (рис. 1).



а б в

Рис. 1. Малоугловые дифрактограммы образцов кожи:

а – контрольный образец; б – образец, обработанный в I режиме ($W_p$ = 1,2 кВт, $P$ = 26,6 Па, $\tau$ = 5 мин, $G$ = 0,04 г/с); в – образец, обработанный в II режиме ($W_p$ = 1,8 кВт, $P$ = 26,6 Па, $\tau$ = 5 мин, $G$ = 0,04 г/с)

Из анализа дифрактограмм установлено, что:

- исходный образец обладает невысокой упорядоченностью надмолекулярной структуры (рис. 1а), которая неравномерна по площади образца, мало наглядна картина рефлексов

- ВЧЕ плазменная обработка коллагенсодержащего материала в I режиме приводит к повышению упорядочению структуры (вне зависимости от участка образца), наблюдается наиболее высокая интенсивность рефлексов, большее количество различимых периодов отражения зон упорядоченности образца [2] (рис. 1б).

- у образца после ВЧЕ плазменной обработки во II режиме снижается степень упорядоченности надмолекулярной структуры, приближаясь к состоянию исходного образца, небольшое количество и невысокая четкость рентгеновских рефлексов (рис. 1в); разброс интенсивности рефлексов.

**Литература**

[1]. Кулевцов Г.Н. [и др.] Повышение эффективности использования сырья, полуфабриката, отходов и вспомогательных материалов кожевенного производства с применением низкотемпературной плазмы. Казань: Изд–во Казан. гос. технол ун–та, 2008.

[2]. Китайгородский, А.И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. М: Гос. изд. техн-теорет. литер, 1952.

# СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ВОДОРОДНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ. ЧАСТЬ I: ПРОЦЕССЫ И СЕЧЕНИЯ СТОЛКНОВЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С МОЛЕКУЛАМИ ВОДОРОДА

В.А Шахатов, Ю.А. Лебедев

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва, Российская Федерация, e-mail: shakhatov@ips.ac.ru*

Важным этапом в исследовании физико-химических явлений в водородной низкотемпературной плазмы (НТП) является её диагностика. Особое место в ряду диагностических методов занимает активная (облучение плазмы внешними источниками излучения) и пассивная (эмиссионная спектроскопия) оптическая диагностика. Использование оптических методов и получение достоверной информации о параметрах плазмы требует привлечения математического моделирования для обработки результатов спектральных измерений. Развитие кинетических моделей плазмы совместно с оптическими методами диагностики позволяет создавать экспериментально-расчетные методики для получения информации о плазме, недостижимой этими методами в отдельности.

Достаточно надежное описание экспериментальных результатов дает микроскопический уровень описания кинетических процессов в НТП, основанный на использовании нульмерных столкновительно – излучательных моделей (СИМ) в приближении уровневой кинетики. Развитию СИМ для водородной НТП в различных газовых разрядах посвящено большое количество работ, однако процесс построения полной СИМ еще далек от завершения.

Одной из ключевых задач в развитии СИМ является построение кинетической схемы процессов с соответствующим самосогласованным набором сечений столкновений электронов с молекулами и атомами водорода, позволяющей адекватно моделировать функцию распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), наблюдаемую в эксперименте. Большое количество измеренных и рассчитанных сечений столкновений электронов с молекулами водорода ставит перед исследователями проблему их обоснованного выбора для использования в моделях. В данной работе развивается СИМ, в которой в отличие от существующих кинетических моделей увеличено число учитываемых возбужденных состояний молекулы и атома водорода. Работа включает обзор литературы по данным о сечениях электрон-молекулярных столкновений в водородной НТП. Сформирована база данных по сечениям взаимодействия электронов с молекулами водорода. Описан подход к формированию кинетической схемы с соответствующим самосогласованным набором сечений для электрон-молекулярных столкновений, необходимых для моделирования ФРЭЭ. Выполнено сравнение рассчитанных и измеренных ФРЭЭ для условий тлеющего разряда постоянного тока.

Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-08-00020-а и грант № 08-08-00694-а).

# ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРУ ПОЛИЭТИЛЕНОВЫХ ВОЛОКОН

Сергеева Е.А.

*Казанский государственный технологический университет, г. Казань, Россия,*
*katserg@rambler.ru*

Воздействие низкотемпературной плазмы является одним из наиболее эффективных современных методов модификации полимеров, позволяющих в широких пределах изменять свойства и значительно расширять области использования полимерных материалов. Модификация в плазме широко исследуется и используется для улучшения контактных свойств полимеров, особенно ценных в практическом отношении, например таких, как смачиваемость различными жидкостями и адгезионная прочность. В работе поставлена задача получения прочного соединения между изначально инертным нанокристаллическим многофиламентным высокопрочным высокомодульным полиэтиленовым (ВВПЭ) волокном и полимерной матрицей на межфазных границах при создании композиционных материалов.

Объектом исследования стало ВВПЭ волокно марки Dyneema SK-60, SK-75, поставляемое голландской группой DSM. Волокна состоят из 1000 филаментов, диаметр одного филамента 5-15 мкм. Они представляют собой фибриллы, включающие кристаллиты размером 20-50 нм с выпрямленными цепями и расположенными параллельно им аморфными и складчатыми кристаллическими областями. Волокна характеризуются параллельной ориентацией, превышающей 95%, и высоким уровнем кристалличности – до 98%. С целью выявления влияния плазменной модификации на структуру и свойства ВВПЭ-волокон проведена серия экспериментов с различными режимами плазменной обработки. Параметры плазмы изменялись в диапазоне: мощность разряда – от 0,5 до 1,5 кВт, время обработки до 5 минут, расход плазмообразующего газа (аргона) от 0 до 0,06 г/с, давление от 13 до 133 Па. Для изучения химического состава и строения контрольных и опытных образцов волокна использовали методы ИК – спектроскопии, ТГА и ДСК, электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа.

Установлен режим при обработке в плазме Аргона, когда на поверхности возникают радикалы, которые взаимодействуют с кислородом, в результате чего, согласно данным ИК-спектроскопии, образуются C=O группы, и, по данным электронной микроскопии, поверхность становится более сглаженной, т.е. возникает упрочняющая сетка, что приводит к росту физико-механических характеристик, и активации поверхности. Данные рентгеноструктурного анализа свидетельствуют об отсутствии изменений во внутренней структуре образцов, в том числе в надмолекулярной структуре, об этом же свидетельствуют данные ДСК и ТГА, где пики плавления исходных и обработанных образцов совпадают, а данные пики термодеструкции смещаются в более высокотемпературную область, что также подтверждает образование более термостойких C=O групп.

Таким образом, результаты исследований свидетельствуют о повышении адгезионной способности ВВПЭ волокна, доказывая, что плазменное воздействие позволяет управлять характером взаимодействия на границе раздела волокно-матрица и повышает прочность соединения волокна с полимерной матрицей в 2-3 раза [1].

**Литература**

[1]. Сергеева, Е.А. Влияние высокочастотного разряда пониженного давления на свойства ВВПЭ волокон / Е.А. Сергеева, И.Ш. Абдуллин //Вестник Казанского технологического университета. Казань: изд-во КГТУ. – 2009. №2. - С.84-89.

# ПРОБЛЕМА ПОЛУЧЕНИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ АНТИМАТЕРИИ. КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА ГАЛАКТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА

Прокопьев Е.П.

*ФГУП ГНЦ РФ Институт Теоретической и Экспериментальной Физики им. А.И. Алиханова», ИТЭФ, 117218 Россия, Москва, ул. Б. Черемушкинская, 25,*
epprokopiev@mail.ru

Большой интерес представляет возможность получения интенсивных потоков позитронов (вероятно и других античастиц) при реорганизации физического вакуума в сильных полях (например, в электрическом поле современных сверхмощных лазерных лучей http://www.popmech.ru/part/?articleid=4803&rubricid=3) и в космической плазме Галактического Центра. Вероятно речь может возможно пойти о создании космических солнечных фабрик на Луне или астероидах, и т.д. с использованием преобразованной энергии излучения Солнца в электрическую энергию и использования специальных ловушек в космическом вакууме для получения и хранения позитронов. Сущность метода должна заключаться в получении позитронов посредством преобразованной энергии Солнца на ускорителях или любых других методов потоков быстрых позитронов с последующим их замедлением до температур порядка 0,5 K в некоторой закрытой области космического пространства. Таким образом, могут быть получены значительные количества позитронов. Сбор таких позитронов в магнитных ловушках в условиях космического вакуума мог бы стать довольно эффективным методом накопления антивещества. На современном уровне развития технологий о большом количестве полученного антивещества говорить не приходится. К тому же эти процессы получения антивещества очень дороги. Поэтому вероятно можно говорить только о приблизительно десятках или сотнях нанограмм полученного антивещества. Этого количество антивещества, очевидно, было бы достаточно для создания космических транспортных средств (SV) с размерами в nano- или микронном диапазоне (Positronics Research LLC). Это фантастическое предположение не лишенно смысла в контексте современного развития нанотехнологий в Мире. Все размеры устройств и деталей таких SV не должны превысить размеры диапазонов микрона и нанометра. Положение может измениться, если учесть, что черные дыры как естественного, так, возможно и искусственного происхождения могут стать "фабриками" антивещества (см. http://ipulsar.net/news/1465-sc.html (А.Д.Долгов (ИТЭФ) и другие). Тяготение в окрестностях черной дыры является настолько большим, что это никакие объекты (даже фотоны) не могут покинуть ее. Действительно, тяготение черной дыры действует сильнее на протоны, чем на электроны, поскольку их масса значительно меньше. В результате черная дыра получает положительный электрический заряд. Таким образом, если массы черных дыр являются довольно небольшими, то электрическое поле в области горизонта событий может достигнуть критических значений. "Это проводит к нестабильности вакуума и генерации электронно-позитронных пар. Поскольку позитроны выбрасываются из области электрического поля черной дыры, а электроны захватываются, то черные дыры можно рассматривать как фабрика антивещества, преобразующие протоны в античастицы.

# ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В АЗОТЕ

А.С. Петрусёв

*Институт Проблем Механики РАН, г. Москва, Россия, e-mail: petrusev@ipmnet.ru*

Работа посвящена численному моделированию трёхмерного тлеющего разряда постоянного тока между двумя плоскопараллельными электродами в рамках дрейфово-диффузионной модели [1], [2] с учётом колебательной кинетики азота [3], [4]. Используемая система уравнений сложна для численного решения [1], как из-за сильного различия характерных времён процессов в тлеющем разряде, так и из-за большого числа учитываемых колебательных состояний. По этим причинам важную роль имеет вычислительная эффективность алгоритма. В данной работе для решения использовался многосеточный метод. Для преодоления первого ограничения уравнения неразрывности для заряженных компонентов решались совместно. Следуя, в основном, процедуре преобразования уравнений, описанной в [2], конечно–разностные уравнения представляются в полуявной линеаризованной форме приращений, причём удаётся ослабить численную зависимость потоков заряженных частиц и частоты ионизации от напряжённости электрического поля, что даёт возможность решения уравнения Пуассона отдельно от уравнений неразрывности заряженных частиц. Члены, не содержащие пространственных производных, отвечающие за процессы ионизации, рекомбинации и поляризации учитывались неявно, а содержащие пространственные производные – явно, аналогично обычному многосеточному методу.

При численном моделировании использовались следующие значения параметров: давление $P$=5 Тор, ЭДС источника питания 2 кВ, балластное сопротивление $R_0$=300 кОм, коэффициент вторичной эмиссии катода $\gamma$=0,1, размеры расчётной области 2,5×2,5×2,0 см, расчётная сетка 129×129×257 узлов. Наличие химических источников в уравнениях неразрывности ограничивает возможное укрупнение пространственного шага сетки в многосеточном методе, вызывая неустойчивость счёта при шаге сетки, выше предельного. Поэтому алгоритм использовал только три сеточных уровня, самый крупный соответствовал сетке 33×33×65 узлов. Это вызывало существенное снижение скорости сходимости по сравнению с классическим многосеточным методом для эллиптических уравнений. Тем не менее, сходимость оказалась сравнительно быстрой, стационарное решение достигалось за $(1\div3)\times10^3$ итераций, что близко к скорости сходимости алгоритма [5].

Предлагаема численная модель позволяет предсказать параметры нормального тлеющего разряда и распределение молекул азота по колебательным уровням. Важным преимуществом алгоритма по сравнению с [1], [2], [5] является его применимость для моделирования разрядов сложной формы со сложной конфигурацией электродов.

**Литература**

[1]. Surzhikov S.T., Shang J.S. Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field. Journal of Computational Physics, 2004, V199, P.437.
[2]. Petrusev A.S., Surzhikov S.T., Shang J.S. Chemical Processes in Air Glow Discharge for Aerospace Applications. AIAA-2006-1460. 2006.
[3]. Schulz G.J. Principles of Laser Plasma. chap. II. Excitation of Molecules Vibration States by Electron Impact at Low Energies. New York: Jonn Wily & Sons Inc., 1976.
[4]. Русанов В.Д., Фридман А.А**.** Физика химически активной плазмы М.: Наука, 1984.
[5]. А.С. Петрусёв, С.Т. Суржиков. Эффективный алгоритм для моделирования многомерного тлеющего разряда. Физика плазмы, 2008, Т.34, №3, С. 269-274.

# К ВОПРОСУ ПОСТРОЕНИЯ ЧИСЛЕННОГО МЕТОДА ИМПУЛЬСНОГО ПОДЖИГА ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ ЛАЗЕРНЫМФАКЕЛОМ

В.В. Кузенов

*Институт проблем механики РАН, Москва, Россия, e-mail: kuzenov@ipmnet.ru*

Плазменное образование, которое возникает над поверхностью металлической преграды (или непосредственно в затопленном пространстве) в результате действия лазерного излучения, может быть использовано для импульсного поджига горючей смеси в ГПВРД.

На основе разработанной математической модели численно исследуется процесс инициирования горения в кислородно-водородной смеси лазерным факелом, создаваемым вблизи металлической преграды. Рассматривается взаимодействие лазерного излучения с металлической преградой для длин волн 1.06 и 10.6 мкм, длительностей лазерных импульсов $10^{-8}$-$10^{-6}$ с и плотностей потоков лазерного излучения $q<10^{12}$ Вт/см$^2$. В этом случае воздействие лазера сопровождается возникновением плазмы в парах материала преграды или (и) окружающем газе. Известно, что начальное испарение и образование эрозионной плазмы приводит к созданию сильной излучающей ударной волны в окружающей исходно невозмущенной горючей смеси и к возникновению турбулентности в факеле лазерной плазмы. Мощное излучение, процессы турбулентного перемешивания и нагрев смеси за ударной волной могут инициировать процессы горения в горючей смеси кислорода и водорода.

Математическая модель процессов протекающих в лазерной плазме основана на уравнениях многокомпонентной радиационной газовой динамики с учетом спонтанных электромагнитных полей и турбулентности плазмы. Особенностью данной модели является учет и описание движения контактной границей, разделяющей плазму вещества металлической преграды и окружающего газа. Электромагнитные процессы описываются системой уравнений Максвелла и Ома в плазме с конечной проводимостью. Перенос излучения рассматривается в рамках многогруппового диффузионного приближения.

Численное решение, разработанной в работе нестационарной двумерной радиационно-магнитогазодинамической модели базируется на методе расщепления по физическим процессам и пространственным направлениям. Решение расщепленных уравнений Рейнольдса находится с помощью разработанного в работе варианта нелинейной квазимонотонной компактной дифференциально-разностной схемы повышенного порядка точности, которая в пространственно гладкой части численного решения позволяет достигнуть 6-ой порядок точности. При решении уравнений переноса излучения применен модифицированный попеременно-треугольный метод с использованием трехслойной итерационной схемы, в которой итерационный “временной” шаг находится с помощью метода сопряженных направлений. Уравнения магнитной индукции решались полунеявным методом расщепления по физическим процессам. Процесс горения кислородно-водородной смеси описывается соответствующими уравнения химической кинетики, которые решаются методом Розенброка, позволяющим преодолеть “жесткость” данной системы уравнений.

Конкретные расчеты, проведены для случаев воздействия импульсов лазерного излучения прямоугольной формы с длительностью импульса 10-100 нс. Значение полной энергии лазерного излучения составляло величину 0.1-100 Дж, размер пятна фокусировки ~100 – 500 мкм. В расчетах материал металлической преграды представлял собой Al. Окружающей средой являлась кислородно-водородная смесь.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 09-08-92422-КЭ_а (совместный проект РФФИ – Consortiom E.I.N.S.T.E.I.N. (Италия)), Программы фундаментальных исследований РАН и Целевой программы РНПВШ 2.1.1/4693.

Герасимов И.В., Лубенин Н.А., Бритов Т.А., Савченко О.С. (*Костромской государственный университет им. Н.А. Некрасова, Кострома, Россия*)
Области существования разряда униполярного пробоя газа (УПГ) в координатах частоты импульсов возбуждения разряда, их длительности и давления газа (воздух).

# ВЫПОЛНЕНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЗАРЯДА В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА УНИПОЛЯРНОГО ПРОБОЯ ГАЗА (УПГ)

Герасимов И.В.

*Костромской государственный университет им. Н.А. Некрасова, Кострома, Россия, e-mail:* igor_valerger@kmtn.ru

К объяснению первой стадии развития разряда УПГ – появление свободных зарядов в объеме разреженного газа под поверхностью единственного цилиндрического покрытия-электрода (ПЭ) разрядной трубки привлекаются [1] понятия плотности энергии пространства $W_\Gamma = 0.5\varepsilon_O E_\Gamma^2 = Ap = W_O = \rho_O\,\varphi_O = Ap_O$, потенциала $\varphi_0$ и поля $E_\Gamma = \left(2Ap_O/\varepsilon_O\right)^{0.5} = \left[2\varphi_O\rho_O/\varepsilon_O\right]^{1/2}$, соответствующего этой плотности, а также плотность пространственного заряда $\rho_0$, задаваемая дивергенцией поля $\vec{D}$: $\nabla\vec{D} = \rho_0$. В откачиваемом объеме газа уменьшается и плотность энергии $W_\Gamma$, и плотность пространственного заряда $\rho$, и поле $E_\Gamma$, соответствующее этой плотности. С уменьшением $\rho < \rho_0$ дивергенция поля $\vec{D}$ становится отрицательной $-\nabla\vec{D} = \rho < \rho_0 = 0$. Поскольку теорема Гаусса для поля $\vec{D}$ определяет его зависимость только от свободных, сторонних зарядов, то восстановление их нормальной плотности $\rho_0$ в объеме газа под ПЭ и выполнение условия $\nabla\vec{D} = \rho_0$ может происходить только переносом соответствующего заряда с поверхности ПЭ – из области пространства с положительной дивергенцией, $\nabla\vec{D} = \rho > \rho_0 = 0$.

Энергия импульса, поступающего на ПЭ, $\varepsilon_И = \varphi_И i_И t_И$, трансформируется в энергию двух одинаковых частей – энергию распределения свободного заряда $Q_S$ по поверхности $S_{ПЭ}$ ПЭ и в энергию заряда $Q_V$ в объёме $V_Q$, наведенного [2] **потоком смещения** $\vec{D}\vec{S} = Q_V$ под поверхностью ПЭ: $\varepsilon_И = \varepsilon_S + \varepsilon_V = \int_{S_1}^{S_\sigma}(\partial\sigma_S/\partial t)\varphi_{ПЭ}dS + \int_{V_1}^{V_Q}(\partial\rho/\partial t)\varphi_{ПЭ}dV$. При этом заряд $Q_S$, распределенный с плотностью $\sigma_S$ на единичных ($S_1$) поверхностях части ($S_Q$) общей $S_{ПЭ}$ поверхности ПЭ, равен заряду $Q_V$, наведенному с объемной плотностью $\rho$ в единичных объемах $V_{Q_1}$ под поверхностями $S_1$ ПЭ. Равенство зарядов $Q_V$ и $Q_S$ предполагает их линейное размещение (один под другим) как на цилиндрической поверхности ПЭ ($Q_S$), так и в области свечения газа под ПЭ ($Q_V$). Зависимость распределение переносимых зарядов на поверхности $S_Q$ ПЭ и в объёме газа $V_Q$ под ПЭ от длительности импульса и от координат локализации зарядов на $S_{ПЭ}$, предполагает выполнение закона сохранения заряда в форме $-\left(\partial Q_S/\partial t\right) = \int_{S_1}^{S_\sigma}\left(\partial\sigma_S/\partial t\right)d\vec{S}$ и $-\left(\partial Q_V/\partial t\right) = \int_{V_1}^{V_Q}\left(\partial\rho/\partial t\right)dV$.

**Литература**

[1]. Gerasimov A.I., Gerasimov I.V. // Proc. XXV Int. Symposium on Plasma Chemistry. Orleans. France. 2001. V. **VIII**. PP. 3303-3309.

[2]. Герасимов И.В. Патент РФ N2076381 "Поверхностный и объемный источник зарядов одного знака" (приоритет от 25.03.1991). БИ 1997. N9.С.64.

Герасимов И.В., Лубенин Н.А., Бритов Т.А. (*Костромской государственный университет им. Н.А. Некрасова, Кострома, Россия*)

Обнаружение аномальной скорости распространения разряда униполярного пробоя газа (УПГ) в воздухе в узкой области давления (форвакуум).

# УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ОБЪЕМЕ РАЗРЯДА УНИПОЛЯРНОГО ПРОБОЯ ГАЗА (УПГ)

Герасимов И.В., Лубенин Н.А., Бритов Т.А.

*Костромской государственный университет им. Н.А. Некрасова, Кострома, Россия, e-mail:* igor_valerger@kmtn.ru

Приводятся результаты измерений по обнаружению эффекта длительного удержания ионизованных и возбужденных компонент разреженной воздушной смеси вокруг свободных объемных зарядов отрицательного знака, генерируемых [1÷2] в разряде УПГ под поверхностью единственного внешнего покрытия-электрода (ПЭ) за длительность импульсов высоковольтного потенциала, поступающих на ПЭ (частота следования импульсов и их длительность по основанию $f_И = 2000\ Гц$ и $t_И = 3.5\ мкс$).

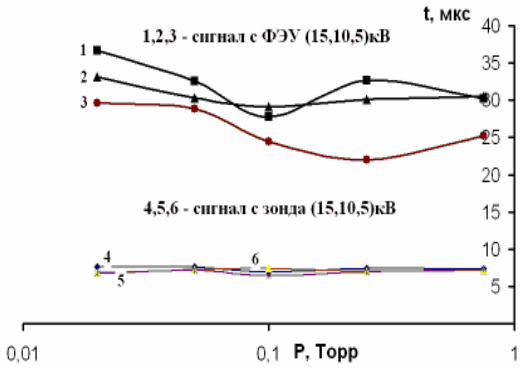



**Рис.1.** (5 см от ПЭ)

Присутствие отрицательного заряда, локализованного на определенное время в объеме разреженного газа трубки, фиксировалось внешними емкостными зондами в виде петли из проволоки или тонкой фольги вокруг внешней поверхности трубки с разрядом. Свечение ионизованных и возбужденных компонент воздуха регистрировалось ФЭУ. Зонды, и ФЭУ размещались на различном удалении от наружного ПЭ [3] . Измерения проводились при следующих изменяемых параметрах возбуждения разряда: давления воздуха в разрядной трубке, амплитуды импульсов высоковольтного потенциала, подаваемого на ПЭ и при различной удаленности ФЭУ и зондов от ПЭ.

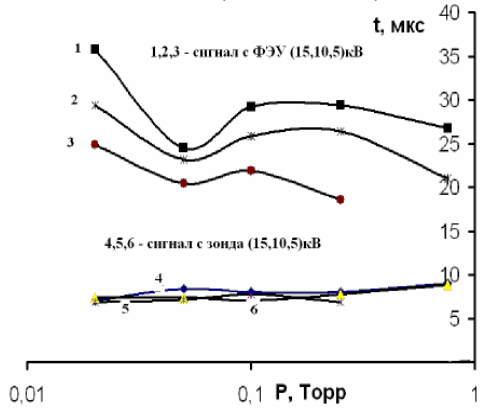



**Рис.2.** (105 см от ПЭ)

Измерения показали, что длительность сигнала с емкостного зонда, размещенного на поверхности трубки и фиксирующего время существования в ее объеме локализованного объемного заряда отрицательного знака при изменении давления в диапазоне от $0.01 \div 1.0\ Торр$ и амплитуды потенциала на ПЭ, практически не изменяется, рис.2.

Время существования ионизованных и возбужденных молекул и атомов в объеме газа – длительность импульсов, фиксируемых ФЭУ после прохождения объемного отрицательного заряда, уменьшается с ростом давления, с уменьшением амплитуды импульсного потенциала на ПЭ и удалении плазменных образований от ПЭ.

## Литература

[1]. Герасимов И.В. //Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 1240–1247

[2]. Gerasimov A.I., Gerasimov I.V. // Proc. XXV Int. Symposium on Plasma Chemistry. Orleans.France. 2001. V. **VIII**. PP. 3303-3309.

[3]. Gerasimov A.I.,Gerasimov I.V. // Proc. XXIV Int. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Warsaw, Poland, July 11-16, 1999. **V. I**. PP. 25-26.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФУНКЦИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА В СМЕСИ Cs-Xe

М.С. Гитлин, Д.Е. Ладзина*, Ю.А. Лебедев*, А.И. Цветков, И.Л. Эпштейн*

*Институт прикладной физики РАН*
**Институт нефтехимического синтеза РАН*

В ИПФ РАН был предложен и активно разрабатывается чувствительный метод визуализации в реальном времени пространственного распределения интенсивности электромагнитных волн миллиметрового диапазона, который использует оптический континуум, излучаемый плоским положительным столбом (ПС) разряда в смеси паров цезия с ксеноном (Cs-Xe разряд) [1]. Принцип действия данного метода визуализации основан на эффекте увеличения яркости в видимом диапазоне e-Xe тормозного континуума, излучаемого ПС Cs-Xe разряда, при нагреве электронов под действием падающего на плазму СВЧ излучения [2]. В работе представлены результаты численного моделирование процесса нагрева электронов в плазме положительного столба Cs-Xe разряда постоянного тока при воздействии СВЧ излучения. Построена полуэмпирическая модель для расчета функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в плазме ПС Cs-Xe разряда при среднем давлении газа. Расчеты проводились с использованием уравнения Больцмана для изотропной части ФРЭЭ в двухчленном приближении с учетом упругих, неупругих и электрон-электронных столкновений [3]. В диапазоне концентраций электронов и парциальных давлений компонентов газовой смеси, характерных для пространственно однородного ПС Cs-Xe разряда, проведены расчеты зависимостей ФРЭЭ, эффективной температуры электронов, величины упругих и неупругих потерь энергии электронов от напряженности продольного электрического поля в ПС и интенсивности падающего на плазму СВЧ излучения. Показано, что при энергиях электронов менее 3,0 эВ ФРЭЭ в ПС близка к максвелловской, при больших значениях энергии электронов наблюдается отклонение ФРЭЭ от максвелловской. При энергиях электронов меньших 6.0 эВ ФРЭЭ может быть приближенно описана двухтемпературным распределением с различными температурами в области медленных (с энергией до 3,0 эВ) и более быстрых (с энергией от 3,0 эВ до 6.0 эВ) электронов. В отсутствии воздействия СВЧ излучения эффективная температура электронов в ПС возрастает от 0,4 до 0,5 эВ при увеличении напряженности продольного электрического поля в ПС от 1 до 1,5 В/см, что хорошо согласуются с результатами измерений. Воздействие СВЧ излучения восьмимиллиметрового диапазона длин волн интенсивностью менее 3 Вт/см$^2$ на пространственно однородный ПС приводит к увеличению температуры электронов приблизительно пропорциональному интенсивности СВЧ излучения. При интенсивности СВЧ излучения 1 Вт/см$^2$ рост температуры электронов в ПС составляет приблизительно 0,15 эВ. Воздействие СВЧ излучения уменьшает отклонение ФРЭЭ от максвелловской. В однородном ПС основным каналом потерь энергии электронами являются упругие столкновения с атомами ксенона. Неупругие потери энергии электронами при столкновениях с атомами цезия составляют несколько десятков процентов от полного энерговклада в плазму.

Работа была частично поддержана РФФИ (грант № 09-08-00728-а).

**Литература**

[1]. И. Э. Абубакиров, М. С. Гитлин, В. В. Зеленогорский. Известия ВУЗов, Радиофизика, 2003, Т. XLVI, № 8-9, 805.
[2]. М. С. Гитлин, А. Г. Спиваков. Письма в ЖТФ, 2007, Т. 33, в. 5, стр. 46.
[3]. E. V. Karoulina, Yu .A. Lebedev. J. Phys.D: Appl. Phys. 1992, V.25, 401.

# ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ТОЛСТЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ ПРОВОЛОЧЕК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МЕГААМПЕРНОГО ТОКА

С.Ф. Гаранин, С.Д. Кузнецов, W.L. Atchison[*], R.E. Reinovsky[*], T.J. Awe[**], B.S. Bauer[**], S. Fuelling[**], I.R. Lindemuth[**], R.E. Siemon[**]

*ВНИИЭФ, Саров, Россия, e-mail: sfgar@vniief.ru*
[*]*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA*
[**]*University of Nevada, Reno, Reno, USA*

Недавно на установке Zebra в университете Невада, Рино был проведен ряд экспериментов по нагружению толстых проволочек (с диаметрами от 0.5 мм до 2 мм) током около 1 МА. Цель экспериментов состояла в исследовании образования плазмы на поверхности проводника при воздействии мегагауссных магнитных полей. В экспериментах с помощью теневых лазерных изображений, фотодетекторов и спектроскопии далекого ультрафиолета была получена информация о радиальном расширении проволочек и светимости плазмы. В настоящей работе производилось численное моделирование проведенных экспериментов. В предварительном согласии с экспериментом плазма с температурами, превышающими 3 эВ , образуется в расчетах с проволочками, диаметром 1.6 мм и меньше. Для проволочек диаметром 2 мм, хотя плазма в расчетах образуется, однако ее оптическая толщина оказывается существенно меньшей, чем в расчетах с проволочками меньшего диаметра, и потоки излучения оказываются гораздо меньшими, что может объяснять результаты эксперимента, где излучение 2 мм проволочек было очень слабым. Полученные в численном моделировании зависимости радиуса проволочки от времени находятся в неплохом согласии с экспериментальными результатами, полученными с помощью лазерных диагностик и световых изображений. Хорошее согласие имеется также между показаниями фотодиодов и зависимостью регистрируемого излучения от времени, получаемого в расчетах.

Эта работа основана на результатах исследований, проведенных по контракту LANS/ВНИИЭФ #37713-000-02-35, Task Order 037.

# СКОРОСТНАЯ АСИМПТОТИКА УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ СТРИМЕРА И ЛИДЕРА

А.В. Шелоболин

*ФИАН, Москва, РФ, shell@sci.lebedev.ru*

В [1] удалось получить аналитическое выражение для уравнения движения головки стримера и лидера. При этом волна электрического пробоя газов давления порядка атмосферного (ЭПГ) рассматривалась как частица, для которой справедлив второй закон Ньютона. Подобная модель рассматривалась ранее, например в [2], однако довести результат до аналитического решения в [2] не удалось. Успешное преодоление этого препятствия в [1] связано с тем, что в [1] предполагалась двусторонняя асимптотика скорости волны ЭПГ, $v$, то есть предполагалось, что $v_1 < v < v_2$, а исходное уравнение имело вид

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = qE = \frac{q_0 E}{w^2}(v - v_1)(v_2 - v) - \beta v = \frac{q_0 E}{w^2}(v - v_{11})(v_{21} - v) \qquad (1)$$

где $q_0$, $w$ – модельные константы, имеющие размерность заряда и скорости, $E$ – напряженность поля бегущей волны, $m$ – масса стримера, $\beta$ – коэффициент вязкого трения.

Выражение (1) допускает сворачивание правой части и последующее аналитическое интегрирование, если диссипация энергии описывается любым членом квадратного многочлена или полностью таким многочленом, что делает (1) достаточно универсальным при описании динамики волн ЭПГ. Однако введенная скоростная асимптотика может показаться недостаточно обоснованной экспериментально. В [1] было показано, что на этапе разгона стримера после распада лавины и до включения дополнительного механизма ионизации среды перед фронтом волны ЭПГ предложенная асимптотика действует, то есть оправдывается данными эксперимента [3]. Ниже показывается, что и в режиме торможения, то есть после среза внешнего напряжения эта асимптотика действует тоже.

По данным эксперимента [4] временная структура излучения стримера после среза внешнего напряжения присуща тормозному, а не релаксационному излучению, так как имеет форму пика, симметричного относительно наступления момента максимума. Это означает, что и в режиме торможения стримера уравнение движения можно рассматривать в форме (1), заменив лишь знак перед первым членом в правой части. При этом графически зависимость v(t) будет иметь вид «ступеньки» с асимптотическим приближением к граничным значениям на краях интервала.

**Литература**

[1]. Shelobolin A.V. J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V.40, p. 6669.
[2]. Dowds B.J.P., Barrett R.K., Diver D.A. Phys. Rev. E. 2003. V.68, p.026412.
[3]. Strizke P., Sander I., Raether H. J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V.10, p.2285.
[4]. Руденко Н.С., Сметанин В.И. ЖТФ. 1974, Т.44, вып.12, стр. 2602.

# КВАНТОВО-ДИНАМИЧЕСКАЯ ОСОБЕННОСТЬ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА НА АТОМЕ: ОБЪЯСНЕНИЕ ПРИЧИНЫ ЭФФЕКТА РАМЗАУЭРА И ЯВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЗАЦИИ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ПОД ВНЕШНИМ ДАВЛЕНИЕМ

Бориев И.А.

*Филиал Института Энергетических Проблем Химической Физики РАН,*
*г. Черноголовка, Российская Федерация, e-mail: boriev@binep.ac.ru*

Упругое рассеяние электрона на атоме может сопровождаться захватом электрона на слабосвязанное короткоживущее (виртуальное) состояние. Этим объясняются, к примеру, узкие пики (резонансы) в дифференциальных спектрах рассеяния электронов на атомах H, He, Ne, Ar, Kr и Xe (при энергии электрона, резонансной возбуждению атома) [1].

Как отмечено ранее [2], оценка радиуса подобных состояний из данных по эффекту Рамзауэра для Xe дает $r_o \approx 4$Å, что существенно больше радиуса электронного остова атома $R_A < 1$Å. Динамика же распада таких слабосвязанных состояний обусловлена действием физического вакуума $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$Дж·с в соответствии со свойствами известной из теоретической механики функции действия S [3], каковой и является постоянная Планка.

В данном сообщении обсуждаемая особенность рассеяния электрона проанализирована на основе сферического потенциала с ямой радиуса $r_o$, окруженной барьером радиуса R. Оценка R следует из сечения рассеяния электронов малой энергии, что для Xe дает $R \approx 6$Å. Ясно, что при таком потенциале наибольшее сечение рассеяния, характеризуемое радиусом R, имеют электроны с малой энергией. При достижении электроном энергии барьера становится возможным его захват ямой радиуса $r_o$ в слабосвязанное состояние, распад которого под действием h приводит к анизотропии упругого рассеяния электрона, т.к. при его некоторой энергии распад состояния идет преимущественно вперед (в направлении начального движения электрона). При еще большей энергии электрона его рассеяние (снова изотропное) будет происходить уже не на барьере радиуса R и не на яме радиуса $r_o$, а на электронном остове атома радиуса $R_A$, что даст значительно меньшее сечение рассеяния электрона.

Как можно показать, из условия равенства действий $S \approx h$ следует, что при $r_o \approx 4$Å распад виртуального состояния электрона вперед должен происходить при его энергии ~0,9 эВ. Это означает сильное уменьшение наблюдаемого сечения рассеяния электронов с такой энергией, что хорошо согласуется с известными данными об эффекте Рамзауэра для Xe.

Кроме того рассматриваемый потенциал рассеяния указывает на то, что в плотной среде атомов при межатомном расстоянии $r < r_o < R$ должно происходить значительное уменьшение сечения рассеяния электронов. Учет этого обстоятельства хорошо объясняет наблюдаемое [4] резкое увеличение в $\sim 10^3$ раз подвижности электронов в Xe при плотности атомов более $1{,}5 \cdot 10^{22}$см$^{-3}$, когда уже $r_o < 4$Å, а также известный резкий рост электропроводности (т.н. металлизацию) инертных газов Xe и Ar при их статическом или динамическом сжатии (без общепринятой связи этого роста с увеличением концентрации электронов проводимости).

## Литература

[1]. Schulz G.J. “Resonances in Electron Impact On Atoms” Rev. Mod. Phys. 1973, V.45, P.378.

[2]. Бориев И.А. «О квантово-динамической особенности упругого рассеяния электронов на атомах вследствие существования механического действия, равного величине постоянной Планка», Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, г. Звенигород, 9-13 февраля 2009г., С.238.

[3]. Ольховский И.И. “Курс теоретической механики для физиков” Изд-во МГУ, М.1978, 575с.

[4]. Huang S.S.-S, Freeman G.R. “Electron mobilities in gaseous, critical, and liquid xenon: Density, electric field, and temperature effects: Quasilocalization”, J. Chem. Phys., 1978, V.68, P.1355.

# АДАПТАЦИЯ УСТАНОВКИ ЭРГ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОБОЯ НА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНАХ

В.А. Богаченков, А.Г. Мозговой, А.В. Огинов, *С.А. Чайковский, К.В. Шпаков

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, oginov@lebedev.ru*
**Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, stas@ovpe.hcei.tsc.ru*

Пробой на убегающих электронах (ПУЭ) в настоящее время рассматривается как один из возможных механизмов [1] инициации искрового канала длинной искры в слабом электрическом поле, более чем на порядок меньшем необходимого для роста плотности электронов в воздухе ($E_i \approx 30$ кВ/см) в соответствии с обычным механизмом электрического пробоя [2]. Для выяснения роли ПУЭ в развитии длинной искры необходима экспериментальная возможность приложения потенциала ~1 МВ на воздушном зазоре ~1 м. Такая установка была создана на основе маслонаполненного экранированного от собственных излучений ГИН ускорителя ЭРГ (ФИАН), проходного масловоздушного изолятора и коаксиально-осевой электродной системы (ИСЭ СО РАН).

Рассмотрены доработки генератора импульсных напряжений ускорителя ЭРГ с учетом возможности повышения выходного напряжения за счет резонансной CLC-перезарядки. Описано моделирование и создание узла проходного изолятора, предназначенного для формирования масло-воздушного интерфейса передачи импульса напряжения с амплитудой до 1,5 МВ от маслонаполненного генератора Аркадьева-Маркса в нагрузку в виде воздушного промежутка до 700 мм длиной.

Приведено описание комплекса созданных электрофизических диагностик для измерения напряжения, тока, магнитных полей с наносекундным разрешением. Рассматриваются особенности измерения видимого, ультрафиолетового и рентгеновского излучений в разряде с временным и пространственным разрешением.

Работа поддержана грантом РФФИ №10-08-01283.

**Литература.**

[1]. A.V. Gurevich, G.M. Milikh, R. Roussel-Dupre. Physics Letters A 260, 1999, p. 269–278.
[2]. Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. Физика молнии и молниезащиты, изд-во Физматлит, 2001.

# АНОМАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ В ПРОСТРАНСТВЕ СКОРОСТЕЙ И ОБОБЩЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ФОККЕР-ПЛАНКА

С.А. Тригер

*Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 г. Москва, ул. Ижорская, д.13/19; e-mail: satron@mail.ru*

Рассмотрена проблема аномальной диффузии в простанстве скоростей. На основе рассмотрения «мастер-уравнения» с обобщенной, вообще говоря неравновесной, вероятностью переходов в импульсном пространстве найдено общее уравнение для эволюции функции распределения. Это уравнение является обобщением уравнения Фоккер-Планка на физические системы, в которых вероятность процессов столкновений частиц с большой передачей импульса не является экспоненциально малой, а имеет степенное поведение [1]. Найден вид эффективных коэффициентов трения и диффузии и определены условия сходимости этих коэффициентов. Полученные результаты позволяют перейти от сугубо модельных уравнений для аномально-диффузионных явлений, базирующихся на уравнении Ланжевена [2,4] и соответсвующем модельном представлении уравнения Фоккер-Планка с диффузионным членом в виде дробой производной, к полному и детальному рассмотрению аномальной диффузии, где трение и диффузия в пространстве скоростей описываются самосогласовагнным образом.

Найдено общее нестационарное решение для однородного в пространстве случая. Решение полученного уравнения показывает, что функция распределения на больших временах может стремиться к стационарному (не обязательно равновесному при «неравновесном» характере вепоятности перехода) пределу, либо оставаться зависящей от времени по определенному закону, диктуемому специфическим видом вероятности переходов. Соотношение Эйнштейна для коэффициентов диффузии и трения выполняется в предельном случае «равновесной» вепоятности перехода. На основе вероятности перехода, соответствующей уравнению Больцмана для модели твердых шариков, с задаваемой внешними условиями функцией распределения по скоростям легких шариков, рассморена эволюция фукции распределения по скоростям для тяжелых шариков и выявлены условия возникновения хвостов в вероятности перехода, как функции переданного импульса. Наличие таких хвостов и определяет неприменимость обычного уравнения Фоккер-Планка и порождает аномальный диффузионный режим.

Обсуждается применение полученного описания к неравновесной плазме. Полученное уравнение применимо для широкого круга процессов в физической химии и биологии.

**Литература**

[1]. S.A. Trigger, Phys. Letters **A 374**, 134 (2009); Anomalous Kinetics in Velocity Space: equations and models, Arxiv 0909.1055 v1, [cond-matt. stat.-mech.], 5 September 2009.
[2]. S. Jespersen, R. Metzler, H.C. Fogedby, Phys. Rev. **E 59**, 2736 (1999)
[3]. A. V. Chechkin, V. Yu. Gonchar, M. Szydlowski, Phys.
[4]. Plasmas, **9**, 78 (2002)
[5]. W. Ebeling and M. Yu. Romanovsky, Contr. Pl. Physics **49**, 479 (2009)

# УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ РЕЛЯТИВИСТСКИ ИНТЕНСИВНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ: ГЕНЕРАЦИЯ ЗЕПТОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Л. Галкин, В.В. Коробкин, М.Ю. Романовский, О.Б. Ширяев

*Институт общей физики РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38*

Рассматриваются динамика электрона в поле релятивистски интенсивного лазерного импульса и излучаемое им в процессе движения электромагнитное поле. Динамика электрона моделируется путем численного решения релятивистского уравнения Ньютона с силой Лоренца, создаваемой распространяющимся в вакууме интенсивным электромагнитным волновым пакетом.

Показано, что излучаемое электроном в процессе движения в поле ультракороткого релятивистски интенсивного лазерного импульса поле представляет собой набор электромагнитных импульсов, длительность которых значительно меньше длительности оптического цикла. Данный эффект укорочения объясняется тем, что на протяжении большей части времени своего взаимодействия с полем высокоинтенсивного лазерного излучения электрон находится в состоянии движения со скоростью, близкой к скорости света, в результате чего поля, излучаемые им, достигают точки наблюдения практически одновременно. В случае, когда длительность лазерного импульса составляет несколько оптических циклов, длительность электромагнитных импульсов, излучаемых электроном, находится в зептосекундном диапазоне.

После рассеяния в результате взаимодействия с лазерным импульсом электрон, изначально находящийся в состоянии покоя, сохраняет кинетическую энергию, сравнимую с энергией его осцилляций в поле лазерного излучения. Величина остаточной энергии электрона определяется его начальным положением относительно оси распространения лазерного импульса. Представлены результаты расчетов энергетических спектров рассеяния электронов релятивистски интенсивными лазерными импульсами и предложен метод диагностики пиковой интенсивности лазерного импульса на основе измерений энергетических спектров электронов при различных мощностях.

# МАГНИТО-ПЛАЗМЕННАЯ АЭРОДИНАМИКА В КОСМИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЯХ МАЛОЙ ТЯГИ

О.В. Батищев, [*]К.Э. Сон, [**]Э.Е. Сон

*Массачусетский технологический институт, Кембридж, США, batish@mit.edu*
*[*]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия, kson@mail.ru*
*[**]Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия, son@ihed.ras.ru*

В настоящей работе объединены усилия ведущих мировых научных центров для создания новых технологий в области космических плазменных двигателей малой тяги. Плазменные ускорители с замкнутым дрейфом электронов находят все более широкое применение на борту современных космических аппаратов. В настоящее время эти двигатели используются для решения задач стабилизации параметров орбиты и ориентации космических аппаратов на различных орбитах. В перспективных программах эти двигатели рассматриваются в качестве основных для решения принципиально новых задач.

Эффективность плазменных устройств, работающих на равновесной плазме определяется переносом массы, заряда и энергии вследствие наличия градиентов концентраций, температуры, электрического и магнитного полей в соответствии с обобщенными законами Фика, Фурье и Ома. Однако многие важные приложения в аэрокосмической отрасли и ядерной энергетике используют сильно неравновесную плазму. При этом перенос частиц, импульса и энергии носит аномальный характер, который существенно отличается от «нормального» или «градиентного» переноса. Этот перенос определяется разреженностью плазмы, возникновением перезамыканий силовых линий, изменению топологии разряда, и, как следствие, возникновением аномального турбулентного переноса.

Экспериментальные данные, которые полученные в лаборатории аэронавтики и астронавтики Массачусетского технологического института подтверждают применимость мини-геликонового плазменного двигателя для космических установок с электрической тягой [1]. Можно отметить наиболее важные результаты исследований:

- компактный дизайн, использование одного магнита с малым поперечным сечением;
- отсутствие пристеночной эрозии;
- непрерывный режим работы при высокой плотности энергии до 4МВт/м$^2$;
- устойчивый разряд с различным топливом - атомный, двухатомный, смесью и воздухом [2];
- плазменная струя хорошо коллимируется с коэффициентом излучения пучка;
- оптимизированная эффективная тяга $\eta_T \approx 20\%$ была достигнута для Ar и $\eta_T \approx 18\%$ for $N_2$ [3].

Работа выполняется при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям в рамках государственного контракта № 02.740.11.5047.

**Литература**

[1]. O.V. Batishchev, N. Sinenian, M. Celik, M. Martinez-Sanchez, "Results from the mini-Helicon Thruster Experiment," *49th Annual APS DPP meeting*, 2007; Bulletin APS, vol. 52, no. 16, p.227.

[2]. J.M. Pucci et al, *Preliminary characterization of a helicon plasma source for space propulsion*, 2006, 42nd AIAA Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA Paper 2006-5255.

[3]. O.V. Batishchev, *Mini-helicon plasma thruster*, IEEE Transactions on Plasma Science, 2009, vol.37, issue 8, pp.1563-1571

# УЛУЧШЕНИЕ ПОТРЕБИТЕЛЬСКИХ СВОЙСТВ МЕХА МЕТОДОМ КИБ

Панкова Е.А., Усенко В.А.

*ГОУ ВПО КГТУ, г. Казань Карла Маркса, 68*

Меховая продукция является популярным и удобным видом одежды. По данным Российского пушно-мехового союза 75 % россиян предпочитают зимой носить меховые изделия. При производстве изделий из меха особое внимание обращается на экологичность и безопасность мехового полуфабриката для здоровья потребителя, так как изделия из меха находятся в постоянном контакте с человеком в процессе эксплуатации [1]. В последнее время особое значение приобретают материалы на основе наноматериалов, которые позволяют придать материалам уникальные по своим показателям водонепроницаемость, грязеотталкивание, теплопроводность, способность проводить электричество и другие свойства.

В этой связи нами предлагается использовать метод ионно-плазменной конденсации, получившего широкое применение в технике, однако, до сего момента не применяемого для металлизации меха. Данный метод относится к сухим, экологически чистым процессам, не требующим использования растворов, щадяще загрязняющим окружающую среду, поэтому исследование применения данного способа в производстве натурального меха является актуальным. Метод конденсации с ионной бомбардировкой (КИБ) основан на электродуговом способе испарения материала. Испарение металла с поверхности катода происходит благодаря высокой концентрации энергии в катодном пятне. Подвижные катодные пятна удерживаются на торце катода электромагнитным полем катушек [2]. Присутствие реагирующего газа в реакционной среде позволяет получать на поверхности соединения наносимого материала. В частности, при использовании кислорода и азота возможно образование нитридов, окислов, оксинитридов.

В ходе экспериментов выявлено, что метод КИБ позволяет нанести на поверхность волоса нанослой металла. Появление проводящего слоя на поверхности волосяного покрова обеспечивает более быстрое стекание зарядов статического электричества и позволяет решить проблемы электризуемости волосяного покрова мехового полуфабриката. Для анализа трибоэлектрических свойств применяли метод электризации трением, измерение диэлектрической проницаемости и поверхностного сопротивления. Результаты сравнивались с показателями волосяного покрова, отделанного по традиционной технологии. Полученные результаты показали, что стекание зарядов статического электрического с металлизированного полуфабриката происходит быстрее, чем с исходного образца, в связи с увеличением электропроводных свойств. Кроме того, необходимо отметить что шкурки обработанные данным способом приобретают устойчивость к биологическим воздействиям, в частности к действию личинок моли.

Таким образом, метод КИБ позволяет расширить ассортимент выпускаемой меховой продукции и улучшить эксплуатационные характеристики меха (прочность увеличивается на 78,2%, относительное удлинение на 5%; диэлектрическая проницаемость снижается на 52%; потенциал поверхности снижается на 35% и сохраняется постоянным во времени независимо от внешних воздействий. Кроме того, уменьшается поверхностное сопротивление на 99,9%; светостойкости окраски увеличивается на 60%)

**Литература**

[1]. Мониторинг мехового рынка России / А.Н. Беседин, Л.А. Цветкова, К.С. Шумакова и др. – М.: Издательство ИКАР, 2001. – 92 с.

[2]. Влияние потока высокочастотной плазмы пониженного давления на формовочную способность текстильных материалов из шерстяных и синтетических волокон / И.Ш. Абдуллин [и др.] – Казань: Изд-во Казан. гос. технол. ун-та, 2008. – 175 с.

# РЕГУЛИРОВАНИЕ СОРБЦИОННЫХ СВОЙСТВ МЕХА

Е.А. Панкова, И.Ш. Абдуллин, М.А. Адакова

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*e-mail: pankovaja@mail.ru*

Сырьем для мехового производства служит кожный покров животных, состоящий из различных белковых веществ (коллаген, кератин), относящихся к гидрофильным высокомолекулярным соединениям, что не обеспечивает необходимой водонепроницаемости и водостойкости готовым меховым полуфабрикатам и изделиям. Гидрофобность кожевой ткани может придаваться при помощи целого ряда действующих веществ: углеводородных масел и восков, силиконов, фторуглеродов, специальных жирующих агентов стеаратов хрома и т.д. [1]. Однако при подобных обработках зачастую достигается почти абсолютная водонепроницаемость и высокая водостойкость, но, наряду с этим, сильно снижается показатель влагопроницаемости (паропроницаемости), являющийся одним из показателей, характеризующих гигиенические свойства изделий. Решить данную проблему позволяет применение ВЧ плазменной модификации меховых полуфабрикатов. Входные параметры плазменной установки изменяли в следующих пределах: давление Р в рабочей камере от 13,3 до 26,6 Па, расход плазмообразующего газа G - от 0,04 до 0,06 г/с, мощность разряда $W_p$ - от 0,4 до 2,2 кВт , время обработки $\tau$ - от 1 до 7 мин. В качестве плазмообразующего газа использовали аргон. Установлено, что обработка мехового полуфабриката в режиме $G_{Ar}$ =0,04 г/с, Р=26,6Па, J=0,8А, U=7,5кВ, $\tau$=7мин. позволяет одновременно изменять значения влагоемкости и поверхностных характеристик. Например, обработка мехового полуфабриката позволяет максимально увеличить гидрофобность поверхности (время впитывания капли увеличивается на 91%), при этом материал приобретает максимально гидрофильные свойства (влагоемкость увеличивается на 18 %). За счет гидрофобной обработки меха можно снизить степень загрязненности изделий, что особенно актуально для дешевого меха и средней стоимости, т.к. предполагается длительная носка изделий. В ряде случаев (например, для подкладочных материалов), поверхности материала необходимо придать повышенные гидрофильные свойства. Как показали исследования, обработка мехового полуфабриката в режиме $G_{Ar}$ =0,04 г/с, Р=26,6Па, J=0,8А, U=5кВ, $\tau$=7мин. позволяет максимально увеличить гидрофильные характеристики как поверхности (время впитывания капли снижается на 57,3%), так внутреннего объема материала (влагоемкость увеличивается на 18 %). Таким образом, результаты исследований позволили сделать вывод, что в зависимости от назначения, свойства поверхности меха можно регулировать от максимально гидрофобных до максимально гидрофильных. При этом одновременно улучшаются гигиенические характеристики материала.

**Литература.**

[1]. Петер Джессор. Отделка водостойких кож // Кожевенно-обувная промышленность. - 2006. - №2.

# ВОЗДЕЙСТВИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ВОЗДУХЕ НА МИКРООРГАНИЗМЫ

В.И. Архипенко, *Т.С. Ермакова, А.А. Кириллов, Е.А. Сафронов, Л.В. Симончик

*ИФ НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e-mail: y.safronau@ifanbel.bas-net.by*
**НИИЭМ, Минск, Беларусь, e-mail: ermakova_riem@mail.ru*

В отраслях медицины, пищевой промышленности, в системах обогрева, вентилирования и кондиционирования помещений есть необходимость в более быстрых, экологичных и менее повреждающих материал технологиях пастеризации, дезинфекции и стерилизации. Весьма привлекательными для этих целей являются плазменные технологии, особенно, если они реализуются при атмосферном давлении, поскольку при этом не требуется вакуумная техника, существенно упрощается эксплуатация плазменных установок, увеличивается производительность газоразрядных устройств и приборов [1].

В данной работе проведены исследования по воздействию на клетки микроорганизмов неравновесной плазмы несамостоятельного тлеющего разряда атмосферного давления в трехэлектродной конфигурации с плазменным катодом [2]. Разрядная камера состояла из двух смежных секций, разделенных пластиной с отверстием 2 мм. В верхней секции зажигался самостоятельный тлеющий разряд, который служил в качестве поддерживающего для разряда в нижней секции.

Исследования показали, что выбор комбинации инертного газа поддерживающего разряда и молекулярного газа несамостоятельного разряда, позволяет получить объемную диффузную плазму, что является оптимальным, поскольку дает возможность проводить исследования по инактивации микроорганизмов в более широком диапазоне параметров плазмы (температура газа, концентрации заряженных и химически активных частиц неравновесной плазмы). В качестве рабочих газов были выбраны гелий для плазменного катода и воздух для основного разряда.

Изучение воздействия плазмы на микроорганизмы проводилось на музейных штаммах *Escherichia coli K-12* и *Bacillus stearothermophilus*. Вегетативные клетки и споры наносились на стеклянные образцы размером 20х20 мм, их плотность составляла $10^5$ - $10^7$ КОЕ/образец. После экспонирования плазмой проводился смыв клеток, нанесение в питательную среду с последующей инкубацией в течение 24 часов при температуре 37°С. Учет результатов проводился методом подсчета колоний.

При исследуемых плотностях микроорганизмов на образце количество жизнеспособных клеток экспоненциально уменьшается со временем экспозиции в плазме, что позволяет ввести время, в течение которого погибает 90 % микроорганизмов (D-время). D-время для спор примерно в 2 раза выше, чем для вегетативных клеток и увеличивается с удалением от оси разряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (грант Ф09-076).

## Литература

[1]. Laroussi M., IEEE Trans. Plasma Sci., 2009, V.37, 714-725
[2]. Arkhipenko V. I., Callegari Th., Safronau Y.A., Simonchik L.V., IEEE Trans. Plasma Sci., 2009, V.37, 1297-1304

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ КАТОДНОГО СЛОЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ В ВОЗДУХЕ

Ю.В. Юргеленас

*Учреждение РАН Институт Общей физики им. А.М. Прохорова, г. Москва, РФ,*
*yyurg@inbox.ru*

Несмотря на успехи в экспериментальном исследовании излучения молекулярных полос азота каналом микроразряда в диэлектрическом барьерном разряде в азотно-кислородных смесях [1, 2], достигнутое пространственное разрешение (~ 0.05 мм) не достаточно для анализа структуры катодного слоя. Поэтому информация о приэлектродных процессах может быть получена только посредством численного эксперимента.

В настоящей работе математическое моделирование используется для исследования формирования квазистационарной структуры катодного слоя в микроразряде в воздухе атмосферного давления после пересечения им разрядного промежутка. Подробное разрешение и использование монотонной разностной схемы позволяют описать область катодного слоя и исследовать влияние вторичных процессов фотоионизации и электронной эмиссии с катода на его структуру.

Для расчета используются модель микроразряда и вычислительные алгоритмы, описанные в работе [3].

**Литература.**

[1]. Kozlov K.V., Wagner H.-E., Brandenburg R., Michel P., J. Phys. D.: Appl. Phys., 2001, 34, 3164–3176

[2]. Brandenburg R., Wagner H.-E., Morozov A.M., Kozlov K.V., J. Phys. D: Appl. Phys., 2005, 38, 1649–1657

[3]. Yurgelenas Yu.V., Wagner H.-E., J. Phys. D: Appl. Phys., 2006, 39, 4031–4043

# САМООРГАНИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ ОБЪЕМНОГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В $SF_6$ И СМЕСЯХ НА ЕГО ОСНОВЕ, НАГРЕВАЕМЫХ ИМПУЛЬСНЫМ $CO_2$-ЛАЗЕРОМ

*Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н.

