





МАТЕРИАЛЫ

Х РОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Москва, НИЯУ МИФИ, 14-16 ноября 2016 г.

Москва 2016

Министерство образования и науки Российской Федерации Государственная корпорация по атомной энергии «POCATOM» Научный совет по физике низкотемпературной плазмы РАН Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

МАТЕРИАЛЫ Х РОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Москва, НИЯУ «МИФИ», 14-16 ноября 2016 г.

Москва 2016

ББК 22.333я5 УДК: 533.9 (06) С-56

Материалы X Российскй Конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение». Москва, 14-16 ноября 2016 г.

М.: НИЯУ «МИФИ», 2016 г<mark>., 232</mark> с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных 10-й Российской Конференции и стендовых докладов на «Современные средства диагностики плазмы и их применение». Так как целью проведения семинара является обмен опытом в области современных достижений диагностике в как высокотемпературной, так и низкотемпературной плазмы с акцентом на привлечение к участию в нем студентов, молодых специалистов и ученых, то тематика сборника достаточно широка. Она охватывает как вопросы диагностики плазмы в термоядерных реакторах, включая проблемы диагностических зеркал, так и вопросы диагностики импульсных и стационарных газовых разрядов в исследовательских и технологических установках. Большой раздел сборника посвящен диагностике пылевой плазмы. Представлены также работы по исследованию новых плазменных объектов, в том числе образуемых в конденсированных средах, а также традиционных, но с применением нетрадиционных средств диагностики.

Включенные в сборник материалы приведены в авторской редакции.

Редакционная коллегия:

В.А. Курнаев А.С. Савёлов С.А. Саранцев В.А. Костюшин

ISBN 5-7262-0683-5

© Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», 2016

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ ЦЕНТР ПЛАЗМЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ТЕХНОЛОГИЙ НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЯДЕРНОГО УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ» МИНИСТЕРСТВА ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»

СЕКЦИЯ «ДИАГНОСТИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ» СОВЕТА «ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ» РАН

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Гаранин С.Г. (РФЯЦ ВНИИЭФ) чл.корр. РАН Зимин А.М. (МГТУ им. Баумана) Ковальский Н.Г. (ТРИНИТИ) Курнаев В.А. (НИЯУ МИФИ) Лебедев Ю.А. (ОФО РФ, ИНХС) Петров О.Ф.(ОИВТ РАН) чл.корр. РАН Пергамент М.И. (ТРИНИТИ) Савёлов А.С. (НИЯУ МИФИ) Сергеев В.Ю. (СПбГТУ) Сон Э.Е. (ОИВТ РАН)-чл.корр. РАН Стрелков В.С. (НИЦ "Курчатовский институт")

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Курнаев В. А. (НИЯУ «МИФИ») Савёлов А. С. (НИЯУ «МИФИ») Саранцев С.А. (НИЯУ «МИФИ») Костюшин В.А. (НИЯУ «МИФИ»)

РАЗРЯД СВЕРХМОЩНОГО ГИРОТРОНА КАК МЕТОД СИНТЕЗА ОКСИДНЫХ И НИТРИДНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ЭЛЕМЕНТОВ III И IV ГРУПП

<u>H.С. Ахмадуллина</u>¹, Н.Н. Скворцова^{2,3}, Е.А. Образцова^{2,7}, В.Д. Степахин^{2,6}, Е.М. Кончеков^{2,6}, Ю.Ф. Каргин¹, О.Н. Шишилов^{4,5}

¹ Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

⁴ Московский технологический университет

⁵ ООО «ОЗ-Инновация»

⁶Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова.

⁷Институт биоорганической химии им.М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН

Керамические материалы широко используются современной В технологии и привлекают внимание исследователей благодаря уникальным механическим и физико-химическим свойствам. Одной из ключевых проблем современного материаловедения является получение керамических материалов с заданными структурой и свойствами. Активно развивается так называемый золь-гель метод, однако только оксидные материалы могут быть получены этим методом напрямую, в то время как синтез нитридов, боридов, карбидов и т.д. требует использования высоких температур и давлений на конечных стадиях. Получение таких материалов в микро- и нанодисперсном состоянии также представляет собой особую задачу, поскольку соответствующие порошки используются в качестве наполнителей в композиционных материалах, обеспечивая их механическую прочность, электрическую проводимость, теплопроводность и т.д. Однако такие широко используемые методы синтеза, как карботермическое восстановление самораспространяющийся И высокотемпературный синтез, предоставляют весьма ограниченные возможности контроля дисперсности материала. Для получения микро- и наноструктурированных плёнок (покрытий) применяют различные методы вакуумного осаждения И напыления, которые позволяют добиться превосходного контроля над процессом, однако дороги и сложны в использовании.