*Учреждение Российской Академии Наук Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, e-mail: kazan@kapella.gpi.ru*

**Учреждение Российской Академии Наук Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия*

Представлены результаты исследования влияния нагрева газа в разрядном промежутке на структуру объемного самостоятельного разряда (ОСР) в $SF_6$ и смесях на его основе. Ранее [1, 2] нами было показано, что облучение (нагрев) газа импульсным $CO_2$-лазером приводит к формированию в объемном разряде квазипериодических плазменных структур. На рис.1(а,б) приведены характерные фотографии ОСР, иллюстрирующие возникновение периодических плазменных структур в той области разрядного промежутка, где газ был предварительно нагрет лазерным излучением до температуры T=900 и T=1200 К, соответственно. В настоящей работе исследовалось влияние на период плазменных структур таких факторов как: энерговклад в плазму ОСР, длительность разрядного импульса и плотность лазерного излучения, греющего газ. Показано, что пространственный период наблюдаемой структуры уменьшается с увеличением плотности энергии излучения, поглощаемого газом в зоне развития разряда. Возможность появления периодических плазменных структур также сильно зависит от длительности и плотности тока разряда – при длительностях разрядного тока меньших 100 нс, образование периодических плазменных структур в ОСР не регистрировалось. Проанализированы процессы, которые могут приводить к подобной самоорганизации разрядной плазмы и их влияние на устойчивость ОСР.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-00475 и 08-08-00242.

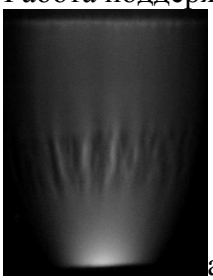
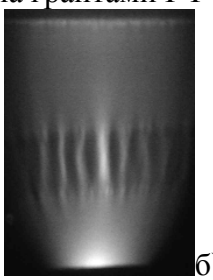

а)

б)

Рис. 1 Фотографии ОСР в смеси $SF_6$:Ne:$C_2H_6$=15:15:3 Torr полученные при предварительном нагреве газа в средней области разрядного промежутка излучением $CO_2$-лазера: а) - T=900К; б) - T=1200К.

**Литература**

[1]. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. Тезисы докладов на XXXV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 11-15 февраля 2009, с. 245.

[2]. . Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. J. Phys. D: Appl. Phys. (2009), vol. 42 p. №21 215205

# О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ОБЪЕМНОГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В СИЛЬНО ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗАХ. ОБЪЕМНЫЙ САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В $SF_6$ И СМЕСЯХ НА ЕГО ОСНОВЕ.

*Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н.

*Учреждение Российской Академии Наук Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, e-mail: kazan@kapella.gpi.ru*

*Учреждение Российской Академии Наук Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Москва, Россия*

Экспериментально и теоретически исследован процесс контракции объемного самостоятельного разряда (ОСР) в рабочих смесях нецепного электрохимического HF лазера (смеси $SF_6$ с $H_2$ или $C_2H_6$). В экспериментах развитие плазменной неустойчивости ОСР в разрядном промежутке провоцировалось нагревом газа с помощью импульсного $CO_2$ лазера [1,2]. Показано, что нагрев газа в объеме разрядного промежутка приводит к росту напряжения горения ОСР и филаментации ОСР в области нагрева, предложена математическая модель данного явления.

На рис. 1 показано, как меняется структура разряда в нагретой области при увеличении температуры газа и происходит контракция ОСР. Экспериментально определены пороги формирования плазменной неустойчивости в области нагрева. Показано, что формирование неустойчивости ОСР в ряде сильно электроотрицательных газах, может быть обусловлено нарушением баланса скоростей образования электронов в процессе отрыва от отрицательных ионов электронным ударом и их гибели в процессе электрон-ионной рекомбинации. Развитие неустойчивости в газе, не подвергнутом предварительному нагреву, может быть объяснено тем же механизмом, но, в данном случае, снижение скорости электрон-ионной рекомбинации уменьшается из-за усиления электрического поля, на вершине прорастающего с катода плазменного канала [2].

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-00475 и 08-08-00242.



**а)** **б)** **в)**

Рис. 1. Фотографии ОСР в смеси $SF_6$:Ne:$C_2H_6$=15:15:3 Torr полученные при температуре газа в области облучения: а) – T=1365K; б) - T=1400K и в) – T=1550K.

**Литература**

[1]. Белевцев А.А., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Фирсов К.Н. Тезисы докладов на XXXV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 11-15 февраля 2009, с. 245.

[2]. . Belevtsev A.A., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G. J. Phys. D: Appl. Phys. (2009), vol. 42 p. №21 215205

# ЛОКАЛЬНЫЕ КОНТУРЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ КАК ИНСТРУМЕНТ ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ

А.А. Белевцев, Т.Ш. Белялетдинов, С.В. Горячев, Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов

*ОИВТ РАН, Москва, Россия, e-mail: 9060427433@mail.ru*

Новейшие исследования трансзвуковых струй плазмы атмосферного давления стимулировали дальнейший прогресс в спектральной диагностике низкотемпературной плазмы при наличии сильной пространственной неоднородности ее компонентов [1].

В случае больших удельных энерговкладов и преобладания радиационного механизма переноса энергии в крыльях сильных спектральных линий весьма существенную роль играет наличие больших и нередко разнонаправленных градиентов концентраций излучающих и поглощающих частиц. В сильноионизованной плазме вследствие интенсивного столкновительного обмена с электронным континуумом устанавливается квазибольцмановское распределение атомов и ионов по связанным состояниям вблизи границы континуума с температурой свободных электронов [2]. Это позволяет, используя известный метод больцмановской экспоненты, восстановить пространственные профили электронной температуры $T_e$ (r) во всем плазменном объеме за исключением сравнительно узких приграничных областей, где выход излучения может заметно влиять на заселенности верхних уровней энергии. Значительно более трудной оказывается задача определения спектроскопическими методами заселенностей низколежащих уровней атомов и ионов и, тем более, их основного состояния. Это обусловлено тем, что даже при высокой степени ионизации выход резонансного излучения за пределы плазменного объема (особенно в случае малых геометрических размеров плазменного объекта) весьма существенно влияет на баланс частиц в этих состояниях и применение обычных ЛТЕ-соотношений приводит к существенным погрешностям. При наличии больших градиентов излучающих и поглощающих частиц ситуация осложняется и тем, что θ-фактор Бибермана теряет смысл вероятности вылета фотона за пределы плазмы и требует для своего нахождения довольно громоздкой математической процедуры [2].

В настоящей работе выполнено экспериментальное определение локальных контуров спектральных линий NI, NII и NIII в пространственно неоднородной сильноионизованной плазме азота атмосферного давления. Это открывает большие возможности для определения параметров такой плазмы и степени ее отклонения от состояния ЛТЕ. Полученные результаты использованы, в частности, для анализа выполнимости закона Больцмана с электронной температурой в качестве характеристической для описания относительных заселенностей основного и группы возбужденных состояний атомов и ионов азота.

**Литература**

[1]. Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф. Спектральные измерения локальных параметров плазмы с использованием ПЗС – матриц.// Оптика и спектроскопия, 2008, т.105, №6, с.819-826.

[2]. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: 1982. 375 С.

# АНАЛИЗ СИЛЫ МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРОТЯЖЕННЫХ ПЛАЗМЕННО-ПЫЛЕВЫХ СТРУКТУРАХ

Ваулина О.С., Лисин Е.А., Гавриков А.В., Петров О.Ф., Фортов В.Е.

*ОИВТ РАН, Москва, Россия, eaLisin@yandex.ru*

Определение силы взаимодействия между пылевыми частицами лабораторной плазме проводилось с помощью нового метода [1], основанного на решении обратной задачи, описывающей движение взаимодействующих частиц системой уравнений Ланжевена, что позволяет также восстанавливать параметры внешних удерживающих сил и коэффициент трения частиц. Метод основан на анализе информации о координатах и смещениях частиц, которая легко фиксируется как в численных, так и в реальных экспериментах, и может применяться как для слабо коррелированных, так и для сильно неидеальны систем, которые состоят двух или более взаимодействующих частиц.

Анализ силы межчастичного взаимодействия проводился для протяженных пылевых облаков (~550 регистрируемых частиц) в приэлектродном слое вч- разряда. Было получено, что восстановленная сила хорошо соответствует кулоновскому взаимодействию частиц ($\varphi(l) \propto l^{-1}$), на расстояниях $l > 2l_p$ , где $l_p$ – среднее расстояние между двумя частицами. Предложено теоретическое обоснование полученных результатов.

Для сравнения параметры взаимодействия были также определены методом [2], основанном на решении приближенных интегральных уравнений, связывающих парный потенциал взаимодействия $\varphi(l)$ и парную корреляционную функцию $g(l)$.

**Литература**

[1]. Vaulina O.S., Lisin E.A., Physics of Plasmas, 2009, 16, 113702

[2]. Vaulina O.S., Petrov O.F., Gavrikov A.V., Fortov V.E., Plasma Physics Reports, 2007, 33, 278

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ С МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Э.А. Манькин*, Д.Р. Хихлуха

*ОИВТ РАН, Москва, Россия, e-mail: D.Hihluha@gmail.com*
**РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В связи с работами по рекомбинации ультрахолодной плазмы возникла необходимость расчетов констант скоростей переходов между ридберговскими состояниями атомов при условии, что энергия налетающего электрона $E$ меньше или сравнима с пороговой энергией возбуждения состояния. Анализируются существующие выражения для сечений и констант скоростей возбуждения и тушения связанных состояний. Все они получены для случая неупругого рассеяния высокоэнергетичных электронов атомом, когда $E$ больше энергии ионизации уровня. Показано, что экстраполяция известных формул в область электронных температур порядка *1K* некорректна. С помощью непосредственного учета малой энергии налетающего электрона были получены новые константы скоростей переходов. Новые формулы сравниваются с известными ранее и существующими экспериментальными данными. Предлагаемый подход позволил записать константы скорости в несколько раз меньшие известных ранее. Кроме того, результаты расчетов в области ультранизких температур показывают, что полученные формулы имеют физически правильной асимптотикой при $E \to 0$, т.к. константа скорости при этом не зависит от энергии налетающего электрона. Для оценки точности проводится расчет рекомбинации ультрахолодной плазмы с использованием полученных констант скоростей процессов. Результаты расчетов находят в удовлетворительном согласии с экспериментом.

# ДВА РЕЖИМА РАЗРЯДА УНИПОЛЯРНОГО ПРОБОЯ ГАЗА

А.К. Сухов, Т.П. Копейкина

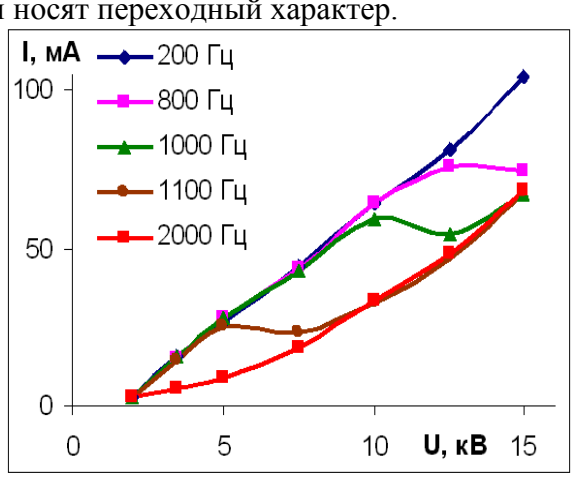
*Костромской госуниверситет, Кострома, Россия, e–mail: suhov_andrei@mail.ru*

Экспериментально установлены два режима существования разряда униполярного пробоя газа [1,2], зависящих от частоты следования прикладываемых высоковольтных импульсов.

При низкой частоте следования импульсов положительной полярности наблюдается сильноточный режим горения разряда униполярного пробоя газа характеризуемый во всем исследуемом диапазоне амплитуды импульсов малыми размерами области свечения разряда, линейной вольтамперной характеристикой с практически постоянным сопротивлением разрядного столба и низкой концентрацией заряженных частиц в плазме разряда.

При большой частоте следования импульсов для положительной полярности и во всем диапазоне частот для импульсов отрицательной полярности наблюдается слаботочный режим горения разряда униполярного пробоя газа, характеризуемый большей длиной и интенсивностью излучения области свечения, нелинейной вольтамперной характеристикой и более высокой концентрацией заряженных частиц в плазме разряда.

Измеренные вольт-амперные характеристики разряда представлены на графике. Для низкой частоты следования импульсов (200 Гц) вольт-амперная характеристика – линейная, для более высокой (2000 Гц) – нелинейная. При промежуточных значениях частоты вольт-амперные характеристики носят переходный характер.




Переход от одной формы разряда к другой для положительной полярности импульсов происходит достаточно резко в узком диапазоне частот. Частота перехода растет с увеличением давления газа и уменьшением амплитуды импульсов. В области перехода наблюдается развитие неустойчивости разряда с частотой порядка 1 Гц, которая проявляется в виде периодического изменения длины разрядного столба и немонотонном распределении интенсивности свечения по его длине. При увеличении и уменьшении частоты следования импульсов обнаружен гистерезис длины разрядного столба.

**Литература.**

[1]. *Герасимов И.В.* Излучательные свойства разряда униполярного пробоя газа // Журнал технической физики. – 1994. – Т. 65. – С. 30–35.

[2]. *Герасимов И.В.* О распространении униполярного безэлектродного пробоя газа // Физика плазмы. – 1988. – Т. 14. – С. 1240–1247.

# ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ФРОНТА ИОНИЗАЦИИ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ

Н.В. Введенский, В.А. Костин

*Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия, e-mail: vk1@appl.sci-nnov.ru*

В докладе представлены результаты исследований генерации терагерцового излучения при распространении фронта ионизации, создаваемого коротким лазерным импульсом в твёрдом теле в присутствии внешнего статического электрического поля. Рассмотрены различные схемы реализации такого ионизационного фронта: (а) приповерхностный оптический пробой диэлектрика; (б) ионизация тонкой пленки, свободной или входящей в состав плоскослоистой диэлектрической структуры.

Были модифицированы разработанные ранее методы и подходы, используемые для исследования преобразования и генерации электромагнитного излучения в газовой плазме [1, 2], для описания трансформации однородного статического электрического поля в электромагнитное излучение при распространении фронта ионизации в твердом теле. На основе точного решения системы уравнений Максвелла и полуклассических уравнений для динамики носителей аналитически (с использованием преобразования Лапласа) и численно рассчитаны зависимости эффективности генерации и спектра, поляризации и диаграммы направленности генерируемого излучения от пространственного распределения концентрации свободных носителей и скорости ионизационного фронта. Определены оптимальные условия для наиболее эффективной генерации терагерцового излучения и указаны новые возможности управления спектром, поляризацией и диаграммой направленности генерируемых электромагнитных импульсов для создания компактных, эффективных и перестраиваемых источников терагерцового излучения на базе фотопроводящих сред.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-97078, 09-02-01490, 09-02-97054) и Совета по грантам Президента РФ (грант № МК-2998.2009.2).

**Литература**

[1]. Kostin V. A., Vvedenskii N. V., “Ionization-induced conversion of ultrashort Bessel beam to THz pulse”. Optics Letters (принята к печати).

[2]. Kostin V. A., Vvedenskii N. V. Czech. J. Phys., 2006, v. 56, p. B587.

# ПОВЫШЕНИЕ КАЧЕСТВА КОЖИ С ПОКРЫТИЕМ ИЗ ШКУР КРС ЗА СЧЕТ ИХ ПЛАЗМЕННОЙ МОДИФИКАЦИИ

Г.З. Гыйлметдинова, И.Ш. Абдуллин, Г.Р. Рахматуллина

*Казанский Государственный Технологический Университет, Казань, Россия,*
*e-mail: ggz84@inbox.ru*

Возрастающая потребность людей в высококачественных изделиях требует от кожевенной промышленности производства кож высокого качества и красивого внешнего вида, а также постоянного расширения и обновления их ассортимента. Успешное решение этой задачи в значительной мере связано с углублением научных исследований, внедрением прогрессивной техники, передовой технологии и эффективных методов контроля производства.

Несмотря на разнообразие применяемых новых химических материалов, вопрос о повышении качества готовой кожевенной продукции с использованием нетрадиционных методов обработки не теряет своей актуальности.

В последнее время плазменные технологии все чаще находят применение в производстве натуральных кож. Неравновесная низкотемпературная плазма обладает рядом преимуществ относительно традиционных технологий. Так как плазменная обработка позволяет не только улучшить комплекс эксплуатационных и физико-механических свойств, но и управлять ими при одновременном повышении качества производственных процессов.

В данной работе исследовано влияние низкотемпературной плазмы (НТП) на свойства кожевенных материалов. В качестве объектов исследования выбран кожа с покрытием из шкур КРС.

Целью работы являлось повышение качества кожи с покрытием за счет плазменного воздействия.

Плазменная обработка проводилась на высокочастотной установке.

Результаты влияния низкотемпературной плазмы на физические и механические свойства кож представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Показатели свойств кожи

| Показатели | Опытный образец | Контрольный образец |
|---|---|---|
| Истинный объем, мл | 1,7 | 2,02 |
| Кажущийся объем, мл | 3,5 | 3,7 |
| Истинная плотность, г/мл | 1,17 | 0,99 |
| Кажущаяся плотность, г/мл | 0,57 | 0,54 |
| Объем пор, мл | 1,8 | 1,68 |
| Пористость, % | 51,4 | 45,4 |
| Гигроскопичность, % | 15,3 | 12,1 |
| Влагоотдача, % | 12 | 12,5 |
| Прочность, Кг/см2 | 302,5 | 257,78 |
| Относительное удлинение, % | 116,8 | 112 |

Как видно из таблицы 1, после плазменной обработки наблюдается увеличение объема пор, пористости, гигроскопичности материала, при этом увеличиваются механические свойства кожи с покрытием из шкур КРС.

# ФОРМИРОВАНИЕ ЗАПЫЛЁННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.И. Копнин, С.И. Попель

*Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия, serg_kopnin@mail.ru*

Когда ионосферная плазма содержит заряженные пылевые частицы, говорят о запылённой ионосферной плазме. В летней полярной мезосфере, понижение температуры до 130 К может приводить к пересыщению паров воды, что влечёт к их конденсации. Наряду с этим частицы могут иметь различные примеси, например щелочноземельных металлов. Рассмотрены процессы формирования пылевых частиц в ионосферной плазме на высотах 80 – 95 км в летней полярной мезосфере и процессы, приводящие к их зарядке. Показано, что на высотах 80 – 95 км могут формироваться частицы с размерами, достигающими нескольких сот нанометров. При описании зарядки пылевых частиц оказывается важным эффект резонансной перезарядки ионов при их взаимодействии с нейтралами, который может приводить к существенному уменьшению тока ионов на заряженную пылевую частицу. Показано, что образование фотоэлектронов в процессе зарядки пылевых частиц может приводить к существенному нагреву электронов в плазме, что, в свою очередь, влияет на интенсивность зарядки пылевых частиц. Таким образом, получены характерные размеры и заряды пылевых частиц в ионосферной плазме с учётом влияния вышеописанных эффектов.

Работа выполнена по проекту «Нано- и микромасштабные частицы в недрах и атмосфере Земли» в рамках программы фундаментальных исследований Отделения наук о Земле РАН № 5 «Наноразмерные частицы в природе и техногенных продуктах: условия нахождения, физические и химические свойства и механизмы образования», С.И.П. выражает благодарность Фонду «Династия» за финансовую поддержку.

# ПАДЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОМ КАТОДЕ ДЛЯ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА ПРИ АТМОСФЕРНОМ И ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

[*]Гайсин Ал.Ф., Гумеров А.З., Насибуллин Р.Т., Саримов Л.Р.

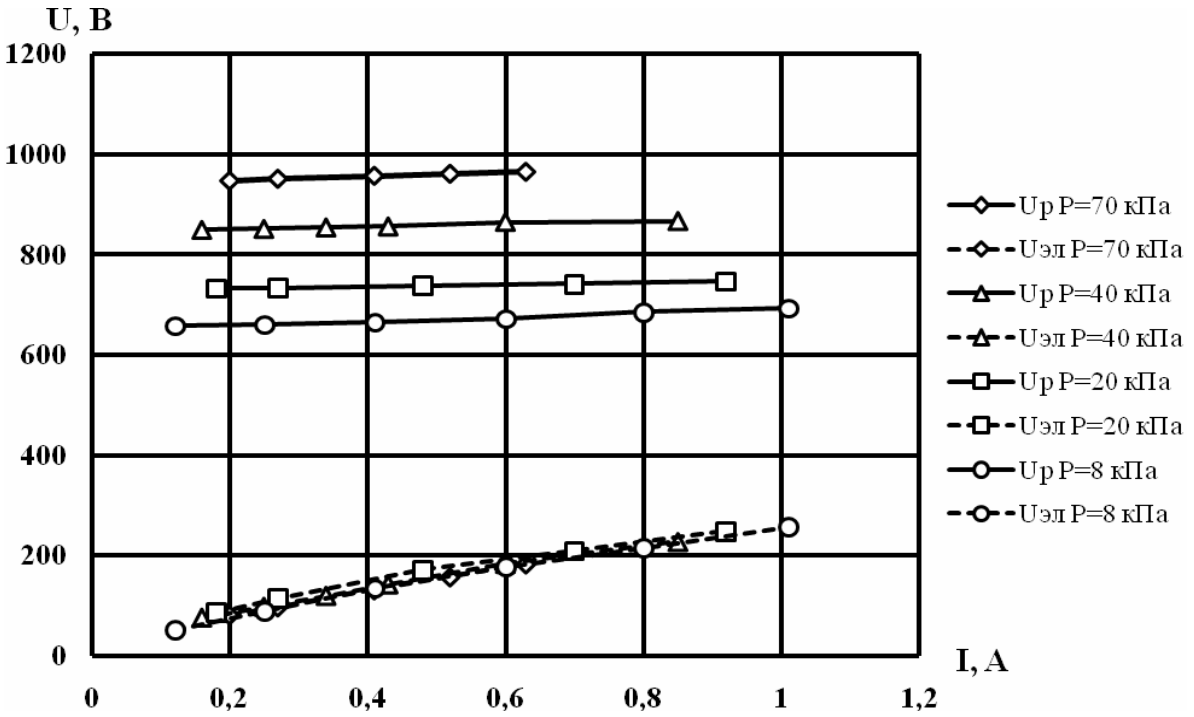
*ИНЭКА, Набережные Челны, Россия*
*[*]КГТУ им. А.Н. Туполева, Казань, Россия*

Многоканальный разряд между металлическим анодом и электролитическим катодом при пониженных давлениях является малоизученным физическим явлением. Одной из важнейших характеристик многоканального разряда является его вольтамперная характеристика – зависимость напряжения разряда от тока разряда. Однако её получение связано с некоторыми трудностями, одним из которых является наличие падения напряжения в электролитическом катоде. Так как разряд и электролитический катод образуют последовательную цепь, то для получения значения напряжения разряда, достаточно вычесть из общего напряжения падение напряжения в электролитическом катоде.

Наиболее простым и часто применяемым методом определения величины падения напряжения в электролитическом катоде является зондовый метод. При этом методе зонд вносится на поверхность электролита и по потенциалу на зонде судят о напряжении в катоде. Для того, чтобы зонд не вносил искажений в измерения и не влиял на характер разряда, используется зонд с наименьшим возможным габаритами и имеющий токонепроводящее покрытие.

Исследования показали, что падение напряжения в электролитическом катоде практически не изменяется при изменении давления и вольтамперная характеристика электролитического катода сохраняет линейный характер.

На рисунке показаны вольтамперные характеристики многоканального разряда и соответствующие ему падения напряжения в электролитическом катоде для различных значений давления для случая, когда в качестве электролита использовалась техническая вода, анодом служил стальной стержень диаметром 6 мм, межэлектродное расстояние составляло 5 мм.



# ВАХ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА МЕЖДУ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ КАТОДОМ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕКИМ АНАДОМ ПРИ АТМОСФЕРНОМ И ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

*Гайсин Ал.Ф., Гумеров А.З., Насибуллин Р.Т., Саримов Л.Р.

*ИНЭКА, Набережные Челны, Россия*
**КГТУ им. А.Н. Туполева, Казань, Россия*

ВАХ многоканального разряда между металлическим и электролитическим электродом имеют важное значение для изучения физических явлений. Такие разряды между металлическим катодом и электролитическим анодом отличаются особой устойчивостью. Несмотря на это, не исчерпаны различные способы и варианты получения источников низкотемпературной плазмы многоканальных разрядов с электролитическими электродами.

Одним из неизученных вопросов в данной области является исследование многоканального разряда между металлическим катодом и электролитическим анодом при пониженных давлениях.

Поэтому целью данной работы явилось определение результатов экспериментального исследования ВАХ многоканального разряда между металлическим катодом (сталь 45) и электролитическим анодом (тех. вода) при атмосферном и пониженных давлениях.

Результаты экспериментального исследования ВАХ разряда между металлическим катодом и электролитическим анодом для межэлектродных расстояний 3 и 5 мм при атмосферном и пониженных давлениях показаны на рисунке.

Проведенные эксперименты показали, что с уменьшением давления уменьшается напряжение пробоя ($U_{пр}$). Для межэлектродного расстояния 5 мм и атмосферного давления (P=100 кПа) разряд зажигается и устойчиво горит при напряжении 700 В. При давлении P=20 кПа это напряжении составляет U=650 В, а при давлении P=8 кПа это напряжение составляет U=550 В.

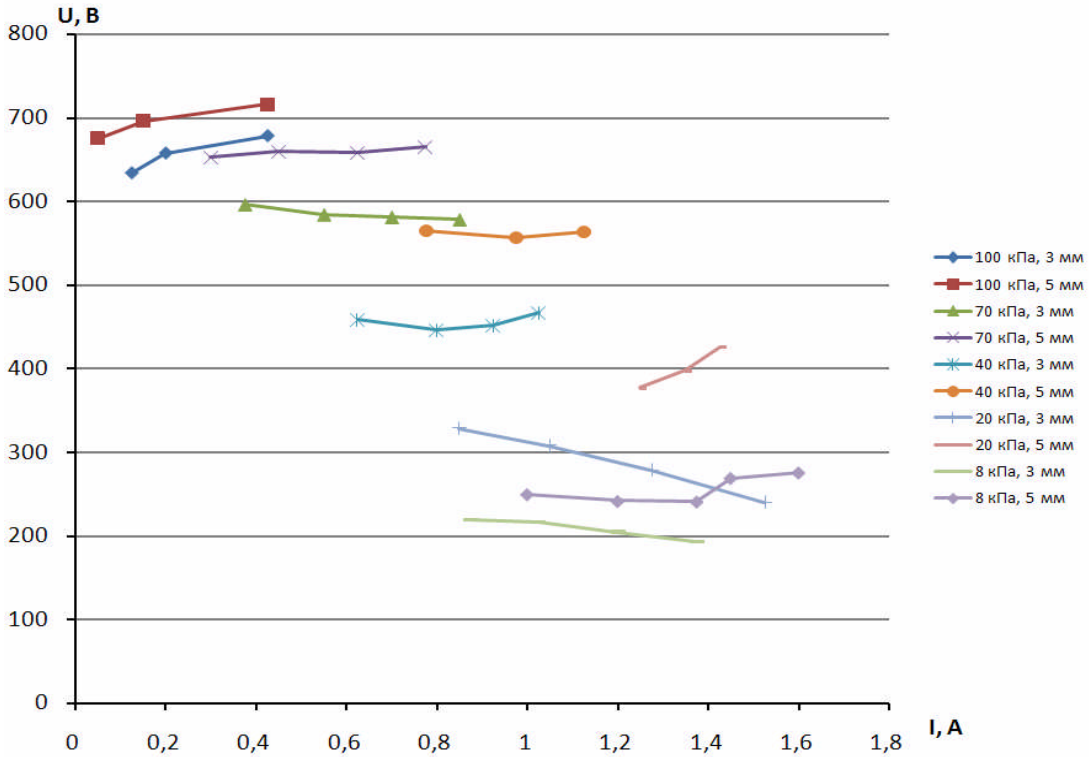



Рисунок 1. ВАХ многоканального разряда при атмосферном и пониженных давлениях для стальных электродов при межэлектродных расстояниях 3 мм и 5 мм

# О МЕХАНИЗМЕ ПРИТЯЖЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ МАКРОЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Р.З. Шайхитдинов, *В.М. Шибков, М.Х. Харрасов

*Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия, plasma@bsu.bashedu.ru*
**Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия, shibkov@phys.msu.ru*

Одной из главных особенностей пылевой плазмы является существование сил притяжения между частицами, приводящие к формированию упорядоченных структур – плазменно-пылевых кристаллов. К настоящему времени предложено относительно много различных по своему проявлению механизмов сил притяжения, большинство из которых довольно подробно описывается в работах [1, 2 и др.].

В данной работе предлагается новый механизм притяжения, обусловленный взаимодействием магнитных полей, возникающих вследствие дрейфа ионов в слое объемного заряда вокруг пылинок под действием электрического поля [3], что одновременно объясняет поворот пластины и азимутальное вращение плазменно-пылевой структуры в аксиальном магнитном поле [3, 4].

Рассмотрим две одинаковые макрочастицы радиуса $r_0$, находящиеся на расстоянии $r$ друг от друга и окруженные слоем пространственного заряда радиуса $\lambda_f$. В слое ионы дрейфуют по направлению электрического поля напряженностью $E$, образуя электрический ток плотностью $j$. При упрощающих предположениях, что электрическое поле однородно, концентрации ионов в слое и на границе с невозмущенной плазмой одинаковы, сила взаимодействия этих макрочастиц $F_0 = \frac{4\pi\mu_0}{9}\frac{\lambda_f^6}{r^2}$. При рассмотрении только парного взаимодействия эта сила примерно на 3 порядка меньше силы теневого притяжения [5]. Однако в присутствии совокупности макрочастиц суммарная сила притяжения $F_M$, как это можно показать, увеличивается прямо пропорционально их количеству.

Пусть одну макрочастицу окружает совокупность пылинок, которые располагаются на поверхностях сфер с общим центром и радиусами $2n\lambda_f$, где $n$=1, 2, 3 и т.д. Тогда число пылинок, находящихся на поверхности каждой из сфер $n_i \sim r^2$. Отсюда следует, что по мере удаления от этой макрочастицы уменьшение силы взаимодействия компенсируется увеличением количества притягивающихся пылевых частиц, и суммарная сила $F_M = \frac{2\pi\mu_0}{9} j^2 \lambda_f^4 n$. Как видно, эта сила имеет коллективный характер притяжения, т.е. становится значительной в присутствии многих частиц. Качественный анализ показывает, что в предоставленной самой себе системе пылинки будут стремиться к упорядоченности, выстраиваясь в цепочки, которые, в свою очередь, будут притягиваться друг к другу.

**Литература**

[1]. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. // УФН. 2004. Т. 174, № 5. С. 495-544.
[2]. Цытович В.Н. // УФН. 2007. Т.177, №4. С.427-472.
[3]. Шайхитдинов Р.З. // Диссертация д.ф.-м.н. 2007.
[4]. Шайхитдинов Р.З. // ДАН. 2007. Т.417, №5. С. 624-626.
[5]. Игнатов А.М. // Физика плазмы. 2005. Т.31, №1. С.52-63.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИДЕРНОГО КАНАЛА И СКОРОСТИ ЕГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

Попов Н.А.

*НИИ Ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва Россия, NPopov@mics.msu.su*

Зарождение лидера (или стримерно-лидерный переход) является одним из наиболее важных и, по-видимому, наименее изученных этапов лидерного процесса [1]. Лидер рождается около электрода в стебле начальной вспышки импульсной короны, где газ достаточно прогрет суммарным током стартующих от общего основания (стебля) стримеров. В воздухе критерием возникновения очередного элемента лидерного канала является нагрев газа в головной части канала до температур, превышающих 1500 - 2000 К [2]. Основу современного представления о механизме формирования лидера в воздухе атмосферного давления составляет модель контракции разрядного канала. Характерное время перехода разряда в контрагированное состояние в значительной степени определяет и скорость распространения лидера [1].

В данной работе представлена самосогласованная модель, позволяющая исследовать образование лидерного канала и скорость его распространения в воздухе. Модель включает процессы ассоциативной ионизации, реакции, приводящие к быстрому нагреву газа, а также систему уравнений для описания газодинамических процессов в лидерном канале [2]. Показано наличие двух этапов в развитии осесимметричного токового канала. Первый протекает при практически постоянной плотности газа, на временах значительно меньших характерных газодинамических времен. Основным механизмом «сжатия» разряда на этом этапе является неоднородность начального распределения концентрации электронов, что приводит к преимущественной наработке вблизи оси канала электронно-возбужденных частиц, участвующих в реакциях ассоциативной ионизации. В результате, концентрация электронов вблизи оси растет существенно быстрее, чем на периферии, что и приводит к уменьшению эффективного поперечного размера плазменного канала.

На втором этапе, протекающем на временах, когда уже важно газодинамическое разрежение канала, изменение разрядных параметров связано в основном с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости. В результате происходит дальнейшее «стягивание» разряда в приосевую область и формирование тонкого сильнопроводящего шнура [2]. В воздухе атмосферного давления при токе $I_L$ = 1 А радиус сформированного шнура составляет $\cong 10^{-2}$ см, что согласуется с данными экспериментов.

В работе представлены результаты расчетов зависимости скорости лидера $V_L$ от тока при различных начальных давлениях газа. Эти результаты согласуются с имеющимися экспериментальными данными как в области относительно малых значений лидерного тока $V_L$ = 0.5 - 5 А, так и при токах, превышающих десятки ампер. Проведено сравнение скоростей распространения лидерного канала в воздухе при различных начальных давлениях газа. В области токов $I_L$ = 5 - 10 А скорости лидера при давлениях P = 0.3 атм и 1 атм отличаются незначительно, что согласуется с результатами предыдущих исследований. Однако, при $I_L \geq 30$ А, с ростом величины тока различие скоростей увеличивается, причем меньшим давлениям соответствуют меньшие скорости. Последнее важно для оценки характеристик высотных молниевых разрядов в атмосфере (*blue jets*).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-02-16537 и НШ-133.2008.2.

**Литература.**

[1]. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М. Изд-во МФТИ. 1997. 320 с.
[2]. *Попов Н.А.* // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 8. С. 754-767.

Алисов А.Ф., Артамошкин А.М., Бердин С.А., Голота В.И., [*]Загородний А.Г., Загребельный И.А., Карась В.И., Карась И.В., [**]Потапенко И.Ф. (*Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", Нацио-нальная академия наук Украины, Харьков, Украина, [*]Институт теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова, Национальная академия наук Украины, Киев, Украина, [**]Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*)
Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со скачками фазы.

# ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ ВИБРАТОРНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ПРИЕМНАЯ АНТЕННА

Н.Г. Гусейн-заде[*,**], И.М. Минаев[*], К.З. Рухадзе[**]

[*]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,*
[**]*Московский институт радиотехники и электроникиН, Москва, Россия,*
*e-mail: namik@fpl.gpi.ru; minaev@izmaylovo.ru; kruhadze@mail.ru*

В последнее время появился ряд работ [1-5], в которых рассматривается возможность создания эффективной плазменной антенны. Интерес к плазменным антеннам определяется тем, что такие антенны не содержат открытых металлических элементов конструкции и при облучении таких антенн величина отраженного сигнала определяется показателем преломления диэлектрического волновода, в который создается плаза. Время «включения» плазменных антенн определяется скоростью ионизации, составляющей не более микросекунды. Время «выключения» определяется временем деионизации плазмы и обычно на порядок больше. В работах[1-5] рассматривается несимметричная четвертьволновая вибраторная антенна, у которой проводящий стержень замещен плазменным столбом с концентрацией электронов, многократно превосходящей значение критической концентрации. Электромагнитное поле в ближней зоне такой антенны связано с возбуждением замедленной поверхностной волны, изменяющей ее характеристики. Аналитическими, числовыми методами и экспериментально показано, что резонансная длина плазменного вибратора близка к четверти длины поверхностной волны и что эффективность преобразования плазменной антенны в излучение может быть не хуже, чем у металлического вибратора. В работах [1-5] рассматриваются характеристики передающих плазменных антенн. Однако, большой интерес представляют и приемные плазменные антенны, сведения о исследованиях такого типа приемных антенн отсутствуют. Характеристики плазменных приемных антенн могут отличаться от характеристик передающих антенн, за счет отличного от передающей антенны характера возбуждения плазменного столба, спектра собственных шумов, определяемых составом газа и током, и т.п. В предлагаемой работе рассматриваются характеристики приемной плазменной четвертьволновой антенны: условия возбуждения плазмы (ток, состав и давление газа); спектр собственных шумов антенны. Проводится сравнение характеристик приемной плазменной антенны с характеристиками металлической антенны.

**Литература**

[1]. Borg G.G., Harris J.H., Martin N.M., et.al // Plasmas as antennas: Theory, experiment and application // Physics of Plasmas, 2000, V. 7. P. 2198.
[2]. Истомин Е.Н., Карфидов Д.М., Минаев И.М. и др. Плазменный несимметричный вибратор с возбуждением поверхностной волной //Физика плазмы. 2006. Т.32 №4.
[3]. И.М. Минаев, А.А. Рухадзе, К.Ф. Сергейчев, Ф.Ю. Трефилов Активная плазменная ВЧ-антенна, самосогласованная с источником колебаний // Краткие сообщения по физике ФИАН, 2005, N 12, стр. 34-44.
[4]. Е.Н. Истомин, Д.М. Карфидов, И.М. Минаев, А.А. Рухадзе и др. Плазменная дипольная антенна // Препринт ИОФРАН, 2005, N 40, Москва/
[5]. Володин К.С., Минаев И.М., Рухадзе К.З. и др. Плазменная структура для управления диаграммой направленности волноводно-щелевой антенны //Физика плазмы. 2009. Т.35 №1. сс 56-60.

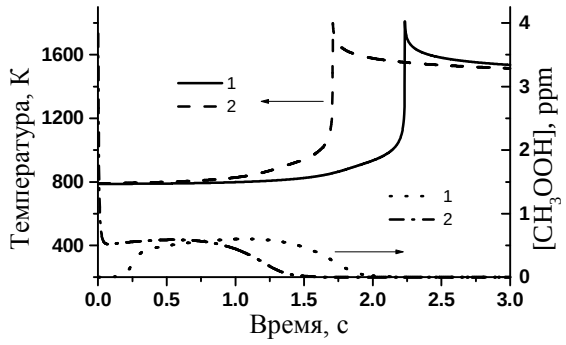
# О ВЛИЯНИИ РАЗРЯДА НА МНОГОСТАДИЙНОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ

В.А. Битюрин, Е.А. Филимонова

*ОИВТ РАН, Москва, Россия, e-mail: helen@oivtran.ru*

В данной работе исследуется многостадийное воспламенение, которое, возможно, является причиной ряда особенностей, наблюдающихся в экспериментах по стимулированному горению в разрядных системах, например, [1,2], не получивших пока объяснения. Многостадийное воспламенение включает в себя возникновение холодного пламени (T~ 550-750 K), голубого (T ~ 800-1000 K) и горячего (T>1000 K) пламен. При определенных условиях, созданных сторонним источником (разряд, лазерная искра), в замкнутой системе может проявиться химическое ускорение пламен: последовательное распространение холодного и голубого пламени приводит к появлению быстрых пламен со скоростью 100-800 м/с, т.к. фронт голубого пламени распространяется в среде, уже подготовленной в предшествующей, холоднопламенной стадии. Химическое ускорение пламен придает многостадийному воспламенению свойства, эквивалентные объемному воспламенению.

Целью работы было построение кинетической модели, которая описывает как высокотемпературную стадию, так и низкотемпературную стадию воспламенения в топливно-воздушных смесях, содержащих метан, этан, пропан, ацетальдегид и др., а также моделирование многостадийного воспламенения в зависимости от начального состава, температуры и давления. Источником тепла и первичных радикалов является электрический разряд. Сравнение экспериментальных и расчетных времен индукции для высокотемпературной стадии воспламенения смесей, содержащих метан, этан и пропан, показало хорошее соответствие.




Для низкотемпературной стадии кинетический механизм воспламенения существенно отличается. Веществом, обуславливающим вырожденно-разветвленный характер окисления метана или пропана, является промежуточный продукт - ацетальдегид ($CH_3CHO$), который при разложении дает перекиси: $CH_3OOH$ и $CH_3COOOH$. Эти и другие продукты при дальнейших превращениях дают свободные радикалы легче, чем исходные вещества.

В качестве примера влияния радикалов – продуктов диссоциации при воздействии разряда, таких как атомы O, H и радикала $CH_3$, на рисунке представлены расчеты для смеси $67\%CH_4+33\%O_2$ при $T_0$=788 K, $P_0=1.22\cdot10^5$ Па; 1 – нет радикалов, 2 – $[O]_0=[H]_0=[CH_3]_0$=100 ppm. Расчеты для этой и других смесей показали, что указанные выше радикалы уменьшают время индукции холодного воспламенения, оставляя длительность второй (голубой) и третьей (горячей) стадии неизменной, и, как результат, суммарное время индукции становится меньше. Действие разряда приводит к быстрому образованию $CH_3OOH$, и как следствие, к частичному высвобождению химической энергии через разложение перекисей. Этот процесс приводит к неравновесному (непрямому) нагреву газа.

**Литература**

[1]. G.Lou, A.Bao, et al., 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibition, Reno, USA, 2006, AIAA 2006-1215.

[2]. С.Ю. Казанцев, И.Г. Кононов и др. Физика плазмы, 2009, 35, с.281.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Великодный В.Ю., Дыренков А.В., Попов В.В.*

*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия, Vvelikodny@mail.ru*
**Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия, test2040@mail.ru*

Экспериментально проводились исследования процессов распыления «активированного пористого топлива». Методом «больших углов» определен средний размер капель топлива при распылении в «холодном» режиме. Теоретически исследовались процессы смешения топлива с окислителем, в том числе и в сверхзвуковом турбулентном потоке. Экспериментально исследовались процессы поджига и стабилизации электрическим разрядом горения различных топлив ( керосин, спирт) в сверхзвуковом потоке (см рис.1,2).



Рис 1. Дуга в сверхзвуковом потоке

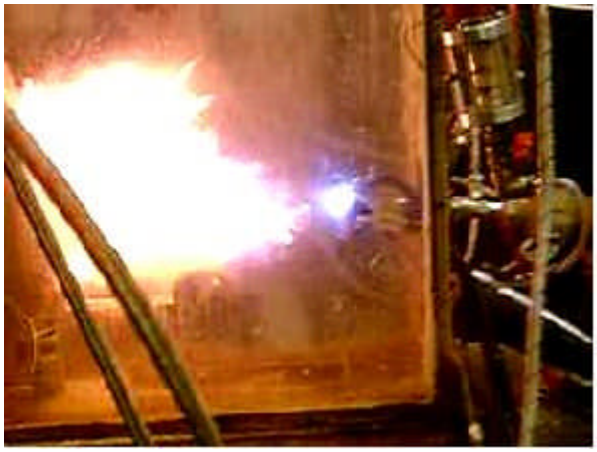


Рис.2. Горение керосина. Видна зона задержки воспламенения $\tau \approx 6 \cdot 10^{-5}$ сек, время устойчивого горения ~2,5 сек

Определены параметры разряда, характеристики пламени. Теоретически и экспериментально исследовались ударноволновые процессы в топливо – воздушных и кислородных смесях. Найдены способы эффективного воздействия на время индукции цепных реакций. В «холодном» режиме исследовались акустические свойства форсуночных устройств и модели камеры сгорания. Найдены режимы распыления газодисперсной струи и ее взаимодействия со сверхзвуковым потоком с низким уровнем шума.

**Литература**

[1]. Великодный В.Ю., Воротилин В.П. К теории турбулентного горения газовых струй. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2009, № 8, http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2009-08-27-001.pdf

[2]. Великодный В.Ю., Воротилин В.П. О механизме горения турбулентных струй// Механика и наномеханика структурно – сложных и гетерогенных сред (успехи, проблемы, перспективы) Тезисы докладов. Всероссийская конференция, приуроченная к 20-летию ИПРИМ РАН, 30 ноября -2 декабря 2009 г. с.56.

# УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ДВИЖУЩИМСЯ ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ ПРИ РАСПАДЕ «СЖАТОГО» СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА.

А.А. Гришков, С.Я. Беломытцев, В.В. Рыжов, В.А. Шкляев

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, shklyaev@to.hcei.tsc.ru*

Проведено теоретическое и численное исследование процесса коллективного ускорения положительно заряженных ионов движущимся виртуальным катодом в цилиндрическом двухсекционном канале транспортировки. Показано, что режим ускорения ионов при распаде электронного пучка в «сжатом» состоянии обладает большей эффективностью, чем режим ускорения при смещении виртуального катода к плоскости инжекции и формировании сжатого пучка, который предлагался ранее. Моделирование процесса коллективного ускорения ионов проводилось с помощью PIC кода КАРАТ [1]. Расчеты проводились в диапазоне давлений остаточного газа $10^{-3}$ – $10^{-5}$ торр для четырёх сортов ионов: p, He+, C+, Fe+. Энергия инжектируемых электронов в расчетах изменялась от 150 keV до 1.5 MV. В исследуемом диапазоне рабочих параметров ускорителя SINUS-7 энергия ионов на выходе в несколько раз превышала энергию инжектируемых электронов.

**Литература**

[1]. V.P. Tarakanov, User's Manual for Code Karat, BRA, Springfield, 1992.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БОЛЬШОГО ТОКА РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕННОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ

К.С. Беховская, И.Л. Богданкевич, П.С. Стрелков, В.П. Тараканов*, Д.К. Ульянов, Д.В. Шумейко

*Учреждение Российской Академии Наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия, e-mail: bira@fpl.gpi.ru*

**Объединенный Институт Высоких температур РАН, Москва, Россия*

В релятивистской СВЧ-электронике существуют проблемы использования больших токов электронных пучков (РЭП) при заданной энергии электронов. Согласно аналитической теории [1] плазменный релятивистский СВЧ-генератор (ПРГ) может эффективно работать при токах не превышающих значение $0.4 \div 0.5 I_0$, где $I_0$— предельный вакуумный ток. Величина предельного тока увеличивается при уменьшении зазора между электронным пучком и стенкой волновода. В плазменном СВЧ-генераторе используется гладкий цилиндрический волновод постоянного диаметра, что позволяет технически сделать зазор между РЭП и стенкой малым, а значит получить большое значение предельного вакуумного тока. Цель данной работы показать возможность работать на больших токах реально существующих ускорителей для повышения мощности СВЧ-генераторв, что не удавалось использовать до сих пор ни в вакуумных СВЧ-генераторах, ни в плазменных. При этом мы ставим задачу повышения СВЧ-мощности ПРГ за счёт повышения тока, при сохранении уже достигнутого нами к.п.д. и, конечно, при сохранении самого важного свойства ПРГ – возможности быстрой электронной перестройки частоты в несколько раз. Экспериментальные исследования сопровождались соответствующим численным моделированием. Для моделирования использовался электродинамический код «КАРАТ» [2] в аксиально-симметричной R-z модели. Генерация СВЧ-излучения происходит благодаря черенковскому механизму взаимодействия трубчатого РЭП с заранее созданной трубчатой плазмой. Это было показано теоретически и подтверждено экспериментально при создании плазменного релятивистского СВЧ-генератора [3]. Как в численном моделировании, так и в эксперименте использовались следующие значения параметров: внешнее магнитное поле 1.2÷2.0 Тл, ток РЭП 2.5÷6.0 кА, энергия электронов 400 кВ, длительность импульса тока пучка равна 40 нс. Радиус волновода равен 3 см, средний радиус трубчатой плазмы 1.65 см при толщине трубки 0.25 см. Радиус трубчатого электронного пучка был либо меньше радиуса плазмы, либо больше Плотность плазмы менялась от $5 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$. Получены зависимости мощности СВЧ-излучения от плотности плазмы, величины индукции внешнего магнитного поля, геометрии системы и величины тока РЭП. Эксперименты и моделирование показали рост мощности СВЧ-излучения при увеличении тока РЭП от 2.5 до 3.8 кА в условиях, при которых значение предельного вакуумного тока равно 7,5 кА.. При увеличении тока РЭП до 6 кА мощность падает при всех значениях плотности плазмы. КПД снижается в 2÷3 раза. В условиях, при которых предельный ток значительно превышает 7,5 кА, получить эффективную генерацию при токе 6 кА не удалось. Работа проводилась в рамках проекта РФФИ №08-08-00451.

**Литература**

[1]. Красильников М.А., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. // ЖЭТФ, 1995, т.108, вып.2(8), с.521-530.

[2]. Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT // Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc.1992, 137 p.

[3]. Кузелев М. В., Лоза О. Т., Рухадзе А. А. и др. // Физика плазмы, 2001, т.27, №8, с.710-733.

# УКОРОЧЕНИЕ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ-ГЕНЕРАТОРА В ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТАХ С МОДЕЛИРОВАНИЕМ ПЛАЗМЫ ПО МЕТОДУ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ

И.Л. Богданкевич, О.Т. Лоза, Д.А. Павлов

*Учреждение Российской Академии Наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия, e-mail: bira@fpl.gpi.ru*

Укорочение СВЧ-импульса в приборах сильноточной релятивистской вакуумной СВЧ-электроники изучалось с начала 1980-х годов [1]. Явление заключается в том, что процесс излучения в СВЧ-генераторе самопроизвольно прекращается, несмотря на то, что электронный пучок продолжает идти через электродинамическую систему. Многочисленные причины укорочения СВЧ-импульса в вакуумных релятивистских СВЧ-генераторах [2] были найдены и изучены. В данной работе в численной модели с использованием динамического электромагнитного кода «КАРАТ» [3] исследовано самопроизвольное укорочение импульса излучения черенковских плазменных релятивистских СВЧ-генераторов (ПРГ), основанных на взаимодействии сильноточного релятивистского электронного пучка (СРЭП) с заранее созданной плазмой. При постановке задачи было сделаны упрощения модели по сравнению с реальными процессами. Рассматривалась 2.5-мерная R-Z модель, т.е. в расчете учитывалось наличие азимутальных полей, но распределения частиц и полей считались однородными по азимуту. Пренебрегалось также процессами ионизации и рекомбинации нейтрального газа, присутствующего в системе: текущее количество ионов и электронов определялось только их появлением и исчезновением на границах. В рассматриваемой постановке электроны и ионы представлены "крупными частицами", обладающими конечной массой и движущимися под действием электромагнитных полей. Такой подход позволил впервые в численном моделировании ПРГ зарегистрировать эффект окончания СВЧ-излучения через ~ 10 нс после начала взаимодействия плазмы и релятивистского электронного потока. Показано, что СВЧ-поля приводят к деградации радиального профиля плотности заранее созданной плазмы. Частота СВЧ-излучения уменьшается в течение СВЧ-импульса, но к моменту срыва СВЧ-излучения может быть намного больше минимально возможной (критической) величины. Причиной укорочения СВЧ-импульса в условиях описанного численного эксперимента является появление рядом с коллектором постепенно увеличивающейся области, из которой плазма вытесняется электростатическим полем РЭП. Отсутствие плазмы приводит к уменьшению в несколько раз коэффициента отражения плазменной волны от коллектора, к нарушению условий самовозбуждения генератора и срыву СВЧ-излучения. С ростом массы ионов плазмы длительность СВЧ-излучения увеличивается. Заметим, что компенсация слабеющей обратной связи в генераторе ростом усиления за счет увеличения длины плазменно-пучкового взаимодействия является крайне нежелательной с точки зрения поддержания определенного спектра частот излучения [4]. В ходе расчетов было обнаружено, что определенное изменение формы коллектора позволяет в несколько раз увеличить длительность СВЧ-импульса ПРГ, но детальное изучение таких возможностей является предметом следующих исследований.

**Литература**

[1]. Ельчанинов Ф. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д. и др., Письма в ЖТФ, **7**(19), 1168 (1981).
[2]. Benford J., and Benford G., IEEE Trans. on Plasma Sci. 25(2), 311 (1997).
[3]. Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT // Springfield, VA: Berkley Research Associates, Inc.1992, 137 p.
[4]. Богданкевич И. Л., Лоза О. Т., Павлов Д. А., Физика плазмы, **35**(3), 211 (2009).

# ТОЧКИ, ЛИНИИ И ПОВЕРХНОСТИ ЛИБРАЦИИ (КУМУЛЯЦИИ) ВЫСИКАЙЛО-ЭЙЛЕРА В НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУРАХ В ПЛАЗМЕ С ТОКОМ

Ф.И. Высикайло

*ФГУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, г.Троицк, Россия,* filvys@rambler.ru

Для описания внутренних синергетических полей или каскадов бислоев объемного заряда, их модификации и соответствующего коллективного поведения заряженных частиц в пространстве и времени, формирующих неоднородные плазменные ограниченные в размерах заряженные диссипативные структуры необходимо привлекать уравнение Пуассона. Это уравнение привлекают при описании любых потенциальных полей, в том числе и полей гравитационных, только вместо распределенного заряда, в правую часть уравнения следует подставлять плотность распределенного гравитирующего вещества. Поэтому все распределенные явления в сплошной среде в газоразрядной плазме с нарушением нейтральности обязаны иметь свои аналоги в небесной механике сплошной среды, где движение определяется гравитационным потенциалом. И, наоборот. Адекватное сравнение аналогов в астрофизике (точек либрации, исследованных Эйлером и Лагранжем) и физике плазмы может помочь в формировании и верификации общих конструктивных идей и соответствующих им моделей аналогичных явлений: эльфов (различных колец), страт (плоских слоев), спрайтов (объемных разрядов), различных кумулятивных струй и т.д. В итоге взаимодействия синергетических (общих) электрических полей заряженных структур формируются точки, линии и поверхности обобщенной либрации (кумуляции) потоков заряженных частиц. У плазмы есть много различных типов колебаний, а не только ленгмюровские волны, даже если она не помещена в магнитное поле. Не смотря на прошедшие 400 лет с момента открытия первых явлений, обусловленных нарушением нейтральности, до сих пор живет и распространяется миф о нейтральности неоднородных плазменных структур.

Цель доклада обсудить кумулятивные явления, к которым приводит нарушение нейтральности плазмы и формирование синергетических электрических потенциалов, фокусирующих потоки заряженных частиц плазмы в пространстве, и уяснить суть давно известных, но все еще «загадочных» явлений для исследователей плазмы, верящих в миф об ее абсолютной нейтральности в неоднородных плазменных структурах. Уже установлено, что грозовые разряды бушуют не только в приземных слоях атмосферы. За последнее десятилетие учеными были обнаружены на высотах более тридцати километров (где давление воздуха P □ 9 Торр) странные огромные светящиеся образования. С недавних пор различают три типа высотных вспышек: спрайты (sprites, красные призраки, феи, домовые), эльфы и струи («синие струи» к которым добавились "гигантские струи"). Изучение этих высотных вспышек все еще находится в зачаточном состоянии. К ряду исследователей уже пришло осознание, что электрические явления в атмосфере не столько вредны, сколь полезны. Именно эти явления самоорганизации синергетического электрического поля в плазменные структуры очищают слои атмосферы и тем улучшают радиосвязь и связь по мобильным телефонам. Синергетические поля сложно самоорганизуются и управляют потоками заряженных частиц на огромных расстояниях ~ 100 км. Ленгмюр не учел кумуляцию потоков заряженных частиц, осуществляемую синергетическими полями заряженных структур. Он рассматривал бесконечные одномерные слои, синергетические поля которых не могут фокусировать потоки заряженных частиц. Характерные поперечные размеры заряженных плазменных структур существенно влияют на архитектуру процессов кумулятивного переноса заряженных частиц между реальными заряженными структурами.

# ИССЛЕДОВАНИЕ НАКОПЛЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ В ЛОВУШКЕ С ВРАЩАЮЩИМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ УСТАНОВКИ LEPTA

Е.В. Ахманова, В.Ф. Быковский, *М.К. Есеев, А.Г. Кобец, И.Н. Мешков, Р.В. Пивин, А.Ю. Рудаков, А.А. Сидорин, С.Л. Яковенко

*ОИЯИ, Дубна, Россия, e-mail: meshkov@jinr.ru*
**Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия, e-mail: eseev.marat@pomorsu.ru*

В ОИЯИ создана установка LEPTA (Low Energy Partical Toroidal Accumulator) для генерации направленного потока атомов позитрония с целью постановки экспериментов по физике фундаментальных взаимодействий и проверке Стандартной модели [1]. В настоящее время ведутся работы по увеличению плотности и монохроматичности позитронного пучка: совершенствуются отдельные секции установки, подбираются оптимальные параметры системы управления позитронным пучком [2]. Одним из важнейших элементов установки является позитронная ловушка, в которой происходит накопление частиц от радиоактивного источника позитронов $^{22}$Na. При этом используется сжатие позитронного сгустка во вращающемся электрическом поле. Определяющим при этом являются направление и частота вращения. Первоначально эффект влияния поля «вращающейся стенки» на время жизни плазменного сгустка был обнаружен в экспериментах по накоплению ионов $Mg^+$ [3]. Затем аналогичные результаты были получены и для электронной [4], позитронной плазмы [5]. В последнее время метод вращающегося поля используется для сжатия антипротонного сгустка при генерации антиводорода в проектах ATHENA/ALPHA [6].

В работе представлены результаты по исследованию влияния вращающегося поля на процесс накопления. Рассмотрены различные предложенные механизмы [7], [8] влияния частоты, направления и величины вращающегося поля на поперечные размеры и время жизни сгустка в ловушке и показано, что они не объясняют результаты наших экспериментов. Результаты измерений сопоставляются с данными численного моделирования и аналитическими оценками.

Работа поддержана грантами РФФИ №09-02-00084, №09-02-90731, №10-02-16000.