Другим актуальным направлением в исследованиях новых материалов является допирование керамик для настройки в широких пределах электронных, оптических и магнитных свойств, при этом крайне важной оказывается равномерность распределения допантов в объеме материала. Распределение легко контролировать при получении тонких пленок методами вакуумного осаждения и напыления, однако при получении компактных материалов это существенно усложняется. Так, в люминофорах на основе керамических матриц неравномерность распределения допанта приводит к существенному снижению выхода люминесценции из-за эффекта концентрационного тушения на кластерах, состоящих из нескольких ионов допанта (обычно редкоземельного металла).

Наконец. степень кристалличности материала В микро-И нанодисперсном состоянии – ещё одна насущная проблема современного материаловедения. Кристалличность сильно влияет на свойства компактных материалов и требует пост-обработки при высоких температурах и давлениях, что часто влечёт за собой вторичную агломерацию частиц и перераспределение допирующих добавок. Все эти проблемы являются общими для традиционных методов получения керамических материалов. Мы полагаем, что полное или частичное их решение может быть достигнуто в методах на основе сильно неравновесных процессов, в частности – при использовании разрядов сверхмощного гиротрона в порошках смесей металл-диэлектрик. В частности, нами были изучены возможности синтеза оксинитридных соединений кремния и алюминия.

Эксперименты были проведены с использованием гиротрона с частотой 75 ГГц и мощностью до 550 кВт, создающего импульсы длительностью до 12 мс. Принципиальная схема установки и фото реактора, используемого для проведения плазмохимических процессов, приведены на рисунке 1. Ранее было показано, что в смесях М+В и М+ВN (M = Mo, Ti) в атмосферах азота и воздуха разряд возникает при мощности импульса до 350 кВт и длительности 4 мс. [1] Температуры поверхности порошка, плазмы и газа достигают 4000-6000 К, при этом среди продуктов реакций обнаруживаются оксидные и нитридные соединения бора и металла, а также боридные соединения металлов. Для синтеза оксинитридных соединений кремния и алюминия были использованы смеси соответствующих оксидов и нитридов – SiO₂ + β -Si₃N₄ и Al₂O₃ + AlN, в качестве металла был использован Mg. Соотношение SiO₂/Si₃N₄ составляло 3:7 по массе, что соответствует стехиометрии оксинитрида кремния Si₂ON₂; Al₂O₃ и

AlN были взяты в соотношении 4:5 по массе, что соответствует стехиометрии оксинитрида алюминия Al_5O_6N ; магний вводился в количестве 1% и 5% по массе. Были использованы импульсы мощностью от 250 до 400 кВт длительностью от 2 до 8 мс. Разряды осуществлялись в атмосфере воздуха в открытой кварцевой трубке длиной 350 мм, которая устанавливалась в реактор. При разряде плазма формируется в объеме реактора в зоне над поверхностью порошка (зона 4 на рис. 1), при этом продукты плазмохимических процессов осаждаются на боковых стенках кварцевой трубки.



Рис.1. (а) Плазмохимический реактор: 1 – герметичная камера; 2 – кварцевое смотровое окно; 3 – отвод для откачки реактора и напуска газов; 4 – диагностические окошки. (б) Схема эксперимента: 1,6 – кварцевые пластины; 2 – слой порошка диэлектрика; 3 – смесь порошков металла и диэлектрика; 4 – плазма; 5 – рабочий газ.

Как и следовало ожидать, в отсутствие металлического магния даже при максимальных мощности и длительности импульса пробой не возникает ни в системе SiO₂/Si₃N₄, ни в системе Al₂O₃/AlN. Добавка 1% магния по массе приводит к возникновению пробоя при мощности импульса 400 кВт и длительности 8 мс, однако сколько-нибудь заметного напыления вещества на стенках кварцевой трубки не наблюдается – также в обеих исследуемых системах. При содержании магния 5% по массе пробой возникает при мощности импульса 350 кВт длительностью 8 мс в обоих системах SiO_2/Si_3N_4 и Al_2O_3/AlN_3 , однако сколько-нибудь значимое напыление продуктов процесса наблюдается лишь в системе Al₂O₃/AlN. Анализ продуктов был проведён методами рентгенофазового анализа и растровой электронной микроскопии С энергодисперсионным анализом (рис. 2).