**Литература.**

[1]. I. Meshkov, I. Seleznev, A. Sidorin, A. Smirnov, G. Trubnikov, S. Yakovenko. NIM B, 214 (2004), 186.
[2]. Е.В. Ахманова, В.Ф. Быковский, М.К. Есеев, А.Г. Кобец, В.И. Лохматов, И.Н. Мешков, В.Н. Павлов, Р.В. Пивин, А.Ю. Рудаков, А.А. Сидорин, С.Л. Яковенко. Письма в ЭЧАЯ, 7 (2010). В печати.
[3]. X.-P. Huang, F. Anderegg, E. M. Hollmann, C. F. Driscoll, and T. M. O'Neil. Phys. Rev. Lett., 78 (1997), 875.
[4]. F. Anderegg, E. M. Hollmann, and C. F. Driscoll. Phys. Rev. Lett., 81 (1998), 4875.
[5]. R. G. Greaves and C.M. Surko. Phys. Rev. Lett., 85 (2000), 1883.
[6]. G. B. Andresen, et al. Phys. Rev. Lett., 100 (2008), 203401.
[7]. J. R. Danielson and C. M. Surko. Phys. Plasmas, 13 (2006), 055706.
[8]. R. G. Greaves and J. M. Moxom. Phys. Plasmas, 15 (2008), 072304.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МУЛЬТИПАКТОРНОГО РАЗРЯДА НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

О.А. Иванов, М.А. Лобаев, В.А. Исаев, А.Л. Вихарев

*Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия, m_lobaev@rambler.ru*

В настоящее время мультипакторный (вторично эмиссионный) разряд рассматривается как крайне нежелательное явление, препятствующее генерации и транспортировке мощного СВЧ излучения. Поэтому изучение условий возникновения и подавления мультипактора важно для разработки выходных окон мощных СВЧ приборов [1], ускоряющих диэлектрических структур электрон–позитронных ускорителей [2], и компрессоров СВЧ импульсов [3].

В работе представлены результаты экспериментального исследования мультипакторного разряда, возникающего в неоднородных СВЧ полях на поверхности диэлектрических окон в вакууме. Эксперименты проводились при высоких значениях напряженности электрического поля $E \geq 30$ кВ/см, соответствующих плотности потока мощности 2-3 МВт/см$^2$. Определены пороги возникновения и поддержания разряда в зависимости от рода материала (кварц, CVD алмаз, LiF, тефлон) и шероховатости поверхности [4].

Экспериментально показано, что существенное влияние на пороговые характеристики разряда оказывает величина и направление пондеромоторной силы, возникающей в неоднородных электромагнитных полях вблизи поверхности диэлектрика за счет градиента высокочастотного потенциала. В результате развитие мультипактора становится возможным и при отсутствии внешних статических полей, возвращающих эмитированные электроны к поверхности диэлектрика [5,6].

В эксперименте внешнее постоянное электрическое поле, отталкивающее электроны от поверхности, приводило к существенному увеличению порога пробоя, а притягивающее к его понижению. Таким образом, экспериментально показано, что можно эффективно управлять мультипакторным разрядом, подавляя или инициируя его, с помощью изменения конфигурации электромагнитного поля или величины и направления внешнего постоянного электрического поля вблизи поверхности диэлектрика [7].

Установлено, что в резонансной системе возможно стационарное поддержание мультипактора без его перерастания в стадию СВЧ пробоя десорбированного с поверхности газа. Обнаружено, что при длительном воздействии разряда на поверхности диэлектриков осаждается тонкая углеродосодержащая пленка, приводящая к возрастанию порога пробоя [4]. Этот эффект может быть использован, например, для нанесения тонких покрытий на поверхность диэлектрических материалов.

**Литература**

[1]. Kishek R. A., Lau Y. Y., Phis. Rev. Lett., 1998, v. 80, p.193.
[2]. Power J. G., Gay W, Gold S. H., et al., Phys. Rev. Lett., 2004, v. 92, p.164801-1.
[3]. A.L.Vikharev, A.M. Gorbachev, O.A. Ivanov, *et al*., Phys. Rev. ST Accel&Beams, 2009, 12, 062003
[4]. О.А. Иванов, М.А. Лобаев, В.А. Исаев, А.Л. Вихарев, Физика плазмы, 2010, т. 35, в. 3.
[5]. Lobaev M.A., Ivanov O.A., Isaev V.A. Vikharev A.L. //Proceedings of the 7th International Workshop "Strong microwaves: sources and applications." Ed. A.G. Litvak, Nizhny Novgorod, 2009, 640-644.
[6]. Лобаев М.А., Иванов О.А., Исаев В.А., Вихарев А.Л., Письма в ЖТФ, 2009, т. 36, в. 23, с. 9 – 16
[7]. O.A. Ivanov, M.A. Lobaev, V.A. Isaev, A.L. Vikharev, Phys. Rev. ST Accel&Beams (in press)

# ИМПУЛЬСНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ КОМПАКТИРОВАНИЕ НАНОПОРОШКОВ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 2 ГПА

М.Н. Казеев, В.Ф. Козлов, В.С. Койдан, В.П. Смирнов, Ю.С. Толстов, А.С. Коротеев*, Р.Н. Ризаханов*, А.А. Бармин*

*Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1, e-mail: kazeev@nfi.kiae.ru*

**Исследовательский центр имени М.В. Келдыша, 125438, Москва, Онежская ул., д. 8*

В работе приводится описание экспериментов по импульсному электромагнитному компактированию нанопорошковых структур с целью создания материалов с повышенными механическими характеристиками. Сверхвысокие давления в образце создаются при генерации сверхсильных магнитных полей в одновитковом соленоиде, в который помещена проводящая цилиндрическая оболочка (лайнер), содержащая компактируемый образец.

Конструкция соленоида рассчитана на получение магнитных полей до 100 Тл. Длина этого соленоида равнялась 1,8 см, внутренний диаметр 1,6 см. Необходимые разрядные токи обеспечивались установкой ТРОБ-100, основной частью которой является генератор мегаамперных импульсных токов на базе емкостного накопителя энергии. Устройство для сжатия нанопорошков описано ранее в [1]. Схема получения импульсных сверхвысоких давлений показана на Рис.1.

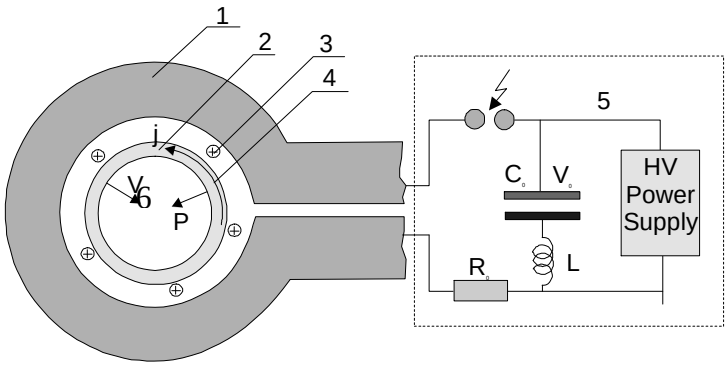



Рис. 1. Схема радиального сжатия цилиндрического проводящего лайнера в сильном магнитном поле. 1 – одновитковый соленоид; 2 – проводящий цилиндрический лайнер; 3 – магнитная индукция, B(t); 4 – индуцированный ток, j(t); 5 – генератор импульсного тока, 6-образец.

Проведены исследования с нанопорошками из карбида вольфрама и карбида вольфрама с добавлением кобальта. Получено устойчивое сжатие лайнеров с порошком. В этих экспериментах реализованы максимальные давления до 20 кбар.

Разработана одномерная численная модель компактирования порошков, на основе которой проведен анализ полученных в экспериментах результатов. Модель сжатия лайнера с нанопорошком базируется на системе уравнений, включающих уравнение движения, уравнение нелинейной диффузии магнитного поля, уравнение теплопроводности и уравнение электрической цепи генератора тока. Анализ проведенных расчетов показал, что внешнее магнитное поле не проникает в порошок, а температура лайнера не превышает температуры его плавления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 08-08-12238-офи.

## Литература

[1]. Смирнов В.П., Казеев М.Н., Козлов В.Ф., Койдан В.С., Толстов Ю.С., Коротеев А.С., Ризаханов Р.Н., Бармин А.А. Разработка метода импульсного электромагнитного компактирования порошков для создания наноструктурных материалов, *Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС,* г. Звенигород, 9-13 февраля 2009 г., с. 330.

# КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ОСТРОВКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ПОЛУПРОВОДНИКА: ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИ

Г.И. Змиевская, А.Л. Бондарева

*ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

Механические и электрофизические свойства карбида кремния (***SiC***) используются в атомной энергетике (из-за радиационной и термостойкости), в автомобилестроении (из-за термостойкости), в химической и газовой промышленности (вследствие высокой химической стойкости), а также в силовой электронике и др. А структуры на основе ***Ge-Si*** представляются перспективными для оптоэлектронных приложений на основе ***Si***-технологий. Рассмотрение формирования расплавленных и особенно мелкокристаллических зародышей на ***Si*** или ***SiC***, имеющих как пирамидальную форму, так и форму сегментов сферы, может найти свое применение при изготовлении фотоэлектрических батарей, светодиодов и фотодетекторов. Для того, чтобы управлять ростом заряженных или незаряженных островков необходимо понимать движущие силы процесса зародышеобразования. В настоящее время из экспериментов не может быть установлена зависимость процессов нанесения пленок не только от температуры подложки и флюенса потока плазмы (или газа) на поверхность (в случае радиационно стимулируемого процесса), но и от свойств разряда, в котором происходит конденсация и зарядка кластеров, которые наносятся на подложку или собираются соответствующими средствами в разрядном пространстве. В связи с этим численное моделирование процессов нанесения пленок становится особенно актуальным. Численные модели флуктуационной (начальной, неравновесной) стадии фазовых переходов первого рода могут быть востребованы в связи с оптимизацией процессов нанесения тонких пленок и наночастиц на поверхности, использование которых зависит от размеров и политипов микрокристаллической структуры. Кинетический подход к моделированию широкого круга задач флуктуационной стадии нанесения нанопленок реализован численно в созданном программном коде. Моделирование ведется с помощью кинетической теории, модели броуновского движения и метода стохастического аналога. К достоинствам представляемого подхода относятся строгая математическая база, квазилинейность решаемых уравнений, нестационарность зародышеобразования, совместимая с импульсным воздействием на процесс. Особое внимание в модели уделяется влиянию энергии Гиббса образования зародыша и связи энергии Гиббса с физическими параметрами как материалов покрытия, так и подложки, и с параметрами плазмы, взаимодействующей с поверхностью подложки. Сообщение о получении в радиочастотном разряде коллоидных кристаллов германия ставит вопрос об управлении поведением комплексной плазмой.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 09-01-00798-а, грантами поддержки ведущих научных школ НШ-397.2008 и НШ-1923.2008.1 и Программой 2 Отделения математических наук РАН.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННО-ЭЛЕКТРОЛИТНЫХ РАЗРЯДОВ В ПРОЦЕССАХ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ

Кашапов Р.Н.

*Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*kashramil.88@mail.ru*

Газовый разряд между металлическим анодом и водным раствором электролита в качестве катода представляет большой интерес. Его особенностью является то, что электролитический катод имеет низкую температуру и отсутствует электронная проводимость в основном состоянии катодообразующего материала [1]. В ранее проведенных работах [2] было установлено влияние формы напряжения на процесс горения плазменно-электролитного разряда. При использовании напряжения, получаемого после двухполупериодного выпрямления, вокруг металлического анода наблюдается возникновение импульсных микроразрядов, без образования парогазовой оболочки и не наблюдается стационарный разряд. При зажигании разряда со сглаживающим емкостным фильтром (С = 4700 мкФ) наблюдается образование вокруг металлического анода парогазовой оболочки, по всей поверхности горит стационарный разряд и в различных местах возникают микроразряды. Однако остается невыясненной кинетика горения плазменно-электролитного разряда при постепенном уменьшении коэффициента пульсации напряжения.

В работе поставлена задача, экспериментально исследовать электрические и энергетические характеристики плазменно-электролитного разряда при постепенном уменьшении коэффициента пульсаций напряжения. Для ее решения проводились измерения температуры электрода и электролита, наблюдались осциллограммы тока и напряжения, осуществлялась скоростная видеосъемка. Проводился анализ полученных осциллограмм напряжения, тока и сопоставление их с изображениями межэлектродного пространства. Все исследования проведены для четырех различных коэффициентов пульсаций напряжения.

Были получены вольтамперные характеристики плазменно-электролитного разряда для различных коэффициентов пульсаций (отношение половины размаха пульсаций к среднему выходному напряжению). Вольтамперную характеристику плазменно-электролитного процесса для коэффициента пульсации равному 1 можно условно разделить на четыре области. Первая область от 0 до 50 Вольт соответствует классическому анодному растворению. При дальнейшем увеличении напряжения в районе ~55 В начинается интенсивное газообразование вокруг обрабатываемого электрода, и местами загораются анодные микроразряды. Горение анодных микроразрядов наблюдается от 50 до 80 В – это вторая область. Третья область от 85 до 160 В. В этом диапазоне напряжений осуществляется переход от горения анодных микроразрядов к образованию плазменного сгустка вокруг обрабатываемого электрода. Наблюдаются колебания тока, свидетельствующее о неустойчивости системы, бурное кипение электролита и местами загораются разряды. В четвертой области >160 В, происходит горение газового разряда - свечение парогазового слоя вокруг электрода. Разряд горит прерывисто, возникая при каждом новом импульсе.

Было установлено, что уменьшение коэффициентов пульсации напряжения приводит к уменьшению среднего значения напряжения при котором вокруг металлического анода образуется парогазовая оболочка и по всей поверхности горит стационарный разряд.

**Литература**

[1]. Кашапов Р.Н. Материалы конференции «Индустрия наносистем и материалы», Москва, 2005, 82 с.

[2]. Кашапов Р.Н. XXXVI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2009, 311 с.

# ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РЕАКТОР В РЕЖИМЕ ОСАЖДЕНИЯ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК

Н.В. Исаев, И.Л. Клыков, В.В. Песков, Е.Г. Шустин

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, г. Фрязино, Россия, shustin@ms.ire.rssi.ru*

Ранее [1,2] был описан плазмохимический реактор на основе пучково-плазменного разряда в слабом магнитном поле, предназначенный для бездефектного низкоэнергетического травления (распыления) полупроводниковых и диэлектрических материалов и структур. Здесь представлена модификация этого реактора, используемая для осаждения алмазоподобных пленок. В этой модификации на графитовый электрод, замыкающий область разряда, подается потенциал катода, а рабочей средой, в которой зажигается разряд, служит смесь аргона с метаном. Таким образом, материал коллектора распыляется ионами из разряда с энергией до 2 кВ и поступает в область разряда, откуда вместе с нейтральными и заряженными частицами рабочей среды воздействует на напыляемую поверхность, помещаемую на периферии разряда. Приведены электрофизические характеристики плазмы пучково-плазменного разряда в этом режиме. Обсуждаются способы управления энергией ионов, воздействующих на обрабатываемую поверхность, и компенсации наведенного заряда. Представлены характеристики процесса осаждения: скорость напыления, влияние энергии ионов на структуру и электрофизические характеристики получаемых таким способом алмазоподобных пленок. Обсуждаются перспективы использования таких пленок в наноэлектронике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-08-00014).

# ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ОСАЖДЕНИЯ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЁНОК В ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ НА БАЗЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА

И.Л. Клыков, В.В. Песков, Е.Г. Шустин

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, г. Фрязино, Россия, shustin@ms.ire.rssi.ru*

В настоящее время одной из актуальных задач создания материалов для наноэлектроники является осаждение алмазоподобных пленок на диэлектрическую подложку. Одним из основных параметров, отвечающим за электрофизические и оптические свойства получаемых пленок, является энергия ионов. При этом важна как величина их энергии, так и ширина энергетического спектра.

На базе обнаруженного ранее [1] эффекта ускорения ионов в пучково-плазменном разряде создан и испытан плазмохимический реактор [2] для обработки материалов и гетероструктур, применяемых в микро- и наноэлектронике. В докладе [3] рассматривается применение данного эффекта для осаждения в реакторе алмазоподобных плёнок с заданными свойствами.

Основной проблемой при обработке диэлектриков, в том числе и при осаждении на них алмазоподобных пленок, является образование поверхностного заряда, который не дает возможность создать поток ионов с оптимальной энергией. Было установлено [4], что изменением потенциала на управляющем электроде (к примеру, на коллекторе разряда) можно управлять потенциалом плазмы. Потенциал плазмы, в свою очередь, определяет энергию падающих на поверхность ионов. Предложен режим осаждения с подачей осциллирующего потенциала на управляющий электрод, для его реализации разработан специальный модулятор. В той части периода осцилляции, где потенциал плазмы близок к нулю, происходит компенсация заряда поверхности потоком электронов из плазмы, а при значении потенциала, близком к максимальному, происходит обработка (осаждение пленки).

Для оптимизации такого режима проведено компьютерное моделирование. Программа «Ратон» [5] дополнена возможностью расчета режима с осциллирующим потенциалом плазмы, в том числе с использованием реального сигнала с модулятора. Одновременно проводилось моделирование в коде «КАРАТ» для оценки влияния осциллирующего потенциала на энергию ионов и макроскопические параметры плазмы, так как алгоритм программы «Ратон» корректен лишь в случае стабильной плазмы.

Результаты моделирования показали эффективность метода компенсации заряда поверхности путем модулирования потенциала плазмы. Показано, что модуляция потенциала плазмы не оказывает существенного влияния на ее макроскопические параметры. Установлено, что оптимальной формой является сигнал прямоугольной формы, определены оптимальные амплитуда, длительность и скважность модулирующего сигнала.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-08-00014).

**Литература**

[1]. Исаев Н.В., Чмиль А.И., Шустин Е.Г., Физика плазмы, 2004, т.30, с.292.
[2]. Shustin E.G., Fedorov Yu.V., Isaev N.V., Temiryazeva M.P., Vacuum 2009, v.83, p.1350.
[3]. Исаев Н.В., Клыков И.Л., Песков В.В., Шустин Е.Г., доклад на этой конференции.
[4]. Исаев Н. В., Клыков И. Л., Шустин Е. Г., Прикладная физика, 2009, №6, с.113.
[5]. Курнаев В.А., Песков В.В., Чмиль А.И., Шустин Е.Г., Прикладная физика, 2009, №6, с. 118.

# СОСТАВ И СВОЙСТВА ПЫЛЕВЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ НА СТЕНКАХ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ИЗ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ТИТАНОВОГО КАТОДА

Смоланов Н.А.

*Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск, Россия,*
*e-mail: smolanovna@yandex.ru*

Исследовался мелкодисперсный порошок, образующийся на стенках вакуумной камеры установки НВВ-6.6 при получении тонких пленок на основе карбонитрида титана методом конденсации с ионной бомбардировкой. Учитывая, что в плазме металлической дуги постоянного тока с добавлением реакционных газов (азота, ацетилена) могут протекать различные плазмохимические реакции (особенно вблизи охлаждаемых стенок вакуумной камеры), были исследованы его микро- и атомно-кристаллическая структура, фазовый состав и некоторые физико-механические свойства.

Изучению пылевой плазмы и структур, возникающих в ней, уделяется в последнее время значительное внимание. Существование пылинок (макрочастиц с размерами 1-10 мкм и менее) в газообразной (фоновой) плазме приводит к существенному изменению свойств самой плазмы. В зависимости от энергии образования частиц в катодном пятне существует различное фазовое состояние совокупности макрочастиц: газообразное, жидкое или твердое. При взаимодействии с поверхностью твердого тела в потоке плазмы происходит их конденсация с образованием структур (в том числе и нанокристаллических) по различным механизмам роста. На аноде (охлаждаемых стенках вакуумной камеры) нет эмитирующих частиц, однако в данном месте возникают пристеночные явления, связанные с существованием неквазинейтрального слоя. В зависимости от знака возникающей разности потенциалов происходит торможение положительных ионов или электронов. В представляемом докладе сделан обзор литературных данных по получению и исследованию наноструктур в процессах распыления металлов дуговым методом в вакууме и реакционной среде газов.

Исследование микроструктуры порошков и их элементного состава проводилось на растровом электронном микроскопе ЛЭТИ при напряжении 20 кВ. Методом ЭПР проведен анализ продуктов дугового разряда и сопоставление магнитных свойств с фазовым составом (дифрактометр ДРОН-6). Магнитные свойства сажи исследовались на радиоспектрометре PS 100.X при комнатной температуре на частоте 9,3 ГГц. Установлено наличие, по крайней мере, 2-х типов парамагнитных и структурных комплексов. Обсуждаются возможные процессы в плазме и ее рекомбинация на подложке и стенках вакуумной камеры с образованием наноструктурных элементов.

# КАРКАСНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ МОДИФИЦИРОВАННОГО КАМЕННОГО УГЛЯ

В.М. Гуреев*, В.А. Ранцев-Картинов

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», РФ, Москва,* rank@nfi.kiae.ru
*ИПФП РНЦ «Курчатовский Институт», РФ, Москва, gureevvm@tokamak.ru

В работе проведен анализ микроскопических изображений, полученных посредством сканирующего микроскопа термически модифицированного природного каменного угля, относящегося к сортам коксующихся углей. Для анализа использовался разработанный и описанный ранее одним из авторов метод многоуровневого динамического контрастирования [1, 2], позволяющий выявить изображения структур при очень малом их контрасте по сравнению с фоном. Оказалось, что в результате выбранного типа объемного воздействия в массе обработанных и исследованных образцов были выявлены нано-трубочные каркасные структуры, собранные из отдельных прямых идентичных трубчатых блоков порой с радиальными спицами-связями на торцах, образующими структуры типа тележного колеса. Топология выявленных в модифицированном каменном угле структур идентична тем, которые уже были обнаружены и исследованы ранее при подобном анализе изображений углеродных пылевых осадков, пленок и агломератов, извлеченных из рабочей камеры токамака Т-10 [3-5]. Исследуемые структуры имеют тенденцию к формированию поколений, т.е., к фрактальности. Выявленная структура порой в плоскости имеет сетчатое строение, ячейки которой сплошь выложены мелкомасштабными трубчатыми блоками с масштабным коэффициентом порядка 10-ти. В работе проведен также подобный анализ изображений микро/нано пыли, полученной из массы модифицированного угля, который показал малое процентное содержание аморфного углерода в исследованных образцах. Приводится результат сравнительного анализа основных физических свойств исследуемых образцов до и после процесса их модификации. В результате проведенных исследований можно сделать вывод, что материал модифицированного каменного угля может стать основой различных технологий для создания новых нано-композитных материалов.

**Литература**

[1]. Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Laser and Particle Beams, 16, 445,(1998)
[2]. Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Rev.Sci.Instrum., 70, 1387,( 1999)
[3]. Kolbasov B.N., Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Romanov P.V., Phys. Lett. A, 2000, vol. 269, pp. 363-367
[4]. Kolbasov B.N., Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Romanov P.V., Plasma Devices and Operations, 2001, vol. 8, pp. 257-268
[5]. Kolbasov B.N., Kukushkin A.B., Rantsev-Kartinov V.A., Romanov P.V., Phys. Lett. A, 2001, vol. 291, pp. 447-452

Скворцов В.А., *Фогель Н.И. (*Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Московской обл., Россия, *Технический университет, Кемнитц, Германия*)

Алмазный узелок на память от экзотической квазичастицы.

# ХОРЕОГРАФИЯ “ТАНЦЕВ” ЭКЗОТИЧЕСКИХ КВАЗИЧАСТИЦ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ

Скворцов В.А., Фогель Н.И.*

*Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700, г. Долгопрудный, Московской обл., Институтский пер. 9, Россия.,*
**Технический университет г. Кемнитц, 09107, Германия*

Экзотические квазичастицы (ЭК) имеют вихреподобный вид [1,2] и оставляют порой интересные следы на диэлектрических пластинах (см. фотографии на рис.1,2). Иногда экзотическая частица словно волчок «танцует» на поверхности диэлектрика (рис.1). Этот «ритуальный танец» предшествует довольно интенсивному ядерному «жертвоприношению», о чем свидетельствуют детекторы ядерного излучения и обширная область на пластине CR39, на которой видны множественные треки от α-частиц (и других ядерных «осколков»). В некоторых случаях (рис.2) движения ЭК напоминают движения параллельных вихрей [3]. В электрических и магнитных полях возникают свои особенности движения, которые необходимо. учитывать при конструировании компактных ядерных реакторов с ЭК – катализаторами.

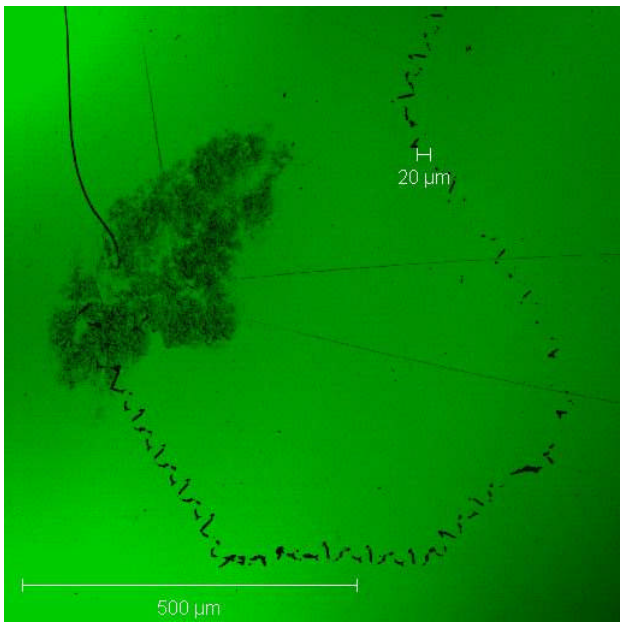



Рис.1.

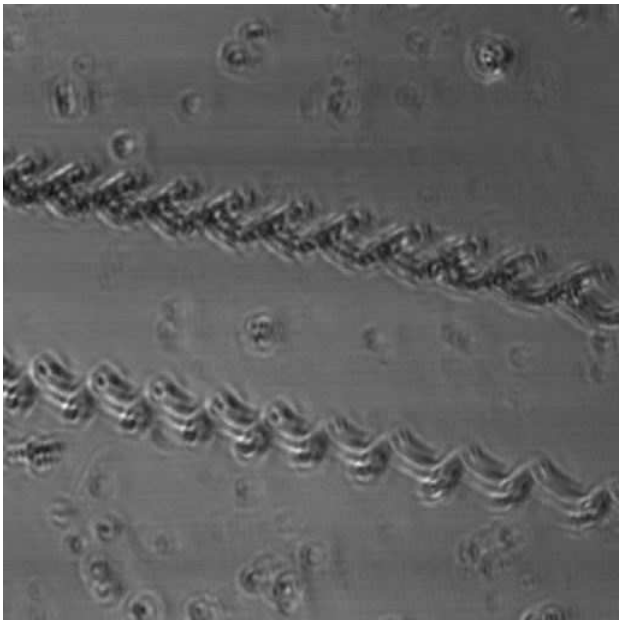


Рис.2.

Снимки, представленные на рис.1,2, сделаны с помощью лазерного сканирующего микроскопа LSM-510, после 20 минутного травления CR-39 в растворе NaOH при T=65 $^{o}$C.

**Литература**

[1]. Скворцов В. А. , Фогель Н.И. Электромагнитные волны и электронные системы. 2002. Т.7., №7. С.64-73.
[2]. Скворцов В.А. «Физика вещества при высоких плотностях энергии». М.: МФТИ, 2007
[3]. Горячев Д.Н. О некоторых случаях движения прямолинейных параллельных вихрей. М.: Унив. Тип. 1898.

# ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРЫ РАЗРЯДА ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ НА ПАРАМЕТРЫ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ЭМИССИИ

Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Наумов В.В., Прохорович Д.Е.

*Московский инженерно-физический институт (Национальный исследовательский ядерный университет), г. Москва, РФ, prokhorovich73@mail.ru*

Потребность создания эффективных источников многозарядных ионов привела к изучению под этим углом зрения плазмы импульсных электрических разрядов типа вакуумной искры (ВИ). При достигаемой величине тока $I_{max} > 50$ кА реализуется режим микропинчевания, в результате которого достигаются следующие параметры плазмы: электронная температура $T_e \approx 2 \div 3$ кэВ [1] и электронная концентрация $n_e > 10^{22}$ см$^{-3}$ [2]. Благодаря этому в микропинчевой области разряда ВИ создаются условия для генерации многозарядных ионов.

В данной работе проведены прямые измерения зарядового состава ионных потоков, эмитируемых из области разряда ВИ, с помощью анализатора типа «электростатическое зеркало» (разработка Иркутского Государственного Университета) [3]. Были определены значения параметра $\mu/Z$ ($\mu$ и $Z$ – массовое число и зарядность регистрируемых ионов, соответственно) и энергии ионов, регистрируемых в осевом плазменном потоке. Расчёт, проведённый по всей полученной в эксперименте базе ионных сигналов, показал, что время генерации исследуемых потоков заключено в первой четверти периода разрядного тока вблизи его максимума.

Для получения информации о пространственной структуре и динамике плазмы в сильноточном разряде ВИ была использована оптическая схема теневого фотографирования, подробно описанная в работе [4]. Проведены исследования пространственного положения излучающих в рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu > 3$ кэВ) областей разряда с помощью камеры-обскуры. Подтвердилось пространственное совпадение области разрыва плазменного канала на теневых фотографиях и плазменной точки, т.е. области микропинчевания, регистрируемой на обскурограммах.

В периферийной области разряда ВИ присутствует низкотемпературная плазма и нейтралы [4, 5].

Сильноточный вакуумный разряд ВИ в «классической» конфигурации электродной системы в качестве источника многозарядных ионов обладает противоречивыми свойствами. С одной стороны, имеется область плотной горячей плазмы, в которой происходит рождение ионов высокой кратности ионизации ($Z > 20$), с другой, указанная область неизбежно погружена в протяжённую область достаточно плотного и холодного вещества, через которую необходимо транспортировать ионы.

Используя полученные результаты, авторы наметили пути воздействия на режим разряда ВИ с целью его оптимизации в качестве ионного источника.

**Литература**

[1]. Долгов А.Н., Кириченко Н.Н., Ляпидевский В.К. и др. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. ВЫП. 1. С. 97.
[2]. Е.В. Аглицкий, А.М. Панин.//Физика плазмы. 1994. Т.20. №10, С. 877.
[3]. Горбунов С.П. Особенности процесса ускорения ионов катодной струи импульсного вакуумного разряда // Дисс. … канд. физ.-мат. наук. М., 2005, 122 с.
[4]. Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Прохорович Д.Е. и др.//Физика плазмы. 2005. Т. 31. №2. С. 192.
[5]. А.Е. Гурей, А.Н. Долгов, Д.Е. Прохорович и др.//Физика плазмы. 2004. Т. 30. №1. С. 41.

# ПРОЕКТ ПИКОСЕКУНДНОГО КОММУТАТОРА НА ОСНОВЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРИГРАНИЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СЛОЯ

Неганов И.И.[*], Федоров М.В., Яковлев М.А.[*]

*Институт общей физики Российской Академии Наук,*
*[*] Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана*

В работе [1] описана возможная конструкция и физическая модель пикосекундного коммутатора, основанного на эффекте возникновения приграничного электронного слоя при облучении металлической мишени мощными лазерными импульсами. Основным практическим преимуществом такой схемы должно стать быстрое время срабатывания (порядка $10^{-10}$ – $10^{-11}$ секунд). Это также дает возможность использовать прибор в качестве устройства для генерации ТГц излучения.

В данной работе предлагается дальнейшее развитие физической модели устройства, а также частично изменяются исходные предположения, сделанные в [1]. В частности, новая физическая модель не требует знаний о форме импульса тока, проходящего через коммутатор для расчета спектра мощности излучения.

**Литература**

[1]. *Федоров М.В., Неганов И.И., Яковлев М.А.* Проект пикосекундного коммутатора на основе эффекта возникновения приграничного электронного слоя при облучении металлической мишени лазерными импульсами. Прикладная физика, сс. 118-121. №6, 2008г.

# ФОРМООБРАЗОВАНИЕ МОДЕЛЕЙ ОДЕЖДЫ В ТАТАРСКОМ СТИЛЕ В ПРОЦЕССЕ ОБРАБОТКИ ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ ВЧЕ – РАЗРЯДА ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

И.Ш. Абдуллин, Э.А. Хамматова, В.В. Хамматова

*ГОУ ВПО «Казанский государственный технологический университет», Россия,*
*e-mail:* venerabb@mail.ru

Разработка качественных современных моделей одежды в национальном татарском стиле как никогда актуальны в наши дни в соответствии с постоянно растущими потребностями нашего народа и их стремлением к созданию гармоничного индивидуального внешнего образа для участия в различных торжественных случаях, а также встречи гостей Универсиады 2013года.

Одним из важнейших направлений, обеспечивающих качество изделий и внешний вид, является использование современные способы формообразования и текстильных материалов, полученные за счет изменения свойств тканей; закрепления деформаций с помощью термоклеевого прокладочного материала, а также дополнительной обработки – направленной модификации систем материалов потоком плазмы ВЧЕ- разряда пониженного давления.

Для оценки влияния параметров потока плазмы ВЧЕ разряда пониженного давления на способность текстильных материалов к формообразованию определяли по разрывной нагрузке ($P_н$) и относительному разрывному удлинению ($\varepsilon_р$) под углами $\beta = 0^0$, $\beta = 45^0$и $\beta = 90^0$к основе.

Разрывная нагрузка и относительное разрывное удлинение при растяжении шерстяных тканей с ростом продолжительности обработки увеличиваются, достигают максимума при $\tau$=180с, затем уменьшается, а при $\tau$ больше 360с прочность и удлинение становятся меньше, т.е. $\Delta P_н$ уменьшаются на 10-15%, а $\varepsilon_р$ уменьшается на 4 - 10%, в зависимости от направления раскроя. Максимальный эффект $\Delta P_н$ и $\varepsilon_р$ после плазменного воздействия достигается при $P_р$=1,7 кВт; $\tau$ =180с; P= 33Па; $G_{Ar}$=0,04г/с.

На основе проведенных исследований установлено, что пространственная форма основных деталей одежды в татарском стиле может быть получена без принудительного растяжения нитей в ткани путем изменения угла наклона этих нитей на определенных участках деталей одежды. Формование, основанное на изменении сетевого угла ткани, может выполняться на материалах любого волокнистого состава.

Эффективность процесса формообразования состоит в обработке ткани потоком плазмы ВЧЕ разряда пониженного давления, заключающийся в объемной модификации текстильного материала, что приводит к упорядочению его структуры и повышению эластичности волокон. Обобщая полученные результаты, можно констатировать, что поток плазмы ВЧЕ разряда пониженного давления и технологические параметры влажно – тепловой обработки способствуют управлению формообразования изделий в татарском стиле.

В результате объемной обработки текстильных материалов поток ионов плазмообразующего газа, бомбардируя внутреннюю поверхность ткани и рекомбинируя в ней с электронами, комплексно воздействует на ее поверхность. Таким образом, происходит одновременно обработка внешней поверхности материалов и внутренней поверхности пор и капилляров.

# ВИХРЕВОЙ СВЧ ПЛАЗМОТРОН АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Есаков И.И., Лавров П.Б.*, Раваев А.А., Ходатаев К.В.

*Московский радиотехнический институт РАН, Москва, Россия, ravaev@mrtiran.ru*

Современная промышленность в стремлении к интенсификации технологических процессов все чаще обращается к использованию низкотемпературной плазмы в качестве рабочего тела. Широкое распространение получили различные устройства генерации плазмы на основе электрических разрядов постоянного тока, переменного тока промышленной частоты, ВЧ и СВЧ разрядов. К несомненным достоинствам СВЧ-генераторов плазмы относится принципиальная возможность создания «чистого», безэлектродного разряда (отсутствует загрязнение плазмы и обрабатываемого материала продуктами эрозии) в сочетании с гибкостью и энергетической эффективностью подвода электромагнитной энергии к рабочему телу. В настоящей работе рассмотрен один из таких приборов – вихревой безэлектродный СВЧ плазмотрон атмосферного давления.

Особенностью предлагаемого устройства является организация возвратно-вихревого потока плазмообразующего газа (воздуха) в камере. В нем полностью отсутствуют не только металлические электроды, но и характерные для плазмотронов типа “surfaguide” или “surfatron” кварцевые, керамические и любые другие диэлектрические трубки и вставки. При этом область локализации горячего плазмоида изолирована от стенок камеры и выходного сопла. В исследованном диапазоне мощностей СВЧ генератора 0.5-2.5 кВт (магнетрон, длина волны 12.2 см) камера не требует водяного охлаждения, выпускное сопло во время работы остается практически холодным.



Таким образом, предлагаемый генератор плазмы может обеспечить высокую чистоту плазмохимических процессов получения и обработки материалов (так как исключен контакт плазмоида с любыми частями его конструкции, и, соответственно, отсутствуют продукты плазменной эрозии) и имеет «неограниченный» срок службы, – срок службы собственно плазмотрона многократно превосходит сроком службы используемого источника СВЧ излучения. Наконец, еще одним достоинством и отличительной особенностью предлагаемого устройства является «самосогласованный» характер его работы, то есть независимость от колебаний мощности и частоты СВЧ генератора, расхода газа и т.д. Образно говоря, нужно приложить немалые усилия, чтобы сорвать генерацию плазмы в однажды настроенном и работающем устройстве.

Основные характеристики плазмотрона:

Динамический диапазон подводимой СВЧ мощности – 0.5…2.5 кВт,

Рабочая частота – 2.45 ± 0.10 МГц,

Расход газа – от 40 до 250 л/мин,

Температура плазмоида в его центральной части – более 3000 $C^0$,

КПД утилизации СВЧ энергии – не менее 60 %.

# СОЗДАНИЕ РЕГУЛЯРНОЙ СИСТЕМЫ ПЛАЗМЕННЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ РАЗРЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА В КВАЗИОПТИЧЕСКОМ ПУЧКЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

Александров К.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Лавров П.Б.*, Раваев А.А., Ходатаев К.В.

*Московский Радиотехнический институт РАН, Москва, Россия, ravaev@mrtiran.ru*

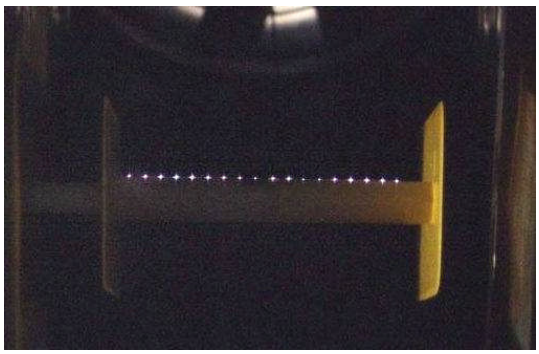
Проблема организации регулярной системы строго локализованных плазменных образований с заданным пространственным масштабом от удаленного источника СВЧ энергии представляет большой интерес для целого ряда практических приложений в плазмохимии и в плазменной аэродинамике. Целью данной работы явилась исследование и разработка метода создания локализованных СВЧ разрядов на диэлектрической поверхности обтекаемой модели для проверки нового способа управления пограничным слоем.

По условиям эксперимента необходимо было разработать систему инициаторов идентичных СВЧ разрядов, расположенных на поверхности диэлектрика с фиксированным шагом на близком расстоянии друг от друга и возбуждаемых от удаленного источника СВЧ излучения со средней мощностью не более 1 кВт и длиной волны $\lambda$ = 12.2 см. Численный эксперимент и испытания показали, что «классические» пассивные линейные вибраторы резонансной длины малопригодны для этой цели из-за сильно электромагнитного (ЭМ) взаимодействия друг с другом и возбуждения в системе очень неоднородной многомодовой структуры ЭМ поля. Была предложена новая конструкция инициаторов на основе резонансных кольцевых вибраторов с зазором. Такая система при достаточно высокой добротности (низких пороговых полях СВЧ пробоя) обеспечивает более однородное распределение ЭМ поля в структуре и надежное зажигание системы так называемых глубоко подкритических стримерных СВЧ разрядов. Расстояние между инициаторами в новой системе составляло не более 8-10 мм.

В статье описаны электродинамические особенности формирования квазиоптического СВЧ пучка на расстояниях ~ 3$\lambda$ в реальных условиях и поведения системы кольцевых вибраторов с зазором в ЭМ поле. Описывается выбор стойких к эрозионному воздействию плазмы материалов всей конструкции. Приведены результаты энергетических оценок системы СВЧ разрядов и измерений температурных полей в спутном следе потока на модели. Рассмотрены новые, более совершенных системы инициаторов.



*Подкритический СВЧ разряд в зазоре ЭМ вибратора на плоской поверхности*



*Регулярная система СВЧ разрядов на модели в аэродинамической трубе*

При проведении контрольных экспериментов в аэродинамической трубе было доказано, что соответствующим образом организованная система локализованных микроволновых разрядов влияет на развитие турбулентности за счет формирования на поверхности обтекаемой модели регулярной вихревой структуры с заданным пространственным масштабом. Метод позволяет изменять аэродинамические коэффициенты и «точку» отрыва потока на модели. При этом эффективность взаимодействия системы электромагнитных вибраторов с инициированными разрядами, как целого, с квазиоптическим СВЧ пучком высока, а требуемый для управления параметрами модели удельный вклад СВЧ энергии сравнительно мал.

Работа выполнена в рамках Гранта CRDF GAP #UKE2-1508-KV-05.

# ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ДИОДЕ С СЕТОЧНОЙ СТАБИЛИЗАЦИЕЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЭМИССИОННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В.Т. Астрелин, А.В. Бурдаков, [*]С.В. Григорьев, [**]И.В. Кандауров, [*]Н.Н. Коваль, [*]А.Д. Тересов

*Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: astrelin@inp.nsk.su*
[*]*Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия, e-mail: koval@opee.hcei.tsc.ru*
[**]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

Генерация мощных пучков заряженных частиц в источниках с плазменным эмиттером является перспективным путем для получения высоких плотностей тока при большой длительности импульса и сравнительно небольших ускоряющих напряжениях.

Электронно-оптические характеристики пучков, получаемых в этих системах, зависят, главным образом, от формы и конфигурации эмиссионных плазменных поверхностей ускорительной системы. В свою очередь, форма границ плазмы зависит сложным образом от электрических и магнитных полей, создаваемых окружающими электродами и токами, от плотности и функций распределения заряженных частиц плазмы, которые определяются способом создания плазмы. Чтобы минимизировать зависимость от характеристик плазмы, для стабилизации плазменной эмиссионной поверхности на катодном электроде часто используют металлические мелкомасштабные сетки, с размером ячеек, значительно меньшим характерных размеров диода. В этом случае также появляется возможность использовать в качестве анода пучковую плазму, образующуюся при транспортировке ускоренных электронов в газе низкого давления. Тогда ускорение электронов происходит в двойном слое пространственного заряда между эмитирующей плазмой, поверхность которой стабилизирована сеткой, и пучковой плазмой. Такой принцип действия положен в основу генератора электронного пучка "СОЛО", разработанного в ИСЭ СО РАН.

В настоящей работе для оценки электронно-оптических характеристик пучка, формируемого в диоде источника электронов "СОЛО", и полного понимания факторов, влияющих на них, проводится численное моделирование области ускорения и транспортировки электронного пучка. Транспортировка происходит в плазме, создаваемой пучком, в ведущем магнитном поле. Получены основные пространственно-угловые характеристики пучка. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментом, и показано, что наблюдается хорошее согласие. Установлено существенное влияние рассеяния электронов на пространственных неоднородностях электрического поля в области сетки на угловые характеристики пучка. Подтверждено определяющее влияние величины магнитного поля на поперечные потери пучка при его транспортировке.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 08-08-00827, грантом Рособразования "Развитие научного потенциала ВШ" 2.1.1/3983, интеграционным проектом СО РАН № 34 и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 30.

# ПОТОК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ИЗ ПЛАЗМЫ ПИНЧА НИЗКОВОЛЬТНОГО ВАКУУМНОГО ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРУЕМОГО РАЗРЯДА

Ю.В. Коробкин, *В.Л. Паперный, И.В. Романов, А.А. Рупасов, А.С. Шиканов

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, laser.plasma@gmail.com*
**Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия, paperny@math.isu.runnet.ru*

Ранее в [1,2] экспериментально и теоретически были исследованы особенности динамики быстрых лазерно-индуцированных вакуумных разрядов. Установлено, что одной из особенностей быстрого разряда является возможность формирования микропинчевых структур на фронте расширяющейся в вакуум катодной струи. При этом характеристики фор-плазмы, образуемой лазерным излучением, играют ключевую роль в процессе формирования пинча. Возможность оптимизации характеристик инициирующего разряд лазерного излучения и межэлектродного расстояния позволяет стабилизировать момент возникновения перетяжки и увеличить степень ее сжатия. С другой стороны процесс формирования микропинчевой структуры в катодной плазменной струе вакуумного разряда имеет существенное отличие от пинчевания плазмы "классической" сильноточной искры. А именно, определяющим параметром процесса пинчевания катодной струи является скорость нарастания тока разряда, тогда как в классических системах именно амплитуда тока определяет характеристики плазмы пинча.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований ионной эмиссии из плазмы лазерно-индуцируемого вакуумного разряда. Показано, что одним из механизмов генерации многозарядных ионов материала катода в плазме разряда является процесс пинчевания катодной струи. В частности, в низковольтном разряде с амплитудой ≈1,7 кА, скоростью нарастания тока ≈$7{,}5\cdot10^{9}$А/с и напряжением на накопителе 2,3 кВ достигнуто устойчивое пинчевание плазменной струи при его инициировании лазерным импульсом длительностью 30 пс, энергией 8-10 мДж и плотностью мощности $5\cdot10^{11}$ Вт/см$^2$ на Al- катоде. Для данного разряда получены энергетические спектры и распределение зарядового состава ионов, эмитируемых из плазмы разряда. Средний заряд ионного пучка находится в диапазоне +(4,9-5,2). Максимальные заряд и энергия ионов, достигают величин +8 и 14 кэВ/Z соответственно. Энергии ионов приблизительно 5Z раз превышают потенциал источника тока. Проведен качественный анализ характеристик ионного пучка в зависимости от энергии лазерного импульса. Сравнительный анализ ионной эмиссии из лазерной плазмы и плазмы лазерно-индуцируемого разряда показал схожесть энергетических характеристик ионных потоков из плазмы разряда и плазмы, образованной на поверхности мишени лазерным импульсом длительностью 30 пс с энергией 500 мДж и плотностью мощности $2\cdot10^{13}$ Вт/см$^2$. Проведенные исследования дают основания полагать, что применение катодов из металлов с большим Z (таких как: Ta, W и др.) и увеличение напряжения на накопителе до 15-20 кВ приведет к генерации ионов с Z до +30 и увеличению их энергии до нескольких МэВ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 09-02-01084, № 09-08-01114) и Рособразования (проект № 2.1.1/473).

## Литература

[1]. 1. Yu.V. Korobkin, I.V. Romanov, A.A. Rupasov, A.S.Shikanov. Hard X-ray emission in laser- induced vacuum discharge. Laser and Particle Beams, 2005, 23, 3, 333.

[2]. 2.Yu.V. Korobkin, V.L. Paperny, I.V. Romanov, A.A. Rupasov, A.S. Shikanov. Micropinches in laser induced moderate power vacuum discharge. Plasma Phys. Control Fusion, 2008, 50, 065002.

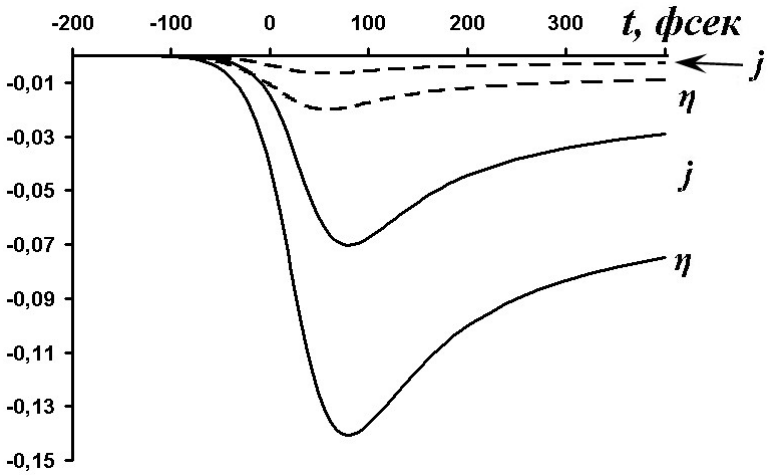
# ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ БЫСТРО ГРЕЮЩЕЙ МЕТАЛЛ *S*-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНОЙ.

С.Г. Бежанов, С.А. Урюпин

*Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, e-mail: bezhanov@sci.lebedev.ru*

Изучение генерации гармоник лазерного излучения электронами проводимости является эффективным методом исследования электронных свойств металлов. При воздействии на металл греющего фемтосекундного лазерного импульса на временах, меньших времени передачи энергии от электронов к решетке, устанавливается неравновесное состояние, в котором температура электронов $T_e$ меньше энергии Ферми, но много больше температуры решетки $T_{lat}$. Частоты электронных столкновений, определяющие процессы поглощения и теплопроводности, складываются в чистом металле из электрон-фононной и электрон-электронной частот столкновений: $\nu_e = \nu_{ep} + a k^2 T_e^2 / \hbar\varepsilon_F$, $\nu_{e,\lambda} = \nu_{ep,\lambda} + b k^2 T_e^2 / \hbar\varepsilon_F$, где $\nu_{ep}$ и $\nu_{ep,\lambda}$ – частоты электрон-фононных столкновений, $T_e$ – температура электронов, $k$ – постоянная Больцмана, $\hbar$ – постоянная Планка, $\varepsilon_F$ – энергия Ферми, $a$ и $b$ – численные коэффициенты. При быстром нагреве электронов частота электрон-электронных столкновений $\nu_{ee}$ значительно увеличивается, становясь сравнимой с частотой лазерного излучения. В этих условиях влияние столкновений на слабонелинейный отклик металла становится доминирующим и возникает необходимость в теории, адекватно описывающей нелинейно-оптические свойства неравновесного металла.

В [1] разработана теория генерации второй гармоники и тока увлечения греющим металл фемтосекундным импульсом s-поляризованного излучения. Получены формулы, определяющие зависимость эффективности генерации второй гармоники $\eta(2\omega)$ и тока увлечения от параметров металла и излучения, в частности – от частоты электронных столкновений. Базируясь на уравнениях для температур электронов и решетки показано, как по мере нагрева металла происходит ослабление генерации излучения на частоте $2\omega$ и величины тока увлечения (см.рис). Напротив, охлаждение электронов из-за выноса тепла из скин-слоя сопровождается усилением этих величин. Установлено, что эволюция эффективности генерации и тока увлечения во времени существенно зависит от параметров $a$ и $b$, определяющих частоты электрон-электронных столкновений (см.рис). Согласно рисунку, изучение эволюции во времени функций $\eta(2\omega)$ и $j$ позволяет извлекать информацию о величинах неизвестных коэффициентов $a$ и $b$.




*Зависимость эффективности генерации $\eta(2\omega)/\eta_0$-1 и тока увлечения $j/j_0$-1 при $a$=1, $b$=3 (сплошные кривые) и $a$=0.5, $b$=1 (пунктирная кривая), где $\eta_0$ и $j_0$ – значения $\eta$ и $j$ при $T_e$=$T_0$ – начальной температуре.*

**Литература.**

[1]. Бежанов С.Г., Урюпин С.А., Квантовая электроника, в печати, (2010).

# УСКОРЕНИЕ ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В СВЧ-РЕЗОНАТОРЕ

Г.Н. Грачёв, А.Э. Медведев

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия, e-mail: spectr_m@mail.ru*

Технологии поверхностной имплантации требуют простых и эффективных способов получения потоков ионов. Традиционные методы имплантации основаны на ускорении ионов в вакууме и приэлектродных слоях тлеющего разряда низкого давления. При наиболее удобных с технологической точки зрения атмосферных давлениях передать приповерхностным ионам энергию, превышающую тепловую, путём ускорения в постоянном электрическом поле практически не возможно. Эффект имплантации частиц при атмосферных давлениях наблюдается в результате взаимодействии лазерной плазмы оптического пульсирующего разряда (ОПР) с поверхностью металлов [1].

Нами сделана попытка использовать слой приповерхностной лазерной плазмы ОПР в качестве источника ионов ускоряемых при атмосферном давлении. Для большей эффективности передачи энергии, плазму поместили в зазор сосредоточенной ёмкости СВЧ-резонатора. В плотную лазерную плазму поле не проникает и всё приложенное к зазору напряжение ($U$) падает на образованном положительными ионами экранирующем слое ($l$, $l \approx r_D\left(1+U/T\right)^{1/2}$, $r_D$ - размер Дебая, $T$ - температура плазмы), толщина которого при атмосферном давлении не превышает длину свободного пробега. Для не слишком высокой частоты внешнего источника, когда амплитуда колебаний электронов ($a$) больше $l$, будет обеспечен уход электронов из плазмы на электрод. Тогда, благодаря полупроводниковым свойствам границы: плазма – проводящее тело, на экранирующем слое, кроме переменного, будет присутствовать необходимое для ионного ускорения постоянное напряжение. Как известно, в плазме высокочастотного разряда, при подъёме давления газа и частоты поля, величина постоянного напряжения на приэлектродных слоях падает и в СВЧ-области частот взаимодействия с поверхностью не наблюдается. Однако, для плотности плазмы выше $10^{13} см^{-3}$ при частоте внешнего генератора не более 10 ГГц условие $a > l$ выполняется. Из наших оценок следует, что в СВЧ-поле ионы лазерной плазмы ОПР ($10^{13} \div 10^{18} см^{-3}$) будут взаимодействовать с поверхностью с энергией до 100 эВ.

Для экспериментальной проверки возможности получения на основе ОПР в атмосфере газов ионного потока и его дальнейшего использования в технологии имплантации, проведен анализ, с моделированием движения частиц в слоях плазмы, находящейся в зазоре с переменным полем. По результатам анализа выполнен расчёт и спроектирован тороидальный резонатор, который был размещён на технологической головке, формирующей лазерный пучок и скоростной поток газа. Возникающий в резонаторе слой лазерной плазмы граничит с одной из обкладок сосредоточенной ёмкости, в качестве которой выступает зазор между подложкой и соплом технологической головки. Ввод энергии в резонатор от импульсного СВЧ-генератора частотой 2856 МГц и мощностью до 1 кВт осуществляется синхронно с импульсами излучения лазера.

Приводятся результаты первых экспериментов по комбинированному воздействию находящейся в электрическом поле СВЧ-резонатора плазмы ОПР на процесс азотирования поверхности титана.

## Литература

[1]. Bagaev S.N., Grachev G.N., Ponomarenko A.G. et al. Russian-French-German Laser Symposium 2009, 2009, p. 65.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ, ИМЕЮЩЕЙ ВЫСОКИЙ УРОВЕНЬ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

К.Н. Овчинников, В.П. Силин, С. А. Урюпин

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

Закономерности взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой, в которой присутствует развитая ионно-звуковая турбулентность, качественно отличаются от имеющих место в ламинарной плазме [1, 2]. Основная причина отличия обусловлена тем, что частота рассеяния электронов на флуктуациях плотности заряда намного порядков превосходит частоту парных столкновений электронов. Кроме того, эффективная частота столкновений электронов в плазме с ионно-звуковой турбулентностью существенно анизотропна, а степень анизотропии зависит от уровня возбуждения турбулентных шумов.

Необычные закономерности поглощения высокочастотного излучения плазмой с развитой ионно-звуковой турбулентностью уже рассматривались ранее в условиях, когда частота излучения меньше плазменной частоты электронов, но значительно превосходит как эффективную частоту столкновений электронов, так и обратное характерное время изменения спектра турбулентности [3].

В развитие подхода [3], в работе [4] изучено поглощение и отражение монохроматического излучения осесимметричной турбулентной плазмой в нескольких диапазонах частот. В [4] установлены закономерности поглощения относительно слабого переменного поля, которые позволяют видеть перспективу использования высокочастотного излучения для дополнительного нагрева плазмы с ионно-звуковой турбулентностью. Показано, что эффективность поглощения существенно зависит от соотношения между частотой излучения, характерной частотой столкновений электронов и временем изменения турбулентных шумов. Вследствие анизотропии турбулентности анизотропным оказывается и коэффициент поглощения. Анизотропия турбулентности приводит к различным сдвигам фазы компонент поля отражённой волны, ориентированных вдоль и поперёк оси симметрии турбулентных шумов. Из-за этого падающая линейно поляризованная волна трансформируется в эллиптически поляризованную волну. По измерениям коэффициента поглощения и степени эллиптичности отражённой волны можно определить компоненты тензора проводимости турбулентной плазмы. Конкретные расчёты коэффициента поглощения и разности сдвигов фаз выполнены для плазмы с ионно-звуковой турбулентностью. Вместе с тем, ясно, что ряд выводов, полученных в приближении заданного спектра турбулентности, носит достаточно универсальный характер и будет иметь место применительно к плазмам с потенциальными турбулентными шумами иной природы.

**Литература**

[1]. Завойский Е.К., Рудаков Л.И. //Атомная энергия. 1967. Т. 23. С. 417
[2]. Волков Е.Д., Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Сухомлин Е.А.,Коллективные явления в токонесущей плазме. Киев: Наукова думка, 1979
[3]. Силин В.П. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1983. Вып. 5. С. 59
[4]. Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 1118

# ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ВОДЫ В КАУСТИКЕ АКСИКОНА

С.С. Бычков, С.С. Бычков (мл.), Л.Н. Пятницкий, Е.С. Солдатенков

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: serg-bychkov@yandex.ru*

В работе использована оригинальная технология генерации плазменного канала в жидкости. В основе предлагаемой технологии лежит метод фокусировки лазерного излучения в среду конической линзой – аксиконом. В этом случае образуется бесселев пучок, который позволяет скомпенсировать рэлеевскую расходимость волнового излучения и сфокусировать его в каустику дифракционного диаметра с рэлеевской длиной, на много порядков превосходящей этот параметр для гауссова пучка. Поперечное распределение поля за аксиконом описывает функция Бесселя. Область фокусировки представляет собой отрезок, расположенный вдоль оси оптической системы. Пробой жидкости происходит практически одновременно и независимо на всем протяжении фокального отрезка, образуя сплошной плазменный канал нитевидной формы. Скорость его формирования определяется скоростью распространения света в среде. Такие плазменные каналы окружены со всех сторон жидкостью и не контактируют с какими-либо деталями установки. Они также могут быть созданы дистанционно, на значительном расстоянии от фокусирующей оптики. Когда плазменный канал уже полностью сформирован, начинают проявляться гидродинамические явления. Радиальное расширение канала порождает сильную ударную волну с цилиндрическим фронтом, которая представляет интерес для ряда технических приложений.

С целью исследования процессов, протекающих в жидкости под воздействием бесселева пучка, создана экспериментальная установка. В ее составе мощный лазер накачки (длина волны 1,06 мкм), формирователь бесселевых пучков, экспериментальная камера, наполняемая жидкостью, а также система контроля параметров лазерного излучения и комплекс диагностик для всестороннего изучения оптического пробоя жидкости в поле бесселева пучка, процессов формирования плазменного канала и гидродинамических явлений, вызванных его расширением. В проведенных экспериментах использовалась дистиллированная вода без специальной подготовки. Осуществлен оптический пробой воды в каустике аксикона. Например, при энергии лазерного излучения 5 Дж в импульсе длительностью 40 нс длина плазменного канала для угла фокусировки 8° достигала 6 см, а его диаметр не превышал 150 мкм. Наблюдаемая квазипериодичность яркости изображения в осевом направлении демонстрирует наличие продольной структуры, период которой с учетом изменения длины волны греющего излучения в воде совпадает с периодом структуры плазменного канала в газах. При энергии лазерного импульса менее 1 Дж пробой воды не наблюдался. Оценки пороговой интенсивности для этого случая показали, что очаги пробоя возникают при интенсивностях более 10 ГВт/см$^2$. Методами теневой съемки обнаружено влияние лазерного излучения допробойной интенсивности на показатель преломления воды, что свидетельствует о нелинейном распространении бесселева пучка в воде. Теневая съемка была также применена для регистрации динамики формирования ударной волны. Спектр излучения, наблюдаемый в боковом относительно плазменного канала направлении, представлял собой континуум без ярко выраженных спектральных линий.

Использование описанной технологии трансформации энергии лазерного излучения в гидродинамический поток позволит сконструировать генераторы ударных волн с варьируемыми параметрами, область применения которых чрезвычайно широка: очистка и модификация поверхностей, синтез наноматериалов, обеззараживание воды и определение вредных примесей, интенсификация химических реакций и многое другое.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-08-00199).

# РОЛЬ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОРМИРОВАНИИ ДИФФУЗНЫХ И ИСКРОВЫХ КАНАЛОВ В Ar АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Ахмедова Х.Г., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А.

*Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия, Vali_60@mail.ru*

Переходу от объемного разряда к искровому предшествуют неустойчивости в прикатодной области - взрыв микроострий, либо инициирование эмиссионного центра при пробое диэлектрических включений на поверхности катода [1].

Исследовался разряд при небольших перенапряжениях (30%). Разрядный промежуток длиной 1 см был образован полусферическим (R=20см) алюминиевым электродом диаметром 4 см и сетчатым анодом, за которым располагался источник УФ излучения (свободная искра).

Регистрация пространственно-временного развития свечения и запись спектра разряда с высоким временным разрешением показали, что важную роль в переходе от объемной стадии разряда к искровой играет переход от автоэмиссии к взрывной. О начале взрывной эмиссии можно судить по появлению спектральных линий материала катода (алюминий).

Выделение большой энергии в локальной области приводит к резкому разогреву участка катода и его взрыву, после чего происходит разлет плазмы со скоростью ~ $10^6$ см/с, причем на начальных стадиях развития катодное пятно имеет полусферическую форму. Скорость расширения прикатодной плазмы определялась по интенсивности спектральных линий алюминия на разных расстояниях от катода.

Так как расширение плазмы катодного пятна происходит со скоростью намного превышающей скорость звука, то на фронте волны происходит значительный рост температуры, и фронт ионизации переносится со скоростью волны.

Распространение ударной волны, инициированной катодным пятном по столбу разряда (по слабоионизированной плазме), естественно, вызывает дополнительный рост ионизации и формирование диффузного канала.

Скорость распространения волны вдоль плазменного столба выше, чем в невозмущенном газе (в радиальном направлении), т.е. фронт волны сферически несимметричен. Это объясняется тем, что температура газа в слабоионизованном столбе больше чем температура окружающего газа. А ударная волна является дополнительным источником нагрева газа в предискровом диффузном канале.

На втором этапе со стороны катода вдоль диффузного канала прорастает контрагированный искровой канал со скоростью ~$10^7$ см/с, яркость свечения которого соизмерима с яркостью свечения прикатодной плазмы.

Как показали исследования с помощью электрооптического затвора Керра и фотоэлектронного регистратора, чем меньше диаметр канала, тем больше скорость его прорастания.

С ростом перенапряжения формируются несколько катодных пятен; они, сливаясь, образуют широкий катодный факел, с которого прорастал искровой канал. Скорость прорастания канала достигает при малых перенапряжениях значение ~$10^7$см/с. Радиус канала составляет 0,1 мм. С увеличением перенапряжения скорость прорастания канала уменьшается, а сформировавшийся канал имеет большой диаметр, причем скорость прорастания канала от катодного пятна зависит от плотности тока. С ростом плотности тока скорость прорастания увеличивается.

**Литература**

[1] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Инжекционная газовая электроника. – Новосибирск: Наука, 1982, 239с.

# ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИСКРОВОГО КАНАЛА

Ахмедова Х.Г., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А.

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, Vali_60@mail.ru*

Скорость поперечного переноса плазменной области в магнитном поле, давление которого соизмеримо с газокинетическим давлением плазмы, заметно уменьшается, что обусловливает изменение не только в характере временной эволюции, но и в перераспределении энергии вкладываемой в разряд и, соответственно, спектрального состава излучения плазмы.

Исследовался разряд в аргоне при давлении 3 атм и небольших перенапряжениях (25%), значение зарядной емкости составляло $5\cdot10^{-7}$ Ф, индуктивность разрядной цепи L = 2,5 $\cdot10^{-6}$ Гн. Временная развертка спектра осуществлялась с помощью фоторегистратора СФР, сочлененного со спектрографом ИСП-30. Интенсивность отдельных спектральных линий записывалась с помощью двойного монохроматора ДМР-4 и ФЭУ-87 с разрешением ~$10^{-8}$ с. Продольное импульсное магнитное поле напряженностью до $2\cdot10^{7}$ А/м и периодом 600 мкс, создавали разрядом батареи конденсаторов общей емкостью 1800 мкФ через цельноточенный соленоид из бериллиевой бронзы с числом витков 33 и внутренним диаметром 8мм. Разрядный промежуток был образован полусферическими алюминиевыми электродами диаметром 4 мм, расположенных на расстоянии 3 мм.

Через 150-200 нс с начала образования канала яркость ионных линий возрастает и регистрируется интенсивный непрерывный спектр в широком диапазоне длин волн. Максимальная яркость ионных линий в условиях эксперимента достигается через 300-400 нс с начала резкого роста тока.

С увеличением напряженности магнитного поля максимальное значение интенсивности смещается в коротковолновую область спектра (при $H$=0, $\lambda_{max}$ = 420 нм; при $H$=1,1$\cdot10^{7}$ А/м, $\lambda_{max}$ = 400 нм; при $H$=1,58$\cdot10^{7}$ А/м, $\lambda_{max}$ = 370-380 нм).

В магнитном поле возрастает также и плотность заряженных частиц в плазме. Концентрация электронов в искровом канале, определенная по штарковским полуширинам линий 480,6 нм и 422,8 нм, табулированные в [1], для момента $t$=300 нс при $H$=0 составляет $2{,}4\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, при $H$=1,1$\cdot10^{7}$ А/м - $3{,}4\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, т.е. изменение больше, чем погрешность метода (14%) [1].

Степень проникновения магнитного поля в плазму (на стадии быстрого расширения) составляет $\frac{H_{cp}}{H_0} \approx 90 - 97\%$.

Таким образом, даже небольшой градиент магнитного поля обеспечивает существенное перераспределение энергии разряда и изменение спектрального состава излучения.

**Литература**

[1]. Грим Г. Спектроскопия плазмы. - М.: Атомиздат, 1969.

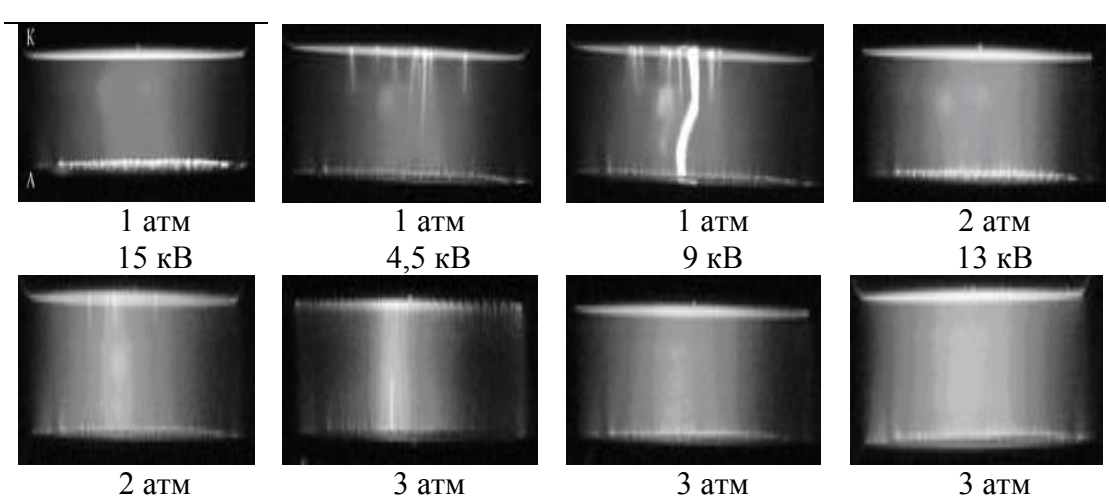
# РАЗВИТИЕ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ ПРИ БОЛЬШИХ ДАВЛЕНИЯХ И ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ

Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Арсланбеков М.А., Катаа А.Дж.

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия, Vali_60@mail.ru*

На основе исследованных электрических, спектральных характеристик и пространственно-временных картин развития разряда различными методами показана динамика формирования пробоя в гелии при различных начальных условиях (геометрии электродов, давления газа, напряжения пробоя, наличии предварительной ионизации). Определены оптимальные условия однородного и устойчивого горения объемного разряда (ОР) при различных отношениях E/p. Анализируется случаи перехода диффузного ОР в контрагированный разряд и в сильноточный диффузный режим [1,2] при изменении давлений в диапазоне 1-5 атм и прикладываемых напряжений от статического пробойного ($U_s$ =3 кВ) до сотни процентов перенапряжений. Показано, что при атмосферном давлении увеличение энерговклада приводит к контрагированию разряда, а с ростом давления при тех же полях разряд принимает однородную форму (см. рис.1, верхний электрод - катод).

По спектрам излучения объемных и контрагированных разрядов, а также сильноточного диффузного режима изучены спектральные характеристики этих форм разрядов. По спектрам излучения прикатодной плазмы (линий материала электродов) рассмотрены взрывные процессы расширения эмиссионных центров и формирование ударных волн на стадии формирования сильноточного диффузного разряда в гелии атмосферного давления.




Работа выполнена при финансовой поддержке проекта ФЦП НК-105П/1, федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

**Литература.**

[1] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., и др. Объемные разряды, применяемые для накачки эксимерных лазеров. В кн.: Лазерные системы.- Новосибирск: Наука, 1980. С.14 - 29.

[2] Ашурбеков Н.А., Арсланбеков М.А., Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. Сильноточный диффузный разряд в гелии атмосферного давления. //XXXI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС: Тез. докл. Звенигород, 2004. С.270.

# УШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ Ar ВО ВНЕШНЕМ ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Омаров О.А., Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х., Магомедов Н.М.

*Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия, Vali_60@mail.ru*

В плазме в зависимости от характера воздействия окружающих частиц и внешних условий происходит уширение спектральных линий. В работе рассматриваются результаты исследования уширения спектральных линий плазмы Ar во внешнем продольном магнитном поле и определения параметров плазмы по спектрам излучения.

Временная развертка спектра осуществлялась с помощью фоторегистратора СФР или ВФУ-1, сочлененного со спектрографом ИСП-30. Интенсивности отдельных спектральных линий записывалась с помощью монохроматоров ДМР-4, МДПС-3 и ФЭУ с разрешением ~$10^{-8}$ с. Полуширина спектральных линий записывались на спектрографе СТЭ-1. Продольное импульсное магнитное поле создавали разрядом батареи конденсаторов ($C$=1500 мкФ) через соленоид из бериллиевой бронзы.

Уже на ранних стадиях расширения искрового канала регистрируются ионные линии Ar с λ=372; 358,8 и 354,5 нм, а также интенсивное непрерывное излучение в диапазоне 350-360 нм. Спектр прикатодной плазмы характеризуется линиями материала катода Al II: λ=396,1; 394,4; 280,1; 281,6 нм и интенсивным континуумом в диапазоне 260-360 нм.

В магнитном поле увеличиваются как скорость роста, так и интенсивности спектральных линий. На стадии медленного расширения канала, в продольном магнитном поле, начиная с момента $t$=700 нс, сильно возрастает свечение линий алюминия: 281,6; 280,1; 309,3; 308,2 нм.

Температура катодного факела, оцененная по относительной интенсивности спектральных линий Ar через 30-40 нс, составляет 4-5 эВ. В продольном магнитном поле напряженностью 200 кЭ температура увеличивается до 6-7 эВ. Температура плазмы, определенная по формуле Спитцера [1] для момента $t$=1мкс составляет 25000 К, а по относительной интенсивности спектральных линий 31000 К. Такое расхождение результатов объясняется тем, что на поздних стадиях расширения проводимость неоднородна по сечению канала. В магнитном поле эта разница незначительная.

Оценим вклад различных механизмов в уширение линий ионизованного аргона. При плотностях электронов $10^{16}$ см$^{-3}$ ударная полуширина линии ArII 480,6 нм ($кT_e$=4 эВ) составляет ~0,1 нм, а уширение собственным магнитным полем будет равно ≅0,002 нм. Доплеровское уширение для линии ArII 480,6 нм при температуре T=$4\cdot10^4$ К, пренебрежимо мало ~$10^{-3}$ нм. Ван-дер-Вальсовское уширение на канальной стадии отсутствует, т.к. в плазме искрового канала нейтральные атомы за очень малые времена выгорают.

Полуширина линии ArII 480,6 нм, измеренная при токе I=600 А (t=300 нс) оказалась равной 0,42 нм, тогда с учетом ударной электронной полуширины ω [2] при T=36000 К плотность электронов равна $n_e \approx 2{,}4\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, для линии ArII 422,8 нм полуширина $\Delta\lambda_{0,5}$ = 0,24 нм, соответственно $n_e \approx 2{,}1\cdot10^{18}\,см^{-3}$. Таким образом, плотности, определенные по полуширинам различных линий, оказались близкими.

Плотности заряженных частиц во внешних магнитных полях напряженностью $H \le 8{,}6\cdot10^4\cdot\Delta\lambda_{0,5}$ (для линии 480,6 нм) и $H \le 1\cdot10^5\cdot\Delta\lambda_{0,5}$ (для линии 422,8 нм) однозначно определяются Штарковским контуром. При выполнении обратного неравенства уширение магнитным полем преобладает над штарковским. С ростом напряженности магнитного поля полуширина спектральных линий увеличивается.

**Литература.**

[1]. Спитцер Л. Физика полностью ионизированного газа. - М.: Мир, 1965.
[2]. Грим Г. Спектроскопия плазмы. - М.: Атомиздат, 1969.

# УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМОЙ

К.Ю. Вагин, С.А. Урюпин

*Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, e-mail: vagin@sci.lebedev.ru*

Плазма с анизотропной функцией распределения фотоэлектронов обладает необычными оптическими свойствами. В частности, в плазме с анизотропным бимаксвелловским или аксиально-симметричным торообразным распределением фотоэлектронов существенно изменяется поглощение и отражение излучения имеющего частоту меньшую плазменной частоты фотоэлектронов [1], [2]. Появление этих необычных особенностей оптических свойств является следствием влияния магнитного поля излучения на кинетику электронов в скин-слое, которое не проявляется в изотропной плазме.

В работах [1], [2] исследовались те особенности оптических свойств, которые реализуются на временах меньших обратного инкремента вейбелевской неустойчивости. В отличие от [1], [2], в настоящем сообщении рассматриваются оптические свойства неравновесной плазмы на временах меньших времени стабилизации вейбелевской неустойчивости, но больших обратного инкремента неустойчивости в меру большого логарифма отношения плотности энергии квазистационарного магнитного поля к плотности энергии спонтанных флуктуаций электромагнитного поля. Вместе с тем, как и ранее в [1], [2], оптические свойства рассматриваются на временах меньших обратной частоты столкновений фотоэлектронов. Включение в теорию временного интервала, в котором происходит развитие вейбелевской неустойчивости, позволило выявить и описать эффект аномального усиления падающего на плазму электромагнитного импульса сравнительно небольшой интенсивности.

Основу описания неравновесного состояния анизотропной плазмы составляют уравнения Максвелла и уравнения десятимоментного приближения метода Греда для средней скорости электронов и тензора электронных напряжений, из которых получено и решено уравнение для поля в плазме. Решение отвечает нормальному падению на поверхность плазмы сравнительно слабого излучения. Поле в плазме описывается как слагаемыми присущими равновесной плазме, которые в обсуждаемых условиях видоизменяются из-за возможности развития вейбелевской неустойчивости, так и новым слагаемым, описывающим экспоненциальное нарастание поля с характерным временем порядка обратного инкремента неустойчивости. Наличие такой нарастающей части поля в плазме приводит к появлению экспоненциально растущего со временем вклада в отраженное поле. Помимо экспоненциально растущей части поля, отраженное излучение содержит и отраженное без усиления поле. Эта часть поля является главной в отраженном сигнале на временах меньших или порядка обратного инкремента неустойчивости, что можно рассматривать как обоснование корректности полученных ранее результатов (см. [1], [2]). Напротив, на больших временах, но меньших времени насыщения неустойчивости, в уходящем сигнале доминирует экспоненциально усиленная часть отраженного поля. Максимум усиления имеет место при частоте излучения сравнимой с инкрементом неустойчивости. Показано, что и после выключения падающего импульса неравновесная плазма является генератором излучения. Продемонстрирована возможность существенного усиления терагерцового излучения.

**Литература**

[1]. G. Ferrante, M. Zarcone, S.A. Uryupin, EPJ D, 2003, v.22, p.109.
[2]. С.Г. Бежанов, С.А. Урюпин, Физика Плазмы, 2006, т.32, с.459.

# ИОННО-ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ПО СТРУКТУРЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

А.Р. Галяутдинов, Р.Т. Галяутдинов, Н.Ф. Кашапов

*ГОУ ВПО КГТУ, г. Казань, Россия, e-mail: raf7g@mail.ru*

Ионно-плазменные технологии широко применяются для нанесения покрытий с заданными свойствами. Плазменные методы нанесения покрытий на поверхности твердых тел позволяют прецизионно управлять функциональными характеристиками поверхностей различных изделий, в т.ч. оптическими, путем направленного изменения диэлектрической проницаемости покрытий в процессе напыления.

Целью работы является разработка плазменной технологии нанесения функциональных покрытий многоцелевого назначения на основе исследований характеристик пленок в зависимости от параметров аномального тлеющего разряда.

При исследовании параметров аномального тлеющего разряда были проведены измерения пространственного распределения плавающего потенциала электрического поля зондовым методом, измерение магнитного поля магнитным зондом, распределение температуры хромель-копелевой термопарой, плотности разрядного тока на мишени. Для исследования характеристик неоднородной по структуре пленки оксидов титана $TiO_x$ ($0<x<2$) была применена специально разработанная методика ЭПР (электронного парамагнитного резонанса) в тонких пленках [1], рентгеноспектральный анализ, спектрофотометрические измерения, изучена морфология поверхности [2]. Полученные функциональные неоднородные по структуре покрытия испытывались на устойчивость к климатическим, температурным и механическим воздействиям.

На основе проведенных экспериментальных и теоретических исследований получены результаты оптических, механических и эксплуатационных характеристик, неоднородных по структуре функциональных покрытий. Комплексные показатели преломления неоднородных по структуре пленок оксидов рассчитаны в рамках модели Максвелла–Гарнета. Получено низкоэмиссионное покрытие со следующими характеристиками: коэффициент пропускания света в видимой области спектра 95 % и коэффициент отражения в ИК области спектра 83 %; первая группа химической устойчивости; первая группа влагоустойчивости, выдерживают действие влажность 98 % при температуре $40^0$C в течение 10 суток; нулевая группа механической прочности, выдерживают более 3000 оборотов воздействия наконечника на приборе СМ-55; выдерживают действие термоудара от – $50^0$C до + $50^0$C [3].

Таким образом, на основе экспериментальных исследований параметров аномального тлеющего разряда в процессах нанесения покрытий, разработаны плазменные технологии получения неоднородных по структуре тонкопленочных покрытий с заданными свойствами. Получены следующие функциональные покрытия: низкоэмисиионное покрытие, высокоотражающее зеркало с обогревом [4], несимметричное зеркало [5].

**Литература.**

[1]. Галяутдинов А.Р., Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф. Прикладная физика, 2008, №6, стр. 101-105.

[2]. Галяутдинов А.Р., Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф. Прикладная физика. 2007, №6, стр. 108-110.

[3]. Галяутдинов А.Р., Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф. Пат. №2339591 РФ. МПК$^7$ C03C 17/34. Опубл. 27.11.08, бюл. №33, с. 3.

[4]. Галяутдинов А.Р., Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф. Пат. №2316155 РФ. МПК$^7$ H05B 3/84. Опубл. 27.01.08, бюл. №3, с. 4.

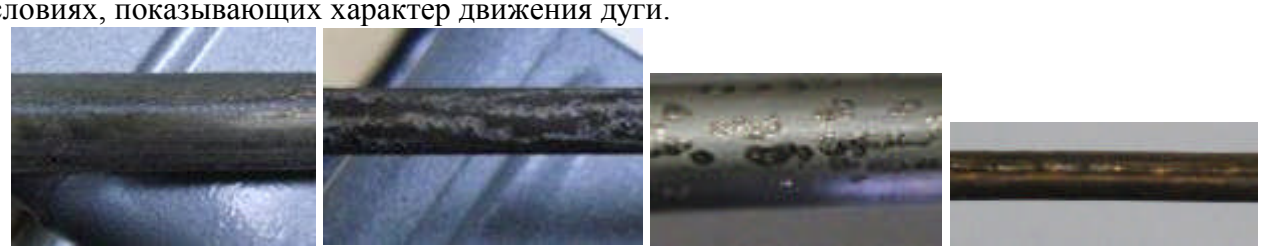
[5]. Галяутдинов, А.Р., Кашапов Н.Ф. Материалы Всеросс. молодеж. научно-практ. конф. «Инновации в науке, технике, образовании и социальной сфере». Казань, 2003, стр. 116.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПЛАЗМОТРОНА РЕЛЬСОТРОННОГО ТИПА

Исрафилов И.Х., Галиакбаров А.Т., Габдрахманов А.Т.

*Камская государственная инженерно-экономическая академия, г.Набережные Челны, Россия*

В работе рассматриваются процессы, происходящие в приэлектродных областях дуги, которые имеют существенное влияние на движение поперечно обдуваемого дугового разряда движущиеся в собственном магнитном поле. Проводились теоретические и экспериментальные исследования движения дуги, измерялась скорость дуги при различных входных параметрах плазмотрона. С помощью высокоскоростной камеры регистрировалась форма дуги и процессы, происходящие при его движении. Как известно основной движущей силой дуги являются электромагнитные силы, возникающие при взаимодействии тока и магнитного поля электрической дуги, с внешним магнитным полем создаваемого электродами [1]. В работе [2] показано влияние энергетических и геометрических параметров плазмотрона на скорость движения дуги. В данных работах не рассматривается вопрос влияния материала электродов на движение дуги, но как показывают экспериментальные исследования, это влияние существенное. С помощью высокоскоростной фотографической регистрации дуги и полученных осцилограмм было определено, что движение дуги происходит скачкообразно, при помощи мелко- и крупномасштабного шунтирования. На фотографиях (рис. 1) представлены эрозионные следы опорных пятен дуги на электродах изготовленных из различных металлов, после работы их в одинаковых условиях, показывающих характер движения дуги.



а) б) в) г)

Рис. 1 – Фотографии эрозии электродов;
*а) сталь 30, б) сталь 20, в) нержавейка, г) медь.*

На электродах, изготовленных из сталей (сталь 20, сталь 30) след от катодных пятен является непрерывным, из-за преобладания мелкомасштабного шунтирования, а на электродах, изготовленных из нержавейки, дуга движется скачками, здесь преобладает крупномасштабное шунтирование. На медных электродах, след непрерывный, шунтирование не играет существенной роли в процессе движения дуги, опорные пятна как бы «прилипают» к электродам и оплавляют ее.

## Литература

[1]. Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в низкотемпературной плазме. Ясько О.И. -М.: изд-во «Наука», 1974.

[2]. Галиакбаров А.Т., Габдрахманов А.Т. Исследование энергетических характеристик плазмотронов рельсотронного типа // Социально-экономические и технические системы: электронное периодическое издание (http://ineka.ru/sets) Вып. 4- Наб. Челны: ИНЭКА, 2008.

# ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАЗРЯДА И ЭЛЕКТРОЛИТА В ПРОЦЕССЕ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛОВ И ИЗДЕЛИЙ.

Л.Н. Багаутдинова, Ф.М. Гайсин

*КГТУ им. А.Н. Туполева, г. Казань, РФ, lilup@bk.ru*

Изучение структуры приэлектродной зоны металлического электрода, входящего в электролит, необходимо для объяснения механизма горения многоканального разряда [1]. Как было показано ранее в работах [1,2], активный электрод отделен от электролита сплошной парогазовой оболочкой, которая образуется вследствие нагрева металлического электрода.

В настоящей работе изучается возбуждение многоканального разряд при атмосферном давлении с положительным электродом из стали марки 12Х15Г9НД (диаметр цилиндрического анода 4 мм) в электролите из 1%, 5% раствора $(NH_4)_2SO_4$ и 15% раствора NaCl в технической воде. Анод погружался в электролит вертикально (наполовину) и горизонтально (полностью). Источник питания работал при 8 режимах, условно поделенных по подаваемому напряжению от 50 до 500 В. Так, например, в 3 режиме напряжение включается сразу на номинальное значение 150-180 В. При этом наблюдается токовый скачок до 200 А, а затем значение тока стабилизируется в интервале 10-20 А.

Анализ фотографий, полученных при скоростной видеосьемке показал, что в начальный момент времени на металлическом аноде наблюдается электролиз. С течением времени при t=0,04 с вокруг части анода, погруженного в электролит, образуется парогазовая оболочка, толщина которой различна по всей длине электрода. Выделяющаяся энергия на этом участке вызывает интенсивное испарение электролита и, как следствие, возросшее давление приводит к перемещению электролита и срыву парогазовой оболочки. При t=0,08 с начинается турбулентное смешение плазмы многоканального разряда и электролита (так называемый электрогидродинамический режим горения) с интенсивным испарением электролита и брызгами. При этом парогазовая оболочка может увеличиваться в размерах до 20-30 мм в диаметре, периодически схлопываясь. За счет интенсивной турбулизации процесса электролит активно перемещается относительно металлического электрода. Зона турбулентного перемешивания вокруг активного электрода может достигать до 50-60 мм в диаметре, а высота электролитного столба до 30-40 мм.

Анализ вольтамперных характеристик (ВАХ) показал, что с изменением режима обработки от 1 до 5 величины тока и напряжения разряда возрастают (соответственно I=5-50 А, U=50-200В), а при переходе от 4 к 5 режиму рост величины напряжения замедляется. В зависимости от площади обрабатываемого анода, концентрации и состава электролита величины U и I меняются в некотором интервале. Режим 5 является критическим: при U=200 В и I=50 А происходит изменение ВАХ в обратную сторону. В данном случае величина тока разряда уменьшается, а напряжение возрастает (режимы 6-8). При режимах 5-8 устойчивость горения многоканального разряда возрастает. Аналогичный характер имеет также ВАХ в случае, когда деталь погружена вертикально.

**Литература**

[1]. Гайсин Ф.М., Сон Э.Е. Возникновение и развитие объемного разряда между твердыми и жидкими электродами, Химия плазмы, М.-Наука, 1990, т.16, стр.120-156.

[2]. Дураджи В.Н, Парсаданян А.С. Нагрев металлов в электролитной плазме, Кишинев, 1988, стр.65-68.

# СТАБИЛИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ПЛАЗМЕННОЙ ИГЛЫ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ ПО ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОМУ КАНАЛУ.

С.А. Волков, И.В. Кузнецова

*СПбГУИТМО, Санкт-Петербург, Россия, volkov@grv.ifmo.ru*

В последние годы рядом авторов [1, 2] активно исследуется мини плазмотрон типа “Плазменная игла” в связи его с возможными применениями в медицине.

Нами представляются, предварительные исследования усовершенствованной модели формирователя факела плазменной иглы с волоконной системой ввода-вывода оптического излучения. Осуществлена работа плазмотрона совместно с лазерными источниками различных типов. Показана возможность селективного возбуждения молекул и радикалов, содержащихся как в факеле плазменной иглы, так и на обрабатываемой поверхности. Исследованы три режима работы плазмотрона: терапевтический - когда температура на поверхности образца не превышает $42^{o}$; тепловой- с температурой $50^{o}$-$60^{o}$ С., режим коагулятора с температурой вызывающей некроз тканей. Стабильная работа плазмотрона, в том или ином режиме, устанавливалась с помощью системы оптико-электронной обратной связи по интенсивности излучения плазмы в выбранных аналитических участках спектра.

**Литература**

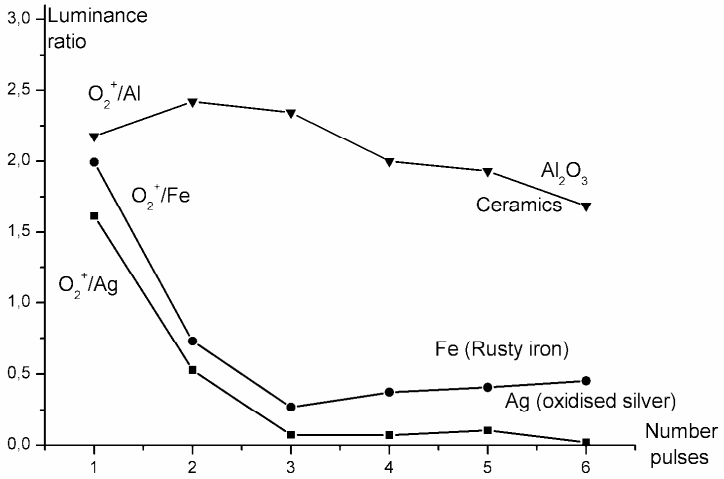
[1]. Stoffels E. D. Appl. Phys. 2006, 39.
[2]. XinPei Lu, ZhongHe Jiang, Qing Xiong, ZhiYuan Tang, Yuan Pan, Appl. Phys. Let. 2008, 92.

# О ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОЙ ОЧИСТКИ ПО СПЕКТРАМ СОПРОВОЖДАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ.

С.А. Волков, С.Н. Лапшов

*СПбГУИТМО, Санкт-Петербург, Россия, volkov@grv.ifmo.ru*

В настоящее время лазерная очистка материалов и изделий является достаточно распространенным технологическим приемом. Выбор параметров процесса очистки (энергия, длительность лазерного импульса и т.п.) для разного класса объектов производится опытным путем. При этом степень очистки изделия во время проведения самого технологического процессе обычно не контролируется или контролируется визуально. Поэтому задача оперативного, а также и дистанционного контроля степени очистки при проведении рассматриваемого технологического процесса является весьма актуальной. Указанное обстоятельство особенно важно для процесса дистанционной лазерной очистки радиоактивных загрязнений. Нами проведен анализ спектров излучения приповерхностной плазмы, сопровождающей процесс лазерной очистки изделий из ряда металлов используемых в электронной технике (Cu, W, Mo, Ta, Nb, Co, Ag), а также, сильно окисленного (ржавого) железа. Для поведения экспериментов использовался YAG лазер с длительностью импульса 10 нс. и энергией до 100 мДж. Идентификация спектральных компонент в спектрах излучения приповерхностной плазмы показала что, наряду с ожидаемыми спектральными линиями основного элемента мишени, и сильного сплошного фона в спектрах на начальной стадии процесса очистки присутствуют полоса иона молекулы $O_2^+$ и сильная линия $H_\alpha$. На рисунке ниже приведен график отношения интенсивности полосы молекулы $O_2^+$ к интенсивности линии основного элемента для мишени из Ag, окисленного Fe в зависимости от числа очищающих лазерных импульсов, а также подобная зависимость для мишени из керамики $Al_2O_3$.




Аналогичные зависимости были получены и для мишеней из других исследуемых материалов при различных значениях энергии лазерного импульса. Резкое падение значения приведенного параметра при увеличении числа “чистящих” импульсов позволяет использовать измерение указанного отношения интенсивности спектральных компонент для контроля процесса лазерной очистки и его управления, конечно, только для указанного класса материалов. Указанное заключение, подтверждается также опытами по очистке изделий из керамик $TiO_2$ и $Al_2O_3$, для которых аналогичные зависимости не наблюдались.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ ГАЗОВОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ, ОБРАЗОВАННОЙ ИМПУЛЬСНЫМ ГАЗОВЫМ РАЗРЯДОМ, НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПАДАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

В.П. Фокеев

*Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, vfokeev@imec.msu.ru*

Взаимодействия падающей ударной волны со сферической газовой неоднородностью подробно исследовалось в 80-ые годы и описано в работе [1]. В настоящее время внимание к этому явлению проявляется также в связи с исследованием неустойчивости Рихтмайера-Мешкова на сферической границе двух сред при падении на нее ударной волны [2-4], что актуально для проблемы инерциального термоядерного синтеза. В данной работе, являющейся продолжением работы [5], особенностью является то, что газовая неоднородность, образованная импульсным газовым разрядом инициированным между двумя электродами, расположенными на оси ударной трубы, неоднородна по своим параметрам и имеет диффузную границу. Неоднородность нестационарна во времени, но может рассматриваться, как квазистационарная вследствие малости времени взаимодействия ее с падающей ударной волной по сравнению с длительностью ее существования. В данной работе исследуется эволюция ударной волны в результате взаимодействия с газовой неоднородностью в отличие от работ [1-4], где исследуется в основном деформация газовой неоднородности и формирование областей неустойчивостей на ее границе при падении на нее ударной волны. Эксперименты проведены в ударной трубе для чисел Маха падающей ударной волны в интервале 2,2 - 2,4 в воздухе, аргоне и углекислом газе при начальном давлении 4000 Па (30 торр). Импульсный газовый разряд продолжительностью (0,2–2.5)мсек с линейной зависимостью величины энерговклада от времени инициировался перед приходом ударной волны, регистрация картины взаимодействия осуществлялась с помощью скоростной цифровой камерой DICAM-Pro. Выявлены особенности эволюции фронта, формирующиеся в результате взаимодействия с квазисферической газовой неоднородностью.

Автор благодарит Ю.И. Гриня за подготовку проведения эксперимента.

Работа выполнена при поддержке гранта – Роснаука-НШ-319.2008.1.

**Литература**

[1]. Haas J.-F., Sturtevant B. J. Fluid Mech., 1987, v.181, p.41-76.
[2]. Niederhaus J.H.J., Greenough J.A., Oakley J. et.al. J. Fluid Mech., 2008, v.594, p.85-124.
[3]. Ranjan D., Niederhaus J., Oakley J., Bonazza R. et.al. Phys. Fluids, 2008, **20**, 036101, 20pp.
[4]. Ranjan D., Niederhaus J.H.J., Oakley J.G., Anderson M.H. et.al. Phys. Scr., 2008, **T132**, 014020, 6pp.
[5]. Гринь Ю.И., Фокеев В.П. XXXVI Межд. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС, 9–13 февраля 2009г., Тезисы докладов, 2009, стр.303.

# ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ PLIF-ДИАГНОСТИКИ ГАЗОФАЗНЫХ ОБЪЕКТОВ

Ю.И. Гринь, В.А. Левин, В.П. Фокеев, А.Н. Хмелевский

*Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия, vfokeev@imec.msu.ru*

Плазменные газофазные объекты являются предметом многочисленных расчетных и экспериментальных исследований в задачах современной плазменной аэродинамики. Бесконтактные методы контроля состава и температуры таких объектов представляют значительный интерес и активно используются исследователями как для получения новой информации об исследуемых особенностях газовых сред, так и для проверки и уточнения уже применяемых и вновь разрабатываемых расчетных моделей. Лазерно-индуцированную флуоресценцию - LIF селективно возбужденных резонансным лазерным излучением различных уровней энергии молекул ( например, радикалов CO, NO, OH или молекул ацетона, $H_2O$, $NO_2$ и др.) можно использовать для определения газовой температуры среды, а индуцированную лазерным “ножом” флуоресценцию из плоского - планарного слоя газа-PLIF – для определения-визуализации положения фронтов зон появления соответствующего флуоресцирующего компонента в исследуемом газофазном объеме. PLIF-спектроскопия в настоящее время активно развивается и все шире внедряется в практику современного аэродинамического эксперимента.

В докладе представлены результаты создания импульсно – периодического перестраиваемого лазерного источника зондирования, пригодного для использования в PLIF-диагностике газофазных объектов. Перестройка длины волны зондирующего излучения осуществляется лазером на красителе модели Jaguar 60 MA, накачиваемого излучением Nd:YAG – лазера модели Surelite П-10. Лазер накачки работает в режиме модулированной добротности, максимальная частота повторения импульсов составляет 10Гц при длительности импульса 15нс. Его исходное излучение на длине волны 1064нм с мощностью 650mJ удваивается генератором второй гармоники на нелинейном кристалле и большая часть полученного в зеленой области спектра сигнала с параметрами -300mJ и 532нм с помощью системы поворотных дихроичных зеркал поступает на вход лазера на красителе. В зависимости от требуемого спектрального диапазона излучения, резонансно воздействующего на выбранную для исследования молекулу, используется тот или иной тип красителя. Если это Rhodamine R6G, то выходной диапазон перестройки, осуществляемой с помощью дифракционной решетки, длины волны излучения на выходе из красителя, составит 554-585нм, если это краситель DCM, то – 607-663нм при точности установки длины волны не хуже 0,1см$^{-1}$ и выходной мощности около 20mJ в центре полосы. Выходной сигнал после красителя поступает на удвоитель частоты на нелинейном кристалле KDP, при максимальной эффективности преобразования в полосе 260-400нм, либо на кристалле BBO, при максимальной эффективности преобразования в полосе 220-320нм. При этом максимальные мощности сигналов в центре полос составляют около 8mJ. В указанный спектральный диапазон 220-400нм попадают спектральные линии важнейших молекул и радикалов, таких как OH (283нм), $CO_2$ (215-255нм), CO (230нм), NO (225нм), $H_2O$ (248нм), ацетона (240-300нм) и ряда др. Это указывает на широкие возможности использования созданного перестраиваемого лазерного источника для диагностики по методике LIF-спектроскопии параметров и состава газофазных объектов, содержащих указанные газовые компоненты. К ним в первую очередь относятся пламена, плазменные газофазные объекты и вообще химически реагирующие газовые системы.

Работа поддержана грантами РФФИ (проекты №-08-08-00297а, №-08-01-00032а) и грантом Роснауки (проект НШ-319.2008.1).

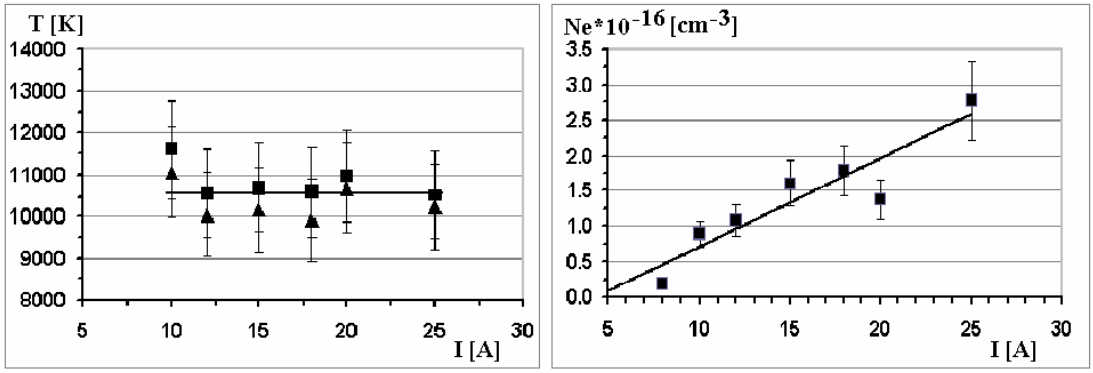
# ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ.

Александров А.Ф., Ваулин Д.Н., Жэнь Ци, Черников В.А.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия.*

Настоящая работа посвящена исследованию спектральных характеристик разряда, распространяющегося над поверхностью воды. Разряд создавался при помощи генератора, формирующего импульсы квазипрямоугольной формы длительностью (10 - 1000) мкс при начальном напряжении в импульсе (5–30) кВ [1]. В экспериментах использовался спектрограф AvaSpec, позволяющий регистрировать спектр излучения плазмы разряда в диапазоне (300 – 800) нм. При помощи дополнительной оптической системы можно было получать спектры вдоль длины разряда от катода к аноду с пространственным разрешением ~ 3 мм. Из-за слабой интенсивности свечения разряда для четкой фиксации спектра применялся режим накопления, при котором генератор импульсов напряжения работал в частотном режиме с частотой повторения 10Гц. В этом случае полное время накопления (время экспозиции) изменялось в пределах (20 – 120) с.

Проведенные эксперименты показали, что в области катода спектр излучения разряда в основном определяется материалом катода: преимущественно спектральные линии железа при стальной игле – катод, и, в основном, спектральные линии меде при медном катоде. В области анода, который сделан из латуни, также наблюдаются спектральные линии меди. Во всех точках определения спектра излучения по длине плазменного канала присутствуют спектральные линии водорода ($H_\alpha$ и $H_\beta$). Причем, при удалении, как от катода, так и от анода на расстояние ~ 1 см, в спектре излучения присутствуют только спектральные линии водорода, а линии, характерные для материалов катода и анода полностью отсутствуют.




а б

Рис. 1. Зависимости от тока: а) – температуры возбуждении пар линий ▲- 578.2 -515.3нм, ■ - 578.2 -521.8 нм; б) – концентрации электронов, определенной по уширению линии $H_\beta$.

Наличие в спектре излучения разряда спектральных линий меди и водорода позволило определить температуру возбуждения некоторых пар спектральных линий меди и концентрацию электронов по штарковскому уширению линий водорода. Типичные результаты таких измерений приведены на рис. 1.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта CRDF RUP2-1514 – MO-06.

**Литература.**

[1]. *Александров А.Ф., Ваулин Д.Н., Ершов А.П. и др. //* Вестник МГУ, серия Физика, Астрономия, 2009 .№ 1, С 1.

# НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ.

Ваулин Д.Н., Квас А.А., Черников В.А.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия.* andkvas@ya.ru

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментов по исследованию импульсного разряда, распространяющегося над поверхностью жидкости [1-3]. Одной из основных характеристик такого разряда является скорость его движения от одного электрода к другому. Знание этой величины и ее зависимости от параметров разряда позволяет определить механизм его распространения. В данной работе рассматриваются различные методы, позволяющие определять скорость распространения разряда, используя результаты достаточно простых экспериментальных измерений. Для создания разряда использовался генератор, позволяющий получать импульсы квазипрямоугольной формы длительностью (10 - 1000) мкс при начальном напряжении в импульсе (5 – 30) кВ.

Самый простой метод определения скорости из вольт-амперных характеристик разряда заключается в измерении времени его распространения от анода к катоду. Затем, зная расстояние между электродами, можно найти среднюю скорость движения разряда.

Второй метод основывается на обработке интегральных фотографий разряда, полученных при различных длительностях импульса. При этом учитывается, что при относительно коротких импульсах разряд не успевает достичь противоположного электрода, и его длина определяется длительностью импульса. Из построенной на основании полученных результатов зависимости длины разряда от длительности импульса, находится скорость его распространения (рис.1-а).

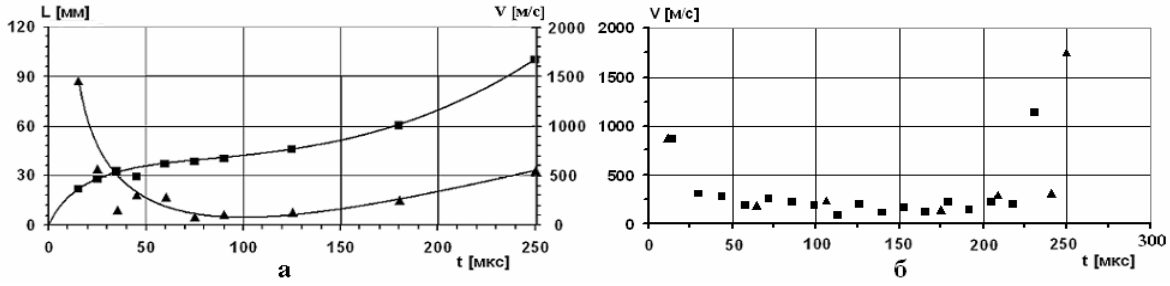



Рис. 1 **а** – зависимости от длительности импульса**: ■ – L(t) , ▲ – V(t),**
**б - с**равнение скоростей**:** ■-из временной зависимости сопротивления, ▲ - с помощью ФЭУ

Следующий метод заключается в определенной обработке временных зависимостей сопротивления разряда во время его движения между электродами, из которых можно при дополнительных условиях определить скорость.

Кроме того, можно определить скорость распространения разряда, используя коллимированный фотоумножитель, который перемещается параллельно оси разряда. Измеряя экспериментально время запаздывания сигнала с ФЭУ относительно начала разряда и зная координату положения ФЭУ, можно найти искомую скорость распространения.

В работе приводятся результаты сравнения скоростей распространения разряда, полученные различными методами (рис. 1- б).

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта CRDF RUP2-1514 – MO-06.

**Литература.**

[1]. Белошеев В.П. // ЖТФ. 1998. Т.68. Вып.7. С.44.
А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, В.А. Копьев, И.А. Коссый.// Физика Плазмы 2006, Т.32, Вып.11, С.1048.

[2]. Александров А.Ф., Ваулин Д.Н., Ершов А.П. и др. // Вестник МГУ, серия Физика, Астрономия, 2009 .№ 1, С 1.

# МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ С НАНОКЛАСТЕРАМИ С ПАРНЫМ МЕЖАТОМНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов

*Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, г. Саранск, Россия,*
*e-mail: panjkinna@yandex.ru*

Изучение наноразмерных объектов является актуальной задачей современной физики твердого тела, т.к. у наноструктур появляются свойства, совершенно не характерные объемных кристаллических веществ. К таким структурам относятся и кластеры различных металлов, представляющие собой промежуточное звено между отдельными элементарными частицами (атомами и молекулами) и твердым телом. Они образуются из катодных пятен, как результат термического воздействия, так и в результате распыления поверхности твердых тел ионной бомбардировкой. Другим важным механизмом наличия кластеров в плазме является «кулоновский взрыв» заряженных макрочастиц. При их движении в ионно-плазменном потоке они взаимодействуют с ионами и атомами, что сопровождается изменениями в направлениях и скоростях движения различного вида частиц. Вследствие этого меняются и основные параметры низкотемпературной плазмы.

Целью работы является теоретическое исследование в рамках метода молекулярной динамики [1] поведения структуры различных кластеров $Ti_N$ (N=2÷55) при их взаимодействии с ионами титана. Рассматривается случай центрального удара. Энергия ионов изменялась от тепловой до 1 кэВ.

Для поиска равновесной структуры кластера исходная конфигурация выбиралась в виде случайного распределения атомов в пространстве. Далее проводилась релаксация системы статистическим методом Монте-Карло. При этом перебиралось $10^7$ различных вариантов координат расположения атомов. Температуру кластера задавали через скорости составляющих его атомов. Далее, решая систему уравнений движения проводилась выдержка модельной системы в течении $10^7$ МД-шагов (порядка 0.1 нс). Поддержание постоянной температуры проводили через масштабирование скоростей атомов на каждом шаге интегрирования (термостат Берендсена). Для решения уравнений движения атомов, составляющих кластер, использовали алгоритм «средней силы». Шаг по времени – $10^{-2}$ фс. Взаимодействие между атомами нанокластера, а также иона с кластером описывалось с помощью парной функции Морзе [2].

Исследуемые нанокластеры титана имеют структуру в виде икосаэдра и додекаэдра. Для них характерны более низкие температуры плавления, высокие значения теплоемкости и коэффициента термического расширения, чем для массивных материалов титана. Скрытая теплота плавления для кластеров несколько ниже, чем для массивного образца.

Рассчитаны значения коэффициентов распыления атомов кластера, конденсации и отражения ионов от энергии бомбардирующих поверхность нанокластера частиц. Получены пространственные распределения вышеуказанных параметров и энергетические распределения распыленных атомов и отраженных ионов. Исследована эволюция пространственной структуры кластеров и особенности её разрушения при радиационном воздействии.

**Литература**

[1]. Хеерман Д.В. Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1990. – 176 с.
[2]. Girifalco L.A., Weizer V.G. Phys. Rev., 1959, V.114, № 3, p. 687-690.

# ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ВЫСОКООТРАЖАЮЩИХ СТОМАТОЛОГИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ МЕТОДОМ ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО ОСАЖДЕНИЯ

Р.Т. Галяутдинов, М.В. Елхин, Н.Ф. Кашапов

*ГОУ ВПО Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,* mikhail_elhin@mail.ru

В настоящее время плазменные технологии находят широкое применение в машиностроении, медицинской промышленности, микроэлектронике и оптике при нанесении покрытий на поверхности изделий с целью придания им требуемых физических свойств. Метод получения тонкопленочных покрытий с помощью низкотемпературной плазмы позволяет управлять физико-химическими процессами, структурой и составом осаждаемого вещества. Поэтому плазменные технологии являются перспективными в процессах изготовления широкополосных высокоотражающих зеркал [1].

Целью данной работы является разработка технологии плазменного получения высокоотражающих стоматологических зеркал.

Для нанесения покрытий использована модернизированная вакуумная установка на базе УВН-70А-2 с двумя планарными магнетронами [2]. В процессе нанесения покрытий контролируются вакуум, расходы плазмообразующего и реакционного газов, температура подложек, напряжение на электродах, разрядный ток, удельная мощность разряда, индукция магнитного поля [3]. Для улучшения качества и увеличения адгезионной прочности пленок используется метод ионной очистки подложек перед нанесением оптических покрытий. Контроль толщины и скорости нанесения оптических покрытий производится системой фотометрического контроля.

Для повышения коэффициента отражения, механической прочности, влагостойкости и термостойкости зеркал на алюминиевое покрытие наносятся слои диэлектриков – оксид титана и оксид кремния. Предварительно рассчитана и реализована конструкция широкополосного высокоотражающего зеркала с чередующимися слоями Al - $TiO_2$ - $SiO_2$ - $TiO_2$.

Напыление слоя Al и трехслойного покрытия ($TiO_2$ - $SiO_2$ - $TiO_2$) на стеклянную подложку проводится в едином технологическом цикле. Стеклянная подложка помещается в вакуумную камеру, которая откачивается до давления $P_{ост}$ = 6,6 • $10^{-3}$ Па. После этого осуществляется напуск аргона до давления P = 0,26 Па. Подложки закрываются заслонкой, и зажигается аномально-тлеющий разряд. Происходит удаление оксидной плёнки с поверхности алюминиевой мишени в течение 5 минут горения разряда. Заслонка убирается, и происходит нанесение отражающего покрытия из Al. Время напыления достигает t = 5 минут. Напыление слоев $Si0_2$ и $TiO_2$ проводится на нагретую подложку до 220-250 $^oC$ в атмосфере смеси газов Ar и $O_2$ при давлении P = 0,26 Па.

Таким образом, разработана плазменная технология нанесения металлодиэлектрических высокоотражающих покрытий, получена конструкция алюминиевого зеркала, обладающая отражательной способностью в видимой части спектра 0,4 – 0,7 мкм с интегральным коэффициентом отражения более 95%. Полученные зеркала обладают следующими эксплуатационными характеристиками: нулевая группа механической прочности, первая группа влагостойкости, первая группа химической устойчивости (по ОСТ 3-1901-95).

**Литература.**

[1]. Галяутдинов А. Р., Кашапов Н. Ф. Прикладная физика, 2008 г., №6, с.101 - 105
[2]. Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф., Лучкин Г.С. Сварочное производство, 2003 г., №3, с. 27 - 31
[3]. Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф, Лучкин Г.С. Прикладная физика, 2005 г., №6, с. 88 - 93

# МОДЕРНИЗАЦИЯ СТЕНДА ДЛЯ ПЛАЗМЕННО-ВАКУУМНОГО НАПЫЛЕНИЯ

Н.Ф. Кашапов, Г.С. Лучкин, Р.Ф. Тагиров

*ГОУ ВПО Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия,*
*ff936.2@mail.ru*

Тонкослойные металлические и оксидные покрытия находят широкое применение в качестве упрочняющих, высокоотражающих, фильтрующих, защитных и просветляющих элементов в оптическом и оптико-электронном приборостроении. Применение низкотемпературной плазмы получаемой в магнетронной распылительной системе (МРС), в которой используется аномальный тлеющий разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях, позволяет осуществлять процесс испарения пленкообразующего материала с большой скоростью и с одновременной ионизацией и возбуждением распыленных атомов.

Для получения тонкопленочных оптических покрытий использовался вакуумный стенд в состав которого входит: вакуумная камера УВН-70-А2, система вакуумной откачки, два магнетрона, источник питания магнетронов, система газоснабжения, многоканальная система сбора данных, система фотометрического контроля толщины покрытий, система вращения подложек с обрабатываемыми деталями, нагреватели подложек, система подачи охлаждающей воды, манометрические датчики, высоковольтная ионная очистка подколпачной арматуры[1].

Рабочим инструментом установки, предназначенным для распыления пленкообразующего материала, являются магнетроны, но качество получаемых покрытий зависит не только от характеристик самих магнетронов, но и от режимов работы источника питания. Современный источник питания для магнетронных распылительных систем это уже не просто трансформатор с падающей характеристикой и выпрямителем на выходе, а интеллектуальная система, реагирующая и на изменение параметров плазмы. Основной проблемой в работе магнетронных распылительных систем, особенно в режимах реактивного распыления является дугообразование. В целях предотвращения перехода аномального тлеющего разряда в дуговой, мы подключили последовательно к источнику питания балластное сопротивление с нелинейной зависимостью внутреннего сопротивления от проходящего тока. Оно состоит из 6 резисторов, соединенных последовательно-параллельно. В качестве резисторов выбраны галогеновые лампы марки *J 254 1000W*.

Напряжения трехфазного источника питании менялась в диапазоне напряжений $U_{вых}$ = *60-300В,* ток разряда $I_{вых}$ = *2-10А* (при увеличения тока разряда выше 8А балластное сопротивления резко возрастает, предотвращая дугообразования на катоде).

Модернизированная установка позволила получить нам функциональные оксидные покрытия с заданными свойствами[2].

## Литература

[1]. Кашапов Н.Ф., Лучкин Г.С. Прикладная физика, 2005 г., №6, с. 88 - 93

[2]. Галяутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф., Тагиров Р.Ф., Научная сессия КГТУ, Казань 2009, 280с.

# О МОДЕЛИРОВАНИИ ПОТОКОВ ВЧ ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

В.С. Желтухин, А.Ю. Шемахин

*Казанский государственный университет, Казань, РФ,*
*e-mail: Viktor.Zheltukin@ksu.ru, shemarhin@rambler.ru*

ВЧ плазма пониженного давления ($p$=1,33-133 Па) с продувом газа широко применяется для обработки материалов, в том числе для наноразмерной обработки поверхности [1]. Для эффективного управления технологическими параметрами плазменного воздействия необходим расчет характеристик потока плазмы с помощью адекватной математической модели, учитывающей газодинамику процессов течения и обтекания образца.

Анализ элементарных процессов и характерных масштабов плазмы показал, что поток ВЧ плазмы пониженного давления обладает специфическими особенностями, осложняющими расчет его характеристик. Длины свободных пробегов электронов и ионов, а также дебаевский радиус, много меньше диаметра потока, поэтому для электронного и ионного газов применимо приближение сплошной среды. Число Кнудсена $Kn$ для нейтрального газа $7\cdot10^{-3} \le Kn \le 2\cdot10^{-1}$, то есть течение нейтрального газа происходит в переходном режиме между течением сплошной среды и свободно-молекулярным потоком.

Для переходного режима не существует устоявшихся моделей типа уравнения Навье-Стокса. Проблема качественного и количественного анализа переходного течения разреженного газа затрагивает физические основы теории течения со скольжением, теории диффузии газов, статистики Больцмана. Основная трудность описания физического процесса переходного течения разреженного газа состоит в необходимости согласовать представления о хаотическом блуждании молекул в молекулярном режиме и ламинарном течении в вязкостном режиме.