Результаты рентгенофазового анализа показывают, что основную часть продуктов плазмохимических процессов составляет нитрид алюминия, также на дифрактограмме отчётливо определяются рефлексы алюмината магния MgAl₂O₄ со стандартной структурой (шпинель).



Рис. 2. РЭМ-изображение продуктов в системе Al_2O_3/AlN .

Растровая электронная микроскопия подтверждает результаты рентгенофазового анализа. На микрофотографиях наблюдаются кристаллиты сферической формы диаметром 15-30 мкм со ступенчатыми гранями, характерными для микрочастиц материалов co структурой шпинели (аналогичную морфологию имеют, в том числе, частицы оксинитрида алюминия [2]), состоящие преимущественно из магния, алюминия и кислорода. Следует отметить, что целевой материал – оксинитрид алюминия Al₅O₆N – изоструктурен шпинели MgAl₂O₄, что позволяет рассчитывать на его получение при условии правильного подбора состава исходной смеси и параметров импульса. Таким образом, полученные данные показывают, что разряд сверхмощного гиротрона в порошках металл-диэлектрик может рассматриваться как перспективный метод получения оксинитридных керамических материалов.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку РФФИ проект 15-32-70014 мол_а_мос и мол_а 16-38-00651.

Литература:

1. German M Batanov, Valentin D. Borzosekov, et al. J. Nanophoton. 10 (1), 012520 (2016); doi: 10.1117/1.JNP.10.012520

 Akhmadullina N.S., Lysenkov A.S., Ashmarin A.A., Baranchikov A.E., Ishchenko A.V., Yagodin V.V., Shul'gin B.V., Kargin Yu.F.. // Ceramics International, 2016, V. 42, P. 286–293.

СИНТЕЗ И ПРИМЕНЕНИЕ РАЗВЕТВЛЕНЫХ НАНОУГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУР

<u>Е.А. Образцова</u>^{1,2,3}, Д.В. Басманов², Н.А. Баринов², Д.В. Клинов^{1,2}

¹ Институт биоорганической химии им. М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН

² Федеральный научно-клинический центр физико-химической медицины ФМБА ³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

В последние десятилетия углеродные наноматериалы неизменно привлекают интерес исследователей и уже перешли из разряда чисто лабораторных материалов, получив многочисленные применения в высокотехнологичных приборах и устройствах и промышленных материалах.



Рис. 1. Реактор для получения наноструктурированных углеродных материалов. Схематическое изображение процесса роста ветвистых углеродных структур.

Одним из наиболее развитых и распространенных способов синтеза углеродных наноматериалов является метод химического осаждения из газовой фазы и его модификации. Как правило, при таком методе синтеза подложка помещается в пары одного или нескольких веществ, которые, вступая в реакцию и/или разлагаясь, производят на поверхности подложки необходимое вещество. Путем простого изменения параметров этого процесса, таких как состав атмосферы в реакторе, температура подложки, состав и структура подложки, давление газа и др. можно контролировать структуру получаемого материала. Так, оптимизировав параметры синтеза в одном и том же реакторе были получены одностенные и многостоенные углеродные нанотрубки, пленки из графена и графита, монокристаллические и нанокристаллические алмазные пленки.

Однако, в данной работе мы решили уделить внимание аморфным, а не кристаллическим, нанотруктурам. Материалы были получены методом осаждения из газовой фазы, стимулированного плазмой. Схематическое изображение установки и процесса роста наноструктур приведены на Рисунке 1. Структуры были осаждены на острия зондов для атомно-силового микроскопа (АСМ). Зонды представляют собой кремниевые пластины с пирамидальным или конусообразным острием на одном из концов. Это острие используется в атомно-силовом микроскопе для сканирования поверхности и картированиия рельефа. Такие кремниевые зонды помещались в камеру для химического осаждения из газовой фазы. Между подложкой, на которую были помещены зонды и стенками реактора создавалась разность потенциалов. Камера заполнялась смесью аргона и гексана, который был использован в качестве источника углерода. Затем в камере поджигалась плазма, которая в этой модификации метода осаждения из газовой фазы используется для разложения газов, составляющих атмосферу в реакторе и инициализации химических реакций, приводящих к росту структур на подложке.