Для расчета таких потоков применяются следующие подходы [2-4]:

1) при $0{,}01 < Kn < 100$ вероятностный подход;

2) при $0{,}1 < Kn < 100$ метод прямого моделирования.

Метод прямого моделирования разработан Г.Бердом [3] и успешно применяется для широкого класса задач. Однако он требует значительных затрат вычислительных ресурсов, требует знания физических констант в законах межмолекулярных взаимодействий и релаксационных процессов при соударениях молекул.

При использовании вероятностного подхода поток разреженного газа рассматривается как совокупность движения отдельных детерминированных материальных молекул. Из общего количества молекул в газовом потоке рассматривается случайная выборка, которая обеспечивает требуемую точность вычислений при статистической обработке по методу Монте-Карло.

При рассмотрении течений плазмы разреженного газа в переходном режиме необходимо дополнительно учитывать взаимодействие нейтральных и заряженных частиц, что еще более осложняет расчет параметров плазмы.

**Литература**

[1]. Абдуллин И.Ш. Модификация нанослоев в высокочастотной плазме пониженного давления: монография [Текст] / И.Ш.Абдуллин, В.С.Желтухин, И.Р.Сагбиев, М.Ф.Шаехов.- Казань: Изд-во Казан. гос. технол. ун-та, 2007.- 356 с.

[2]. Белоцерковский О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред – Москва «Наука» Главная редакция физико-математической литературы. 1984. – 518 с.

[3]. Берд Г.А. Молекулярная газовая динамика. Москва, 1981.

[4]. Печатников Ю.М. Современные методы расчета характеристик вакуумных агрегатов для среднего вакуума (Обзор) // Вак. техн. и технол.- 2002.- Т.12, №4.

# РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В.С. Желтухин, Е.М. Кацевман*

*Казанский государственный университет, Казань, РФ, e-mail: Viktor.Zheltukin@ksu.ru*
**Казанский государственный технологический университет, Казань, РФ, e-mail: jandor@yandex.ru*

ВЧ плазма пониженного давления ($p$=1,33-133 Па) применяется в процессах поверхностной и объемной модификации различных материалов [1]. Для разработки технологических процессов и управления параметрами плазменного воздействия, необходима эффективная методика расчета характеристик плазмы с помощью математической модели.

Математическая модель ВЧ плазмы пониженного давления [1], даже при учете всевозможных упрощений, достаточно сложна. Так, например, в двумерном (по пространственным переменным) приближении математическое описание стационарного потока ВЧ плазмы пониженного давления включает в себя уравнения Максвелла (3 компонента вектора **E** и 3 компонента вектора **H)**, диффузии электронного газа для расчета $n_e$, электронной теплопроводности для расчета $T_e$, сохранения массы, импульса и энергии для расчета давления $p$, температуры $T$ и трех компонент вектора скорости **v** нейтрального газа. Система краевых задач, представляющая собой математическую модель ВЧ плазмы пониженного давления, является нелинейной и для ее численной реализация требуются значительные ресурсы, как памяти ЭВМ, так и времени.

Модель взаимодействия плазмы с материалами не менее сложна, так как процессы, протекающие в слое положительного заряда, возникающем у поверхности образца в ВЧ плазме пониженного давления, не только нелинейны, но и существенно нестационарны. Расчет одного варианта задачи, даже с учетом быстродействия современных ЭВМ, требует несколько суток.

Существенно повысить скорость расчета возможно с использованием современных технологий программирования сложных задач, таких как распараллеливание алгоритма расчета. Это возможно сделать несколькими способами: создание кластера из нескольких компьютеров, использование многопроцессорного компьютера, и так называемая GPGPU–технология, позволяющая привлекать для вычислений ресурсы видеокарты.

В работе проводится сравнение преимуществ и недостатков перечисленных подходов. Предложен алгоритм распараллеливания алгоритма расчета характеристик ВЧ плазмы пониженного давления на основе платформы реализации архитектура GPGPU. Приводятся результаты предварительных расчетов, показывающие перспективность применения предложенной технологии.

## Литература

[1]. И.Ш.Абдуллин. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. / И.Ш. Абдуллин, В.С. Желтухин, Н.Ф. Кашапов. – Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2000. – 348 с.

# ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНОМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ УПРОЧНЯЮЩИХ НАНОСТРУКТУРНЫХ ПОКРЫТИЙ

Н.Ф. Кашапов, А.Г. Лучкин, Г.С. Лучкин

*Казанский Государственный технологический университет, Казань, РФ,*
*e-mail: luchkin_a.g@mail.ru*

Актуальным является выявление зависимостей физико-механических свойств упрочняющих наноструктурных покрытий нанесенных на прозрачные пластики от параметров низкотемпературной плазмы аномального тлеющего разряда.

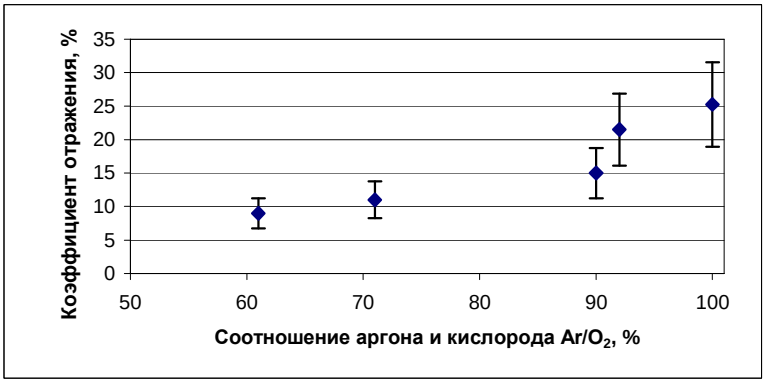
Целью работы является изучение влияния параметров аномального тлеющего разряда на оптические свойства упрочняющих наноструктурных покрытий на пластике. В рамках работы решались следующие задачи:

- нанести покрытия на пластик при различных параметрах аномального тлеющего разряда;
- измерить коэффициент отражения полученных покрытий;
- построить зависимости коэффициента отражения покрытий от параметров разряда.

Упрочняющие наноструктурные покрытия наносились с помощью низкотемпературной плазмы, генерируемой магнетроном постоянного тока [1]. При напылении параметры разряда изменялись в следующих пределах: напряжение на катоде $U$ изменялось от 375 до 600 В, ток разряда 2-15 А, давление в камере поддерживалось $p$ = 0,1-0,4 Па, содержание аргона в смеси с кислородом варьировалось от 61 до 100 %, расстояние от подложки до магнетрона изменялось от 12 до 40 см, время напыления $t$ изменялось от 0,5 до 15 мин. Материалом катода был выбран титан, материалом подложки служил полиэтилен. Толщина подложки не превышала 1 мм.

Проведенные измерения показали, что соотношение аргона и кислорода в вакуумной камере оказывает большее влияние на оптические характеристики покрытий наносимых на пластики по сравнению с другими изменяемыми параметрами.

Коэффициент отражения измерялся на приборе ИКО-1 оптического диапазона. С увеличением процентного содержания аргона в смеси с кислородом коэффициент отражения покрытий возрастает, причем наблюдается скачек в области содержания аргона 90 – 92 % .




Зависимость коэффициента отражения покрытий титана на пластике от соотношения аргона и кислорода в вакуумной камере.

**Литература:**

[1]. Галяутдинов А.Р., Кашапов Н.Ф., Лучкин А.Г., Лучкин Г.С., Труды X международной конференции. Опто- наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы. Ульяновск, 2008, с. 146-147

# К ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СРЕДЕ

Бычков В.Л., Двинин С.А.

*Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, s_dvinin@mail.ru*

Распространение волн химических реакций является основой для построения моделей целого рада объектов – горючей смеси, химических реакторов, экологических систем, газовых разрядов. При описании фронтов, как правило, исходят из многокомпонентных уравнений диффузии с нелинейным источником [1]. Несмотря на то, что система таких уравнений широко используется в задачах численного моделирования [2 – 4], аналитические модели (и их свойства) подробно исследованы только для однокомпонентных систем [5, 6]. Применение последних к множеству практически важных задач ограничено вследствие сложной химической кинетики реального процесса. Поэтому актуальным является выяснение условий, при которых возможно сведение многокомпонентной задачи к однокомпонентной.

В данной работе проведено дальнейшее развитие предложенного авторами пути последовательного упрощения многокомпонентных систем с возможностью получения одного уравнению диффузии с "эффективными" нелинейным источником и коэффициентом диффузии [7, 8]. Получены простые выражения для скорости фронта ионизации. В отличие от предыдущей модели [7, 8] рассмотрены участие в реакциях заряженных частиц, процесс возбуждения амбиполярного поля в многокомпонентной смеси, а также влияние внешнего поля на распространение фронта. Обращено внимание на эффекты, связанные с двумерной неоднородностью разряда и генерацией при этом течений нейтрального газа.

Предложенный метод может быть использован как для расчета разряда постоянного тока [7], так и для разряда в СВЧ поле [9], позволяя существенно уменьшить объем необходимых вычислений.

**Литература**

[1]. Зельдович, Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович Я.Б., Махвиладзе Г.М. / Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
[2]. Попов Н.А. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. №3. Р. 1 – 9.
[3]. Benilov M.S., Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 1834 – 1841.
[4]. Александров А.Ф., Бычков В.Л., Двинин С.А. и др. // Прикладная Физика. 2007. Вып. 2. С.25 – 31.
[5]. Зельдович Я.Б., Франк-Каменецкий Д.А. / Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: 1990.
[6]. Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. // Бюл. МГУ. Математика и механика. 1937. Т.1. С.1.
[7]. Двинин С.А., Бычков В.Л., Михеев В.В. // 5 Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии. Иваново, 5–8 сентября 2008 г. С. 258–261.
[8]. Бычков В.Л., Двинин С.А. // Тезисы докладов XXXVI конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Звенигород, 2009, с. 267.
[9]. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В. // ЖТФ, 2005, том 75, вып. 4, с. 74-79.

# ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ДЕТЕКТОР СВЧ- ИМПУЛЬСОВ НА ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЯХ.

И.Е. Иванов, П.С. Стрелков, Д.В. Шумейко

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва, РФ,*
*iei@fpl.gpi.ru*

Рассматривается устройство и характеристики охлаждаемого жидким азотом детектора СВЧ- импульсов на горячих носителях, регистрирующего электромагнитное излучение в диапазоне 2 ÷ 10 ГГц с разрешением не хуже 1 нс. Приёмник предназначен для регистрации импульсного СВЧ- излучения большой плотности мощности (более 2 Вт/см$^2$), устойчив к внешним помехам и не разрушается при попадании на него избыточной мощности.

В отличие от конструкции, предложенной в [1], он имеет кабельный СВЧ- вход. В качестве детектора так же использовался кристалл германия p-типа. Выход продетектированного сигнала осуществляется через 50- омный кабель, временное разрешение ограничивается только полосой пропускания осциллографа, который будет подключён к выходному кабелю.

Работа СВЧ- приёмника тестировалась с использованием Tektronix TDS 7404 с шириной полосы 4 ГГц, позволяющего регистрировать непосредственно СВЧ- импульс без детектирования и сравнивать тот же импульс с продетектированным сигналом. В качестве источника СВЧ- импульсов использовался плазменный релятивистский СВЧ- усилитель [2] с длительностью импульсов до 500 нс, который включался в двух режимах: 1) как усилитель входной частоты задающего магнетрона с частотой излучения 3,24 ГГц и 2) как источник широкополосного сигнала, возникающего при отсутствии на входе усилителя задающей частоты. Кроме того, для исследования СВЧ- сигналов большей длительности использовалось излучение самого задающего магнетрона с длительностью импульса до 12 мкс.

Для определения возможности использования кабельной конструкции детектора на высоких частотах регистрировался СВЧ-импульс со спектром в диапазоне 9 – 12 ГГц одновременно двумя детекторами: с кабельным входом и волноводным, рассчитанным на детектирование СВЧ-сигналов с частотами более 6.5 ГГц. Получено соответствие формы продетектированных импульсов, откуда следует возможность применение данной конструкции детектора до частот вплоть до 10 ГГц.

**Литература.**

[1]. Райзер М.Д., Цопп Л.Э. Детектирование и измерение мощности СВЧ- излучения наносекундной длительности //Радиотехника и электроника, 1975, №8, с.1691-1693.

[2]. Иванов И.Е., Стрелков П.С., Шумейко Д.В. Спектр излучения плазменного релятивистского микроволнового усилителя. // Радиотехника и электроника, 2009, т.54, № 9, с.1091-1098.

# АВТОКОМПЕНСАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА СФОКУСИРОВАННОГО ИОННОГО ПУЧКА

А.А. Бизюков, А.И. Гирка, Е.В. Ромащенко[*], В.В. Слепцов[**], К.Н.Середа

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, 61108, пр. Курчатова, 31.*

[*]*Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, Луганск, ул. Ватутина, 1.*

[**]*Российский государственный технический университет им. К.Э. Циолковского (МАТИ), Москва, Берниковская набережная, 14.*

Исследования ионного холловского ускорителя с анодным слоем с баллистической и реверсивной магнитной фокусировкой ионного пучка [1] показали, что коэффициент компрессии по плотности тока может достигать 200, что соответствует плотности ионов в плоскости кроссовера $10^{12}$ см$^{-3}$. При этом радиус пучка ионов аргона со средней энергией 1 кэВ в плоскости кроссовера составляет всего 2 мм. Это свидетельствует об отсутствии кулоновского растаскивания ионов в поперечном направлении и полной зарядовой компенсации объемного заряда пучка электронами, хотя искусственная инжекция электронов в пучок не применялась. Появление электронов в пучке может быть связано с ионизацией остаточного газа в пространстве транспортировки ионным пучком, вторичной ион-электронной эмиссией электронов со стенок вакуумной камеры и их накоплением в пучке. Кроме того, было обнаружено интенсивное свечение «веретенообразной» формы симметричное относительно плоскости кроссовера сфокусированного пучка, что указывает на специфическое пространственное распределение электронов, компенсирующих ионный пучок.

Для объяснения этого явления была построена теоретическая модель, проведено теоретическое и экспериментальное исследование распределения электрического потенциала и плотности электронов в сфокусированном ионном пучке. Радиальное распределение электрического потенциала в пучке определялось на основании точного аналитического решения нелинейного уравнения Пуассона в предположении максвелловского распределения электронов по энергиям. Пространственное распределение плотности электронов определялось в предположении их больцмановского распределения по энергиям. Из полученного решения можно сделать вывод, что в области фокуса ионного пучка образуется двумерная электрическая потенциальная яма для электронов с максимальным потенциалом, локализованным в плоскости кроссовера. Построена топография эквипотенциальных поверхностей электрического поля и плотности электронов, распределение которых в пространстве близко к форме наблюдаемого интенсивного свечение в плоскости кроссовера. Рассчитанное распределение потенциала сравнивается с измеренным распределением одиночным ленгмюровским зондом, показано их качественное соответствие. Из теоретических и экспериментальных исследований можно сделать вывод, что интенсивное свечение в плоскости кроссовера сфокусированного ионного пучка обусловлено захватом и накоплением электронов до плотности порядка плотности пучка в двумерной электрической потенциальной яме «веретенообразной» формы, появлению в этой области плотного ион-электронного образования и неупругому его взаимодействию с нейтральным газом.

**Литература.**

[1]. Bizyukov A.A., Girka A.I., Sereda K.N., Nazarov A.V., Romaschenko E.V. - HALL ION SOURCE WITH BALLISTIC AND MAGNETIC BEAM FOCUSING // PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY, 2008, № 6. Series: Plasma Physics (14), p. 174-176

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР, СКОРОСТЕЙ И УСКОРЕНИЙ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИСТЕМ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Исакаев Э.Х., Сенченко В.Н., Чиннов В.Ф., Шутов Н.В., Щербаков В.В.

*ОИВТ РАН, Москва, Россия, e-mail: pyrolab@ihed.ras.ru*

Гетерогенный поток плазмы широко используется для нагрева частиц и плазменного напыления [1,2]. Изучать физические процессы нагрева и движения частиц в плазме, а также определять технологические параметры процесса, прежде всего температуру и скорость движения частиц в плазме, оптимальный режим нагрева и др., можно на основе исследования теплообмена и движения твердых частиц в плазменном потоке. Высокоскоростная визуализация широко применяется как в научных исследованиях, так и в перспективных технических приложениях, таких, как контроль напыления защитных покрытий, которые, в свою очередь, находят широкое применение в аэрокосмической и атомной промышленности. В последние годы были разработаны методы формирования покрытий, основанные на соударении твердых частиц, имеющих высокую скорость с поверхностью, такие, как газопламенное, плазменное, холодное напыление и осаждение аэрозоля, которые находят широкое применение в промышленности. Широкий температурный и динамический диапазон плазменных струй, возможность использования различных рабочих газов позволяют сочетать в одном технологическом процессе как фазовые и химические превращения, обеспечивающие требуемую модификацию исходных порошков, так и напыление материалов с заданной структурой [1].

Данная работа направлена на развитие методов контроля параметров частиц в ходе плазменного напыления [3-4] и определение зависимостей основных параметров напыляемых частиц от параметров плазмы и режимов работы плазмотрона, а также на получение распределений этих параметров в различных областях плазменной струи. С использованием отечественной и зарубежной высокоскоростной видеотехники, а также специально разработанной камеры на основе инфракрасной ПЗС-матрицы на установке ОИВТ РАН по плазменному напылению выполнены измерения полей скоростей и ускорений частиц $Al_2O_3$ в области взаимодействия высокоэнтальпийной гетерогенной плазменной струи с поверхностью напыляемого образца. Выполнен также сравнительный анализ эффективности нагрева частиц алунда и углерода размером 20 – 100 мкм в сильноточном плазменном генераторе с расширяющимся анодным каналом [5] при атмосферном давлении.

**Литература**

[1]. Fauchais P., Understanding plasma spraying, Topical review, J. Phys. D: Appl. Phys. 37 (2004) R86–R108

[2]. О. П. Солоненко, А. П. Алхимов, А. М. Оришич, Х. М. Рахимянов, Р. А. Салимов, В. Г. Щукин, В. Ф. Косарев, Высокоэнергетические процессы обработки материалов, Низкотемпературная плазма, т. 18, Новосибирск, изд. «Наука», 2000.

[3]. Белялетдинов Т. Ш., Горячев С. В. Сенченко В. Н., Чиннов В. Ф., Щербаков В. В. Исследование гомогенной и гетерогенной плазмы методами спектроскопии и скоростной визуализации. Вестник МЭИ, 2009, №4, стр.61-69.

[4]. S. V. Goryachev, V. N. Senchenko, V. F. Chinnov, V. V. Shcerbakov. Recognition of images in high speed visualization and spectroscopy, 9th International Conference on Pattern Recognition and Image Analysis, September, 14-17, 2008, Nizhni Novgorod, Russian Federation, p. 189

[5]. Исакаев Э.Х., Григорьянц Р.Р., Спектор Н.О., Тюфтяев А.С. Влияние раскрытия канала выходного электрода на характеристики плазмотрона. ТВТ.1994. Т.32. № 4. с.627

# ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ МЕТОДОВ ГЕНЕРАЦИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.В. Введенский, В.А. Костин, А.А. Силаев

*Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия, e-mail: vved@appl.sci-nnov.ru*

В последние годы достигнут значительный прогресс в технике генерации коротких лазерных импульсов, с длительностью 5 – 100 фемтосекунд и пиковой мощностью от сотен гигаватт до сотен тераватт, способных производить быструю ионизацию газа. Этот прогресс открыл новые возможности для разработки эффективных методов генерации и детектирования когерентного широкополосного электромагнитного излучения в труднодоступных и плохо освоенных областях частотного спектра, в частности, в терагерцовом диапазоне частот [1-6]. Эти методы основаны на реализации явлений линейной и нелинейной трансформации электромагнитных полей в плотной лазерной плазме вследствие возбуждения в ней собственных колебаний и волн и последующего переизлучения запасенной в них энергии в окружающее пространство. В лазерно-плазменных схемах генерируемое терагерцовое излучение имеет широкий спектр, центральная частота и ширина которого определяются, как правило, плотностью плазмы и частотой соударений электронов с тяжелыми частицами. В качестве преобразуемых полей в схемах генерации используют как поле самого ионизирующего лазерного импульса, так и внешние поля других частотных диапазонов, включая статические поля. Эти схемы достаточно компактны и сравнительно легко реализуемы и могут обеспечивать стабильную генерацию последовательности терагерцовых импульсов мегаваттного уровня мощности с очень высокой (от десятков герц до сотен килогерц) частотой повторения. Методы детектирования, основанные на использовании лазерной плазмы для преобразования терагерцового излучения в оптическое, обладают наиболее широкой частотной полосой из существующих в настоящее время методов детектирования терагерцового излучения, что привлекательно для их использования в спектроскопии высокого временного разрешения.

В докладе представлены результаты недавних исследований, целью которых является развитие предложенных ранее и разработка новых методов генерации и детектирования когерентного широкополосного терагерцового излучения с управляемыми параметрами в схемах, использующих в качестве основного элемента плазму оптического разряда. Разработаны новые теоретические подходы, включающие в себя в общем случае решение уравнений Максвелла для описания электромагнитных полей в плазме и в окружающем пространстве, и нестационарного уравнения Шредингера для расчета процессов ионизации, ускорения электронов и возбуждения электронных токов в плазме. Предложены и проанализированы оригинальные методы осуществления частотной перестройки, управления поляризацией и диаграммой направленности генерируемого излучения, а также новые способы значительного повышения эффективности генерации и пиковой мощности терагерцовых импульсов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-97078, 09-02-01490, 09-02-97054) и Совета по грантам Президента РФ (грант № МК-2998.2009.2).

**Литература**

[1]. Dai J., Xie X., Zhang X.-C. Phys. Rev. Lett, 2006, v. 97, p. 103903.
[2]. Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. Phys. Rev. Lett, 2007, v. 98, p. 245002.
[3]. Houard A. *et al*. Phys. Rev. Lett, 2008, v. 100, p. 255006.
[4]. Silaev A.A., Vvedenskii N.V. Phys. Rev. Lett, 2009, v. 102, p. 115005.
[5]. Dai J., Karpowicz N., Zhang X.-C. Phys. Rev. Lett, 2009, v. 103, p. 023001.
[6]. Kostin V.A., Vvedenskii N.V., “Ionization-induced conversion of ultrashort Bessel beam to THz pulse”. Optics Letters (принята к печати).

Бардаков В.М., [*]Кичигин Г.Н., [**]Строкин Н.А. (*Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия, [*]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия, [**]Иркутский государственный технический университет, Иркутск, Россия*)
Плазмооптическая масс-сепарация изотопов плазменного потока.

# ПРЕДПРОБОЙНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗДУХА СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ

Бычков В.Л., Волков С.А.

*Физический факультет МГУ, Москва, Россия, bychvl@orc.ru*

В работах посвященных предпробойным условиям на уровне облаков показано, что пробойное напряжение воздуха составляет снижается с высотой. В тоже время причины предпробойных явлений, их пороговый характер и их изменение с высотой в этих работах не обсуждались. Кроме того, не было показано, как пробойное поле, хорошо известное на уровне Земли, изменяется с высотой.

Целью настоящей работы являются: выяснение величины возможного пробойного поля на высотах облаков, исходя из известных значений пробойного поля на уровне земли и зависимостей давления и температуры воздуха с высотой. Проведен анализ эффективного процесса ионизации на ранних стадиях развития электрического разряда в воздухе при средних температурах и давлениях на высотах 0-12 км над поверхностью земли. В работе рассмотрены процессы ионизации во внешнем электрическом поле с учетом внешних фоновых электронов, прилипания и отлипания электронов от атомов и молекул кислорода, перезарядки и конверсии отрицательных ионов. Учтены зависимости скоростей процессов от давления. В частности учтены следующие процессы: $e+O_2 \to O_2^+ + 2e$ $e+N_2 \to N_2^+ + 2e$, с созданием ионов $O_2^+$ и $N_2^+$ и электронов $e$ (с частотой $\nu_i$); атмосферная фоновая ионизация быстрыми электронами $e'$: $e'+O_2 \to O_2^+ + e' + e$; $e'+N_2 \to N_2^+ + e' + e$; диссоциативное прилипание электронов к молекулам $O_2$: $e+O_2 \to O^- + O$ (с частотой $\nu_a$); процессы отлипания электронов от ионов $O^-$: $O^- + M \to e + O + M$ (с частотой $\nu_{\text{det1}}$), $O^- + N_2 \to e + N_2O$ (с частотой $\nu_{\text{det2}}$); процесс отлипания электрона от молекулярного иона $O_2^-$: $O_2^- + M \to e + O_2 + M$; учитываются процессы преобразования ионов $O^-$, $O_2^-$ и $O_3^-$: $O^- + O_2 \to O_2^- + O$ (с частотой $\nu_{ch1}$), $O^- + O_2 + O_2 \to O_3^- + O_2$ (с частотой $\nu_{ch2}$). Показано, что резкий рост ионизации происходит при выполнении условия $\nu_i \cdot (\nu_{\text{det1}} + \nu_{\text{det2}} + \nu_{ch2} + \nu_{ch1}) - \nu_a \cdot \nu_{ch2} > 0$, выполнение этого условия при на данной высоте при минимальном значении параметра E/N мы отождествляем с выполнением условия ионизации. На Рис.1 представлены соответствующие значения параметра E/N и напряженности электрического поля в зависимости от высоты над землей.

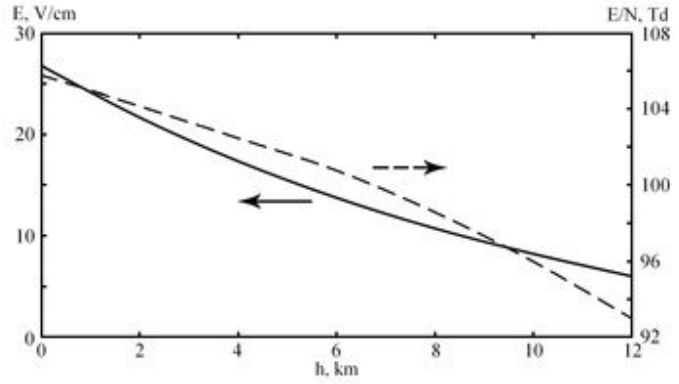



**Рис.1. Изменение значения пробойного поля с высотой над землей.**

Из рисунка видно, что пробойное электрическое поле падает с высотой, а пробойное значение параметра E/N изменяется незначительно.

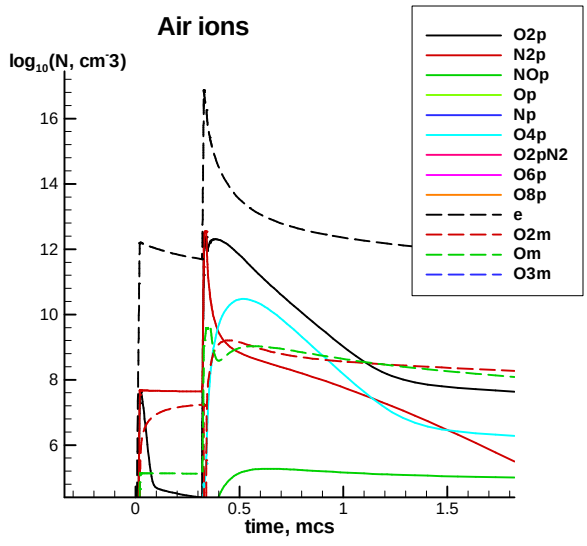
# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ С ПАРАМИ ВОДЫ

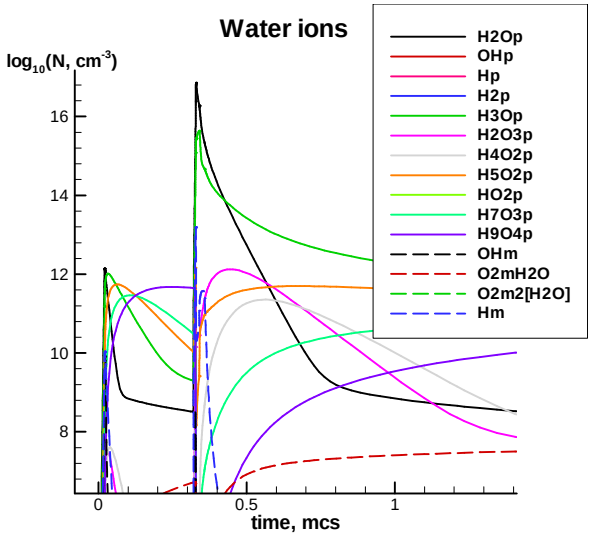
Арделян Н.В., Бычков В.Л., Космачевский К.В., *Кочетов И.В.

*Физический факультет МГУ, Москва, Россия, bychvl@orc.ru*
**ТРИНИТИ, ТРОИЦК Моск.обл., Россия, kochet@triniti.ru*

Определение характеристик плазмы во влажном воздухе и парах воды представляет собой актуальную задачу в связи с многочисленными применениями. Целью работы являлось развитие подхода, учитывающий свойства плазмы паров воды и воздуха. При моделировании мы использовали реакции с участием следующих компонентов: положительные ионы $O^+$, $O_2^+$, $O_4^+$, $H^+$,$H_2^+$, $OH^+$, $HO_2^+$, $H_2O^+$, $O_2^+(H_2O)$, $H_3O^+$, $H_3O^+(H_2O)$, $H_3O^+(OH)$, $H_3O^+(H_2O)_2$, $H^+(H_2O)_2$, $H^+(H_2O)_3$, $H^+(H_2O)_4$; отрицательные ионы $O^-$, $O_2^-$, $O_3^-$, $H^-$, $OH^-$, атомы O и H; молекулы $H_2$, $O_2$, $H_2O$, $O_3$; свободные радикалы OH, $HO_2$, $H_2O_2$; возбужденные состояния атомов и молекул $O(^1D_1)$, $O(^1S_0)$, $O_2(^1\Delta_g)$; электроны и молекулярные компоненты с участием атомов азота и кислорода, типичные для плазмы сухого воздуха, всего около 300 реакций. Учтены реакции электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации. В модели учтены процессы охлаждения и нагрева электронов в поле, при столкновении с молекулами и в химических реакциях, учтены процессы прилипания электронов к молекулам кислорода в присутствии молекул воды. Для описания несамостоятельного разряда в модели учтены процессы ионизации и возбуждения молекул быстрыми электронами. Константы скорости электрон - молекулярных реакций в воздухе и воздухе с парами воды взяты из расчетов функции распределения электронов по энергиям.

На Рис.1-2 представлен расчет параметров плазмы в парах воды при следующих условиях: давление $H_2O$ 2.5 Торр, давление воздуха 0.01 Торр, температура газа T=300 K. При поле E=4.1 кВ, длительность импульса 20 нс, время распада 3 мкс. Максимальное значение электронной концентрации $N_e = 1.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$.



# НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД ДЛЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРОПАН - ВОЗДУШНУЮ СМЕСЬ

Арделян Н.В., Бычков В.Л., Бычков Д.В.[*], Гудович В.А.[*], Денисюк С.В.[*], Кочетов И.В.[**], Космачевский К.В.

*Физический факультет МГУ, Москва, Россия, bychvl@orc.ru*
*[*]Московский Радиотехнический институт РАН, Москва, Россия*
*[**]ТРИНИТИ, Троицк Моск. обл., Россия, kochet@triniti.ru*

Проведены эксперимент на установке на базе электронного ускорителя с параметрами: энергия электронного пучка $E_b$= 200-400 keV, ток этого пучка от 1 до 20 mA. Диаметр движущейся секции ионизации 2 cm. Частота продольного сканирования 300 Hz, частота поперечного сканирования 5 kHz. Размеры выходного окна 100 x 5 cm. Ускоренный электронный пучок проходит через дрейфовую камеру, выводное устройство и выводное окно, а затем он появляется в атмосфере. Он использован для воздействия на пропан-воздушную смесь, при этом при наложении внешнего электрического поля величиной до 1,75 кВ/см плазменные электроны ускоряются и воздействуют на горючую смесь. В работе измерен ток положительных ионов, реализованный в несамостоятельном разряде в зависимости от тока электронного пучка и приложенного поля.

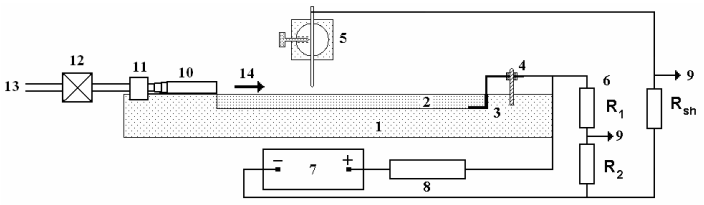
Проделаны расчеты параметров самостоятельного, несамостоятельного разрядов и пучковой плазмы в стехиометрической пропано-воздушной смеси. В расчетной плазмохимической схеме учтены 120 химических реакций в воздухе и 74 в пропане. Специально проделана работа по учету реакций с парами воды, нарабатывающимися в процессе воздействия плазмы на смесь, добавлены около 160 реакций. Расчеты времени воспламенения первоначально холодной стехиометрической пропано-воздушной смеси, рассчитанное по модели пропано-воздушной смеси без паров воды при внешнем электрическом поле $E$=3 кВ/см и возбуждении электронным пучком $W=10^{18}$ - $10^{19}$ эВ/(см$^3$·с) время воспламенения оказывается $7\cdot10^4$ -$1.0\cdot10^4$ мкс. Температура газа в этом случае достигает T=2800 K. Расчеты времени воспламенения первоначально холодной стехиометрической пропано-воздушной смеси с учетом паров воды в пропано-воздушной смеси в несамостоятельного разряде при внешнем электрическом поле $E$=3 кВ/см и возбуждении электронным пучком $W=10^{18}$ - $10^{19}$ эВ/(см$^3$·с) дали время $1\cdot10^6$ -$1.0\cdot10^5$ мкс. Температура газа в этом случае достигает T~2700 K. В реальности можно ожидать, что время воспламенения смеси при данных параметрах возбуждения несамостоятельным разрядом составляет $10^4$-$10^5$ мкс.

# ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО И КОРОННОГО РАЗЯДОВ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОСТЕЙ

Бычков В.Л., Бычков Д.В.*, Ваулин Д.Н., Волков С.А., Каменщиков С. А., Костюк А.А., Черников В.А.

*Московский государственный университет, Москва, Россия, bychvl@orc.ru*
**Московский Радиотехнический институт РАН, Москва, Россия*

Проведены эксперименты по исследованию свойств импульсного и коронного разрядов в воздухе над поверхностью жидкостей (вода, спирт, бензин, керосин). Исследования воспламенения и горения бензина проводились в низкоскоростных воздушных потоках. Инициация горения осуществлялась при помощи импульсного разряда, распространяющегося над поверхностью жидкости. Эксперименты проводились установке, принципиальная схема которой проведена на рисунке: 1- кювета из оргстекла, 2- вода, 3- анод, 4- стойка, 5- анод, 6- делитель напряжения, 7- источник питания, 8- сопротивление балласта, 9- к осциллографу, 10- выходной конус воздушного потока. 11- переходник, 12- воздушный клапан, 13- к ресиверу компрессора, 14- направление потока. Вода наливалась в узкую полость (2), сделанную в кювете из оргстекла (1). Разряд распространялся над водой между катодом (5) и анодом (3) при подаче на электроды импульса напряжения, который создавался при помощи генератора (7), вырабатывающего квазипрямоугольные импульсы, длительностью (10 – 1000) мкс, начальным напряжением (5 – 28) кВ. Величина тока в цепи ограничивалась балластным сопротивлением (8). Величины тока и падения напряжения на разрядном промежутке определялись при помощи шунта ($R_{sh}$) и делителя напряжения (6), сигналы с которых подавались на многоканальный осциллограф (9). Для формирования низкоскоростного воздушного потока использовался компрессор, в ресивере которого поддерживалось давление в (2 – 4) атм. Ресивер при помощи шланга высокого давления (13) через воздушный клапан (12) и переходник (11) соединялся со специальной насадкой, при помощи которой формировался воздушный поток примерно прямоугольного сечения (10*40) мм$^2$. Учитывая, что ширина полости с водой была 20 мм, а высота катода над поверхностью воды – 5 мм, можно считать, что воздушный поток, заполнял всю область распространения разряда. Для инициации горения бензин наливался на воду, таким образом, на поверхности воды создавалась пленка бензина фиксированной толщины. Процесс горения фиксировался фотоаппаратом и при помощи фотоумножителя, размещенного вблизи области разряда и, следовательно, вблизи области горения.



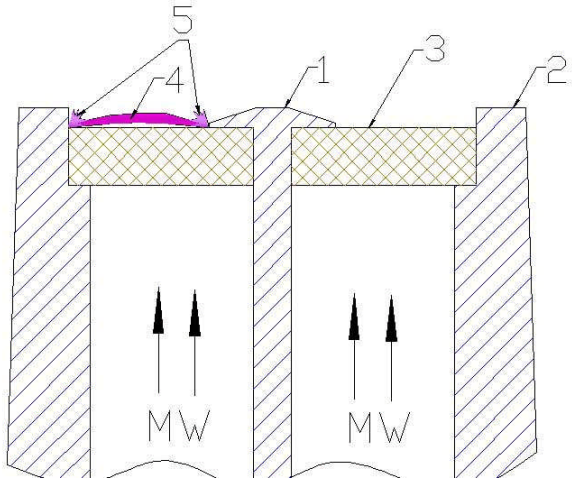

Коронный разряд возбуждался над поверхностью жидкости, находящейся в стальной кювете прямоугольной или цилиндрической формы. Размеры кювет имели параметры ∅100, 20 мм и 100x60x40 мм. В работе исследовалось воздействие на жидкость разряда при воздействии 2-х и 4-х электродов диаметром 1 мм, изготовленных из нержавеющей стали находящихся в воздухе (противоположный электрод находится в жидкости или служил кюветой). Во всех жидкостях появлялись воронки от ионного ветра. При напряжении ~20-30 кВ в спирте при отрицательной полярности 2-х верхних электродов появлялись жидкие конусы, поочередно по одним или другим электродом, в случае 4-х электродов появлялся один конус. В керосине развивалась неустойчивость поверхности жидкости в виде пузырчатой структуры.

# МИКРОВОЛНОВАЯ ДУГА

Грицинин С.И., Давыдов А.М., Коссый И.А.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, kossyi@fpl.gpi.ru*

В работе представлена оригинальная конструкция микроволнового плазматрона коаксиального типа. В качестве источника микроволновой энергии использовался бытовой магнетрон с частотой f = 2,45 ГГц, мощностью P ≈ 1 кВт и изменяемой длительностью импульса излучения $t_и$ = 5-1000 мкс. Эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении. Для определения параметров разряда использовалась методика эмиссионной спектроскопии. Микроволновая энергия транспортируется с помощью коаксиального волновода на разрядный инициатор, который состоит из кварцевой шайбы (3), внутреннего (1) и внешнего (2) электродов. Разряд возникает на контакте внутреннего электрода и кварцевой шайбы и имеет вид искрений, которые являются следствием взрывных процессов происходящих на контакте металл-диэлектрик в СВЧ поле [1]. Являясь источником ионизующего УФ излучения, они создают вокруг себя ореол фотоионизованной плазмы, в котором под действием падающего микроволнового излучения развивается ионизационноперегревная неустойчивость [2,3], следствием которой является формирование газового разряда нитевидной формы с высокой концентрацией электронов $n_e \approx 10^{16}$ см$^{-3}$ и газовой температурой T ≈ 5000-6000 К, который, в свою очередь, сам является источником УФ излучения. Т.о., скачкообразно прорастая, разряд замыкает промежуток между внутренним (1) и внешним (2) электродами. На развитой стадии разряд состоит из двух характерных областей. Первая - это область газового разряда в межэлектродном промежутке. Вторая – область приэлектродных вспышек (5), которая может является следствием взрывоэмиссионных явлений [4], возникающих при взаимодействия плотной плазмы (4) с внутренним (1) и внешним (2) электродом. Механизмом этих разрядов может являться развитие автоэлектронной эмиссии на контакте электрод плазма, переходящей в термо-автоэлектронную, которая приводит к взрывным процессам на электроде. Следует отметить, что в отличие от дуги постоянного тока, в течение импульса микроволнового излучения наблюдается появление новых каналов между электродами.




Эмиссионный спектр свечения газоразрядного промежутка состоит в основном из молекулярных полос воздуха, а приэлектродных вспышек – из линий металла.

**Литература.**

[1]. G.M. Batanov, N.K. Berezhetskaya, I.A. Kossyi et al. Interaction of high-power beams with metal-dielectric media. // Eur. Phys. J. Appl. Phys., 2004, v 26, №1, pp 11-16.

[2]. Гильденбург В.Б., Ким А.В. Ионизационно-перегревная неустойчивость высокочастотного разряда в поле э/м волны. // ФП, 1980, Т 6, N 4, с. 904-909.

[3]. В.Г. Аветисов, С.И. Грицинин, А.В. Кин, И.А. Коссый и др. Ионизационный коллапс высокочастотной плазменной нити в плотном газе.// Письма ЖЭТФ, Т.51, вып.6, 1990, 306-309.

[4]. Н.К. Бережецкая, В.А. Копьев, И.А. Коссый и др. Взрывоэмиссионные явления на границе металл-горячая плазма.// ЖТФ, 1991, Т 61, вып. 2, с. 179-184.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МИКРОПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ ТИТАНА НА РОСТ КЛЕТОК КОСТНОЙ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ НА ЕГО ПОВЕРХНОСТИ

В.А. Иванов, Д.А. Димитрович*, А.И. Бычков*

*Институт общей физики им. А.М. Прохоров РАН, Москва, РФ, ivanov@fpl.gpi.ru*
**Московский государственный медико-стоматологический университет, Москва, РФ*

Исследуется влияние микроплазменного метода [1] физической обработки образцов из сплава титана ВТ-1-0, широко применяемого в медицинских целях, на рост биологических клеток костного мозга на их поверхности. Поверхностная обработка титана важна для формирования устойчивого биомеханического контакта между поверхностью титанового сплава, используемого в качестве материала импланта, и костной тканью. Качество такого контакта (прочность фиксации в костной ткани) зависит от свойств поверхности титанового импланта, обработка которой представляется важным предметом исследований для существенного улучшения остеоинтегрирования.

В наших экспериментах основное внимание уделено применению перспективного микроплазменного метода обработки поверхности металлов и сплавов [1]. Для возбуждения микроплазменных разрядов использовался поток водородно-углеродной плазмы, создаваемый импульсным электроразрядным источником. В области взаимодействия с металлическим титановым образцом плотность плазмы превышала 1012 см–3, электронная температура составляла 10 эВ, а длительность импульса плазменного потока 25 мкс. Взаимодействие такой плазмы в вакууме с металлом приводило к возбуждению локализованных микроплазменных разрядов [2], действие которых приводило к формированию прочного микрорельефа на его поверхности. Для сравнения с микроплазменным методом, использовались также механический дробеструйный и ионно-плазменный методы обработки поверхности титана.

Экспериментально показано, что существуют режимы микроплазменной обработки, при которых на поверхности образцов из сплава ВТ-1-0 возникают устойчивые условия адгезии жизнеспособных остеогенных клеток. Этот метод оказался единственным, в результате применения которого на поверхности титанового сплава наблюдался рост не только отростков, но и живых клеток костного мозга [3]. Метод микроплазменной обработки допускает разработку универсального технологического оборудования, для обработки различных медицинских изделий из титана. Энергетические затраты этого метода довольно низкие: менее 0.01 кВт×час сетевой электроэнергии на 1см$^2$, при характерном времени обработки около 5с. Полученные результаты могут быть использованы при разработке нового оборудования, предназначенного для обработки других медицинских сплавов и изделий из них для улучшения интеграции металлических имплантов в костную ткань.

Работа выполнялась при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект РФФИ № 09-08-00753-а).

**Литература.**

[1]. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.М.Спирин, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Прикладная физика, 2007. № 6. С. 60-70.
[2]. В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Коныжев. Физика плазмы, 2008, том 34, № 2. С.171-184.
[3]. Д.А. Димитрович, А.И Бычков, В.А. Иванов. Прикладная физика, №2, 2009. С.35-43.

# НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДИОКОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

И.Н. Карташов, М.В. Кузелев

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова*

На основе численного моделирования рассмотрена нелинейная динамика диокотронной неустойчивости полого трубчатого электронного пучка в волноводе. Движение электронов пучка описывалось нерелятивистскими уравнениями движения Ньютона, электрическое поле считалось потенциальным. Движение ионов из-за большой массы не учитывалось. В зависимости от геометрических параметров исследованы возникающие в пучке структуры.

На рис. 1 показана временная динамика $\tau = \Omega_e t$ различных составляющих энергии системы: $W_\varphi = \int_0^{2\pi}\int_0^R \frac{E_\varphi^2}{8\pi} r dr d\varphi$, $W_r = \int_0^{2\pi}\int_0^R \frac{E_r^2}{8\pi} r dr d\varphi$ и суммарной кинетической энергии всех частиц $T$. В отличие от двухпотоковой неустойчивости, где энергия возбуждаемой волны увеличивается за счет уменьшения кинетической энергии частиц, при развитии диокотронной неустойчивости суммарная кинетическая энергия частиц увеличивается. Источником энергии для роста величин $W_\varphi$ и $T$ является начальная, запасенная при формировании пучка, электростатическая энергия нескомпенсированного заряда пучка $W_r$.

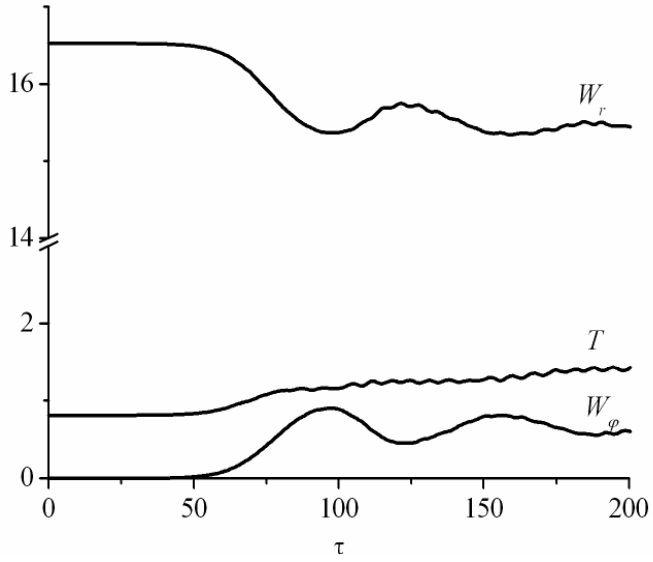



Рис. 1. Временная динамика величин $W_\varphi$, $W_r$ и кинетической энергии частиц пучка $T$.

# ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОАКСИАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С ПЛАЗМЕННЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

И.Н. Карташов, М.В. Кузелев, Е.А. Хапаева

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова*

Пусть имеется коаксиальный цилиндрический волновод с внутренним радиусом $R_1$ и внешним радиусом $R_2$. В области $r_1 < r < r_2$ расположена плазма, которую будем считать холодной и бесстолкновительной, причем движение ионов из-за большой массы не учитываем. В приближении достаточно сильного магнитного поля, когда движение электронов возможно только вдоль силовых линий (ось $0z$) тензор диэлектрической проницаемости плазмы имеет вид:

$$\varepsilon_{r\varphi} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \qquad (1)$$

с $\varepsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, где $\omega_p = \left(4\pi ne^2 / m\right)^{1/2}$.

Запишем волновое уравнение для продольной компоненты электрического поля волны $E$-типа:

$$\Delta_\perp E_z - \chi_0^2 \varepsilon E_z = 0 . \qquad (2)$$

Здесь $\Delta_\perp = \frac{1}{r}\frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{l^2}{r^2}$ - оператор Лапласа, а $\chi_0^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$.

Решив уравнение (2) в каждой из областей ($r < r_1$, $r_1 < r < r_2$, $r > r_2$) и используя условия обращения в нуль $E_z$ компоненты электрического поля на металлических поверхностях волновода, а также условие непрерывности $E_z$ и $dE_z/dr$ на границах плазменной трубки получим дисперсионное уравнение

$$\frac{W\left[J_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_1), N_l(\chi_0 r_1)\right] J_l(\chi_0 R_1) - W\left[J_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_1), J_l(\chi_0 r_1)\right] N_l(\chi_0 R_1)}{W\left[J_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_2), N_l(\chi_0 r_2)\right] J_l(\chi_0 R_2) - W\left[J_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_2), J_l(\chi_0 r_2)\right] N_l(\chi_0 R_2)} = \qquad (3)$$

$$= \frac{W\left[N_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_1), N_l(\chi_0 r_1)\right] J_l(\chi_0 R_1) - W\left[N_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_1), J_l(\chi_0 r_1)\right] N_l(\chi_0 R_1)}{W\left[N_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_2), N_l(\chi_0 r_2)\right] J_l(\chi_0 R_2) - W\left[N_l(\sqrt{\varepsilon}\chi_0 r_2), J_l(\chi_0 r_2)\right] N_l(\chi_0 R_2)} .$$

Здесь введено обозначение

$$W\left[Z_1(x), Z_2(y)\right] = Z_1(x) Z_2'(y) - \sqrt{\varepsilon} Z_1'(x) Z_2(y), \qquad (4)$$

где $Z_{1,2}$ - цилиндрические функции, а штрих означает производную по аргументу.

Дисперсионное уравнение численно проанализировано для различных значений параметров системы. Исследована пространственная структура различных мод колебаний. Показано, что в зависимости от соотношения между частотой и волновым числом моды имеют различный характер зависимости от поперечной координаты $r$ (поверхностные, объемные волны).

# ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛЬФРАМОВОГО КАТОДА В СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГЕ

К.А. Бахметьев, А.В. Коновалов, О.А. Синкевич

*Московский энергетический институт (технический университет), Москва, Россия,*
*e-mail: oleg.sinkevich@itf.mpei.ac.ru*

Проблема создания малоэрозионного, сильноточного катода является центральной для многих новых плазменных технологий, использующих в своей работе дуговые плазмотроны (технологии упрочнения поверхностей и нанесения покрытий, плазменного разрушения малорадиоактивных ядерных отходов и т.п.). Решение данных проблем тесно связано с проведением численных экспериментов, обосновывающих выбор форм, материала катода и типа работающих сред. Эффективность численного моделирования напрямую зависит от использования адекватного описания физических процессов в теле катода, на его поверхности и в прилегающей к нему плазме.

В работе в широком диапазоне температур поверхности проведен анализ вольт-амперных характеристик (ВАХ) вольфрамового термоэмиссионного катода, работающего в аргоновой плазме. В ряде режимов работы катода могут возникать немонотонные ВАХ, что качественно согласуется с рядом экспериментальных работ (рис. 3.22 в [1]). Неоднозначные ВАХ наблюдаются как в случае самосогласованной задачи (температура поверхности катода $T_c$ определяется в процессе решения), так и в случае однородного катода ($T_c$ — задаётся как параметр модели).

Используя модель [2], можно рассчитать предельные (температура катода не превышает температуру плавления материала катода $T_s$) ВАХ катода (рис. 1). Максимальное значение плотности тока с поверхности твёрдого вольфрамового катода без образования жидкой фазы составляет около 640 А/мм$^2$.

Ток электронов (кривая 5 на рис. 1) в ряде режимов значительно превышает ток ионов, поэтому его необходимо учитывать в эффекте Шоттки. Например, учёт вклада электронов может увеличивать эффективную работу выхода на 1-2%.

**Литература.**

[1]. Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Пустогаров А.В. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. Новосибирск: Наука, 1982. 158 с.

[2]. Бахметьев К.А., Синкевич О.А. Особенности тепловых режимов вольфрамового катода в сильноточном дуговом разряде. // Труды XVII Школы – семинара молодых учёных и специалистов под рук. ак. РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в аэрокосмических технологиях». Жуковский. 2009. Т. 2. С. 27 – 30.

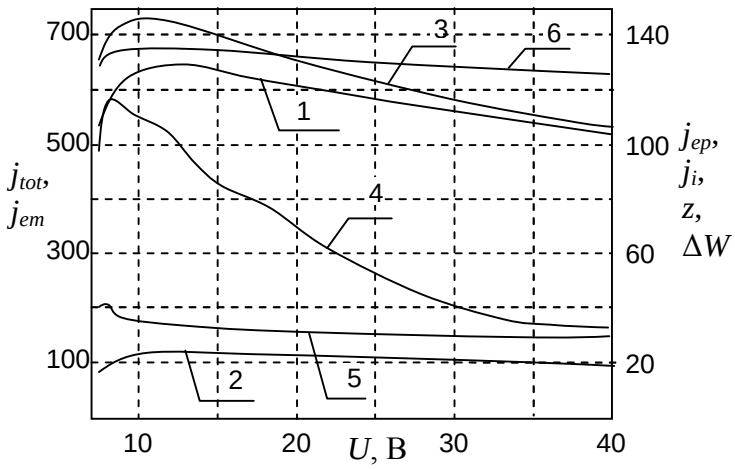



Рис.1. Предельные (при температуре поверхности катода $T_c = T_s = 3693$ К) характеристики прикатодного слоя однородного катода. 1 – полный ток ($j_{tot}$, А/мм$^2$); 2 – ионный ток ($j_i$, А/мм$^2$); 3 – ток эмиссии ($j_{em}$, А/мм$^2$); 4 – ток обратных электронов ($j_{ep}$, А/мм$^2$); 5 – отношение полного тока электронов к току ионов ($z = \left(j_{em} + j_{ep}\right) / j_i$); 6 — снижение работы выхода ($\Delta W$, $10^{-2}$ В).

# ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПЛАНАРНЫЕ НЕПРЕРЫВНЫЕ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ $CO_2$- И CO-ЛАЗЕРЫ

А.П. Минеев, П.А. Гончаров, В.В. Киселев, С.М. Нефедов, П.П. Пашинин

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: mineev@kapella.gpi.ru*

В последние годы быстрыми темпами развиваются инфракрасные (ИК) лазерные системы, создаваемые на базе нового поколения мощных компактных газоразрядных молекулярных $CO_2$- и CO-лазеров, как непрерывного, так и импульсно-периодического действия, имеющих повышенные удельные выходные характеристики и высокое качество когерентного излучения в диапазоне длин волн 5 – 10 мкм. К их числу, в первую очередь, относятся планарные волноводные ИК-лазеры, возбуждаемые высокочастотным (ВЧ) разрядом с диффузионным охлаждением и использующие гибридный волноводно-неустойчивый резонатор. Это связано с тем, что однородное возбуждение широкоапертурных областей таких лазеров решается благодаря особенностям пространственной структуры поперечного ВЧ-разряда, который в диапазоне частот 10 – 150 МГц обладает повышенной устойчивостью относительно перехода разряда из объемного в контрагированное состояние при увеличении, как давления рабочего газа (более 100 Тор), так и удельного энерговклада в плазму разряда (более 100 Вт/см$^3$). Здесь следует также отметить многообразие конструкторских решений поперечного ВЧ-разряда и открывающуюся возможность, как непрерывного, так и импульсно-периодического режима работы лазеров с частотами повторения в десятки килогерц [1-4].

В данной работе исследованы выходные характеристики излучения и газоразрядные параметры активной среды – низкотемпературной плазмы ВЧ разряда планарных $CO_2$- и CO-лазеров, созданных на основе одной конструкции и возбуждаемых широкоапертурным (3x40x400 мм) ВЧ-разрядом на частоте 40 МГц.

Экспериментально изучена зависимость плотности вкладываемой ВЧ мощности от давления рабочего газа $CO_2$:$N_2$:He:Xe=1:1:3:0,25 в диапазоне 50 – 110 Тор. Определены значения плотности мощности 1 – 4 Вт/см$^2$ в режиме нормальной плотности тока разряда - важные для оптимизации и масштабирования генерационных характеристик мощных планарных $CO_2$-лазеров. Исследована зависимость выходной мощности лазера с ВЧ-накачкой от температуры электродов в диапазоне от +20 $^o$C до -50 $^o$C. На основе экспериментальных данных можно утверждать, что происходит удвоение выходной мощности лазера при понижении температуры на 45 $^o$C. Достигнута непрерывная мощность излучения $CO_2$-лазера более 90 Вт при КПД ~10%.

CO-лазер имеет много существенных преимуществ, связанных с потенциально большим КПД преобразования, вдвое меньшей длиной волны и большей плотностью мощности в сфокусированном пучке. Показано, что основные конструктивные решения планарного $CO_2$-лазера можно прямо перенести на конструкцию CO-лазера. Охлаждение электродов разряда в CO-лазере производилось парами азота и получена выходная средняя мощность излучения 13 Вт при при импульсно-периодическом режиме работы с частотой повторения - 1000 Гц, скважностью - 50%, импульсной мощностью накачки 600 Вт (средней 300 Вт) в лазерной смеси газов CO:$N_2$:He:Xe=1:1:7,5:0,5 при давлении до 50 Тор.

**Литература.**

[1]. Jackon P.E., Baker H. J., Hall D. R. Appl. Phys. Lett. 54, 1950 (1989).
[2]. Липатов Н.И., Минеев А.П., Пашинин П.П., Прохоров А.М. Квантовая электроника, 16, 938 (1989).
[3]. Mineev A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P. Proc. SPIE, 3686, 35 (1999).
[4]. А.П. Минеев, С.М. Нефедов, П.П. Пашинин. Квантовая электроника, 36(7), 656 (2006).

# ПЛАНАРНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ $CO_2$-ЛАЗЕРЫ С ИМПУЛЬСНОЙ СВЧ-НАКАЧКОЙ

А.П. Минеев, П.А. Гончаров, В.В. Киселев, С.М. Нефедов, П.П. Пашинин

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия,*
*e-mail: mineev@kapella.gpi.ru*

В последние годы наметился повышенный интерес к применению сверхвысокочастотного (СВЧ) разряда для накачки $CO_2$-лазеров [1-4] и связано это, в первую очередь, с доступностью промышленных магнетронов на частоте 2,45 ГГц, широко используемых в СВЧ печах. Применение СВЧ разряда для накачки лазеров имеет также ряд достоинств и преимуществ перед разрядами постоянного и ВЧ тока, а именно: высокий КПД (более 70%), компактность и киловаттный уровень мощности магнетронов - СВЧ источников; низкая их стоимость и возможность работы в импульсном режиме; отсутствие активного балластного сопротивления и приэлектродного падения потенциала способствует эффективному энерговкладу в плазму СВЧ разряда; возможность организации безэлектродного разряда облегчает проблемы, связанные с распылением материала электродов, плазмохимии и долговечности рабочей лазерной смеси газов; отсутствие высокого напряжения на разряде обуславливает безопасность и надежность конструкции от повреждений; повышенная механическая прочность оболочки полностью металлической СВЧ разрядной структуры.

В данной работе исследованы выходные характеристики лазерного излучения и газоразрядные параметры активной среды – низкотемпературной плазмы СВЧ разряда на частоте 2,45 ГГц для двух моделей планарных $CO_2$-лазеров, возбуждаемых широкоапертурным разрядом размером 2x25x250 мм и 2x25x470 мм, с объемом активной среды равным 12,5 см3 и 23,5 см3, соответственно. Использовалась импульсная СВЧ накачка от магнетрона промышленной СВЧ-печи. Плотность импульсной вкладываемой мощности накачки достигала 400 Вт/см$^3$.

Проведены эксперименты по исследованию характеристик $CO_2$-лазера в зависимости от величины вкладываемой мощности, состава рабочей смеси, давления, частоты повторения и длительности импульсов накачки. Форма выходного импульса лазерного излучения, и ее эволюция зарегистрирована и изучена при различных параметрах и условиях эксперимента. Характерное время задержки начала импульса лазерной генерации от начала импульса накачки составляет 4 – 10 мкс. При уменьшении давления газа максимум выходной мощности лазерного излучения сдвигается в сторону большего значения частоты импульсов накачки. Установлено, что предпочтителен режим работы с импульсами накачки меньшей длительности, при большей частоте их следования.

Достигнута мощность излучения 25 Вт и 43 Вт, соответственно, для первого и второго лазеров при оптимальном давлении 30 Тор. Таким образом, можно говорить о масштабируемости такого типа лазеров. При слабой прокачке газа (около 0,1 л/сек) получена выходная мощность лазерного излучения для первого и второго лазеров - 37 Вт и 60 Вт, соответственно, при оптимальном давлении 50 Тор. При 30 Тор мощность равнялась 51 Вт.

Импульсная мощность излучения достигала 1 кВт, энергия в импульсе около 20 мДж, при длительности импульсов 20 мкс и частоте их повторения 400 Гц. Показано, что у лазеров есть запас по выходу на уровень несколько киловатт пиковой мощности.

**Литература.**

[1]. Nishimae J and Yoshizawa K , *Proc. SPIE*, 1225, 340 (1990).
[2]. Shahadi A., Sintov Y., Jerby E., *Microwave and Optical Technology Letters*, 36(2), 115 (2003).
[3]. Mineev A.P., Nefedov S.M., Pashinin P.P. *Proc. SPIE*, 5137, 288 (2003).
[4]. А.П. Минеев, С.М. Нефедов, П.П. Пашинин. Квантовая электроника, 37(10), 950 (2007).

# ПЛАЗМЕННАЯ СВАРКА ЦВЕТНЫХ МЕТАЛЛОВ БЕЗ ПРИМЕНЕНИЯ ЗАЩИТНЫХ СРЕД.

[*]Гайсин Ф.М., Садриев Р.Ш.

*ИНЭКА, Набережные Челны, Россия*
*[*]КГТУ им. А.Н. Туполева, Казань, Россия*

Из всех видов сварки менее исследованным является плазменно-дуговая сварка. В связи с этим были проведены исследования дугового разряда обратной полярности. На базе экспериментальных и теоретических исследовании разработан способ сварки. В разработанном способе сварки дуга обратной полярности используется только в один полупериод для разрушения окисных пленок на кромках свариваемых деталей. Плавление металла осуществляется в другой полупериод высококонцентрированным источником тепла - дугой прямой полярности, горящей между электродом плазматрона и изделием. При этом получается узкий шов с малой зоной термического влияния. Сущность способа заключается в том, что между электродами плазматрона в потоке плазмообразующего газа непрерывно горит дежурная дуга постоянного тока, создающая в промежутке электрод – изделие факел плазмы. При подаче на электрод положительного относительно изделия полупериода напряжения между электродом и изделием формируется дуга обратной полярности с нестационарным катодным пятном. В течение этого полупериода происходит разрушение окисной пленки на кромках свариваемого изделия. Величина тока обратной полярности мала и выбирается только из соображений качественной очистки. Затем на медный электрод горелки поступает отрицательный относительно изделия полупериод напряжения. При этом формируется плазменная дуга с большой плотностью энергии, достаточной для плавления. Таким образом, осуществляется сварка металлов, имеющих на поверхности тугоплавкие окисные пленки. Возможность раздельной регулировки тока прямой и обратной полярности является важным технологическим преимуществом данного способа сварки, поскольку это позволяет независимо управлять степенью очистки поверхности и скоростью плавления металла. Режим дежурной дуги и величины токов в различные полупериоды являются важными технологическими параметрами, оптимальный выбор которых обеспечивает стабильность процесса сварки цветных металлов и хорошее качество сварного соединения.

Нестационарное катодное пятно в процессе своего блуждания не только очищает открытые поверхности изделия, но и проникает в зазор между свариваемыми кромками, обеспечивая получение высококачественного сварного соединения без окисных включений. Это свойство пятна проникать в щели, трещины и поры было использовано при разработке способа заварки дефектов в различных металлах, в том числе и алюминия. Сущность этого способа заключается в следующем. В начале процесса дефектный участок изделия (в том числе внутренние полости дефектов) очищается от окисной пленки и других загрязнений дугой обратной полярности, горящей между электродом и изделием. Ток дуги мал, и заплавления дефектов не происходит. По окончании очистки наступает вторая стадия процесса – заплавление дефекта по способу сварки на переменном токе. Разработанный способ плазменной сварки металлов на переменном токе является устойчивым процессом даже при малых токах и позволяет осуществлять качественную сварку алюминия и его сплавов малых толщин.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ЭНЕРГОВКЛАДА В ГИБРИДНЫЙ ВЧ РАЗРЯД НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

А.Ф. Александров, К.В. Вавилин, Е.А. Кралькина, В.Б. Павлов, А.А. Рухадзе, В.П. Савинов, Ч. Чжао, В.Г. Якунин

*Физический факультет, Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Москва, Россия,e-mail: savinov1983@yahoo.com*

В работе экспериментально изучаются закономерности энерговклада в плазму новой модификации ВЧ разряда – гибридного ВЧ разряда, поддерживаемого как вихревым, так и потенциальным ВЧ электрическими полями. Для организации такого разряда в работе используется узел ввода ВЧ мощности в виде параллельно соединенных индуктора и обкладок конденсатора.

В случае гибридного разряда также как при рассмотрении гибридного разряда также как и в случае чисто индуктивного разряда [1]можно записать:

$$P_{pl} = \frac{1}{2} R_{pl}^{h} I_i^{\,2}, \qquad (1)$$

где $P_{pl}$ - величина ВЧ мощности, поглощенная плазмой, $I_i$ - ток, текущий через индуктор.

Множитель $R_{pl}^{h}$, стоящий перед $I_i^{\,2}$, имеет размерность сопротивления. Его естественно назвать эквивалентным сопротивлением гибридного ВЧ разряда. Также как в случае чисто индуктивного разряда эквивалентное сопротивление гибридного разряда является мерой способности плазмы поглощать ВЧ мощность. Однако в отличие от чисто индуктивного разряда эквивалентное сопротивление плазмы гибридного разряда зависит не только от закономерностей проникновения ВЧ полей в плазму и механизма поглощения мощности, но и от параметров внешней цепи разряда.

На рис.1 показаны экспериментальные зависимости эквивалентного сопротивления гибридного разряда, в от мощности $P_{pl}$, вложенной в плазму.. Представленные результаты были получены в разряде в аргоне при различных значениях давления газа. $P_{pl}$. Как видно в области малых значений $P_{pl}$ величины эквивалентного сопротивления падают с ростом мощности, а затем, пройдя через минимум, возрастают по мере роста $P_{pl}$. Увеличение давления аргона $p$ в рассмотренном диапазоне $p$ приводит к понижению значений эквивалентного сопротивления. Оценки показывают, что падающая ветвь зависимости $R_{pl}^{h}(P_{pl})$ соответствует условиям, при которых преимущественный ввод ВЧ мощности в разряд идет через емкостной канал, а растущая – через индуктивный.

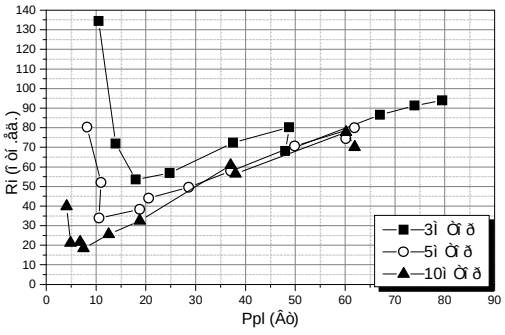



Рис.1. Зависимость эквивалентного сопротивления гибридного разряда от величины мощности, поглощенной плазмой $P_{pl}$.

**Литература**

[1]. Кралькина Е.А. // УФН.2008.Т.178.№5.С.519 – 540.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДА В КАНАЛЕ ХОЛЛОВСКОГО ПЛАЗМЕННОГО ДВИГАТЕЛЯ

А.Ф. Александров, К.В. Вавилин, Е.А. Кралькина, В.Б. Павлов, А.А. Рухадзе, В.П. Савинов, В.П. Тараканов

*Физический факультет, Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Москва, Россия,e-mail:* savinov1983@yahoo.com

В работе представлены результаты математического моделирования разряда в канале Холловского плазменного двигателя PIC методом [1].
На рис.1 показаны начальные распределения магнитных и электрических полей в канале.

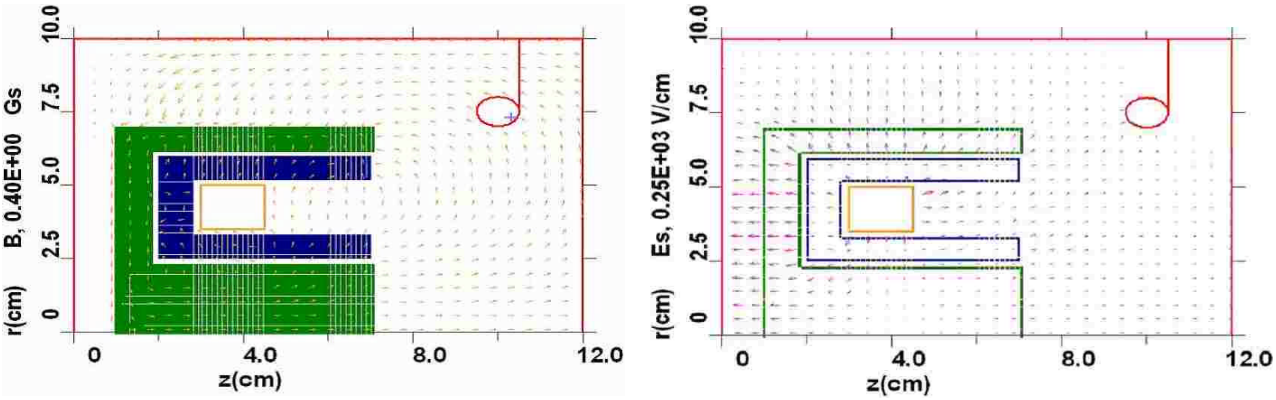



Рис.1. Начальные распределения магнитных (а) и электрических (б) полей.

Расчеты показали, что электроны, эмитированные с катода, не попадают внутрь канала, а осциллируют в пространстве между катодом и корпусом двигателя. Часть электронов попадает на корпус двигателя, который заряжается до потенциала катода.
Было сделано предположение, что при условии, что потенциал корпуса двигателя приближается к потенциалу катода, в канале происходит пробой ксенона и возникает разряд. Однако дальнейшее моделирование показало (см. рис.2), что образовавшаяся плазма быстро покидает канал. Это сопровождается зарядкой корпуса, пробоем плазмы и т.д. Таким образом, математическое моделирование показало, что разряд в канале Холловского двигателя может существовать только в импульсной форме.

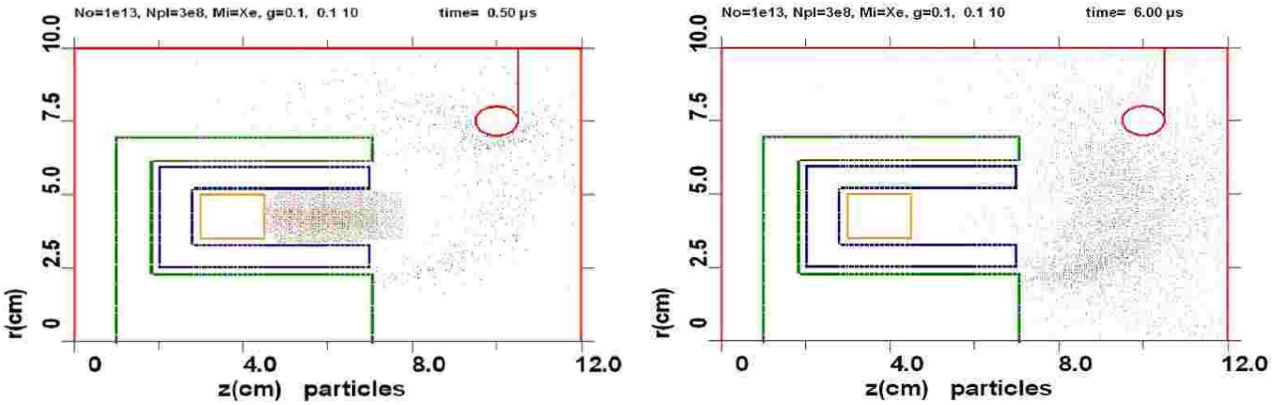



Рис.2. Пространственное распределение заряженных частиц в канале через 0.5 и 6мкс.

**Литература.**

[1]. Tarakanov V.P., User's Manual for Code KARAT, BRA, Inc., V.A., USA, (1992) 139.

# ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ТОНКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО В РЕЖИМЕ ПРОГРАММИРОВАННОГО ИМПУЛЬСА

В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, А.А. Карачев, Р.С. Константиновский, О.С. Сурконт, Л.В. Янцер

*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, РФ, shibkov@phys.msu.ru*

Для стационарной работы прямоточного воздушно-реактивного двигателя при использовании нестационарной неравновесной низкотемпературной плазмы для воспламенения воздушно-углеводородных смесей необходимо оптимизировать режим инициации импульсного разряда, т.е. величину вкладываемой в плазму энергии, длительность и частоту следования СВЧ импульсов. Это может быть осуществлено при создании разряда в режиме программированного импульса [1], когда пробой газа и создание плазмы осуществляется с помощью мощного короткого импульса, или пачки коротких мощных импульсов, а поддержание образующейся плазмы и вклад энергии в плазму происходит в течение длительного маломощного импульса, следующего с некоторой временной задержкой после первого импульса, или после пачки коротких мощных импульсов. Известно [1, 2], что в неподвижном газе повторный электрический пробой газа облегчен по сравнению с первичным пробоем. Это связано с тем фактом, что деионизация разрядного промежутка происходит в течение некоторого времени, т.е. к моменту подачи второго импульса в разрядном промежутке может еще находиться большое количество заряженных частиц. Наличие в газе долгоживущих возбужденных частиц также облегчает повторный пробой, так как ионизацию газа в этом случае могут производить электроны с малыми энергиями за счет ступенчатых процессов с участием метастабильных атомов и молекул. Нагрев газа в течение первого импульса при высоких давлениях также приводит к снижению повторного пробоя из-за снижения плотности газа в зоне существования первичного разряда. По отношению к воспламенению неподвижной воздушно-углеводородной смеси уменьшение периода индукции в течение повторного разряда, и увеличение полноты сгорания может происходить из-за реформирования углеводородного горючего (создание заряженных и возбужденных частиц, активных радикалов, а также нагрев горючего) в течение первого импульса. Что касается воспламенения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков, то режим программированного импульса может использоваться в такой комбинации, когда разряд в течение первого импульса создается перед входом в камеру сгорания, где происходит предварительная подготовка горючего, тогда как низкотемпературная плазма создается в течение повторного импульса в основной камере сгорания с временной задержкой, определяемой скоростью сноса реформированного горючего и расстоянием между областью предварительного возбуждения горючего и камерой сгорания. В условиях импульсного самостоятельного разряда горение происходит только в течение длительности импульса. При создании разряда с использованием программированного режима имеется возможность осуществить полное сгорание горючего практически в непрерывном режиме.

В данном докладе влияние неравновесной плазмы на воспламенение и горение углеводородного топлива изучается на примере воспламенения тонких углеводородных пленок (бензин, спирт, керосин) с помощью разряда, создаваемого в режиме программированного импульса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-02-01251).

**Литература**

[1]. А.С. Зарин, А.А. Кузовников, В.М. Шибков. Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. Москва: Нефть и газ. 1996.

[2]. Л.В.Шибкова, В.М.Шибков. Разряд в смесях инертных газов. Москва. Физматлит. 2005.

# МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОПАРЫ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

В.М. Шибков, Л.В. Шибкова, К.В. Артемьев, А.А. Карачев, Р.С. Константиновский, О.С. Сурконт, Л.В. Янцер

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ, shibkov@phys.msu.ru*

Поиск и разработка новых эффективных средств, позволяющих уменьшать время воспламенения и управлять процессом горения высокоскоростных потоков горючего, является актуальным для различных практических применений. В частности, в последнее время интенсивно развивается новое направление в физике плазмы, а именно, плазменная аэродинамика. При этом для целей уменьшения времени воспламенения углеводородных потоков предлагается использовать неравновесную газоразрядную плазму. С целью изучения возможности эффективного применения газового разряда для инициирования быстрого воспламенения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков необходим поиск оптимального способа создания низкотемпературной неравновесной плазмы. Известно, что импульсные микроволновые разряды, существующие при больших значениях приведенного значения электрического поля, приводят к эффективной диссоциации и нагреву молекулярных газов, а также к наработке большого количества возбужденных частиц и радикалов. Эти обстоятельства являются важными для использования газоразрядной плазмы СВЧ разряда для быстрого объемного воспламенения химически активных смесей. В данной работе процесс воспламенения газообразных (пропан) и жидких (спирт, бензин, керосин) углеводородов в условиях высокоскоростного потока воздуха, инициируемый низкотемпературной газоразрядной плазмой, фиксировался при различных мощностях и длительностях СВЧ импульса. Для этого использовался диагностический комплекс, включающий в себя следующее оборудование: оптические рефракционные датчики, фотоэлектронные умножители, импульсная теневая установка, система для измерения проводимости пламени, электрические зонды, двухпроводная линия, монохроматоры и спектрографы, цифровые осциллографы, цифровые фото и кинокамеры, в том числе и термопары. В работе был предложен и апробирован новый метод измерения с использованием стандартной термопары перехода дозвукового потока в сверхзвуковое состояние. Эксперимент показывает, что при выключении дозвукового потока сигнал от термопары не претерпевает никаких резких изменений, и по мере нагрева термопары медленно в течение нескольких секунд релаксирует к величине, соответствующей комнатной температуре. В условиях сверхзвукового потока перед свободной термопарой возникает скачок. Это приводит к изменению теплового потока на поверхность термопары. Температура термопары при этом остается выше, чем температура воздуха в сверхзвуковом потоке. После выключения сверхзвукового потока температура, регистрируемая помещенной в свободный поток термопарой, в зависимости от скорости потока резко падает в пределах 5-50 градусов до значений, соответствующих истинной температуре газа в сверхзвуковом потоке. К тому же, при переходе от дозвукового потока через M=1 до сверхзвукового турбулентного потока резко возрастают регистрируемые термопарой шумы, что также является индикатором, показывающим, что поток становится сверхзвуковым. Результаты данного эксперимента хорошо коррелируют с данными теневого метода, который позволяет определить скорость потока по положению скачка, возникающего на тонкой заостренной пластине, а также по определению скорости по сносу вниз по потоку пламени, которое инициируется импульсным поверхностным СВЧ разрядом , поджигающим тонкую пленку спирта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-02-01251).

# УСКОРЕНИЕ ИОНОВ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ ДО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ СОПЛОМ

Н.В. Астраханцев

*Иркутский ГТУ, Иркутск, Россия, plasma@istu.edu*

Исследовалось квазистационарное течение плазмы через область локализованного в пространстве знакопеременного магнитного поля – поперечное магнитное сопло.

Плазма пучково-плазменного разряда [1] с концентрацией $n \le 5\times10^8$ см$^{-3}$ и электронной температурой $T_e \approx 1{,}3\ldots3{,}5$ эВ вытекала вдоль оси $x$ из области разряда ($x = 0$) по цилиндрическому каналу длиной 60 см и радиусом $r_o = 10$ см. Внутри канала на торце со стороны источника плазмы ($x = -5$ см) и на его цилиндрической поверхности создавалась мультипольная магнитная стенка путём пропускания по 48 проводникам, закреплённым с внутренней стороны каркасных рёбер канала, встречно-параллельных токов порядка 3 кА. Средняя напряженность магнитного поля в слое $r = 9\ldots10$ см составляла 600 Э, при $r = 8$ см поле уменьшалось до 6 Э, а на оси канала – не превышало 2 Э. Электростатическая экранировка проводников осуществлялась при помощи 432 подковообразных проводящих скоб, одетых на рёбра: соседние скобы объединялись, образуя 9 эквипотенциальных колец, подачей напряжений на которые задавалось распределение потенциала стенки вдоль оси $x$.

На пути потока плазмы создавалось осесимметричное магнитное сопло, состоящее из двух областей $x = 20\ldots30$ и $30\ldots40$ см с встречными направлениями радиального магнитного поля. Длины этих областей по $x$ сравнимы с ларморовским радиусом в рабочем зазоре сопла $r = 4\ldots8$ см, рассчитанном для скорости ионов, равной $V_s$ – скорости ионного звука.

При помощи электрических зондов и дифференциального электростатического анализатора «плоский конденсатор» определялись: $T_e$, $n(x,r)$, потенциала плазмы $\varphi_p(x,r)$ и ионный поток вдоль оси $x$. Если сопло было выключено, то плазма свободно двигалась в зоне канала $x = 10\ldots50$ см с направленной скоростью не более $(0{,}6\pm0{,}2)V_s$.

С включением сопла при всех заземлённых экранных кольцах на картине изолиний логарифма $n(x,r)$ наблюдался резкий спад концентрации преимущественно в ближней к источнику области барьера $x = 20\ldots30$ см, а также возрастание после прохождения сопла до двух $V_s$ средней скорости потока, измеряемой как отношение ионного потока в направлении оси $x$, (ток плоского сеточного зонда) к концентрации (ионная ветвь тонкого цилиндрического зонда). При «плавающем» подключении колец из скоб, окружающих области анода источника ($x = 0\ldots20$ см) и сопла (20…40 см), относительно заземлённого кольца, охватывающего канал в области $x = 40\ldots60$ см за магнитным соплом, потенциал анода возрастал от 0 до +10 В, а средняя скорость потока увеличивалась до трёх $V_s$.

Предложены два механизма увеличения средней скорости плазменного потока после прохождения через поперечное магнитное сопло: 1) за счёт ларморовского отражения медленных ионов от ближней к источнику плазмы области радиального магнитного поля и прохождения через сопло только быстрой части ионов; 2) ускорение ионов на спаде плазменного потенциала $\Delta\varphi_p \approx 2\ldots3T_e$, который формируется за счёт градиента электронного давления и самосогласован с профилем напряженности магнитного поля сопла.

Полученные результаты могут быть полезны при разработке источника плазменного потока с низким разбросом ионов по энергии, который понадобится для создания магнито-плазменных масс-сепарирующих устройств.

## Литература

[1]. Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Процессы энерговыделения в космической плазме. Иркутск, 2007, стр.151, 219.

1. Мазуль И.В. (*НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург, Россия*)
   Проблемы создания элементов дивертора и первой стенки ИТЭР.

# ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ИТЭР

Вуколов К.Ю.

*Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1,* vukolov@nfi.kiae.ru

Диагностическая аппаратура входит в число наиболее наукоемких систем ИТЭР. В настоящее время во всех странах-участницах Проекта ведутся интенсивные исследования возможностей той или иной системы обеспечить требования, отвечающие потребностям реактора. Основные проблемы связаны с выбором элементов и материалов, которые позволят обеспечить надежную эксплуатацию диагностической аппаратуры в условиях ИТЭР: длительность «импульса» - 1000 с, на D-T стадии поток нейтронов на стенку на уровне $10^{14}$ н/см$^2$с, сильные магнитные поля, плазмохимическое воздействие и др.

Условия работы на ИТЭР диагностик в целом и их компонент существенно отличаются от условий их применения на существующих машинах. Возрастают требования к надежности систем в значительно более жёстких условиях, поэтому диагностические системы должны быть поэлементно протестированы на стендах в научно исследовательских институтах, а прототипы критических элементов и детектирующая аппаратура испытаны на больших токамаках. Необходимо завершить изучение воздействия условий ИТЭР на функционирование элементов диагностики до начала стадии изготовления рабочих систем параллельно с уточнением проектов диагностик и развитием необходимых технологий.

Диагностические системы, разрабатываемые в РФ (Нейтронная диагностика, Активная спектроскопия, Рефлектометрия основной плазмы со стороны сильного магнитного поля, Спектроскопия водородных линий; Анализаторы атомов перезарядки и диагностика Томсоновского рассеяния в диверторе), предназначены для измерения важнейших параметров плазмы, необходимых как для управления работой реактора и, в частности, для предотвращения аварийных ситуаций, так и для получения необходимых режимов, исследования физики высокотемпературной плазмы и процесса термоядерного горения. Две диагностические системы входят в состав пускового минимума, без которого невозможно получение первой плазмы на ИТЭР. Четыре системы включают поставку диагностических заглушек (порт-плаги): три верхних, одну экваториальную и одну дивертерную.

Доклад посвящен современному состоянию работ по созданию диагностики для ИТЭР в России. В нем представлены основные задачи текущего этапа работ:

- IO-DA активность по подготовке соглашений о поставке диагностических систем,
- Доработка концептуальных проектов диагностик с учетом новой конструкции вакуумной камеры и бланкета,
- Интеграция диагностик в порт-плагах и разработка интерфейсов,
- Инженерные работы по конструированию порт-плагов ,
- Развитие стратегии испытательных стендов для порт-плагов ,
- Создание стендовой базы в Институтах
- Внедрение международной системы менеджмента и качества,
- Проектирование и изготовление макетов и прототипов элементов диагностик,
- Макетные испытания диагностических систем.

Работа выполнена при подержке корпорации Росатом, контракт № Н.4з.41.03.08.258 от 20 марта 2008 г.

# МЕТОДОЛОГИЯ ПРОЕКТРОВАНИЯ СИСТЕМ СБОРА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ПРОЕКТА ИТЭР

И.Б. Семенов, Н.Л. Марусов, С.С. Портоне

*Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва, площадь Курчатова 1, Россия*

Система управления установкой ИТЭР – CODAC (***CODAC - Control, Data Acquisition, and Communications system)*** обеспечивает согласованную работу большого количества технических и диагностических подсистем (161 подсистема).

Система CODAC накладывает ряд жестких технических требований на информационно-измерительные и управляющие комплексы, входящие в технологически системы, поставляемые Национальными Агентствами. Эти требования базируются на более чем 120 стандартах IEC, ISO, IAEA и обязательны для национальных Агентств. В частности они регламентируют методологию проектирования в соответствии со стандартами IEC 61508 (non-nuclear) and IEC 61513 (nuclear), принципы построения информационно-измерительных комплексов, перечень оборудования, разрешенного к использованию в системе управления CODAC, языки программирования и др. Согласно программе качества, поставляемое оборудование должно быть сертифицировано в соответствии с этими требованиями ISO 9001. (Некоторый аналог советской “военпредовской” приемки оборудования).

В докладе обсуждаются основные элементы системы управления установкой – CODAC, рассматривается концепция удаленного участия (*Remote Participation*) в экспериментах и анализа экспериментальных данных, приведены примеры использования ГРИД –технологии для задач управляемого термоядерного синтеза и проекта ИТЭР.

Цель доклада представить российскому термоядерному сообществу современный уровень проектирования SCADA систем (Supervisory Control and Data Acquisition) экспериментальных термоядерных установок и проекта ИТЭР.

# МЕТОД ЛАЗЕРНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГЕЛИЯ И ПРИМЕСЕЙ В ПЛАЗМЕ ДИВЕРТОРА ИТЭР. ПРЕИМУЩЕСТВА И ПРОБЛЕМЫ.

А.В. Горбунов, Н.А. Молодцов, И.В. Москаленко, Д.А. Щеглов

*ФГУ РНЦ "Курчатовский институт", г. Москва, РФ, e-mail: mvk@kiae.ru*

Измерение плазменных параметров в диверторе ИТЭРа является актуальной проблемой с точки зрения оценки физических процессов в плазме дивертора и работы ИТЭРа в целом. Диагностическая система, основанная на применении метода Лазерной Резонансной Флюоресценции (ЛИФ), разрабатывается в настоящее время РНЦ «Курчатовский институт». Этот метод обеспечивает измерения плазменных параметров в диверторе с хорошим спектральным, пространственным и временным разрешением. Измерения плотности гелия является приоритетной задачей, так же как и одновременные измерения температуры атомов гелия $T_a$(He I). Модельные эксперименты были проведены на плазменном нейтрализаторе ПН-3 в режимах с добавкой гелия. Сканирование профиля спектральной линии гелия на длине волны 587.6 нм и регистрация сигнала флюоресценции на длине волны $\lambda$ = 389 нм позволило получить экспериментальные данные для оценки плотности атомов гелия с помощью столкновительно-излучательной модели и для вычисления температуры по доплеровскому профилю. Типичное значение плотности атомов гелия $N_a$(He I) составила $(1.5 \pm 0.3)\cdot 10^{17}$ м$^{-3}$. Доплеровская температура была измерена в диапазоне $1.5 < T_a(\text{He I}) < 4.5$ Эв с точностью ~20 %. Во всех модельных экспериментах пространственное разрешение было равно $\Delta l_{\parallel}$ 4 ≤см, $\Delta l_{\perp}$ 3 ≤мм (вдоль и поперёк лазерного луча) – в соответствии со «Спецификацией плазменных измерений на ИТЭРе». Для локальных измерений ионной температуры в диверторе было предложено использовать инжекцию «внешних» примесей (неон, аргон, крептон). Для ЛИФ-измерений ионной (или атомной) доплеровской температуры были проведены априорные оценки возможности измерений на примере «внешних» примесей Ar I, Ar II, Ne I иона бериллия Be II-материала вакуумной камеры ИТЭРа. Спектроскопические схемы были выбраны для того, чтобы обеспечить отстройку длины волны лазерного излучения от длины волны сигнала флуоресценции $\lambda_{ЛАЗ} \neq \lambda_{ЛИФ}$. Выбранные спектроскопические схемы позволяют решать проблему «паразитного излучения. Была сделана оценка сигнала и оценка сигнал/шум. Модельные эксперименты по измерению температуры иона аргона Ar II также проводились на установке ПН-3. Оптическая накачка проводилась на длине волны лазера $\lambda_{ЛАЗ}$ = 611.5 нм а регистрация сигнала флюоресценции на $\lambda_{ЛИФ}$ = 461 нм. Температуры иона был измерена в диапазоне $4 < T_i < 25$ эВ с точностью выше 20 %. В настоящее время существует проект интеграции ЛИФ с Томсонвоским Рассеянием в одной диверторной кассете. Этот проект даёт много преимуществ, однако существуют также технические проблемы, которые будут решены, путём оптимизации оптических схем и конструктивных элементов.

**Литература.**

[1]. D.A.Shuvaev, Molodtsov N.A, Moskalenko I.V., Shcheglov D.A., Skovoroda A.A., S.I.Vetrov LIF-based model experiments on Ar II temperature and density measurements and the time-dependent collisional-radiative model for ITER divertor. 31th EPS Conference on Plasma Phys. London, 28 June – 2 July 2004 ECA v. 28G. p. 1-187 (2004)

[2]. Moskalenko I.V. and Shuvaev D.A. Development of a collisional radiative model for interpreting the spectroscopic measurements of Ar II line emission. Plasma Physics Report, V. 29, 2003, p. 978-982.

# ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПО АНАЛИЗУ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ НА УСТАНОВКЕ ИТЭР И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕЕ РАЗВИТИЯ

В.И. Афанасьев, А.И. Кисляков, С.С. Козловский*, В.М. Леонов**, Б.В. Люблин***, А.Д. Мельник, М.И. Миронов, В.Г. Несеневич, М.П. Петров, С.Я. Петров, Ф.В. Чернышев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: val@npd.ioffe.ru*

**Санкт-Петербургский государственный технический университет, С.-Петербург, Россия, e-mail: skozlovski@phmf.spbstu.ru*

***Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва, Россия, e-mail: leo@nfi.kiae.ru*

****НИИ электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия, e-mail: lyublin@sintez.niiefa.spb.su*

В докладе рассмотрены физические основы измерения потоков нейтральных атомов, испускаемых плазмой установки ИТЭР, и описан комплекс диагностики по анализу нейтральных атомов, разрабатываемый в настоящее время в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН (С.-Петербург).

Использование данной диагностики на ИТЭРе связано прежде всего с решением одной из основных задач, которая возложена на систему управления реактором, - обеспечение оптимального изотопного состава дейтериево-тритиевой топливной смеси для поддержания наиболее эффективного режима термоядерного горения. Кроме того, комплекс предназначен для получения информации об энергетической функции распределения быстрых ионов, возникающих в плазме в результате протекания термоядерных реакций или применения дополнительных методов нагрева.

В работе представлены результаты численного моделирования потоков атомов дейтерия $D^0$и трития $T^0$ тепловых и сверхтепловых энергий, испускаемых плазмой ИТЭРа. Показано, что в тепловом диапазоне энергии (<0.2МэВ) основным механизмом нейтрализации ионов является их перезарядка на ионах $He^+$ и атомах изотопов водорода, поступающих в плазму со стенок установки. Регистрация потоков атомов $D^0$ и $T^0$ тепловых энергий позволяет измерить соотношение плотностей ионов $D^+$ и $T^+$ в периферийной области плазмы r/a>0.4. Для измерения этого соотношения в центральной области плазмы r/a<0.4 предлагается использовать эффект образования высокоэнергичных ионов $D^+$ и $T^+$ в реакциях их лобового столкновения с термоядерными альфа-частицами. Показано, что нейтрализация ионов таких энергий (>0.2МэВ) происходит в основном за счет их перезарядки на водородоподобных ионах примесей $Be^{3+}$ и $C^{5+}$.

Кроме того, дискутируется вопрос о возможности регистрации потока нейтрализованных быстрых альфа-частиц (~0.2-3.5МэВ), связанный с наличием различных подходов к расчету плотностей гелиево-подобных ионов $Be^{2+}$ и $C^{4+}$, являющихся в данном случае основной нейтрализационной мишенью.

В докладе представлен тандем, состоящий из двух атомных анализаторов LENPA и HENPA, предназначенных для регистрации потоков атомов, соответственно, в тепловой (10-200кэВ) и сверхтепловой (0.1-4МэВ) областях энергии. Приведены основные расчетные параметры приборов и результаты радиационных испытаний их детекторных систем. Показано, что счетные и фоновые загрузки анализаторов, ожидаемые при регистрации потоков атомов дейтерия и трития, обеспечивают измерение изотопного соотношения плазмы с точностью и временным разрешением, соответствующим требованиям, предъявляемым на ИТЭРе.

# ДИАГНОСТИКА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ДИВЕРТОРЕ ТОКАМАКА ИТЭР

Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Кочергин М.М., Семёнов В.В., Курскиев Г.С., Раздобарин А.Г., Подушникова К.А., Забуга А.В., Масюкевич С.В.

*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26,* E.Mukhin@mail.ioffe.ru.

Данная работа посвящена разработке диагностического комплекса томсоновского рассеяния (ТР) дивертора токамака ИТЭР. Электронную температуру и концентрацию, как наиболее существенные характеристики плазмы, необходимо измерять с высоким пространственным и временным разрешением. Диагностика наружной «ноги» дивертора к настоящему моменту времени представлена системой томсоновского рассеяния в классическом исполнении, когда зондирующий пучок лазера и ось системы сбора света практически перпендикулярны. Такая система удовлетворяет требованиям мониторинга режимов работы дивертора, допуская при этом дальнейшее совершенствование характеристик диагностики - увеличение пространственного и временного раазрешения, точности измерений, в соответствии с расширением задач на ИТЭР. Для управления балансом "энерговыделение на диверторной пластине / радиациолнные потери" необходимо контролировать ионизационное равновесие примесей. В этой связи первостепенной задачей диагностики ТР в наружной «ноге» является измерение пространственного распределения электронной температуры и концентрации в полоидальном сечении на большом протяжении вдоль диверторной пластины. Важным требованием является обеспечение измерения низких температур $T_e$~1 эВ вблизи ионизационного фронта. Результаты моделирования режимов работы дивертора позволили уточнить требования к диагностике, в частности, показали необходимость измерений в нижней части диверторной «ноги». Это позволит надежно контролировать режимы с разной степенью изоляции пластин от плазмы, вплоть до полного её отрыва от диверторной пластины. Сбор рассеянного лазерного излучения предполагается производить через щелевой зазор между диверторными кассетами.

Разработка диагностического комплекса для исследования режимов работы дивертора методом ТР, а также макетирование основных подсистем диагностики имеет большое практическое значение, как для развития данной диагностики, так и для проектирования диагностических комплексов токамаков будущего. В частности, проблема запыления оптических компонент продуктами эрозии диверторных пластин, решаемая в рамках создания диагностики ТР, также остро стоит и для других диагностик, имеющих оптические элементы внутри вакуумного объема.

В работе рассматривается современное состояние разработки систем диагностического комплекса ТР в диверторе токамака ИТЭР.

Работа выполняется в рамках Государственных контрактов № Н.4з.41.03.08.258 от 20.03.2008 г. и № Н.4а.52.03.09.1034 от 05.03.2009 г. Росатом - РНЦ «Курчатовский институт».

# ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ИТЭР

Чугунов И.Н., Шевелев А.Е., Гин Д.Б., Дойников Д.Н., Найденов В.О., Полуновский И.А., Чугунов А.И.

*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26,*
*Chugunov@cycla.ioffe.ru*

Исследование поведения высокоэнергичных ионов и, особенно, альфа-частиц является одной из важнейших проблем больших токамаков. Эта проблема особенно остро стоит для международного термоядерного реактора ИТЭР. Так как гамма спектрометрия детектирует гамма-излучение, возникающее в результате разрядки возбужденных состояний ядер образующихся в результате ядерных реакций в плазме, для возбуждения которых необходимы ионы с энергией в МэВ-ном диапазоне, эта диагностика позволяет решать указанную задачу.

Полученная с помощью гамма спектрометрической диагностики информация позволяет одновременно идентифицировать высокоэнергичные альфа-частицы и другие быстрые ионы (H, D, T, $^3$He), сделать заключение об их концентрации, а также проводить томографическую реконструкцию радиального профиля источников гамма-эмиссии. Анализ изменения гамма спектров во времени дает возможность определить динамику вышеназванных параметров в процессе разряда.

Необходимым условием томографических измерений является наличие минимум двух ракурсов наблюдения. Отсутствие вертикальных портов в ИТЭР сильно усложнило задачу организации нейтронных и гамма томографических измерений.

В настоящее время планируется вариант организации вертикального ракурса наблюдений из диверторного порта, что позволяет надеяться на возможность томографических нейтронных и гамма исследований. Однако условия работы детекторов в диверторном порту существенно более жесткие, чем в горизонтальном. В докладе рассмотрены условия работы гамма детекторов в вертикальной камере диверторного порта.

Батюнин А.В.
Концептуальный проект диагностики измерения термоядерного выхода ИТЭР.

Тугаринов С., Кулаков Д., Науменко Н., Серов В.
Современный статус работ по созданию диагностической системы "Активная спектроскопия" для установки ИТЭР.

# EXPERIMENTAL EXPLORATION AT JET OF RF HEATING SCENARIOS FORESEEN FOR THE HALF-FIELD LOW ACTIVATION PHASE OF ITER

E. Lerche[1], D. Van Eester[1], T. Johnson[2], T. Hellsten[3], J. Ongena[1], M.-L. Mayoral[2], A.V. Krasilnikov[4], V. Krasilnikov[4], V. Vdovin[5], D. Frigioni[6], C. Sozzi[7], G. Calabro[6], M. Lennholm[8] and JET-EFDA contributors

*JET-EFDA, Culham Science Centre, OX14 5NJ, Abingdon, UK*
*[1]LPP, Association "EURATOM – Belgian State", TEC, Royal Military Academy, 1000, Brussels, BE*
*[2]EURATOM / UKAEA Fusion Association, Culham Science Center, Abingdon, UK*
*[3]VR KTH Stockholm, Sweden*
*[4]SRC RF Troitsk Institute for Innovating and Fusion Research, Troitsk, Russia*
*[5]RNC Kurchatov Institute, Nuclear Fusion Institute, Russia*
*[6]ENEA, Frascati, Iltay*
*[7]IFP, CNR, Milano, Italy*
*[8]DRFC, CEA – Cadarache, Saint-Paul-lez-Durance, France*

The main RF heating scheme for the activated phase of ITER (2nd harmonic T in DT plasmas) has been established. In the non-activated phase, where most of the experiments will be done at half the nominal magnetic field value ($B_o$=2.65T), H and $^4$He are foreseen as majority ions but more exploration of the possible regimes is needed. For the H plasmas in ITER, the second harmonic (N=2) $^3$He ICRF heating scheme at f=51MHz will be the mock-up at half field of the full field DT scenario, H playing the role of D and $^3$He playing the role of T. The other possible scenario in ($^3$He)-H is fundamental (N=1) heating of a pure H plasma at 42MHz. Both these scenarios can be tested as such – i.e. at the actual ITER $B_o$ half-field and RF frequency – in JET. As these 2 possible scenarios for the low activation phase of ITER suffer from relatively poor single-pass absorptivity in thermal plasmas, it was important to assess their experimental heating efficiency in JET. This paper summarizes the main experimental findings and gives a preliminary overview of the modeling that is underway to interpret the data.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА В ИТЭР С ПОМОЩЬЮ КОДА TRANSMAK

А.Б. Минеев

*НИИЭФА им. Д.В.Ефремова, Санкт-Петербург, Россия, mineevab@sintez.niiefa.spb.su*

При анализе сценария разряда плазмы в ИТЭР выделяют начальную стадию: пробой и начальное формирование плазменного шнура до тока плазмы 0.5 – 1 МА. Это связано с рядом причин:

- в системе питания циркулируют очень большие мощности (1-2 ГВт);
- требуется очень низкий уровень полей рассеяния в области пробоя (10-20 Гаусс);
- необходимо создание и поддержания высокого напряжения на обходе (10 - 14 Вольт);
- вакуумная камера низкоомная ($R_{vvt}$ ~ 7 - 8 мкОм); при заведении напряжения токи, наводимые на камере, достигают 1.5 – 2 МА;
- суммарный ток, наводимый на элементах криостата, достигает 0.9 – 1 МА;
- уровень полей от железа в здании токамака в области пробоя составляет 100 – 150 Гаусс, что искажает магнитную конфигурацию;
- объём области формирования разряда существенно меньше объёма вакуумной камеры, что приводит к сильному влиянию эффекта сгребания газа из камеры в область разряда;
- имеются довольно жёсткие инженерные ограничения на токи и напряжения, а также на значения магнитного поля в обмотках полоидальной системы.

Для моделирования начальной стадии разряда разработан код TRANSMAK [1].

Приведены особенности эволюции параметров на начальной стадии разряда для нескольких режимов:

- базовый режим;
- последствия, к которым может привести размещение внутри камеры задней плиты backplate (от этого режима впоследствии отказались);
- режим физпуска.

**Литература.**

[1]. V.A. Belyakov, K.M. Lobanov, L.P. Makarova, A.B. Mineev, V.I. Vasiliev, Plasma Initiation Stage Analysis in Tokamaks with TRANSMAK Code, Plasma Devices and Operations, 2003, v.11, no.3, pp.193-202

# РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ПОДДЕРЖКУ ИТЭР

С.В. Коновалов, П.Б. Алейников, В.Л. Вдовин, В.Н. Докука, В.Е. Жоголев, А.А. Иванов, А.Б. Кукушкин, А.Ю. Куянов, В.М. Леонов, В.Э. Лукаш, С.Ю. Медведев, П.В. Минашин, В.Д. Пустовитов, Р.Р. Хайрутдинов

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, konoval@nfi.kiae.ru*

Расчетно-теоретические исследования и развитие численных кодов для создания системы интегрированного моделирования разрядов в ИТЭР имеют целью уточнение и корректировку имеющихся и разработку новых численных кодов, моделирующих физические процессы в плазме токамака с реакторными параметрами с учетом как вновь поступающих экспериментальных данных с ведущих термоядерных установок мира, так и последних достижений теории, обеспечение самосогласованности моделирования отдельных плазмофизических процессов в интегрированном моделировании эволюции разряда в целом. Важным направлением также является дальнейшая детализация и адаптация к специфическим условиям ИТЭР численных алгоритмов с целью создания эффективных симуляторов для планирования экспериментов, отработки методов управления разрядом, прогнозирования и предотвращения аварийных ситуаций, включая симулятор срывов, симуляторы ЭЦР, ИЦР и NBI нагрева и генерации тока, симулятор многопараметрического управления режимом разряда. В докладе представлены основные результаты по развитию численных кодов и расчетно-теоретическим исследованиям в поддержку проекта ИТЭР, полученные в ИФТ РНЦ «Курчатовский институт» в 2009г. в том числе:

- Развитие моделей инжекции водородных и цветных таблеток в коде ASTRA;
- Демонстрация возможности достижения режимов с зажиганием в ИТЭР;
- Развитие моделей и анализ устойчивости RWM в ИТЭР;
- Диаграммы устойчивости ELM в ИТЭР;
- Усовершенствование алгоритмов расчетов потерь на ЭЦ излучение;
- Разработка сценариев ВЧ нагрева и генерации тока волнами ИЦР и ЭЦР диапазона частот;
- Концепция антенны бегущей волны для ИЦР нагрева и генерации тока в ИТЭР;
- Расчеты силового электромагнитного воздействия на катушки полоидального магнитного поля в процессе управления положением, формой и током плазмы ИТЭР;
- Управление профилем плазменного тока ИТЭР с помощью полоидальной магнитной системы на стадии подъема тока;
- Нагрев, генерация тока и потери быстрых ионов при нейтральной инжекции в ИТЭР;
- Моделирование кинетики формирования и потерь на стенку убегающих электронов при срывах разряда.

В заключении сформулированы планы расчетно-теоретических исследований в поддержку ИТЭР на 2010г.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации Росатом, контракт № Н.4а.52.03.09.1035 от 05.03.2009г.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СЦЕНАРИЕВ ИНИЦИАЦИИ И ГАШЕНИЯ РАЗРЯДА ИТЭР

В.Е. Жоголев, *А.А. Кавин, В.М. Леонов, В.Э.Лукаш, Р.Р. Хайрутдинов

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ, e-mail: leo@nfi.kiae.ru*
**НИИЭФА, Санкт Петербург, РФ*

Развитие операционных сценариев и анализ условий, влияющих на состояние плазмы на разных стадиях разряда, важные компоненты проекта ИТЭР. В докладе представлены последние результаты комплексного исследования условий на стадиях развития и гашения разряда в базовом индуктивном сценарии ИТЭР с током 15МА.

Предварительное многопараметрическое исследование сценариев проводилось с помощью кода АСТРА [1] с учетом распыления лимитеров на лимитерной стадии разрядов, переноса и излучения примесей и различных методов нагрева плазмы и поддержания тока. Затем выбранные сценарии анализировались с помощью кода ДИНА [2], рассчитывающего 2D равновесие плазмы со свободной границей с учетом реальных свойств полоидальной системы ИТЭР, моделей источников питания и систем управления током плазмы, формой и положением шнура.

Исследованы некоторые схемы изменения параметров шнура. Выбраны оптимальные скорости роста и спада тока. Рассмотрены схемы поджига и гашения термоядерных реакций. Показано, что имеются сценарии, в которых параметры плазмы остаются внутри области физических операционных пределов ИТЭР.

Значительное внимание уделялось исследованию возможности системы полоидальных полей контролировать форму и равновесие шнура, оставаясь в пределах инженерных ограничений. В предложенных сценариях плазменный шнур остается вертикально устойчивым. Длительность лимитерной стадии разряда сделана минимальной, чтобы уменьшить потоки примесей в шнур и перегрев внутрикамерных элементов. На диверторной стадии разряда точки касания сепаратрисы всегда поддерживались в области диверторных пластин.

Работа выполнена при поддержке корпорации Росатом, контракт № Н.4а.52.03.09.1035 от 05.03.2009г.

**Литература**

[1]. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N., (2002) Preprint IPP 5/98, Garching
[2]. R.R. Khayrutdinov and V.E. Lukash. J. Comput. Physics, 109 (1993)193-201

# ВОЗМОЖНОСТЬ СЦЕНАРИЕВ С ЗАЖИГАНИЕМ ДЛЯ ITER

В.М. Леонов, В.Е. Жоголев

*ИЯС, РНЦ "Курчатовский Институт", Москва, Россия*

Одной из важных задач для экспериментального токамака-реактора является изучение сценариев работы с высоким Q → ∞ (где Q есть отношение термоядерной мощности к мощности дополнительного нагрева). Разряды с дополнительным нагревом равным нулю, демонстрирующие самостоятельный нагрев и инженерную эффективность реактора (малую циркулирующую энергию), обычно называются разрядами с "зажиганием". Будет важным продемонстрировать в ITER сценарий с зажиганием в течение времени ~ нескольких сотен секунд > нескольких десятков времен удержания энергии. Такие режимы важны для возможности изучения контроля параметров плазмы и условий горения без использования дополнительной мощности.

Группой ITER было показано, что возможно достижение сценариев с высокими Q в этой установке "…если можно достичь благоприятных условий удержания". Однако в экспериментах это становится возможным, если достигаются режимы с улучшенным удержанием (по сравнению с режимом H-моды), в большинстве случаев связанные с конфигурациями с обратным (или малым) широм при использовании вне осевого дополнительного нагрева и поддержания тока (бутстреп ток не может обеспечить полный ток в плазме). На первый взгляд, это делает невозможным достижение условий зажигания.

В этом докладе показывается, что благодаря очень большому скиновому времени в ITER (время перестройки радиального профиля тока > 1000 sec) можно получить для исследования сценарий без дополнительного нагрева (формально Q = ∞) с длительностью несколько сотен секунд и термоядерной мощностью ~ 600-800 МВт. Для этого необходимо получить режим с улучшенным удержанием на начальной стадии разряда, используя дополнительный нагрев&CD, а затем такая конфигурация может поддерживаться за счет скин-эффекта после выключения мощности дополнительного нагрева.

Для получения стадии разряда с постоянным током и горением (с Q = ∞) ~ несколько сотен секунд, необходимо сформировать на стадии подъема тока параметры плазмы и их радиальные профили в течение времени ~ нескольких десятков секунд. Моделирование показывает, что, используя метод наслоения (когда плазменный ток возрастает одновременно с ростом размера и плотности плазмы) необходимые радиальные профиля могут быть сформированы за время ~ 50 сек. В этом сценарии требования к дополнительной системе H&CD могут быть уменьшены (короткий импульс длинной ~ 50 сек для формирования профилей и начала зажигания). Это значит, что такой сценарий может быть реализован на ранней стадии эксперимента, предшествующий длинному импульсу разряда.

Работа выполнена при поддержке корпорации Росатом, контракт № Н.4а.52.03.09.1035 от 05.03.2009г.

# MODELING NON ACTIVE ADVANCED ICRF SCENARIOS FOR JET AND ITER WITH FULL WAVE CODE

V. Vdovin, A. Krasilnikov, J. Ongena*, D. Van Eester*, E. Lerche*

*RRC Kurchatov Insitute*
**JET , efda*

The modeling of ICRF scenarios for non active JET and ITER tokamaks H(He3) plasma was done with 3D full wave PSTELION code. Fundamental, second harmonic and mode conversion scenarios were simulated. Evaluation of their potential for ion and electron heating, broad and localized current drive was performed. Recent ICRF experiments on JET confirmed these modeling predictions and related simulation runs were done for non active ITER phase. Essential role of interaction with energetic NB ions was found. These scenarios are relevant for forthcoming ITER non active plasma operation phase. Examples of dominant ion heating single pass absorption scenarios in non active ITER phase are given. They include classical ion light minority scenario He4(H,He-3) in helium plasma and second harmonic scenario in bulk hydrogen plasma with off axis outside displaced cyclotron resonances.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛА ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМА ГЕЛИЯ В ДИВЕРТОРЕ ИТЭРА С ЦЕЛЬЮ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Горбунов, И.В. Москаленко, Д.А. Шуваев, Д.А. Щеглов

*ФГУ РНЦ «Курчатовский институт», г. Москва, РФ, e-mail: mvk@kiae.ru*

Лазерный источник зондирующего излучения является одной из основных подсистем диагностики, предназначенной для измерения параметров диверторной плазмы методом лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ). Расчетное обоснование эксплуатационных характеристик лазерного излучателя проводилось на основании следующих исходных данных: временное и пространственное разрешение заданы требованиями к проведению измерений на ИТЭРе [1]; в качестве параметров диверторной плазмы использованы результаты 2D-моделирования (пакет программ 2B-EIRENE). Проведен расчет сигналов флуоресценции при различных значениях спектральной плотности мощности по следующей схеме. В рамках стационарной столкновительно-излучательной модели вычислены населенности возбужденных уровней атома, которые затем были использованы как начальные условия для «динамической модели» (при наличии лазерного импульса). Проведены расчеты формы сигнала флуоресценции $I_{FLU}(t)$ и числа фотонов $\Phi_{FLU}$ из 1 см$^{-3}$ за один лазерный импульс. При варьировании энергии импульса $E_L$ показано, что для $E_L$ > ~1 мДж наблюдается насыщение сигнала. Вычисления были проведены в диапазоне $10 < T_e < 70$ эВ, $5\times10^{19} < N_e < 10^{20}$ м$^{-3}$ для $N$(He) = $5\times10^{17}$ м$^{-3}$ и объёма 1 см$^{-3}$, угла сбора излучения $\Omega = 4\times10^{-3}$ стер. Пример зависимости $\Phi_{FLU}$ от концентрации электронов при различных значениях $T_e$ дан на рис. 1 ($\lambda_{FLU}$ = 587.6 нм). Показано, что для проведения экспериментов на ИТЭРе достаточна энергия $E_L$ заметно меньшая, чем у используемого прототипа лазерной системы ($E_L$ < 20 мДж), что обеспечивает большой ресурс работы, а также возможность производить измерения даже при значительном уменьшении пропускания оптического тракта лазерного луча.

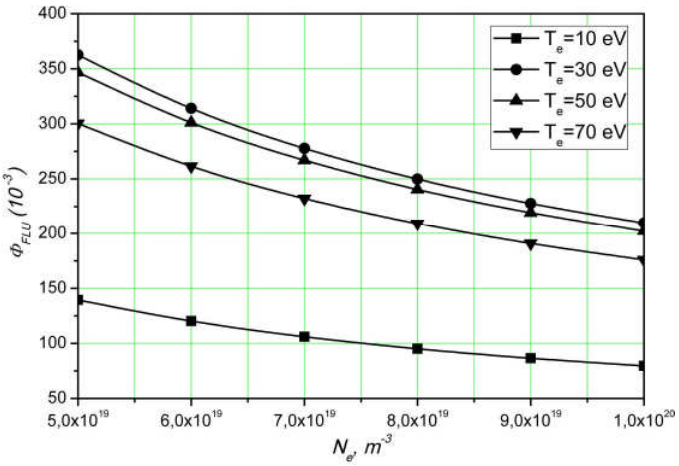



Рис. 1 Зависимость количества фотонов $\Phi_{FLU}$ от концентрации электронов при различных электронных температурах

**Литература.**

[1]. Donné A.J.H., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H., Boivin R., *et al*., Nucl. Fusion 47 (2007) 337-384

# ВЛИЯНИЕ ПОДПОРОГОВОЙ ОБЛАСТИ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{9}$Be(α,nγ)$^{12}$C НА ДОППЛЕРОВСКУЮ ФОРМУ γ- ЛИНИИ 4.44 МЭВ, ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ.

Гин Д.Б., Пастернак А.А., Чугунов И.Н., Шевелев А.Е.

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, pipha@mail.ru*

Одним из направлений развития гамма диагностики высокотемпературной плазмы является разработка методов анализа допплеровски уширенных форм γ-линий (ФЛ), испускаемых в результате ядерных реакций [1]. Для реализации этого подхода необходимо привлекать данные об энергетической зависимости сечения и кинематике реакции. В сентябре 2009 г. на токамаке JET была впервые получена ФЛ 4.44 МэВ из реакции $^{9}$Be(α,nγ)$^{12}$C в разрядах с ион- циклотронным нагревом гелиевой плазмы[2]. Линия оказалась уже расчётной для модели с максвелловской функцией распределением (ФР) и температур более 300 кэВ. Более узкие ФЛ могут соответствовать существенно анизотропным ФР, либо более низким значением температуры (Т) реагирующих частиц. В настоящей работе, являющейся продолжением цикла работ [3, 4], при моделировании ФЛ 4.44 МэВ, были произведены расчёты с диапазоном интегрирования, расширенным на подпороговую область реакции. Показано, что в случае температуры 200 кэВ вклад подпорогового реагирования становится существенным, а при более низких Т – определяющим. Это иллюстрирует Рис. 1, где приведены энергетические зависимости вероятности возбуждения уровня 4.44 МэВ $^{12}$C при различных значениях Т. Рассмотрено влияние резонансов 511 и 620 кэВ на ФЛ, а также поведение ее интенсивности, ширины и асимметрии при различных ФР. Интенсивность линии связана с абсолютным значением скорости реакции, быстро падающей с температурой, ширина γ-линии существенно определяется влиянием подпороговых энергий α-частиц, а необходимым условием появления асимметрии является анизотропия ФР α-частиц, которая также может влиять и на ширину ФЛ.

**Литература**

[1]. V.G. Kiptily et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. 48. R59-R82.
[2]. V.G. Kiptily // 11 IAEA TM on Energetic Particles, Kyiv, Ukraine, 21-23 Sept., 2009.
[3]. Д.Б.Гин и др. // Изв. РАН, Сер. Физ., т.73, 6, стр.: 774-777, 2009, ISSN: 0367-6765
[4]. Д.Б. Гин и др. // 58 Межд. Конф. “Ядро – 2009”, г. Чебоксары, 15-19 июн., 2009. С. 116.; Изв. РАН. Сер. Физ. 2010. в печати.

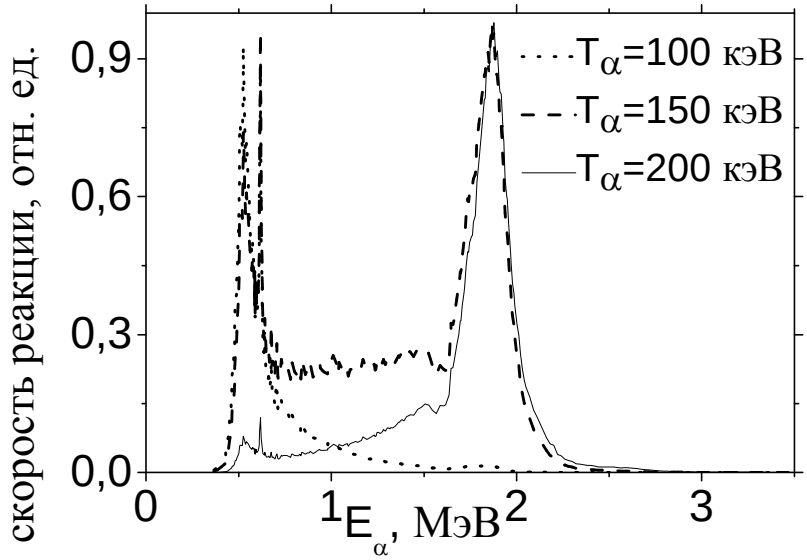



Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{9}$Be(α,nγ)$^{12}$C при различных температурах α- частиц.

Кащук Ю.А.
Вертикальная нейтронная камера ИТЭР: статус, проблемы, решения

# СИСТЕМА КОМПАКТНЫХ АЛМАЗНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ И МОНИТОРОВ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ВЕРТИКАЛЬНОЙ НЕЙТРОННОЙ КАМЕРЫ (ВНК) ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ИТЭР.

Амосов В.Н., Мещанинов С.А., Родионов Н.Б.

*ФГУП "ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" Троицк, Московская область, Россия*

Проводится анализ условий работы и обоснование применения алмазных детекторов в условиях вертикальной нейтронной камеры (ВНК) ИТЭР. ВНК расположена в диверторной зоне установки ИТЭР. Показано, что алмазный детектор по всем критическим параметрам работоспособен в экстремальных условиях ВНК. Представлена схема спектрометра и планируемая компоновка его элементов.

Расчетная эффективность регистрации типичного алмазного детектора с размером кристалла 4x4x0.3мм составляет $6.7*10^{-5}$см$^2$ на нейтрон в пике $^{12}C(n,\alpha_0)^9Be$-реакции и $4*10^{-4}$ см$^2$ при регистрации событий с порогом по поглощенной энергии более 2МэВ. В условиях ВНК ИТЭР при нейтронных потоках $10^5$-$10^{10}$н/с*см$^2$ это соответствует работе спектрометра со скоростью счета $4*10^1$-$10^6$ с$^{-1}$. Требуемая 10% точность измерения нейтронного потока для счетного канала монитора обеспечивается при временном разрешении в 1мс только при нейтронных потоках более $2.5*10^8$ см$^{-2}$. Показана возможность увеличения чувствительности при использовании детектора с несколькими кристаллами, что позволит обеспечить требуемую точность при потоках более $10^7$ см$^{-2}$.

# ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ И ПОТОКОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА JET С ПРИМЕНЕНИЕМ АЛМАЗНОГО ДЕТЕКТОРА

В.А. Красильников, В.Н. Амосов, Ю.А. Кащук, А.В. Красильников, Д.А. Скопинцев

*ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Россия*

Для исследования эволюции функции распределения быстрых атомов перезарядки в различных сценариях дополнительного нагрева плазмы (инжекция нейтралов и ионно-циклотронный резонансный нагрев) в дополнение к многоканальному анализатору нейтралов на токамаке JET создан компактный быстродействующий корпускулярный спектрометр с детектором на базе природного алмаза. Новый цифровой спектрометрический тракт позволяет проводить спектрометрию при пиковых загрузках, достигающих величины $10^7$ импульсов в секунду. Установленный в экваториальном патрубке токамака JET алмазный детектор обеспечивает спектрометрию атомов водорода в диапазоне энергий 20 – 5000кэВ. Основной поток частиц наблюдался при перезарядке ионов плазмы на атомах нагревного пучка нейтралов. Алмазный детектор регистрировал поток атомов перезарядки, возникающих в области наблюдения при пересечении пучка инжектора с плазменным шнуром JET. Представлены результаты изменения динамики потоков и спектров атомов дейтерия с энергией выше 70 кэВ в экспериментах с комбинированным дополнительным нагревом плазмы. Показано формирование в плазме группы быстрых дейтронов с граничной энергией 250-300 кэВ при ИЦР нагреве водородной плазмы с малой добавкой дейтерия на фундаментальной частоте дейтерия (32 МГц, 3.41 Тесла, 1,8 МА).

**Литература**

[1]. С.В.Мирнов. «Физические процессы в плазме токамака» М., Энергоатомиздат, 1985, 184с.

[2]. A.V.Krasilnikov, S.S.Medley, N.N.Gorelenkov, R.V.Budniy, O.V.Ignatyev, Yu.A.Kaschuck, M.P.Petrov, A.L.Roquemore. “Tokamak Fusion Test Reactor charge exchange atom spectrometry using a natural diamond detector”. Review of scientific instruments. Volume 70, number 1. January 1999.

[3]. Ю.А.Акимов, О.В.Игнатьев, А.И.Калинин, В.Ф.Кушнирук. «Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике». М., Энергоатомиздат, 1989, 344с.

[4]. O.V.Ignatyev, A.D.Pulin. “A high count-rate spectroscopy amplifier” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 516 (2004) 160-166.

[5]. S.V.Dudin, O.V.Ignatyev, A.D.Pulin. “A fast spectroscopy ADC” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 9 (2004) 209-214.

# СПЕКТРОСКОПИЯ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ В ИТЭР: ТЕСТИРОВАНИЕ РАСЧЕТНЫХ МЕТОДОВ И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

В.С. Лисица, М.Б. Кадомцев, М.Г. Левашова, А.А. Медведев, А. Калисти*, С. Ферри*

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, lisitsa@nfi.kiae.ru*
**University of Provence, Marseille, France*

Проведено тестирование нового расчетного метода кинетического уравнения (МКУ) с численным моделированием контуров бальмеровских линий методами молекулярной динамики (ММД) для условий диверторной плазмы ИТЭР.

На рис.1 показан контур спектральной линии Hα, полученный численным моделированием (кружки) и по методу МКУ (сплошная линия) для двух разных значений магнитного поля (B = 2 T и B = 4 T). Наблюдается очень хорошее согласие результатов численного моделирования и МКУ.

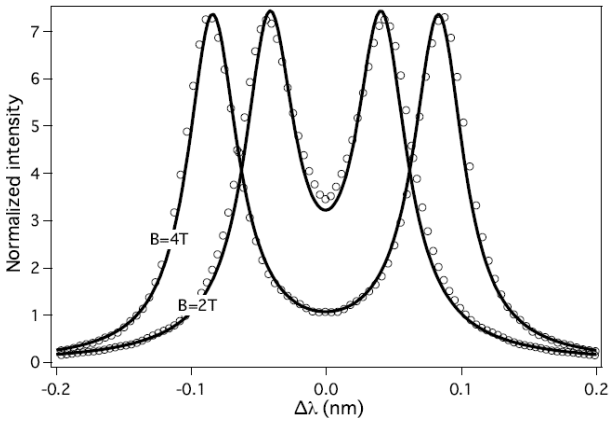



Рис.1. Контур спектральной линии $H_\alpha$ при внешнем магнитном поле B = 2 T и B = 4 T при $N_e = 10^{15}$ см$^{-3}$ и $T_e$ = 99764 K, учитывающий ионную динамику. Направление наблюдения - параллельно магнитному полю. Сплошные линии - метод МКУ, кружки - численное моделирование.

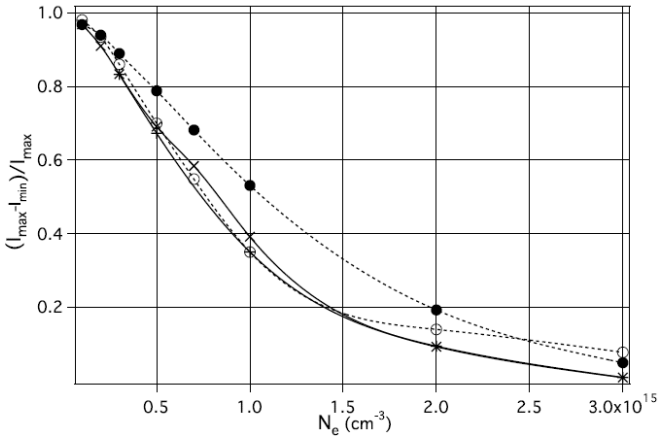



Рис.2. Зависимость от плотности отношения $(I_{max} - I_{min})/I_{max}$, полученная из расчетов для контура линии $H_\alpha$. Магнитное поле B = 2 T, наблюдение параллельно **B**.
(+) статический контур для $T_e$ = 1 эВ,
(x) динамический контур для $T_e$ = 1 эВ,
(○) статический контур для $T_e$ = 5 эВ,
(●) динамический контур для $T_e$ = 5 эВ.

Исследован новый индикатор электронной плотности: относительное уменьшение (провал) интенсивности в центре линии (для наблюдения параллельного полю) (Imax – Imin)/Imax. На рис.2 показана зависимость плотности от отношения (Imax – Imin)/Imax, полученная из расчетов для контура линии $H_\alpha$ для двух температур: Te = 1 эВ и Te = 5 эВ при наблюдении поперек магнитного поля. Относительное уменьшение интенсивности, полученное для статического контура, слабо чувствительно к изменению температуры, тогда как для контура, учитывающего ионную динамику, наблюдается значительное различие. Отметим, что данный метод применим не только к спектральным линиям водорода. Обсуждаются возможности использования данного метода для диагностики плазмы в ИТЭР.

Работа поддержана Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом» в рамках государственного контракта № Н.4з.41.03.08.258 от 20 марта 2008 г.

# ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМАРНОГО ПУЧКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПУЧКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР

С.Н. Тугаринов, М.Б. Кадомцев, М.Г. Левашова, В.С. Лисица

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, lisitsa@nfi.kiae.ru*

Проведен анализ эффективности пучковой диагностики примесей в плазме токамака как в обычных условиях, так и при дополнительной подсветке атомарного водородного пучка резонансным лазерным излучением в линии Лайман-альфа на основе данных группы Олсона [1,2] по сечениям перезарядки и каскадного заселения состояний [3]. Показано, что (i) в условиях лазерного возбуждения атомарного пучка, перезарядка с уровня $n_i$=2 в атомах пучка эффективно заселяет высокие уровни тяжелых, многозарядных примесей, что приводит к заметному увеличению интенсивности полезного сигнала, (ii) в то же время с уменьшением заряда примеси происходит резкое падения как полных, так и парциальных сечений перезарядки - при типичных значениях диагностического пучка $E \approx 100$ кэВ почти на порядок величины для He, (iii) предложенные аналитические формулы позволяют находить скорости возбуждения оптических линий при любых значениях Z. Приведено детальное сравнение с предшествующими данными [4].

Оценки скорости возбуждения оптических линий примесей при перезарядке из возбужденных состояний водорода основаны на асимптотике Бора-Линдхарда для перезарядки при больших энергиях, позволяющей получить универсальную аналитическую формулу, с помощью которой можно находить скорости возбуждения оптических линий для любой примеси при перезарядке из $n_i$=2 на уровень $n$ в ионе примеси в физических условиях, типичных для ИТЭР (единицы - атомные):

$$\langle v\sigma \rangle = v_a 8\pi Z^{2.25} / n_i^4 E^{7/2} \, 3 \, ln(n) \qquad (1)$$

где $v_a$ - скорость атомов в пучке. Найдены оптимальные энергии пучка, обеспечивающие максимальный эффект от перезарядки из возбужденных состояний водорода. Заметный эффект может наблюдаться на ионах средних и тяжелых элементов. Так, для (полностью ободранных) ионов железа фактор увеличения сигнала от перезарядки равен 2, тогда как для ионов вольфрама он возрастает до 25. Таким образом, лазерная подсветка становится эффективной для примесных ионов с достаточно большим зарядом, начиная с ядер железа.

**Литература**

[1]. Cornelius K.R, Wojtkowski K., Olson R.E. J. Phys.B., 2000, 33, 2017-2035
[2]. Hoekstra. R. et al. Plasma Phys. Control. Fusion, 1998, 40, 1541-1550
[3]. Кадомцев М.Б., Левашова М.Г., Лисица В.С. ЖЭТФ, 2008, 133, 735-750
[4]. Тугаринов С.Н. и др. Физика плазмы, 2000, 30, 1-8

# ПОТЕРИ НА ЭЛЕКТРОННОЕ ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ: МОДИФИКАЦИЯ ЧИСЛЕННОГО КОДА CYNEQ НА СЛУЧАЙ ДВУМЕРНОГО ПРОФИЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.Б. Кукушкин, П.В. Минашин

*ИФТ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, kuka@nfi.kiae.ru*

Электронное циклотронное излучение (ЭЦИ) может существенно влиять на локальный энергобаланс в центре плазменного шнура в стационарных режимах работы токамака–реактора. Численный код CYNEQ [1] был создан для расчета переноса ЭЦИ в токамаках–реакторах и недавно успешно протестирован в бенчмаркинге четырех численных кодов (включая два американских и один европейский) [2].

В настоящей работе выполнена модификация кода CYNEQ, обобщающая его на случай [3] учета неоднородности двумерного профиля полного магнитного поля $B(\rho,\theta)$ ($\theta$ - полоидальный угол) в плазменном шнуре с учетом сдвига Шафранова и полоидального поля. Проведено сравнение профилей $P_{EC}(\rho)$ – одномерного, по магнитным поверхностям, распределения плотности мощности результирующих потерь на ЭЦИ – и интенсивности выходящего излучения $I(\omega)$ для различных мерностей представления магнитного поля в осесимметричной системе: двумерного $B(\rho,\theta)$, одномерного $B(\rho)=<B(\rho,\theta)>_\theta$ (получаемого усреднением $B(\rho,\theta)$ по магнитной поверхности) и $B(\rho)=const=B_0$ (вакуумное магнитное поле на тороидальной оси).

Показано, что для условий близких к расчетным сценариям работы токамака ИТЭР профили $P_{EC}(\rho)$ для двумерного и одномерного профилей магнитного поля практически не отличаются в центральной области плазменного шнура и лежат здесь ниже $P_{EC}(\rho)$ для $B=B_0$ на величину ~<25%. Указанный эффект уместно учитывать в транспортных кодах типа ASTRA, используя версию кода CYNEQ, учитывающую неоднородность магнитного поля в представлении $B=B(\rho)$.

Работа выполнена при поддержке корпорации Росатом, контракт № Н.4а.52.03.09.1035 от 05.03.2009г.

**Литература**

[1]. Kukushkin A.B., Proc. 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion, Wuerzburg, 1992, vol. 2, pp. 35-45; Cherepanov K.V., Kukushkin A.B., Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conf., Vilamoura, 2004, TH/P6-56.

[2]. Albajar F., Bornatici M., Engelmann F., Kukushkin A.B., Fusion Sci. & Technol., 2009, vol. 55, pp. 76-83.

[3]. Kukushkin A.B., Minashin P.V., Proc. 36th EPS Conf. Plasma Phys., Sofia, 2009, ECA, vol. 33E, P4.136.

# РАЗРАБОТКА ИНТЕГРАЦИИ ВХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Д.К. Вуколов, А.А. Медведев

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ, e-mail: vukolov_dk@nfi.kiaer.ru*

Спектроскопия водородных линий одна из диагностик, сооружение которых ведется в России в рамках международного проекта ИТЭР. Диагностика охватывает практически все пассивные измерения на бальмеровских линиях водорода. К настоящему моменту проанализированы измерительные возможности диагностики и завершен концептуальный проект диагностической системы. Начата интеграция элементов входных оптических систем диагностики в архитектуру реактора.

Данный доклад посвящен эскизной проработки интеграции входной оптической системы верхнего диагностического патрубка реактора. Работа ведется в рамках DWO 55-178 и государственного контракта № Н.4з.41.03.08.258 от 20 марта 2008 г. между РНЦ «Курчатовский институт» и Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом».

Разрабатываемая входная оптическая система будет функционировать, в условиях сильных нейтронных и электромагнитных полей, вибрационных нагрузок, термокачки и высокого вакуума. Причем доступ персонала для обслуживания этой системы будет исключен. Таким образом, прорабатываемая конструкция должна обладать эффективной нейтронной защитой, системой охлаждения и прогрева для обезгаживания, быть жесткой, обладать высокой надежностью, а также, предусматривать возможность удаленного обслуживания.

В 2010 году для разработанной конструкции входной оптической системы планируется проведение: расчета напряженно-деформированного состояния, нейтронно-физического анализа, термогидравлического расчета системы охлаждения, габарито-аберрационного моделирования, а также, оптимизации конструкции по полученным результатам инженерно-физических расчетов.

Работа поддержана Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом» в рамках государственного контракта № Н.4з.41.03.08.258 от 20 марта 2008 г.

# РАЗВИТИЕ РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ СО СТОРОНЫ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ИТЭР

В.А. Вершков, Д.А. Шелухин, А.В. Хмара

*РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия,* stasyakh@gmail.com

Рефлектометрическая диагностика со стороны сильного магнитного поля ИТЭР позволяет получать важную информацию о профиле плотности и турбулентности в условиях плоского профиля плотности.

Диагностика совместима с высокими потоками нейтронов и распылением материала стенки, так как внутри камеры расположены только металлические волноводы и антенны.

Однако, есть и серьёзные технические трудности для реализации системы рефлектометрии на ИТЭР. Нужно проложить внутри камеры волноводный тракт большой длины, включающий несколько оптимизированных поворотов, разработать специальную антенну, которая бы поместилась в щель между бланкетами, предусмотренную проектом ИТЭР, а так же первичное и вторичное вакуумные окна.

Помимо технических трудностей есть и сложные физические проблемы применимости рефлектометрии на ИТЭР. Например, высокий уровень флуктуаций фазы отражённого сигнала, связанный с тем, что по оценкам в ИТЭР будет высокий уровень турбулентности. Уровень флуктуаций фазы отраженного сигнала превысит предел рефлектометрии в $0{,}5\pi$ радиан. Это ограничит возможности рефлектометрии по измерению профиля плотности и, особенно, по изучению спектра турбулентности и его модового состава.

В докладе будет представлена схема диагностики, а также описаны важные её элементы. Вопрос применимости рефлектометрии для измерения профиля электронной плотности исследовался с помощью двумерного полноволнового кода TAMIC $R\tau$ Analyzer. Было показано, что при предполагаемом в ИТЭР уровне турбулентности возможно получение пригодных для дальнейшей обработки данных по измерению профиля плотности, как с помощью радарного метода, так и при работе со сканированием частоты. Это согласуется с предсказаниями одномерной геометрической оптики. Вопрос идентификации МГД и собственных альфвеновских мод (АЕМ) сложнее, однако, в докладе будет показано, что при измерении флуктуаций возможна идентификация квазипериодических МГД и АЕМ возмущений при условии применения предложенной методики восстановления спектра отраженного сигнала. Полученный при этом спектр турбулентности имеет форму спектра турбулентности диэлектрической проницаемости в точке отражения.

В настоящее время результаты исследований показывают, что несмотря на значительные технические и физические проблемы, возможно реализовать эффективно работающую систему рефлектометрии со стороны сильного магнитного поля для ИТЭР.

Работа поддержана Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом» в рамках государственного контракта № Н.4з.41.03.08.258 от 20 марта 2008 г

# РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ПЛАЗМЕННОЙ ОЧИСТКИ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ИТЭР

И.И. Архипов, А.Е. Городецкий, Р.Х. Залавутдинов, В.Л. Буховец, А.П. Захаров, Е.Е. Мухин*, А.Г. Раздобарин*, В.В. Семенов*, К.Ю. Вуколов**

*Учреждение Российской академии наук Институт Физической Химии и Электрохимии им. А.Н. Фрумкина, РАН, Москва, РФ, arkhipov@ipc.rssi.ru*

**Учреждение Российской академии наук Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, С. Петербург, РФ, E.Mukhin@mail.ioffe.ru*

***Институт Физики Токамаков, РНЦ 'Курчатовский Институт', Москва, РФ, vukolov@nfi.kiae.ru*

Успешная работа большинства оптических диагностик ИТЭР в значительной мере будет определяться решением проблемы очистки зеркал от загрязнения продуктами эрозии первой стенки и дивертора. Одними из наиболее опасных являются пленки, формируемые углеводородными радикалами, некоторые из которых могут достигать самых удаленных мест вакуумной камеры реактора. Согласно оценкам, приведенным в работе [1], ожидаемый поток углеводородов на поверхность первого зеркала диагностики томсоновского рассеяния, расположенной в диверторе, может достигать ~$10^{16}$ $C_nH_m$ молекул/с. При однородном распределении осадка по поверхности зеркала площадью 500 $см^2$ за время $10^7$ с на его поверхности может сформироваться аморфная углеводородная (a-C:H) пленка толщиной 40 мкм (скорость осаждения ~0.2 нм/мин). Поэтому, для сохранения стабильно высоких оптических параметров первых зеркал необходимо разработать оперативные методы удаления таких пленок без демонтажа оптических элементов.

В данной работе для очистки поверхности зеркал от углеводородных пленок была использована трех электродная (катод, анод и дополнительный электрод) схема тлеющего разряда постоянного тока с полым катодом в потоке водорода. Зеркала размещались на дополнительном электроде, который располагался на расстоянии 1.5 см от границы плазменного столба. В той же установке перед каждой процедурой очистки происходило осаждение a-C:H пленок из газовой смеси $H_2/CH_4$. Осаждение и удаление пленок проводилось при потенциале –50 В относительно плазмы. В работе использовались зеркала с отражающим слоем Al и Ag, покрытые защитными диэлектрическими слоями оксидов ($Al_2O_3$, $ZrO_2$).

Состав и морфология поверхности зеркал и a-C:H пленок изучались с помощью рентгеноспектрального микроанализа и сканирующей электронной микроскопии. Толщина и оптические параметры (коэффициенты преломления и поглощения) слоев определены с использованием эллипсометрии. Спектры отражения зеркал до и после удаления пленок измерены на спектрофотометре в оптическом диапазоне 190-1100 нм.

Показано, что использование тлеющего разряда в водороде позволяло удалять мягкие углеводородные пленки со скоростью 1-3 нм/мин, что удовлетворяет требованию защиты от напыления первого зеркала диагностики томсоновского рассеяния. Важно также, что добавление метана в водород не приводило к осаждению углеводородных пленок при концентрациях метана менее 6%, хотя конверсия метана в $C_nH_m$ молекулы и a-C:H пленки могла достигать 50% входящего потока.

Зеркала, изготовленные из материалов с высокими отражающими характеристиками и покрытые защитными оксидными слоями толщиной ~200 нм, показали устойчивость формы спектров отражения как при эрозии в водородной плазме, так и при осаждении тонких a-C:H пленок.

**Литература.**

[1]. Mukhin E., et al., Nucl. Fusion **49** (2009) 085032.

# ПРОЧНОСТЬ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА РЕАКТОРА-ТОКАМАКА ИТЭР

А.Б. Алексеев, А.Н. Лабусов, А.А. Малков, А.Н. Маханьков, М.В. Хохлов

*ФГУП НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, РФ, labusov@sintez.niiefa.spb.su*

Дивертор расположен внутри вакуумной камеры термоядерного реактора-токамака ИТЭР. Элементы дивертора непосредственно обращены к плазме, являются охлаждаемыми, а их поверхность облицована защитными плитками. В процессе работы реактора-токамака дивертор подвержен тепловым и электромагнитным силовым нагрузкам. Действующие нагрузки можно разделить на статические и циклические. Статической нагрузкой является собственный вес конструкции и внутреннее давление охладителя (воды). Тепловые нагрузки имеют циклический характер, на их фоне происходит силовое воздействие на конструкцию, вызванное срывами тока плазмы.

При создании реактора обоснование прочности, включая предсказание ресурса его элементов, является необходимым требованием. Для центральной сборки дивертора токамака ИТЭР можно выделить следующие аспекты:

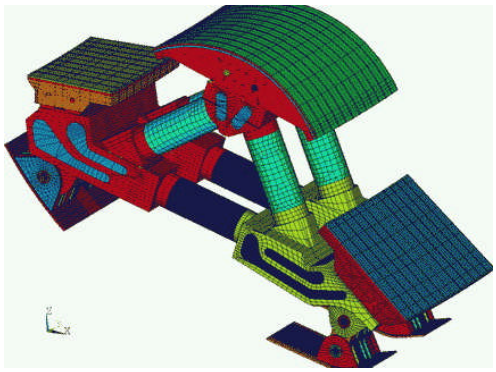
1. прочность опор;
2. прочность теплозащитных элементов;
3. прочность соединения защитных плиток.

Для обоснования прочности элементов дивертора на стадии проектирования был использован метод конечных элементов.

В настоящей работе выполнены расчеты напряженно-деформированного состояния конструкции центральной сборки дивертора и проведены оценки прочности и ресурса его элементов в соответствии с Нормами ИТЭР. Для расчета наиболее нагруженных зон были использованы локальные конечно-элементные модели. Исходными данными для локального анализа являлись результаты динамического расчета всего дивертора при действии нагрузок, вызванных срывами тока плазмы (были предоставлены организацией ИТЭР) и результаты расчетов полей температур в элементах конструкции.

В результате было выявлено, что прочность и ресурс опор и силовых несущих конструкций дивертора в первую очередь зависит от механических нагрузок, вызванных электромагнитными силами при срывах тока плазмы. Прочность и ресурс теплозащитных элементов дивертора в основном определяется тепловыми нагрузками, действующими на обращенные к плазме поверхности.

По результатам работы были сделаны рекомендации по изменению конструкции для наиболее критичных ее элементов. Рисунок иллюстрирует центральную сборку дивертора ИТЭР.



| ***Автор*** | ***Ссылки*** | ***Организация*** |
|---|---|---|
| Atchison W.L. | П-101 | LANL, Los Alamos, USA |
| Awe T.J. | П-101 | UN, Reno, USA |
| Bauer B.S. | П-101 | UN, Reno, USA |
| Biel W. | М-18 | IP, Jülich, Germany |
| Bornath Th. | П-50 | IPUR, Rostock, Germany |
| Dreier H. | М-18 | MPI-IPP, Greifswald, Germany |
| Fuelling S. | П-101 | UN, Reno, USA |
| Grunenwald J. | И-56 | CEG, Грама, Франция |
| Hilse P. | П-50 | IPUG, Greifswald, Germany |
| Lambertz H.T. | М-18 | IP, Jülich, Germany |
| Lindemuth I.R. | П-101 | UN, Reno, USA |
| Maillard Th. | И-56 | CEG, Грама, Франция |
| Moll M. | П-50 | IPUG, Greifswald, Germany |
| Reinovsky R.E. | П-101 | LANL, Los Alamos, USA |
| Schlanges M. | П-50 | IPUG, Greifswald, Germany |
| Siemon R.E. | П-101 | UN, Reno, USA |
| Takizuka T. | М-81 | NFRE, Naka, Japan |
| Абдуллин И.Ш. | П-49, П-64, П-77, П-89, П-90, П-109, Т-23, П-119 | КГТлУ, Казань |
| Абдуллина В.Х. | П-49 | КГТлУ, Казань |
| Адакова М.А. | П-109 | КГТлУ, Казань |
| Азизов Э.А. | М-01, М-40 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Акулина Д.К. † | М-47, М-85 | ИОФ РАН, М. |
| Алейников П.Б. | Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Александров А.Н. | И-15 | ВНИИ ЭАЭ, М. |
| Александров А.Ф. | Т-44, Т-70, Т-71 | МГУ, М. |
| Александров В.В. | И-08, И-09, И-45, И-46, И-47, И-55 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Александров К.В. | Т-25 | МРТИ РАН, М. |
| Александров Н.Л. | П-48 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Александрова А.Г. † | И-41 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Александрова И.В. | И-02, И-15 | ФИ РАН, М. |
| Алексеев А.Б. | Е-27 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Алексеев П.Н. | М-01 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Алисов А.Ф. | Т-02 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Алтухов А.Б. | М-11, М-29, М-50, М-76, | ФТИ РАН, С-Пб. |

| | | |
|---|---|---|
| | М-80 | |
| Амосов В.Н. | Е-19, М-31, Е-20 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Ананьев С.С. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Андреев Н.Е. | И-38 | ОИВТ РАН, М. |
| Андреев Н.Ф. | И-34 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Андриянов Ю.В. | П-40 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Аникеев А.В. | М-09, М-17, М-10, М-22, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск; КИТ, Карлсруэ, Германия |
| Анпилов А.М. | П-69 | ИОФ РАН, М. |
| Антипов С.Н. | П-10 | ОИВТ РАН, М. |
| Арделян Н.В. | Т-59, Т-60 | МГУ, М. |
| Арсенин В.В. | М-14, М-24 | РНЦ КИ, М. |
| Арсланбеков М.А. | Т-34 | ДГУ, Махачкала |
| Артамошкин А.М. | Т-02 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Артемьев К.В. | Т-73 | МГУ, М. |
| Архипенко В.И. | П-12, П-37, П-110 | ИФ, Минск, Беларусь |
| Архипов И.И. | Е-26 | ИФХЭ РАН, М. |
| Аскинази Л.Г. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Астраханцев Н.В. | Т-74 | ИГТУ, Иркутск |
| Астрелин В.Т. | М-08, Т-26 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Атаманенко В.Д. | И-61 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Афанасьев В.И. | Е-05 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Ахатов М.Ф. | П-51 | КГТУ, Казань |
| Ахманова Е.В. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Ахмедова Х.Г. | Т-32, Т-33 | ДГУ, Махачкала |
| Ашурбеков Н.А. | П-53 | ДГУ, Махачкала |
| Аюшин Б.Б. | М-38 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Бабин А.А. | И-34 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Багаутдинова Л.Н. | Т-39 | КГТУ, Казань |
| Багдасаров Г.А. | И-56 | ИММ РАН, М. |
| Багрянский П.А. | М-09, М-17, М-10, М-18, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Бакшаев Ю.Л. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Бакшт Ф.Г. | П-78 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Балмашнов А.А. | П-86 | РУДН, М. |
| Барахвостов С.В. | П-06 | ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург |

| | | |
|---|---|---|
| Бардаков В.М. | Т-57 | ИГУПС, Иркутск |
| Баренгольц С.А. | М-43, И-58 | ФИ РАН, М. |
| Бармин А.А. | Т-12 | ИЦК, М. |
| Барсуков А.Г. | М-06 | РНЦ КИ, М. |
| Бархударов Э.М. | П-69 | ИОФ РАН, М. |
| Баско М.М. | И-12 | ИТЭФ, М. |
| Батанов Г.М. | М-78 | ИОФ РАН, М. |
| Батищев О.В. | П-107 | МТИ, Кембридж, США |
| Баткин В.И. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Бахметьев К.А. | Т-66 | МЭИ, М. |
| Бахтиарова М.В. | П-44 | ИДГ РАН, М. |
| Бежанов С.Г. | Т-28 | ФИ РАН, М. |
| Бейсембаева Х.Б. | И-39 | ИПФ НУУз, Ташкент, Узбекистан |
| Беклемишев А.Д. | М-07, М-55, М-59 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Белевцев А.А. | П-112, П-113, П-114 | ИТЭС ОИВТ РАН, М. |
| Белецкий А.А. | М-16 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Белова Л.И. | М-72 | ФИ РАН, М. |
| Белоконь В.А. | И-64 | ИОРАН, М. |
| Белолипецкий А.А. | И-15 | ВЦ РАН, М. |
| Беломытцев С.Я. | П-09, Т-06 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Бельков С.А. | О-06 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Беляев В.С. | И-21, И-22 | ЦНИИМ, Королёв |
| Белялетдинов Т.Ш. | П-114 | ОИВТ РАН, М. |
| Бендерский Л.А. | М-20 | МГТУ, М. |
| Бердин С.А. | Т-02 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Бердов Р.Д. | М-20 | МГТУ, М. |
| Бережецкий М.С. | М-49 | ИОФ РАН, М. |
| Бережный В.Л. | М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Березуцкий А.А. | М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Беседина Ю.Н. | П-55 | ИДГ РАН, М. |
| Бессараб А.В. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Беховская К.С. | Т-07 | ИОФ РАН, М. |
| Бизюков А.А. | П-32, Т-53 | ХНУ, Харьков, Украина |
| Битюрин В.А. | Т-04 | ОИВТ РАН, М. |
| Бишаев А.М. | М-30 | МИРЭА, М. |
| Блинов П.И. † | И-10, И-43 | РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Бобров В.Б. | П-04 | ОИВТ РАН, М. |
| Бовшук В.Р. | М-73 | РНЦ КИ, М. |
| Богаченков В.А. | П-104 | ФИ РАН, М. |
| Богданкевич И.Л. | П-20, Т-07, Т-08 | ИОФ РАН, М. |
| Богданов Е.А. | П-60 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Болдарев А.С. | И-56 | ИММ РАН, М. |
| Болдырев С. Н. | И-56 | ИММ РАН, М. |
| Болотов О.В. | П-11 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Болховитинов Е.А. | И-51 | ФИ РАН, М. |
| Большакова А.Д. | М-19 | МГТУ, М. |
| Бондарева А.Л. | Т-13 | ИПМ РАН, М. |
| Бондаренко В.Н. | М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Бондаренко Г.А. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Борзосеков В.Д. | М-72 | МИРЭА, М. |
| Бориев И.А. | П-103 | ФИНЭПХФ РАН, Черноголовка |
| Борисенко Н.Г. | И-16 | ФИ РАН, М. |
| Бочкарев М.Б. | П-06 | ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург |
| Бочкарев С.Г. | И-20 | ФИ РАН, М. |
| Брантов А.В. | И-01 | ФИ РАН, М. |
| Бритов Т.А. | П-96, П-98, П-99 | КГУ, Кострома |
| Брызгунов В.А. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Брюханов А.Н. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Бугров С.Г. | П-17 | ИОФ РАН, М. |
| Будаев В.П. | М-44 | РНЦ КИ, М. |
| Буланин В.В. | М-56 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Бурдаков А.В. | М-08, М-33, Т-26, М-46, М-66, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГТУ, Новосибирск |
| Бурмасов В.С. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Бурченко П.Я. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Буховец В.Л. | Е-26 | ИФХЭ РАН, М. |
| Бучирина О.А. | И-30 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Быков А.С. | М-13 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Быков И.О. | П-18, П-39 | ОИВТ РАН, М. |
| Быковский В.Ф. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Быченков В.Ю. | И-01, И-19, И-20 | ФИ РАН, М. |
| Бычков А.И. | Т-63 | МГМСУ, М. |
| Бычков В.Л. | Т-52, Т-58, Т-59, Т-60, Т-61 | МГУ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Бычков Д.В. | Т-60, Т-61 | МРТИ РАН, М. |
| Бычков С.С. | Т-31 | ОИВТ РАН, М. |
| Бычков С.С. (мл.) | Т-31 | ОИВТ РАН, М. |
| Вавилин К.В. | Т-70, Т-71 | МГУ, М. |
| Вагин К.Ю. | Т-36 | ФИ РАН, М. |
| Варфоломеев В.И. | М-36, М-38 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Васильев А.И. | П-22 | ЛИТ, М. |
| Васильков Д.Г. | М-47, М-48, М-72 | ИОФ РАН, М. |
| Василяк Л.М. | П-18, П-22, П-39, П-47 | ОИВТ РАН, М. |
| Ваулин Д.Н. | Т-44, Т-45, Т-61 | МГУ, М. |
| Ваулина О.С. | П-115 | ОИВТ РАН, М. |
| Вафин И.Ю. | М-82 | ИОФ РАН, М. |
| Введенский Н.В. | Т-56, П-118 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Вдовин В.Л. | Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Великодный В.Ю. | Т-05 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Вергунова Г.А. | И-05 | ФИ РАН, М. |
| Вершков В.А. | М-45, М-61, М-69, Е-25 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Веселовзоров А.Н. | П-43 | РНЦ КИ, М. |
| Вильджюнас М.И. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Виноградов В.П. | И-13 | РНЦ КИ, М. |
| Виноградова Ю.В. | И-13 | РНЦ КИ, М. |
| Вихарев А.Л. | Т-11 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Вихляев Д.А. | И-04, И-35 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Вихрев В.В. | И-10, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Власов С.А. | М-31 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Власова С.А. | М-72 | БЕН РАН, М. |
| Вознесенский Э.Ф. | П-89, П-90 | КГТлУ, Казань |
| Войцехович И.А. | М-04 | JET, Culham, UK |
| Волков Г.С. | И-08, И-51, И-52 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Волков Е.Д. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Волков Н.Б. | П-06 | ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург |
| Волков С.А. | Т-40, Т-41 | СПбГУ ИТМО, С-Пб. |
| Волков С.А. | Т-58, Т-61 | МГУ, М. |
| Волонина Л.В. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Воробьев В.С. | П-01 | ИТЭС ОИВТ РАН, М. |
| Воронин А.В. | М-38, М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |

| | | |
|---|---|---|
| Воронин А.Ю. | И-33 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Воронина Н.В. | И-31 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Воронич И.Н. | И-33 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Воронов В.В. | П-69 | ИОФ РАН, М. |
| Воронов Г.С. | М-47, М-49, М-51, П-71 | ИОФ РАН, М. |
| Воронова Е.В. | М-72 | ИОФ РАН, М. |
| Востриков В.Г. | М-12 | НИИЯФ МГУ, М. |
| Вуколов Д.К. | Е-24 | РНЦ КИ, М. |
| Вуколов К.Ю. | Е-02, Е-26 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Высикайло Ф.И. | Т-09, П-75, П-76 | ТИСНУМ, Троицк, МО |
| Вячеславов Л.Н. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Габдрахманов А.Т. | Т-38 | ИНЭКА, Набережные Челны |
| Гавриков А.В. | П-115 | ОИВТ РАН, М. |
| Гавриков М.Б. | П-88 | ИПМ РАН, М. |
| Гаврилов Д.С. | И-04, И-35 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Гаврилова В.А. | П-35 | КГТлУ, Казань |
| Гаджиев А.М. | П-41, Т-35 | ДГУ, Махачкала |
| Гайсин Ал.Ф. | П-51, П-52, П-56, П-87, П-121, П-122 | КГТУ, Казань |
| Гайсин Ф.М. | Т-39, Т-69 | КГТУ, Казань |
| Галиакбаров А.Т. | Т-38 | ИНЭКА, Набережные Челны |
| Галкин А.Л. | П-106 | ИОФ РАН, М. |
| Галяутдинов А.Р. | Т-37 | КГТлУ, Казань |
| Галяутдинов Р.Т. | Т-37, Т-47 | КГТлУ, Казань |
| Гаранин С.Б. | П-72, П-73 | МАИ, М. |
| Гаранин С.Г. | П-23, И-32, И-33, О-06, И-34 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Гаранин С.Ф. | П-101 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Гасилов В.А. | И-56, И-50 | ИММ РАН, М. |
| Гаспарян О.Р. | И-06 | СПИМаш, С.-Пб. |
| Герасимов И.В. | П-96, П-97, П-98, П-99 | КГУ, Кострома |
| Гин Д.Б. | Е-07, Е-17 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Гинзбург В.Н. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Гирка А.И. | Т-53 | ХНУ, Харьков, Украина |
| Гитлин М.С. | П-100 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Говрас Е.А. | И-19 | ФИ РАН, М. |
| Голиков А.А. | М-74 | ИФТ РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Голота В.И. | П-11, Т-02 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Голуб В.В. | П-27 | ОИВТ РАН, М. |
| Голубев С.Н. | П-85 | ИГХТУ, Иваново |
| Голятина Р.И. | П-29, П-30 | ИОФ РАН, М. |
| Гончаров П.А. | Т-67, Т-68 | ИОФ РАН, М. |
| Гончаров П.Р. | М-13, М-65 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Горбунов А.В. | Е-04, Е-16 | РНЦ КИ, М. |
| Горбунов Л.М. † | И-38 | ФИ РАН, М. |
| Гордеев А.В. | П-28 | РНЦ КИ, М. |
| Гордеев И.С. | М-30 | МИРЭА, М. |
| Городецкий А.Е. | Е-26 | ИФХЭ РАН, М. |
| Горячев С.В. | П-114 | ОИВТ РАН, М. |
| Грабовский Е.В. | И-08, И-09, И-13, И-44, И-45, И-46, И-47, И-51, И-54, И-55 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Грачёв Г.Н. | Т-29, П-83 | ИЛФ СО РАН, Новосибирск |
| Грачев Л.П. | Т-25 | МРТИ РАН, М. |
| Грашин С.А. | М-44, М-45, М-69 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Гребенщиков С.Е. | М-82 | ИОФ РАН, М. |
| Грибов А.Н. | И-08, И-45 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Григорьев С.В. | Т-26 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Григорьева Л.И. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Григорян Г.М. | П-62 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Гринь Ю.И. | Т-43 | ИМех МГУ, М. |
| Грицинин С.И. | Т-62 | ИОФ РАН, М. |
| Грицук А.Н. | И-08, И-09, И-45, И-46, И-47, И-55 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Гришина И.А. | М-51 | ИОФ РАН, М. |
| Гришков А.А. | П-09, Т-06 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Громов А.И. | И-18 | ФИ РАН, М. |
| Грязневич М.П. | М-01 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Гудович В.А. | Т-60 | МРТИ РАН, М. |
| Гумеров А.З. | П-121, П-122 | ИНЭКА, Набережные Челны |
| Гуреев В.М. | М-12, Т-18 | ИПФП РНЦ КИ, М. |
| Гурченко А.Д. | М-11, М-29, М-50, М-76, М-80 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Гусаков Е.З. | М-03, М-11, П-37, М-50, М-76, М-77, М-80, М-83 | ФТИ РАН, С-Пб. |

| | | |
|---|---|---|
| Гусев В.К. | М-36, М-38, М-56, М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Гусейн-заде Н.Г. | Т-03, П-66 | ИОФ РАН, М.; МИРЭА, М. |
| Гуськов С.Ю. | И-03, И-05, И-06, И-14 | ФИ РАН, М. |
| Гыйлметдинова Г.З. | П-119 | КГТлУ, Казань |
| Давыдов А.М. | Т-62 | ИОФ РАН, М. |
| Давыдов В.С. | И-34 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Данелян Л.С. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Данилкин И.С. | М-23, М-72 | ИОФ РАН, М. |
| Данилов А.В. | М-04 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Данько С.А. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Двинин С.А. | Т-52 | МГУ, М. |
| Дегтярев Н.А. | П-77 | КГТлУ, Казань |
| Демченко Н.Н. | И-03, И-05 | ФИ РАН, М. |
| Денисюк С.В. | Т-60 | МРТИ РАН, М. |
| Деркач В.Н. | И-33 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Деркач И.Н. | И-30, И-31 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Джанбекова Л.Р. | П-89 | КГТлУ, Казань |
| Димитрович Д.А. | Т-63 | МГМСУ, М. |
| Длугач Е.Д. | П-43 | РНЦ КИ, М. |
| Дмитриев О.А. | И-29 | МИРЭА, М. |
| Днестровский А.Ю. | М-04 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Днестровский Ю.Н. | М-04 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Дойников Д.Н. | Е-07 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Докука В.Н. | М-39, М-40, Е-12 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Долгов А.Н. | Т-21 | МИФИ, М. |
| Долголева Г.В. | И-60 | ИПМ РАН, М. |
| Долгополов Ю.В. | И-34 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Донин А.С. | М-34, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Дроздов Л.А. | П-22 | ЛИТ, М. |
| Дыренков А.В. | Т-05 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Дьяченко В.В. | М-29 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Дьяченко С.В. | И-56 | ИММ РАН, М. |
| Дюргеров Н.Г. | П-58 | РГУПС, Ростов-на-Дону |
| Дятко Н.А. | П-67 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Егоров О.Г. | И-53, И-65 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Елисеев Л.Г. | М-45, М-69 | ИФТ РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Елхин М.В. | Т-47 | КГТлУ, Казань |
| Еремин А.А. | И-30 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Ермакова Т.С. | П-110 | НИИЭМ, Минск, Беларусь |
| Есаков И.И. | Т-24, Т-25 | МРТИ РАН, М. |
| Есеев М.К. | Т-10 | ПГУ, Архангельск |
| Есипов Л.А. | М-11, М-29, М-50, М-80 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Жежера А.И. | М-45, М-69 | ИФП ХФТИ, Харьков, Украина |
| Желтухин В.С. | Т-49, Т-50 | КГУ, Казань |
| Жетлухин А.М. | О-02 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Жидков Н.В. | П-23, О-06 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Жмайло В.А. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Жоголев В.Е. | Е-13, Е-14, П-58, Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Жубр Н.А. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Жура Н.А. | П-07 | ФИ РАН, М. |
| Жэнь Ци | Т-44 | МГУ, М. |
| Забуга А.В. | Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Завада Л.М. | П-11 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Загородний А.Г. | Т-02 | ИТФ, Киев, Украина |
| Загребельный И.А. | Т-02 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Зайцев В.И. | И-51 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Зайцев К.В. | М-10, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Залавутдинов Р.Х. | Е-26 | ИФХЭ РАН, М. |
| Заманов Н.В. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Затекин В.В. | М-12 | НИИЯФ МГУ, М. |
| Захаров А.П. | Е-26 | ИФХЭ РАН, М. |
| Зворыкин В.Д. | О-07 | ФИ РАН, М. |
| Згировский С.М. | П-60 | ИФ, Минск, Беларусь |
| Зеленер Б.Б. | П-116 | ОИВТ РАН, М. |
| Зеленер Б.В. | П-116 | ОИВТ РАН, М. |
| Зеленин А.А. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Зеленогорский В.В. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Зелинска Е. | И-13 | ИФПЛМ, Варшава, Польша |
| Земченкова Н.В. | Т-21 | МИФИ, М. |
| Змиевская Г.И. | Т-13 | ИПМ РАН, М. |
| Змитренко Н.В. | И-05 | ИММ РАН, М. |
| Зубарев П.В. | М-34 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |

| | | |
|---|---|---|
| Зукакишвили Г.Г. | И-13, И-44 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Иваненко В.Г. | М-08, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Иваненко С.В. | М-18 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Иванов А.А. | М-32, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Иванов А.А. | Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Иванов А.Н. | П-84, П-85 | ИГХТУ, Иваново |
| Иванов В.А. | Т-63, П-70 | ИОФ РАН, М. |
| Иванов И.А. | М-08, М-46, М-66, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Иванов И.Е. | П-20, Т-54 | ИОФ РАН, М. |
| Иванов О.А. | Т-11 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Иванцивский М.В. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Ильин Д. В. | И-06 | СПИМаш, С.-Пб. |
| Иминов К.О. | П-53 | ДГУ, Махачкала |
| Ионих Ю.З. | П-67 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Иосилевский И.Л. | О-14 | ОИВТ РАН, М.; МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Ирзак М.А. | М-29, М-64, М-76 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Исаев В.А. | Т-11 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Исаев Н.В. | Т-15 | ФИРЭ РАН, Фрязино |
| Исакаев Э.Х. | П-114, Т-55 | ОИВТ РАН, М. |
| Исрафилов И.Х. | Т-38 | ИНЭКА, Набережные Челны |
| Козачок А.С. | М-45, М-69 | ИФП ХФТИ, Харьков, Украина |
| Комаров А.Д. | М-45, М-69 | ИФП ХФТИ, Харьков, Украина |
| Кочергин М.М. | Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Кавин А.А. | Е-13 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Кадолин Б.Б. | П-11 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Кадомцев М.Б. | Е-21, Е-22 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Казаков Е.Д. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Казанцев С.Ю. | П-112, П-113 | ИОФ РАН, М. |
| Казеев М.Н. | Т-12 | РНЦ КИ, М. |
| Какшин А.Г. | И-04, И-35 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Калабухов В.А. | И-15 | ФИ РАН, М. |
| Каленов Н.Е. | М-72 | БЕН РАН, М. |
| Калинин Ю.Г. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Калисти А. | Е-21 | UP, Marseille, France |
| Каллегари Т. | П-12 | LAPLACE, Toulouse, France |

| | | |
|---|---|---|
| Каменщиков С.А. | Т-61 | МГУ, М. |
| Камнева С.А. | М-44 | РНЦ КИ, М. |
| Кандауров И.В. | Т-26 | НГУ, Новосибирск |
| Кантор М.Ю. | М-11, М-29, М-80 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Капустин К.Д. | П-60, П-61, П-62 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Карась В.И. | П-11, Т-02 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Карась И.В. | Т-02 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Карачев А.А. | Т-72, Т-73 | МГУ, М. |
| Карпински Л. | И-13 | ИФПЛМ, Варшава, Польша |
| Карпов А.В. | М-44 | РНЦ КИ, М. |
| Карпов В.Я. | П-54 | ИНЭУМ, М. |
| Карташева Е.Л. | И-56 | ИММ РАН, М. |
| Карташов И.Н. | Т-64, Т-65 | МГУ, М. |
| Катаа А.Дж. | Т-34 | ДГУ, Махачкала |
| Катин Е.В. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Кацевман Е.М. | Т-50 | КГТлУ, Казань |
| Кашапов Н.Ф. | П-25, П-35, Т-37, Т-47, Т-48, Т-51 | КГТлУ, Казань |
| Кашапов Р.Н. | Т-14 | КГТлУ, Казань |
| Кащук Ю.А. | Е-20 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Каюмов Р.Р. | П-51 | КГТУ, Казань |
| Квас А.А. | Т-45 | МГУ, М. |
| Квашнин А.Н. | М-18 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Кингсеп А.С. | И-10 | РНЦ КИ, М. |
| Киндышева С.В. | П-48 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Кирий Н.П. | П-17, П-34, П-71 | ИОФ РАН, М. |
| Кириллов А.А. | П-60, П-110 | ИФ, Минск, Беларусь |
| Кириллов К.Ю. | М-10, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Кирсанов А.В. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Киселев В.В. | Т-67, Т-68 | ИОФ РАН, М. |
| Кисляков А.И. | Е-05 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Кичигин Г.Н. | Т-57 | ИСЗФ СО РАН, Иркутск |
| Климов Н.С. | М-62, О-02 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Клочко Е.В. | П-68 | ЮАИСХМ, Кейптаун, ЮАР |
| Клыков И.Л. | Т-15, Т-16 | ФИРЭ РАН, Фрязино |
| Клячин Н.А. | Т-21 | МИФИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Кобец А.Г. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Кобзев О.В. | П-53 | ДГУ, Махачкала |
| Кобяков С.В. | М-38 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Коваленко Ю.В. | М-18, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Коваль Н.Н. | Т-26 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Коврижных Л.М. | М-02 | ИОФ РАН, М. |
| Коган В.И. | П-08 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Коданова С.К. | П-29 | ИЭТФ, Алматы, Казахстан |
| Козинцева М.В. | М-30 | МИРЭА, М. |
| Козлов В.Ф. | Т-12 | РНЦ КИ, М. |
| Козловский С.С. | Е-05 | СПбГТУ, С.-Пб. |
| Койдан В.С. | И-13, М-12, Т-12 | РНЦ КИ, М. |
| Колик Л.В. | М-78 | ИОФ РАН, М. |
| Колтыгин М.О. | И-32 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Комаров А.Д. | М-64 | ИФП ХФТИ, Харьков, Украина |
| Конаш П.В. | И-28 | МИРЭА, М. |
| Коновалов А.В. | Т-66 | МЭИ, М. |
| Коновалов В.Г. | М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Коновалов С.В. | Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Кононов И.Г. | П-112, П-113 | ИОФ РАН, М. |
| Константиновский Р.С. | Т-72, Т-73 | МГУ, М. |
| Конченков Е.М. | М-72 | МИРЭА, М. |
| Коныжев М.Е. | П-70 | ИОФ РАН, М. |
| Копейкина Т.П. | П-117 | КГУ, Кострома |
| Копнин С.И. | П-120 | ИДГ РАН, М. |
| Корешева Е.Р. | И-02, И-15 | ФИ РАН, М. |
| Коржавина М.С. | М-09, М-10, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Корнев В.А. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Корниенко С.Н. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Коробкин В.В. | П-106 | ИОФ РАН, М. |
| Коробкин Ю.В. | Т-27 | ФИ РАН, М. |
| Королев В.Д. | И-10, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Коротеев А.С. | Т-12 | ИЦК, М. |
| Корюкина Е.В. | П-80 | ТГУ, Томск |

| | | |
|---|---|---|
| Косарев И.Н. | И-23 | г. Саров |
| Космачевский К.В. | Т-59, Т-60 | МГУ, М. |
| Косолапова Н.В. | М-77 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Коссый И.А. | Т-62, П-69 | ИОФ РАН, М. |
| Костенко О.Ф. | И-26 | ОИВТ РАН, М. |
| Костин В.А. | Т-56, П-118 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Костюк А.А. | Т-61 | МГУ, М. |
| Костюков И.Ю. | И-07, И-24, И-25 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Костюченко С.В. | П-22 | ЛИТ, М. |
| Котельников И.А. | М-10 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Котельников М.В. | П-72, П-73 | МАИ, М. |
| Кочемасов Г.Г. | О-06 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Кочергин М.М. | М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Кочетов А.В. | П-45 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Кочетов И.В. | Т-59, Т-60 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Кошелев А.Ю. | И-44 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Кошелев Е.Л. | И-15 | ФИ РАН, М. |
| Кошкин А.В. | М-72 | ИОФ РАН, М. |
| Крайнов В.П. | П-50 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Кралькина Е.А. | Т-70, Т-71 | МГУ, М. |
| Крамер М. | М-76 | IEP II, RUB, Bochum, Germany |
| Красильников А.В. | Е-20 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Красильников В.А. | Е-20 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Красина И.В. | П-90 | КГТлУ, Казань |
| Крауз В.И. | И-13 | РНЦ КИ, М. |
| Крашевская Г.В. | М-42 | МИФИ, М. |
| Крикунов С.В. | М-06, М-56, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Кругляков Э.П. | М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Круковский А.Ю. | И-50 | ИММ РАН, М. |
| Крупин В.А. | М-71 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Крупник Л.И. | М-45, М-64, М-69 | ИФП ХФТИ, Харьков, Украина |
| Кудрявцев А.А. | П-60, П-61, П-62 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Кудрявцев Н.Н. | П-22 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Кузелев М.В. | Т-64, Т-65 | МГУ, М. |
| Кузенов В.В. | И-36, П-95 | ИПМех, М. |
| Кузнецов Е.И. | М-13, М-71 | ИФТ РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Кузнецов С.А. | М-08, М-33 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Кузнецов С.Д. | П-101 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Кузнецова И.В. | Т-40 | СПбГУ ИТМО, С-Пб. |
| Куклин К.Н. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Кукушкин А.Б. | Е-23, Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Кулага А.Е. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Куликаускас В.С. | М-12 | НИИЯФ МГУ, М. |
| Куликов С.М. | И-32, И-34 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Куприенко Д.В. | М-11, М-29, М-80 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Курбанисмаилов В.С. | Т-32, Т-33, Т-34, Т-35 | ДГУ, Махачкала |
| Куриленков Ю.К. | И-14 | ОИВТ РАН, М. |
| Курнаев В,А. | П-39 | МИФИ, М. |
| Курскиев Г.С. | М-38, М-56, М-58, Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Кутеев Б.В. | М-01, М-13, М-40, М-65, М-74 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Куянов А.Ю. | Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Лабусов А.Н. | Е-27 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Лавров П.Б. | Т-24, Т-25 | |
| Ладзина Д.Е. | П-100 | ИНХС РАН, М. |
| Лазарев В.Б. | М-39 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Ламажапов Х.Д. | П-33 | СГУПС, Самара |
| Лапшин В.Ф. | П-78 | ФТИ РАН, С-Пб.; ПГУПС, С.-Пб |
| Лапшов С.Н. | Т-41 | СПбГУ ИТМО, С-Пб. |
| Ларионов М.М. | М-56 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Латушкин С.Т. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Лаухин Я.Н. | И-08, И-45, И-46, И-55 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Лахтюшко Н.И. | И-52 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Лашкул С.И. | М-11, М-29, М-80 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Лебедев С.В. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Лебедев Ю.А. | П-19, П-65, П-91, П-100 | ИНХС РАН, М. |
| Лебо А.И. | И-27, И-28 | МИРЭА, М. |
| Лебо И.Г. | И-27, И-28, И-29 | МИРЭА, М. |
| Левашова М.Г. | Е-21, Е-22 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Левин В.А. | Т-43 | ИМех МГУ, М. |
| Леонов В.М. | Е-05, Е-13, Е-14, Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Лизунов А.А. | М-10, М-18, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Липатов А.С. | М-30 | МИРЭА, М. |
| Лисин Е.А. | П-115 | ОИВТ РАН, М. |
| Лисица В.С. | Е-21, Е-22 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Литюшкин С.А. | П-34 | МИРЭА, М. |
| Ло Ж.. | П-12 | LAPLACE, Toulouse, France |
| Лобаев М.А. | Т-11 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Лобода Е.А. | И-04 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Ложкарев В.В. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Лоза О.Т. | Т-08 | ИОФ РАН, М. |
| Лозин А.В. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Лопаткин А.В. | М-01 | НИКИЭТ, М. |
| Лосева Т.В. | П-44 | ИДГ РАН, М. |
| Лубенин Н.А. | П-96, П-98, П-99 | КГУ, Кострома |
| Лукаш В.Э. | Е-13, М-13, М-40, Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Лучинин Г.А. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Лучкин А.Г. | Т-51 | КГТлУ, Казань |
| Лучкин Г.С. | Т-48, Т-51 | КГТлУ, Казань |
| Лучкин Р.Г. | П-25 | КГТлУ, Казань |
| Лыков В.А. | И-04 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Лысенко С.Е. | М-04, М-45, М-69 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Львов Л.В. | И-30, И-31 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Львовский А.В. | М-10, М-37, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Люблин Б.В. | Е-05 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Ляхов А.Н. | П-44 | ИДГ РАН, М. |
| Маврин В.А. | М-45 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Мельников А.В. | М-45 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Мавлюдов Т.Б. | П-65 | ИНХС РАН, М. |
| Маврин В.А. | М-69 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Магомедов Н.М. | Т-35 | ДГУ, Махачкала |
| Майоров С.А. | П-10, П-29, П-30, П-66 | ИОФ РАН, М. |
| Макаров К.Н. | И-03 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Макаров М.А. | М-08, М-46, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Максимов А.И. | П-79 | ИХР РАН, Иваново |
| Максимов В.В. | М-09, М-10, М-32, М-35, | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, |

| | | |
|---|---|---|
| | М-53 | Новосибирск |
| Малахов Д.В. | М-78 | ИОФ РАН, М. |
| Малинина Е.А. | И-15 | МГУ, М. |
| Малков А.А. | Е-27 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Малышенко С.П. | О-16 | ОИВТ РАН, М. |
| Мальшаков А.Н. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Маначинский А.Н. | И-32 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Маныкин Э.А. | П-116 | РНЦ КИ, М. |
| Маньковский С.Н. | П-11 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Марков В.С. | П-17 | ИОФ РАН, М. |
| Мартьянов М.А. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Марусов Н.Л. | Е-03 | РНЦ КИ, М. |
| Масюкевич С.В. | Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Матафонов А.П. | И-22 | ЦНИИМ, Королёв |
| Матвеев А.З. | И-34 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Маханьков А.Н. | Е-27 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Махоткина В.И. | П-63 | КГТлУ, Казань |
| Медведев А.А. | Е-21, Е-24 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Медведев А.Э. | Т-29, П-83 | ИЛФ СО РАН, Новосибирск |
| Медведев С.Ю. | Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Медведев Ю.В. | П-81, П-82 | ОИВТ РАН, М. |
| Медовщиков С.Ф. | И-08, И-45 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Меклер К.И. | М-08, М-33, М-46, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Мельник А.Д. | Е-05, М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Мельников А.В. | М-69 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Мережкин В.Г. | М-52 | РНЦ КИ, М. |
| Меркульев Ю.А. | И-16 | ФИ РАН, М. |
| Месяц Г.А. | И-58 | ФИ РАН, М. |
| Мешков И.Н. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Мещанинов С.А. | Е-19, М-31 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Мещанов А.В. | П-67 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Мещеров Б.Р. | И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Мещеряков А.И. | М-82 | ИОФ РАН, М. |
| Милантьев В.П. | И-59 | РУДН, М. |
| Минаев В.Б. | М-38, М-56, М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Минаев И.М. | Т-03 | ИОФ РАН, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Минашин П.В. | Е-23, Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Мингалеев А.Р. | И-48, И-49, И-50, И-11 | ФИ РАН, М. |
| Минеев А.Б. | Е-11 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Минеев А.П. | Т-67, Т-68 | ИОФ РАН, М. |
| Миронов М.И. | Е-05 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Миронов Ю.К. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Мирошников И.В. | М-38 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Мисакян М.А. | П-69 | ИОФ РАН, М. |
| Митрофанов К.Н. | И-08, И-13, И-44, И-45, И-46, И-55 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Михайловский А.Б. | М-28 | РНЦ КИ, М. |
| Мишин С.Н. | И-49 | ФИ РАН, М. |
| Мозговой А.Г. | П-104 | ФИ РАН, М. |
| Моисеев Д.В. | М-34 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Мокульский М.А. | О-11 | ИМГ РАН, М. |
| Молодцов Н.А. | Е-04 | РНЦ КИ, М. |
| Морин А.В. | П-61 | СПбГГИ, С-Пб. |
| Морозов В.Г. | И-42 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Морозов Д.Х. | М-75 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Москаленко И.В. | Е-04, Е-16 | РНЦ КИ, М. |
| Мурахтин С.В. | М-09, М-10, М-34, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Мустафаев А.С. | П-61 | СПбГГИ, С-Пб. |
| Мухин Е.Е. | М-38, М-58, Е-26, Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Мялтон В.В. | И-13 | РНЦ КИ, М. |
| Нагаев К.А. | П-06 | ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург |
| Найденов В.О. | Е-07 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Наливайко В.П. | М-51 | МТУСИ, М. |
| Напартович А.П. | П-67 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Насибуллин Р.Т. | П-121, П-122 | ИНЭКА, Набережные Челны |
| Наумов В.В. | Т-21 | МИФИ, М. |
| Неганов И.И. | Т-22 | МГТУ, М. |
| Недоспасов А.В. | М-05, П-05 | ОИВТ РАН, М. |
| Ненова Н.В. | П-05 | ОИВТ РАН, М. |
| Неруш Е.Н. | И-24, И-25 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Несеневич В.Г. | Е-05 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Неудачин С.В. | М-81 | ИФТ РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Нефедов С.М. | Т-67, Т-68 | ИОФ РАН, М. |
| Никитин И.Н. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Новиков В.Г. | И-12, П-01 | ИПМ РАН, М. |
| Новиков Д.А. | П-18 | ОИВТ РАН, М. |
| Новиков Д.А. | П-39 | МИФИ, М. |
| Нуднова М.М. | П-48 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Нуриев И.М. | П-64 | КГТлУ, Казань |
| Овчинников К.Н. | Т-30 | ФИ РАН, М. |
| Огинов А.В. | П-13, П-104 | ФИ РАН, М. |
| Ожерельев Ф.И. | М-16 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Олейник Г.М. | И-08, И-09, И-44, И-45, И-46, И-47, И-51, И-54, И-55 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Ольховская О.Г. | И-56, И-50 | ИММ РАН, М. |
| Омаров О.А. | П-41, П-42, Т-32, Т-33, Т-34, Т-35 | ДГУ, Махачкала |
| Онгена Дж. | О-01 | ЛФП ЕРМ/КМС, Брюссель, Бельгия; JET, Culham, UK |
| Орешкин В.И. | П-31 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Орешкин Е.В. | П-31 | ФИ РАН, М. |
| Орешко А.Г. | И-63 | МАИ, М. |
| Орлов А.П. | И-57 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Осипов И.Е. | И-15 | ФИ РАН, М. |
| Остроушко В.Н. | П-11 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Павлов В.Б. | Т-70, Т-71 | МГУ, М. |
| Павлов Д.А. | Т-08 | ИОФ РАН, М. |
| Падуш М. | И-13 | ИФПЛМ, Варшава, Польша |
| Палашов О.В. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Панасенков А.А. | М-06 | РНЦ КИ, М. |
| Панина Л.В. | И-15 | ИОФ РАН, М. |
| Панкова Е.А. | П-108, П-109 | КГТлУ, Казань |
| Панькин Н.А. | П-38, Т-46 | МрГУ, Саранск, Россия |
| Паперный В.Л. | Т-27 | ИГУ, Иркутск |
| Пастернак А.А. | Е-17 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Патров М.И. | М-36, М-38, М-56, М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Пашинин П.П. | Т-67, Т-68 | ИОФ РАН, М. |
| Пашнев В.К. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Перфилов С.В. | М-45, М-69 | ИФТ РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Песков В.В. | Т-15, Т-16 | ФИРЭ РАН, Фрязино |
| Петражицкая Н.А. | И-33 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Петров А.В. | М-56 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Петров А.Е. | М-78 | ИОФ РАН, М. |
| Петров В.Б. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Петров Д.С. | М-62 | МИФИ, М. |
| Петров М.П. | Е-05 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Петров О.Ф. | П-10, П-115 | ОИВТ РАН, М. |
| Петров С.Я. | Е-05 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Петров Ф.Б. | П-67 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Петров Ю.В. | М-36, М-38, М-56, М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Петрусёв А.С. | П-94 | ИПМех, М. |
| Пивин Р.В. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Пикуз С.А. | И-48, И-49, И-50, И-11 | ФИ РАН, М.; КУ, Итака, USA |
| Пинженин Е.И. | М-10, М-32, М-35, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Плужник Д.Д. | М-30 | МИРЭА, М. |
| Погорелов А.А. | П-43 | РНЦ КИ, М. |
| Подгорный А.И. | М-26, П-46 | ФИ РАН, М. |
| Подгорный И.М. | М-26, П-46 | ИНАСАН, М. |
| Подковыров В.Л. | О-02 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Подушникова К.А. | Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Позняк И.М. | М-62 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Политов В.Ю. | И-04 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Полосаткин С.В. | М-08, М-33, М-46, М-66, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГТУ, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Полуновский И.А. | Е-07 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Поляков Д.Н. | П-18, П-39, П-47 | ОИВТ РАН, М. |
| Попель С.И. | П-55, П-120 | ИДГ РАН, М. |
| Попов А.Ю. | М-03 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Попов В.В. | Т-05 | ИПРИМ РАН, М. |
| Попов К.И. | И-20 | УА, Едмонтон, Канада |
| Попов Н.А. | Т-01, П-57 | НИИЯФ МГУ, М. |
| Попов Н.А. | И-41 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Попов С.С. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Попова С.Ю. | П-21 | НИИПА, Дубна |
| Попугаева Е.М. | П-62 | СПбГУ, С.-Пб. |

| | | |
|---|---|---|
| Портоне С.С. | Е-03 | РНЦ КИ, М. |
| Поступаев В.В. | М-08, М-33, М-46, М-66, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Потапенко И.Ф. | Т-02 | ИПМ РАН, М. |
| Потапов А.В. | И-04, И-35 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Потемкин А.К. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Приходько В.В. | М-09, М-10, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Прокопьев Е.П. | П-93 | ИТЭФ, М. |
| Пронин В.А. | И-04 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Проняев А.В. | М-44 | РНЦ КИ, М. |
| Прохорович Д.Е. | Т-21 | МИФИ, М. |
| Пустовитов В.Д. | Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Пушкарева А.Н. | М-09, М-10, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Пчеляков О.П. | М-32 | ИФП СО РАН, Новосибирск |
| Пшенов А.А. | М-75 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Пятницкий Л.Н. | Т-31 | ОИВТ РАН, М. |
| Раваев А.А. | Т-24, Т-25 | МРТИ РАН, М. |
| Рагимханов Г.Б. | Т-35 | ДГУ, Махачкала |
| Раздобарин А.Г. | Е-26, Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Разуменко Д.В. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Рамазанов Т.С. | П-29 | ИЭТФ, Алматы, Казахстан |
| Ранцев-Картинов В.А. | М-25, Т-18 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Рахматуллина Г.Р. | П-74, П-77, П-90, П-119 | КГТлУ, Казань |
| Репин Б.Г. | И-57 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Ризаханов Р.Н. | Т-12 | ИЦК, М. |
| Ровенских А.Ф. | М-08, М-33, М-46, М-66, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Родионов Н.Б. | Е-19, М-31 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Родионов Р.Н. | М-31 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Рождественский В.В. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Розанов В.Б | О-10 | МИФИ, М. |
| Розанов В.Б. | И-03, И-05 | ФИ РАН, М. |
| Ромаданов И.В. | М-68 | МГТУ, М. |
| Романов В.С. | М-16 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |

| | | |
|---|---|---|
| Романов И.В. | Т-27 | ФИ РАН, М. |
| Романова В.М. | И-48, И-50, И-11 | ФИ РАН, М. |
| Романовский Е.А. | М-12 | НИИЯФ МГУ, М. |
| Романовский М.Ю. | П-106 | ИОФ РАН, М. |
| Ромащенко Е.В. | П-32, Т-53 | ВНУ, Луганск, Украина |
| Ромоданов В.Л. | О-10 | МИФИ, М. |
| Рудаков А.Ю. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Рупасов А.А. | И-51, Т-27 | ФИ РАН, М. |
| Рухадзе А.А. | О-04, Т-70, Т-71 | ИОФ РАН, М. |
| Рухадзе К.З. | Т-03 | МИРЭА, М. |
| Рыбаков Д.А. | П-33 | СГАУ, Самара |
| Рыбкин В.В. | П-84 | ИГХТУ, Иваново |
| Рыжков С.В. | М-17, И-07, И-36, М-63, М-68 | МГТУ, М. |
| Рыжов В.В. | П-09, Т-06 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Рябчиков Д.Л. | П-68 | ХНУ, Харьков, Украина |
| Рязанов А.И. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Савельев А.Б. | И-01 | МГУ, М. |
| Савельев А.Н. | М-29 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Савельев А.С. | П-27 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Савельев В.В. | М-30, П-88 | ИПМ РАН, М. |
| Савельев С.А. | И-42 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Савинов В.П. | Т-70, Т-71 | МГУ, М. |
| Савкин В.Я. | М-18, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Саврухин П.В. | М-15 | РНЦ КИ, М. |
| Савченко О.С. | П-96 | КГУ, Кострома |
| Садриев Р.Ш. | Т-69 | ИНЭКА, Набережные Челны |
| Самитова Г.Т. | П-56 | КГТУ, Казань |
| Самохин А.А. | И-08 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Сапрыкин В.Н. | И-04 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Саримов Л.Р. | П-121, П-122 | ИНЭКА, Набережные Челны |
| Саркисян К.А. | М-78 | ИОФ РАН, М. |
| Сарычев Д.В. | М-71 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Сасоров П.В. | И-08 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Сасоров П.В. | П-22, И-46, И-12 | ИТЭФ, М. |
| Сатов Ю.А. | И-03 | ИТЭФ, М. |
| Сафронов А.И. | И-15 | ФГУП КЗ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Сафронов Е.А. | П-12, П-110 | ИФ, Минск, Беларусь |
| Сафронов К.В. | И-04, И-35 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Сахаров А.С. | П-70 | ИОФ РАН, М. |
| Сахаров Н.В. | М-36, М-38, М-56, М-58 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Свирский Э.Б. | П-43 | РНЦ КИ, М. |
| Семёнов К.О. | И-15 | МГУ, М. |
| Семёнов В.В. | М-58, Е-26, Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Семенов Е.В. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Семенов И.Б. | Е-03 | РНЦ КИ, М. |
| Сенченко В.Н. | Т-55 | ОИВТ РАН, М. |
| Сергеев А.М. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Сергеев В.Ю. | М-13, М-65 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Сергеева Е.А. | П-49, П-92 | КГТлУ, Казань |
| Сергиенко Г.В. | М-05 | IP, Jülich, Germany |
| Середа И.Н. | П-68 | ХНУ, Харьков, Украина |
| Середа К.Н. | П-32, Т-53 | ХНУ, Харьков, Украина |
| Сеченов В.А. | П-27 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Сидоренко Е.К. | П-72 | НИИПМЭ, М. |
| Сидорин А.А. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Сидоров А.В. | М-29 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Силаев А.А. | Т-56 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Силин В.П. | Т-30 | ФИ РАН, М. |
| Симонов М.М. | М-63 | МГТУ, М. |
| Симончик Л.В. | П-12, П-37, П-60, П-110 | ИФ, Минск, Беларусь |
| Синицкий С.Л. | М-08, М-33, М-46, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Синкевич О.А. | Т-66 | МЭИ, М. |
| Сироткин Н.А. | П-79 | ИГХТУ, Иваново |
| Скворцов В.А. | Т-19, Т-20 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Скворцова Н.Н. | М-78, М-72 | ИОФ РАН, М. |
| Скляров В.Ф. | М-08, М-33 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГТУ, Новосибирск |
| Сковородин Д.И. | М-59 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Скоков В.Г. | М-13 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Скопинцев Д.А. | Е-20 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Славный А.С. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |

| | | |
|---|---|---|
| Слепцов В.В. | П-32, Т-53 | МАТИ, М. |
| Слитинская С.К. | П-58 | РГУПС, Ростов-на-Дону |
| Смирнов А.И. | М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Смирнов В.А. | П-43 | РНЦ КИ, М. |
| Смирнов В.П. | М-12, Т-12 | РНЦ КИ, М. |
| Смирнова Е.А. | И-10, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Смоланов Н.А. | Т-17, П-38, Т-46 | МрГУ, Саранск, Россия |
| Смышляев С.П. | И-32 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Снежкин Е.Н. | М-27 | РНЦ КИ, М. |
| Собитов М.М. | И-39 | ИПФ НУУз, Ташкент, Узбекистан |
| Соболев И.В. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Собур Д.А. | П-22 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Соколов Д.В. | П-22 | ЛИТ, М. |
| Солдатенков Е.С. | Т-31 | ОИВТ РАН, М. |
| Соловьев А.А. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Соломахин А.Л. | М-10, М-18, М-37, М-53 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Сон К.Э. | П-107 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Сон Э.Е. | П-26, П-27, П-107, О-05 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл.; ОИВТ РАН, М. |
| Сорокина Н.В. | М-08, М-66 | НГТУ, Новосибирск |
| Сороковой Е.Л. | М-16 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Сороковой Э.Л. | М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Сотиболдиев Т. | И-39 | ИПФ НУУз, Ташкент, Узбекистан |
| Стариковский А.Ю. | П-48 | DU, Philadelphia, USA |
| Стародубцев В.А. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Стародубцев М.В. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Стаценко В.П. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Степанов А.Ю. | М-11, М-29, М-50, М-80 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Степанов В.Д. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Степахин В.Д. | М-72 | МИРЭА, М. |
| Степина С.П. | И-59 | РУДН, М. |
| Стрелков П.С. | П-20, Т-07, Т-54 | ИОФ РАН, М. |
| Строкин Н.А. | Т-57 | ИГТУ, Иркутск |
| Судников А.В. | М-08, М-46, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Суляев Ю.С. | М-08 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |

| | | |
|---|---|---|
| Сунгатуллин Р.Р. | П-23 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Сурконт О.С. | Т-72, Т-73 | МГУ, М. |
| Сухарев С.А. | И-30, И-31, И-32, И-33, О-06, И-34 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Сухов А.К. | П-117 | КГУ, Кострома |
| Сысоева Е.В. | М-83 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Тагиров Р.Ф. | Т-48 | КГТлУ, Казань |
| Тактакишвили М.И. | П-69 | ИОФ РАН, М. |
| Тараканов В.П. | Т-07, Т-71, И-14 | ОИВТ РАН, М. |
| Татаринов А.В. | П-19 | ИНХС РАН, М. |
| Таюрский А.А. | П-88 | ИПМ РАН, М. |
| Терентьев О.В. | И-52 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Тересов А.Д. | Т-26 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Терёхин П.Н. | М-14, М-24 | РНЦ КИ, М.; МИФИ, М. |
| Терешонок Д.В. | П-26 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл.; ОИВТ РАН, М. |
| Тер-Оганесьян А.Е. | И-48, И-50, И-11 | ФИ РАН, М. |
| Тиликин И.Н. | И-48, И-49, И-50, И-11 | ФИ РАН, М.; МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Тилинин Г.Н. | М-06 | РНЦ КИ, М. |
| Тимашева Т.П. | И-15 | ФИ РАН, М. |
| Тимофеев А.В. | М-21 | РНЦ КИ, М. |
| Тимофеев И.Д. | И-15 | ФГУП КЗ, М. |
| Тимохин В.М. | М-13 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Тимошенкова О.Р. | П-06 | ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург |
| Тихонова Н.В. | П-63 | КГТлУ, Казань |
| Тишковский Е.Г. | М-32 | ИФП СО РАН, Новосибирск |
| Ткаченко С.И. | И-48, И-50, И-11 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Токарев С.А. | М-39, М-40 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Толстов Ю.С. | Т-12 | РНЦ КИ, М. |
| Толстоухов П.А. | И-04 | РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск |
| Толстяков С.Ю. | М-38, М-56, М-58, Е-06 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Тригер С.А. | П-04, П-105 | ОИВТ РАН, М. |
| Трубников Б.А. | М-57 | РНЦ КИ, М. |
| Трубникова О.Б. | М-57 | ИБР РАН, М. |
| Трухин В.М. | М-15 | РНЦ КИ, М. |
| Тугаринов С.Н. | Е-22 | ИФТ РНЦ КИ, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Тукачинский А.С. | М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Тютин С.В. | И-34 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Ульянов Д.К. | Т-07 | ИОФ РАН, М. |
| Ульянов К.Н. | П-14 | ВЭИ, М. |
| Умнов А.М. | П-86 | РУДН, М. |
| Унежев Е.В. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Уруцкоев Л.И. | О-04 | МГУП, М. |
| Урюпин С.А. | Т-28, Т-30, Т-36 | ФИ РАН, М. |
| Усачев Г.С. | И-15 | ФГУП КЗ, М. |
| Усаченок М.С. | П-37 | ИФ, Минск, Беларусь |
| Усенко В.А. | П-108 | КГТлУ, Казань |
| Устроев Г.И. | И-10, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Фадеев В.М. | О-04 | ВНИИЭМ, М. |
| Фатиуллин Д.А. | П-18 | ОИВТ РАН, М. |
| Федирко В.А. | П-54 | СТАНКИН, М. |
| Федоров М.В. | Т-22 | ИОФ РАН, М. |
| Федянин О.И. | М-47 | ИОФ РАН, М. |
| Ферри С. | Е-21 | UP, Marseille, France |
| Филатов О.Г. | М-01 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Филатова Н.А. | И-31 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Филимонова Е.А. | Т-04 | ОИВТ РАН, М. |
| Фирсов К.Н. | П-112, П-113 | ИОФ РАН, М. |
| Фогель Н.И. | Т-19, Т-20 | ТУ, Кемнитц, Германия |
| Фокеев В.П. | Т-42, Т-43 | ИМех МГУ, М. |
| Фортов В.Е. | П-10, П-18, П-47, П-115 | ИТЭС ОИВТ РАН, М. |
| Франк А.Г. | П-17, П-71 | ИОФ РАН, М. |
| Фролов А.А. | И-37, И-38 | ОИВТ РАН, М. |
| Фролов И.Н. | И-08, И-45, И-46, И-54, И-55 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Хазанов Е.А. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Хайдаров Р.Т. | И-39 | ИПФ НУУз, Ташкент, Узбекистан |
| Хайрутдинов Р.Р. | Е-13, Е-12 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Хайрутдинова Д.Р. | М-39, М-40 | ТРИНИТИ, Троицк, М.обл. |
| Хамматова В.В. | Т-23 | КГТлУ, Казань |
| Хамматова Э.А. | Т-23 | КГТлУ, Казань |
| Хаммер Д.А. | И-49 | КУ, Итака, USA |
| Ханнанов Р.Б. | П-63 | КГТлУ, Казань |

| | | |
|---|---|---|
| Хапаева Е.А. | Т-65 | МГУ, М. |
| Харитонов В.В. | О-10 | МИФИ, М. |
| Харрасов М.Х. | П-123 | БашГУ, Уфа |
| Харчев К.Н. | М-78 | ИОФ РАН, М. |
| Хаттатов Т.А. | И-48, И-50, И-11 | МФТИ, Долгопрудный, М.обл. |
| Хвесюк В.И. | М-84 | МГТУ, М. |
| Хильченко А.Д. | М-18 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск |
| Химченко Л.Н. | М-44 | РНЦ КИ, М. |
| Химченко Л.Н. | О-02 | ИТЭР, М. |
| Хихлуха Д.Р. | П-116 | ОИВТ РАН, М. |
| Хлопцева Л.А. | М-72 | ФИ РАН, М. |
| Хлюстова А.В. | П-79 | ИХР РАН, Иваново |
| Хмара А.В. | М-61, Е-25 | РНЦ КИ, М. |
| Хмелевский А.Н. | Т-43 | ИМех МГУ, М. |
| Ходатаев К.В. | П-15, Т-24, Т-25 | МРТИ РАН, М. |
| Хольнов Ю.В. | М-48, М-79 | ИОФ РАН, М. |
| Хомкин А.Л. | П-02, П-59 | ОИВТ РАН, М. |
| Хохлов М.В. | Е-27 | НИИЭФА, С-Пб. |
| Хрипунов Б.И. | М-12 | РНЦ КИ, М. |
| Цвентух М.М. | М-41, М-42, М-43, И-58 | ФИ РАН, М. |
| Цветков А.И. | П-100 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Целуйко А.Ф. | П-68 | ХНУ, Харьков, Украина |
| Цыбенко С.А. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |
| Цытович В.Н. | О-09 | ИОФ РАН, М. |
| Чайковский С.А. | П-13, П-31, И-11 | ФИ РАН, М. |
| Чайковский С.А. | П-104 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Чекалин Б.В. | П-76 | ТИСНУМ, Троицк, МО |
| Черкасов С.В. | М-04 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Черненко А.С. | И-10, И-62, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Черников В.А. | Т-44, Т-45, Т-61 | МГУ, М. |
| Черников Г.К. | М-27 | РНЦ КИ, М. |
| Черников Г.П. | М-60 | РНЦ КИ, М. |
| Чернов В.М. | М-01 | ВНИИНМ, М. |
| Чернов И.Е. | И-30 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Чернышев Ф.В. | Е-05, М-06, М-64 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Чечкин В.В. | М-16, М-54 | ХФТИ НАН, Харьков, Украина |

| | | |
|---|---|---|
| Чжао Ч. | Т-70 | МГУ, М. |
| Чибисов А.Д. | П-32 | ХНУ, Харьков, Украина |
| Чижонков Е.В. | И-38 | МГУ, М. |
| Чингина Е.А. | П-06 | ИЭФ УрО РАН, Екатеринбург |
| Чиннов В.Ф. | Т-55, П-114 | ОИВТ РАН, М. |
| Чирков А.Ю. | М-17, М-19, М-20 | МГТУ, М. |
| Чирцов А.С. | П-62 | СПбГУ, С.-Пб. |
| Чистохин И.Б. | М-32 | ИФП СО РАН, Новосибирск |
| Чугунов А.И. | Е-07 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Чугунов И.Н. | Е-07, Е-17 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Чуриков А.П. | М-28 | СФ СГТУ, Сызрань |
| Шайкин А.А. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Шайхитдинов Р.З. | П-123 | БашГУ, Уфа |
| Шакирова Э.Ф. | П-52 | КГТУ, Казань |
| Шарифуллин Ф.С. | П-64 | КГТлУ, Казань |
| Шарков Б.Ю. | И-03 | ИТЭФ, М. |
| Шаталин С.В. | М-29 | СПбГПУ, С.-Пб. |
| Шахатов В.А. | П-91 | ИНХС РАН, М. |
| Шевелев А.Е. | Е-07, Е-17 | ФТИ РАН, С-Пб. |
| Шевелько А.П. | И-09, И-47 | ФИ РАН, М. |
| Шелковенко Т.А. | И-48, И-49, И-50, И-11 | ФИ РАН, М.; КУ, Итака, USA |
| Шелоболин А.В. | П-24, П-102 | ФИ РАН, М. |
| Шелудякова А.В. | П-34 | МИРЭА, М. |
| Шелухин Д.А. | М-45, М-61, М-69, Е-25 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Шемахин А.Ю. | Т-49 | КГУ, Казань |
| Шерман В.Е. | И-06 | СПИМаш, С.-Пб. |
| Шестаков Е.А. | М-15 | РНЦ КИ, М. |
| Шибков В.М. | П-123, Т-72, Т-73 | МГУ, М. |
| Шибкова Л.В. | Т-72, Т-73 | МГУ, М. |
| Шиканов А.С. | И-51, Т-27 | ФИ РАН, М. |
| Ширяев О.Б. | П-106 | ИОФ РАН, М. |
| Шкляев В.А. | П-09, Т-06 | ИСЭ СО РАН, Томск |
| Шмелев А.Н. | О-10 | МИФИ, М. |
| Шольц М. | И-13 | ИФПЛМ, Варшава, Польша |
| Шошин А.А. | М-08, М-66, М-70 | ИЯФ СО РАН, Новосибирск; НГУ, Новосибирск |
| Шпаков К.В. | П-13, П-104 | ФИ РАН, М. |

| | | |
|---|---|---|
| Шпатаковская Г.В. | П-03, П-54 | ИММ РАН, М. |
| Шуваев Д.А. | Е-16 | РНЦ КИ, М. |
| Шудло И.М. | М-66 | НГТУ, Новосибирск |
| Шумейко Д.В. | Т-07, Т-54 | ИОФ РАН, М. |
| Шумихин А.С. | П-02, П-59 | ОИВТ РАН, М. |
| Шумова В.В. | П-47 | ОИВТ РАН, М. |
| Шуравин А.С. | П-36, О-08 | ТЕХНОИНФО, М. |
| Шурыгин Р.В. | М-45, М-69 | ИФТ РНЦ КИ, М. |
| Шустин Е.Г. | Т-15, Т-16 | ФИРЭ РАН, Фрязино |
| Шутов Д.А. | П-84, П-85 | ИГХТУ, Иваново |
| Шутов Н.В. | Т-55 | ОИВТ РАН, М. |
| Щагин В.А. | И-10, И-43 | РНЦ КИ, М. |
| Щеглов Д.А. | Е-04, Е-16 | РНЦ КИ, М. |
| Щепетов С.В. | О-15, М-48 | ИОФ РАН, М. |
| Щербаков В.А. | И-61, И-41 | РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров |
| Щербаков В.В. | Т-55 | ОИВТ РАН, М. |
| Щудло И.М. | М-70 | НГТУ, Новосибирск |
| Эльдаров М.Ш. | П-41, П-42 | ДГУ, Махачкала |
| Эльдаров Ш.Ш. | П-41, П-42 | ДГУ, Махачкала |
| Эпштейн И.Л. | П-19, П-65, П-100 | ИНХС РАН, М. |
| Эрро С. | М-77, М-83 | УП, Нанси, Франция |
| Юргеленас Ю.В. | П-111 | ИОФ РАН, М. |
| Юсупалиев У. | П-16 | МГУ, М. |
| Яковенко С.Л. | Т-10 | ОИЯИ, Дубна, М.обл. |
| Яковлев И.В. | О-13 | ИПФ РАН, Н.Новгород |
| Яковлев М.А. | Т-22 | МГТУ, М. |
| Якунин В.Г. | Т-70 | МГУ, М. |
| Якушев О.Ф. | И-09, И-47 | ФИ РАН, М. |
| Янцер Л.В. | Т-72, Т-73 | МГУ, М. |
| Яшин А.Ю. | М-56 | СПбГПУ, С.-Пб. |

| ***Author*** | ***Reference*** | ***Organization*** |
|---|---|---|
| Afanasyev V.I. | E-02 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Akromov T.B. | I-16 | IAP NUUz, Tashkent, Uzbekistan |
| Aleksandrov A.N. | I-03 | CONSYST, M., Russia |
| Aleksandrova I.V. | I-02, I-03 | PI RAS, M., Russia |
| Altukhov A.B. | M-08, M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Amosov V.N. | E-06, M-14 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Andreev N.F. | I-15 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Anikeev A.V. | M-01, M-06, M-07, M-10, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia; KIT, Karlsruhe, Germany |
| Anpilov A.M. | L-32 | GPI RAS, M., Russia |
| Arkhipenko V.I. | L-02, L-09, L-29 | IP, Minsk, Belarus |
| Askinazi L.G. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Astrelin V.T. | T-08 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Atchison W.L. | L-25 | LANL, Los Alamos, USA |
| Awe T.J. | L-25 | UN, Reno, USA |
| Azizov E.A. | M-16 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Babin A.A. | I-15 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Bagdasarov G.A. | I-12 | IMM RAS, M., Russia |
| Bagryansky P.A. | M-01, M-06, M-07, M-09, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Barakhvostov S.V. | L-01 | IEP UB RAS, Yekaterinburg, Russia |
| Barkhudarov E.M. | L-32 | GPI RAS, M., Russia |
| Barsukov A.G. | M-05 | RRC L-21, M., Russia |
| Basko M.M. | I-19 | ITEP, M. Russia |
| Batishev O.V. | L-28 | MIT, Cambridge, USA, |
| Bauer B.S. | L-25 | UN, Reno, USA |
| Beisinbaeva H.B. | I-16 | IAP NUUz, Tashkent, Uzbekistan |
| Belevtsev A.A. | L-31 | JIHT RAS, M., Russia |
| Belkov S.A. | R-02 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Belolipetskiy A.A. | I-03 | M-24 RAS, M., Russia |
| Belomyttsev S.Ya. | T-01 | IHCE SB RAS, Tomsk, Russia |
| Belova L.I. | M-28 | PI RAS, M., Russia |
| Belyaev V.S. | I-09, I-10 | CRIMB, Korolev, Russia |
| Belyaletdinov T.Sh. | L-31 | JIHT RAS, M., Russia |
| Biel W. | M-09 | IP, J?lich, Germany |

| | | |
|---|---|---|
| Bochkarev M.B. | L-01 | IEP UB RAS, Yekaterinburg, Russia |
| Bochkarev S.G. | I-08 | PI RAS, M., Russia |
| Boldarev A.S. | I-12 | IMM RAS, M., Russia |
| Boldyrev S.N. | I-12 | IMM RAS, M., Russia |
| Bondareva A.L. | T-04 | IAM RAS, M., Russia |
| Borisenko N.G. | I-14 | PI RAS, M., Russia |
| Borzosekov V.D. | M-28 | MIREA, M., Russia |
| Brantov A.V. | I-05 | PI RAS, M., Russia |
| Buratti P. | R-01 | EURATOM-ENEA FA |
| Burdakov A.V. | T-08, M-22 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Bychenkov V.Yu. | I-05, I-07, I-08 | PI RAS, M., Russia |
| Calabro G. | E-11 | ENEA, Frascati, Iltay |
| Calisti A. | E-07 | UP, Marseille, France |
| Callegari Th. | L-02 | LAPLACE, Toulouse, France |
| Challis C.D. | R-01 | CCFE FA, Culham, UK |
| Chapman I.T. | R-01 | CCFE FA, Culham, UK |
| Chaurasia S. | I-14 | BARC, Mumbai, India |
| Chekalin B.V. | L-17 | TISNCM, Troitsk, M.reg., Russia |
| Cherkasov S.V. | M-04 | RRC L-21, M., Russia |
| Chernikov G.P. | M-12 | RRC L-21, M., Russia |
| Chernishev F.V. | M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Chernyshev F.V. | E-02, M-05 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Chingina E.A. | L-01 | IEP UB RAS, Yekaterinburg, Russia |
| Chinnov V.F. | L-31 | JIHT RAS, M., Russia |
| Chirkov A.Yu. | M-01 | MSTU, M., Russia |
| Danilkin I.S. | M-28 | GPI RAS, M., Russia |
| Danilov A.V. | M-04 | RRC L-21, M., Russia |
| Davydov V.S. | I-15 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Dhareshwar L.J. | I-14 | BARC, Mumbai, India |
| Dlougach E.D. | L-10 | RRC L-21, M., Russia |
| Dnestrovskij A.Yu. | M-04 | RRC L-21, M., Russia |
| Dnestrovskij Yu.N. | M-04 | RRC L-21, M., Russia |
| Dokuka V.N. | M-15, M-16 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Dolgoleva G.V. | I-13 | IAM RAS, M., Russia |
| Dolgopolov Yu.V. | I-15 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Donin A.S. | M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Dreier H. | M-09 | MPI-IPP, Greifswald, Germany |
| Drozdov L. | L-05 | LIT, M., Russia |
| D'yachenko S.V. | I-12 | IMM RAS, M., Russia |
| Dyachenko V.V. | M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Dyurgerov N.G. | L-13 | RSTU, Rostov-on-Don, Russia |
| Eliseev L.G. | M-17, M-25 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Epstein I.L. | L-04, L-14, L-24 | TIPS RAS, M., Russia |
| Esipov L.A. | M-08, M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Fedorov M.V. | T-07 | GPI RAS, M., Russia |
| Ferri S. | E-07 | UP, Marseille, France |
| Frigioni D. | E-11 | ENEA, Frascati, Iltay |
| Fuelling S. | L-25 | UN, Reno, USA |
| Galkin A.L. | L-27 | GPI RAS, M., Russia |
| Garanin S.F. | L-25 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Garanin S.G. | R-02, I-15 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Gasilov V.A. | I-12, I-17 | IMM RAS, M., Russia |
| Gasparyan O.R. | I-04 | SPIMach, St.Pb., Russia |
| Gavrikov M.B. | L-21 | IAM RAS, M., Russia |
| Ginzburg V.N. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Gitlin M.S. | L-24 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Golub V.V. | L-07 | JIHT RAS, M., Russia |
| Golubev S.N. | L-20 | ISUCT, Ivanovo, Russia |
| Gorbunov A.V. | E-01 | RRC L-21, M., Russia |
| Gordeev A.V. | L-08 | RRC L-21, M., Russia |
| Goryachev S.V. | L-31 | JIHT RAS, M., Russia |
| Govras E.A. | I-07 | PI RAS, M., Russia |
| Grabovski E.V. | I-06 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Grachev G.N. | T-09, L-35 | ILP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Grashin S.A. | M-17, M-25 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Grigoriev C.B. | T-08 | IHCE SB RAS, Tomsk, Russia |
| Grishkov A.A. | T-01 | IHCE SB RAS, Tomsk, Russia |
| Gromov A.I. | I-14 | PI RAS, M., Russia |
| Grunenwald J. | I-12 | CEG, Gramat, France |
| Gryaznevich M.P. | R-01 | CCFE FA, Culham, UK |
| Gupta N.K. | I-14 | BARC, Mumbai, India |
| Gurchenko A.D. | M-08, M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Gureev V.M. | T-06 | RRC L-21, M., Russia |
| Gusakov E.Z. | M-03, M-08, L-09, M-26 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Gus'kov S.Yu. | I-04 | PI RAS, M., Russia |
| Hattatov T.A. | I-17 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Hellsten T. | E-11 | VR KTH Stockholm, Sweden |
| Hender T.C. | R-01 | CCFE FA, Culham, UK |
| Heuraux S. | M-26 | LPMIA, UHP, Nancy, France |
| Howell D. | R-01 | CCFE FA, Culham, UK |
| Il'in D.V. | I-04 | SPIMach, St.Pb., Russia |
| Iosilevskiy I.L. | R-06 | JIHT RAS, M., Russia; MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Irzak M.A. | M-13, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Isaev N.V. | T-05 | FIRE RAS, Fryazino, Russia |
| Isaev V.A. | T-03 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Isakaev E.Kh. | L-31 | JIHT RAS, M., Russia |
| Ivanenko S.V. | M-09 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Ivanov A.A. | M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Ivanov A.N. | L-19, L-20 | ISUCT, Ivanovo, Russia |
| Ivanov I. | M-22 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Ivanov O.A. | T-03 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Ivanov V.A. | L-33 | GPI RAS, M., Russia |
| Jidkov N.V. | R-02 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Joffrin E. | R-01 | JET, Culham, UK |
| Johnson T. | E-11 | UKAEA FA, Abingdon, UK |
| Kadomtsev M.B. | E-07, E-08 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Kalabuhov V.A. | I-03 | PI RAS, M., Russia |
| Kalenov N.Ye. | M-28 | LNS RAS, Moscow, Russia |
| Kandaurov I.V. | T-08 | NSU, Novosibirsk, Russia |
| Kantor M.Yu. | M-08, M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Karpinski L. | I-06 | IPPLM, Warsaw, Poland |
| Kartasheva E.L. | I-12 | IMM RAS, M., Russia |
| Katin E.V. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Kavin A.A. | E-03 | NIIEFA, St.-Pb., Russia |
| Khairutdinova D.R. | M-15, M-16 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Khaydarov R.T. | I-16 | IAP NUUz, Tashkent, Uzbekistan |
| Khayrutdinov R.R. | E-03 | RRC L-21, M., Russia |
| Khazanov E.A. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Khilchenko A.D. | M-09 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Khloptseva L.A. | M-28 | PI RAS, M., Russia |
| Khmara A.V. | M-20, E-10 | RRC L-21, M., Russia |
| Khodataev K.V. | L-03 | MRTI RAS, M., Russia |
| Kirillov A.A. | L-29 | IP, Minsk, Belarus |
| Kirillov K.Yu. | M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Kirsanov A.V. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Kislyakov A.I. | E-02 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Klochko Ye.V. | L-15 | SAIAMC, Capetown, SAR |
| Klykov I.L. | T-05 | FIRE RAS, Fryazino, Russia |
| Kochemasov G.G. | R-02 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Kochetov A.V. | L-11 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Koidan V.S. | I-06 | RRC L-21, M., Russia |
| Komarov A.D. | M-17, M-21, M-25 | IPP KIPT NASU, Kharkov, Ukraine |
| Konchenkov Ye.M. | M-28 | MIREA, M., Russia |
| Konyzhev M.E. | L-33 | GPI RAS, M., Russia |
| Kopeikina T.P. | L-34 | KSU, Kostroma, Russia |
| Koresheva E.R. | I-02, I-03 | PI RAS, M., Russia |
| Kornev B.A. | M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Kornev V.A. | M-05 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Korobkin V.V. | L-27 | GPI RAS, M., Russia |
| Koryukina E.V. | L-18 | TSU, Tomsk, Russia |
| Korzhavina M.S. | M-06, M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Koshelev E.L. | I-03 | PI RAS, M., Russia |
| Koshkin A.V. | M-28 | GPI RAS, M., Russia |
| Koslowski R. | R-01 | JET, Culham, UK |
| Kosolapova N.V. | M-26 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Kossyi I.A. | L-32 | GPI RAS, M., Russia |
| Kostenko O.F. | I-11 | JIHT RAS, M., Russia |
| Kostyuchenko S. | L-05 | LIT, M., Russia |
| Kostyukov I.Yu. | I-01 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Kouprienko D.V. | M-08, M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Koval N.N. | T-08 | IHCE SB RAS, Tomsk, Russia |
| Kovalenko Yu.V. | M-09, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Kozachok A.S. | M-17, M-25 | IPP KIPT NASU, Kharkov, Ukraine |
| Kozlovski S.S. | E-02 | SPbSTU, St.Pb., Russia |
| Krasilnikov A. | E-05 | RRC L-21, M., Russia |
| Krasilnikov A.V. | E-11 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Krasilnikov V. | E-11 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Krauz V.I. | I-06 | RRC L-21, M., Russia |
| Krikunov S.V. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Kruglyakov E.P. | M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Krukovskij A.Yu. | I-17 | IMM RAS, M., Russia |
| Krupnik L.I. | M-17, M-21, M-25 | IPP KIPT NASU, Kharkov, Ukraine |
| Kudryavtsev N. | L-05 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Kukushkin A.B. | E-09 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Kulikov S.M. | I-15 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Kuteev B.V. | M-16, M-23 | RRC L-21, M., Russia |
| Kuznetsov S.D. | L-25 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Kvashnin A.N. | M-09 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Ladzina D.E. | L-24 | TIPS RAS, M., Russia |
| Lambertz H.T. | M-09 | IP, J?lich, Germany |
| Lashkul S.I. | M-08, M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Lazarev V.B. | M-15 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Lebedev S.V. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Lebedev Yu.A. | L-04, L-14, L-22, L-24 | TIPS RAS, M., Russia |
| Lennholm M. | E-11 | DRFC, Saint-Paul-lez-Durance, France |
| Leonov V.M. | E-02, E-03, E-04 | RRC L-21, M., Russia |
| Lerche E. | E-05 | JET, Culham, UK |
| Lerche E. | E-11 | LPP, Brussels, Belgium |
| Levashova M.G. | E-07, E-08 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Lindemuth I.R. | L-25 | UN, Reno, USA |
| Lisitsa V.S. | E-07, E-08 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Liu Y. | R-01 | CCFE FA, Culham, UK |
| Lizunov A.A. | M-07, M-09, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Ljublin B.V. | E-02 | NIIEFA, St.-Pb., Russia |
| Lo J. | L-02 | LAPLACE, Toulouse, France |
| Lobaev M.A. | T-03 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Lozhkarev V.V. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Luchinin G.A. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Lukash V.E. | E-03, M-16 | RRC L-21, M., Russia |
| Lvovsky A.V. | M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Lysenko S.E. | M-04, M-17, M-25 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Maillard Th. | I-12 | CEG, Gramat, France |
| Maksimov V.V. | M-06 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Malinina E.A. | I-03 | MSU, M., Russia |
| Mal'shakov A.N. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Martyanov M.A. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Matafonov A.P. | I-10 | CRIMB, Korolev, Russia |
| Matveev A.Z. | I-15 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Mavlydov T.B. | L-14 | TIPS RAS, M., Russia |
| Mavrin V.A. | M-17, M-25 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Maximov V.V. | M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Mayoral M.-L. | E-11 | UKAEA FA, Abingdon, UK |
| Medvedev A.E. | T-09, L-35 | ILP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Medvedev A.A. | E-07 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Melnik A.D. | E-02, M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Melnikov A.V. | M-17, M-25 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Merezhkin V.G. | M-18 | RRC L-21, M., Russia |
| Merkuliev Yu.A. | I-14 | PI RAS, M., Russia |
| Meshchaninov S.A. | E-06, M-14 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Minashin P.V. | E-09 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Mingaleev A.R. | I-17 | PI RAS, M., Russia |
| Mironov M.I. | E-02 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Miroshnikov I.V. | M-23 | SPbSPU, St.Pb., Russia |
| Misakyan M.A. | L-32 | GPI RAS, M., Russia |
| Mitrofanov K.N. | I-06 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Molodtsov N.A. | E-01 | RRC L-21, M., Russia |
| Moskalenko I.V. | E-01 | RRC L-21, M., Russia |
| Munda D.S. | I-14 | BARC, Mumbai, India |
| Murakhtin S.V. | M-06, M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Myalton V.V. | I-06 | RRC L-21, M., Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Nagayev K.A. | L-01 | IEP UB RAS, Yekaterinburg, Russia |
| Neganov I.I. | T-07 | MSTU, M., Russia |
| Nesenevich V.G. | E-02 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Neudatchin S.V. | M-27 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Novikov V.G. | I-19 | IAM RAS, M., Russia |
| Olkhovskaya O.G. | I-12, I-17 | IMM RAS, M., Russia |
| Ongena J. | E-05, E-11 | JET, Culham, UK |
| Oreshko A.G. | I-18 | MAI, M., Russia |
| Osipov I.E. | I-03 | PI RAS, M., Russia |
| Paduch M. | I-06 | IPPLM, Warsaw, Poland |
| Palashov O.V. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Panasenkov A.A. | M-05 | RRC L-21, M., Russia |
| Panina L.V. | I-03 | GPI RAS, M., Russia |
| Parigger Ch.G. | R-04 | CLA, Tullahoma, Tennessee, U.S.A. |
| Perfilov S.V. | M-17, M-25 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Peskov V.V. | T-05 | FIRE RAS, Fryazino, Russia |
| Petrov M.P. | E-02 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Petrov S.Ya. | E-02 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Pikuz S.A. | I-17 | PI RAS, M., Russia |
| Pimenov V.G. | I-14 | ZIOC, M., Russia |
| Pinzhenin E.I. | M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Podgorny A.I. | M-11, L-12 | PI RAS, M., Russia |
| Podgorny I.M. | M-11, L-12 | INASAN, M., Russia |
| Pogorelov A.A. | L-10 | RRC L-21, M., Russia |
| Polosatkin S. | M-22 | NSU, Novosibirsk, Russia |
| Popov A.Yu. | M-03 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Popov K.I. | I-08 | UA, Edmonton, Canada |
| Popov S. | M-22 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Postupaev V. | M-22 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Poteomkin A.K. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Prikhodko V.V. | M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Prokhodko V.V. | M-06 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Prokopiev E.P. | L-23 | ITEP, M. Russia |
| Pushkareva A.N. | M-06, M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, |

| | | |
|---|---|---|
| | | Novosibirsk, Russia |
| Rantsev-Kartinov V.A. | M-02, T-06 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Razumenko D.V. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Reinovsky R.E. | L-25 | LANL, Los Alamos, USA |
| Rodionov N.B. | E-06, M-14 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Rodionov R.N. | M-14 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Romadanov I.V. | M-24 | MSTU, M., Russia |
| Romanova V.M. | I-17 | PI RAS, M., Russia |
| Romanovsky M.Yu. | L-27 | GPI RAS, M., Russia |
| Rovenskikh A. | M-22 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Rozhdestvensky V.V. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Ryabchikov D.L. | L-15 | KNU, Kharkov, Ukraine |
| Rybkin V.V. | L-19 | ISUCT, Ivanovo, Russia |
| Ryzhkov S.V. | M-01, I-01, M-24 | MSTU, M., Russia |
| Ryzhov V.V. | T-01 | IHCE SB RAS, Tomsk, Russia |
| Sabitov M.M. | I-16 | IAP NUUz, Tashkent, Uzbekistan |
| Safronau Ya.A. | L-29, L-02 | IP, Minsk, Belarus |
| Safronov A.I. | I-03 | FSUE L-27, M., Russia |
| Sakharov A.S. | L-33 | GPI RAS, M., Russia |
| Sasorov P.V. | I-19, L-05 | ITEP, M. Russia |
| Savelev A.B. | I-05 | MSU, M., Russia |
| Saveliev A.N. | M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Saveliev A.S. | L-07 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Savelyev V.V. | L-21 | IAM RAS, M., Russia |
| Savkin V.Ya. | M-09, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Scholz M. | I-06 | IPPLM, Warsaw, Poland |
| Schudlo I. | M-22 | NSTU, Novosibirsk, Russia |
| Sechenov V.A. | L-07 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Semenov K.O. | I-03 | MSU, M., Russia |
| Sereda I.N. | L-15 | KNU, Kharkov, Ukraine |
| Sergeev A.M. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Sergeev V.Yu. | M-23 | SPbSPU, St.Pb., Russia |
| Shakhatov V.A. | L-22 | TIPS RAS, M., Russia |
| Sharov I.A. | M-23 | SPbSPU, St.Pb., Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Shatalin S.V. | M-13 | SPbSPU, St.Pb., Russia |
| Shaykin A.A. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Shcheglov D.A. | E-01 | RRC L-21, M., Russia |
| Shelkovenko T.A. | I-17 | PI RAS, M., Russia |
| Shelobolin A.V. | L-06, L-26 | PI RAS, M., Russia |
| Shelukhin D.A. | M-17, M-20, M-25, E-10 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Sherman V.E. | I-04 | SPIMach, St.Pb., Russia |
| Sheveleva E.E. | I-14 | ZIOC, M., Russia |
| Shiryaev O.B. | L-27 | GPI RAS, M., Russia |
| Shkyaev V.A. | T-01 | IHCE SB RAS, Tomsk, Russia |
| Shoshin A. | M-22 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia |
| Shurygin R.V. | M-17, M-25 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Shustin E.G. | T-05 | FIRE RAS, Fryazino, Russia |
| Shutov D.A. | L-19, L-20 | ISUCT, Ivanovo, Russia |
| Sidorov A.V. | M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Siemon R.E. | L-25 | UN, Reno, USA |
| Simonchik L.V. | L-02, L-09, L-29 | IP, Minsk, Belarus |
| Skvortsova N.N. | M-28 | GPI RAS, M., Russia |
| Slitinskaya S.K. | L-13 | RSTU, Rostov-on-Don, Russia |
| Smirnov A.I. | M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Smirnov V.A. | L-10 | RRC L-21, M., Russia |
| Snezhkin E.N. | M-12 | RRC L-21, M., Russia |
| Sobur D. | L-05 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Sokolov D. | L-05 | LIT, M., Russia |
| Solomakhin A.L. | M-07, M-09, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Soloviev A.A. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Son E.E. | L-07, L-28 | JIHT RAS, M., Russia |
| Son K.E. | L-28 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Sorokina N. | M-22 | NSTU, Novosibirsk, Russia |
| Sozzi C. | E-11 | IFP, Milano, Italy |
| Starodubtsev M.V. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Stepakhin V.D. | M-28 | MIREA, M., Russia |
| Stepanov A.Yu. | M-08, M-13 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Sudo S. | M-23 | NIFS, Toki, Japan |
| Sukharev S.A. | R-02, I-15 | VNIIEF, Sarov, Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Sukhov A.K. | L-34 | KSU, Kostroma, Russia |
| Svirskiy E.B. | L-10 | RRC L-21, M., Russia |
| Takizuka T. | M-27 | NFRE, Naka, Japan |
| Taktakishvili M.I. | L-32 | GPI RAS, M., Russia |
| Tamura N. | M-23 | NIFS, Toki, Japan |
| Tatarinov A.V. | L-04 | TIPS RAS, M., Russia |
| Tayurskiy A.A. | L-21 | IAM RAS, M., Russia |
| Terentev V.B. | I-16 | IAP NUUz, Tashkent, Uzbekistan |
| Teresov A.D. | T-08 | IHCE SB RAS, Tomsk, Russia |
| Ter-Oganesyan A.E. | I-17 | PI RAS, M., Russia |
| Tilikin I.N. | I-17 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Tilinin G.N. | M-05 | RRC L-21, M., Russia |
| Timasheva T.P. | I-03 | PI RAS, M., Russia |
| Timofeev I.D. | I-03 | FSUE L-27, M., Russia |
| Timoshenkova O.R. | L-01 | IEP UB RAS, Yekaterinburg, Russia |
| Tkachenko S.I. | I-17 | MIPT, Dolgoprudny, Russia |
| Tokarev S.A. | M-15, M-16 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Tripathi S. | I-14 | BARC, Mumbai, India |
| Tseluyko A.F. | L-15 | KNU, Kharkov, Ukraine |
| Tsvetkov A.I. | L-24 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Tugarinov S.N. | E-08 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Tukachinsky A.S. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Tutin S.V. | I-15 | VNIIEF, Sarov, Russia |
| Usachev G.S. | I-03 | FSUE L-27, M., Russia |
| Usachonak M.S. | L-09 | IP, Minsk, Belarus |
| Van Eester D. | E-05, E-11 | JET, Culham, UK |
| Vasiliev A. | L-05 | LIT, M., Russia |
| Vasilkov D.G. | M-28 | GPI RAS, M., Russia |
| Vasilyak L. | L-05 | JIHT RAS, M., Russia |
| Vdovin V. | E-05, E-11 | RRC L-21, M., Russia |
| Vershkov V.A. | M-17, M-20, M-25, E-10 | TPI RRC L-21, M., Russia |
| Veselovzorov A.N. | L-10 | RRC L-21, M., Russia |
| Vikharev A.L. | T-03 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Vild-junas M.I. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |

| | | |
|---|---|---|
| Vinogradov V.P. | I-06 | RRC L-21, M., Russia |
| Vinogradova Yu.V. | I-06 | RRC L-21, M., Russia |
| Vlasov S.A. | M-14 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Vlasova S.A. | M-28 | LNS RAS, Moscow, Russia |
| Voitsekhovich I.A. | M-04 | JET, Culham, UK |
| Volkov N.B. | L-01 | IEP UB RAS, Yekaterinburg, Russia |
| Voronov V.V. | L-32 | GPI RAS, M., Russia |
| Voronova E.V. | M-28 | GPI RAS, M., Russia |
| Vysikaylo Ph.I. | T-02, L-16, L-17 | TISNCM, Troitsk, M.reg., Russia |
| Yaermakova T.S. | L-29 | RRPCM, Minsk, Belarus |
| Yakovlev I.V. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Yakovlev M.A. | T-07 | MSTU, M., Russia |
| Yurgelenas Yu.V. | L-30 | GPI RAS, M., Russia |
| Zaytsev K.V. | M-07, M-19 | BINP SB RAS, Novosibirsk, Russia; NSU, Novosibirsk, Russia |
| Zelenogorsky V.V. | R-05 | IAP RAS, N-Novgorod, Russia |
| Zhezhera A.I. | M-17, M-25 | IPP KIPT NASU, Kharkov, Ukraine |
| Zhogolev V.E. | E-03, E-04, L-13 | RRC L-21, M., Russia |
| Zhubr N.A. | M-05, M-21 | PTI RAS, St.-Pb., Russia |
| Zielinska E. | I-06 | IPPLM, Warsaw, Poland |
| Zmievskaya G.I. | T-04 | IAM RAS, M., Russia |
| Zukakishvili G.G. | I-06 | TRINITI, Troitsk, M.reg., Russia |
| Zvorykin V.D. | R-03 | PI RAS, M., Russia |