На рис.2 приведены изображения зондов с разветвленными наноуглеродными структурами нанесенными на острие. Изображения получены с помощью растрового электронного микроскопа. Видно, что полученные структуры сконцентрированы вблизи острия зонда и имеют разветвленную форму с тонкими скончаниями, радиус кривизны которых достигает 1-5 нм. Проведенные нами первичные испытания таких зондов показали, что они позволяют получать АСМ изображения с высоким разрешением, позволяющим изучать отдельные биологические молекулы и даже исследовать их

внутреннюю структуру. Высокая износостойкость таких зондов позволила нам предположить, что они образованы нанотруктурированным алмазом. Однако, в ходе дальнейших исследований были измерены спектры комбинационного рассеяния (КР) от полученных структур и проведено картирование острия зонда. Как показывают КР спектры, приведенные на рис.2, разветвленные структуры на острие зонда образованы аморфным углеродом.



Рис. 2. РЭМ-изображение ветвистых структур на острие зонда для атомно-силовой микроскопии. Спектры комбинационного рассеяния, демонстрирующие, что структуры состоят из аморфного углерода.

Таким образом, методом осаждения из газовой фазы, стимулированного плазмой, нами были получены разветвленные наноструктуры из аморфного углерода. При нанесении таких структур на острия зондов атомно-силового микроскопа удалось повысить качество получаемых изображений.

Работа была поддержана грантом РФФИ 15-32-70014 мол а мос.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА БАЗЕ БЫСТРЫХ ФЭУ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЖЕСТКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

<u>И.С.Байдин</u>^{1,2}, А.В. Агафонов^{1,2}, А.В. Огинов¹, К.В.Шпаков¹, А.А. Родионов^{1,3}

^{1.} Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук

^{2.} Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

^{3.} Московский физико-технический институт (ГУ)

Приведено описание системы сцинтилляционных детекторов, созданной для измерения углового распределения и энергий квантов тормозного излучения, формируемого в высоковольтном атмосферном разряде. Эксперименты выполнены на установке ЭРГ, реконструированной для исследования высоковольтного атмосферного разряда, при максимальном напряжении до 1 MB, токе атмосферного разряда 10 – 12 кА и длине разрядного промежутка, варьируемой в диапазоне 0.5 – 0.9 м [1-2]. Длительность импульса напряжения составляла около 1 мкс при фронте импульса 150 - 200 нс.

Для регистрации излучений атмосферного разряда с временным разрешением на уровне нескольких наносекунд использовались сильноточные импульсные ФЭУ:

- 12 детекторов на основе быстрых пластиковых сцинтилляторов, состыкованных с ФЭУ-30 (2 сцинтиллятора с размерами 150х150х50 мм, 8 цилиндрических сцинтилляторов диаметром d=91 мм и длиной l=50 мм, 2 сцинтиллятора диаметром d=66 мм и длиной l=50 мм);
- 2 детектора на основе быстрых пластиковых сцинтилляторов, состыкованных с ФЭУ-63 (цилиндрические сцинтилляторы диаметром d=120 мм и длиной l=50 мм)
- детектор на основе жидкого сцинтиллятора (BC-501A Saint-Gobain), состыкованного с Hamamatsu R2083 (сцинтиллятор представляет собой жидкость, налитую в герметично запаянный алюминиевый корпус (2.5 мм), цилиндрической формы, диаметр основания d=50,8 мм, высота l=55 мм);

 детектор на основе пластикового сцинтиллятора, состыкованного с Hamamatsu R9880U-110 (цилиндрический сцинтиллятор диаметром d=66 мм и длиной l=50 мм);

ФЭУ-30 и ФЭУ-63 запитаны при U_{пит.}=2,4 кВ и обладают световой анодной чувствительностью ~10³ А/л. Для обеспечения лучших амплитудных и временных характеристик сигнала ФЭУ использовались модифицированные по сравнению со стандартными делители напряжения.

Для проведения эксперимента по регистрации анизотропии РИ (рентгеновского излучения) в атмосферном разряде, детекторы устанавливались с 10°-шагом по окружности, радиусом 1 м с центром на оси разряда, расположенным на расстоянии 40 см от катода (рис. 1).



Рис. 1 Схема расположения диагностик РИ №1 (вид сверху).

Ось разряда проходит через детектор D5, который занимает первое граничное положение дуговой сборки. Детектор D9 занимает второе граничное положение дуговой сборки, и является самым максимально удалённым от оси.

Пластиковый сцинтиллятор представляет собой твердый прозрачный раствор сцинтилляционных люминесцентных добавок (органические люминофоры: POPOP [1,4-ди-/2-(5-фенилоксазолил)/-бензол] и PTP [паратерфенил]) в матрице полимера (полистирол). Сцинтилляторы хорошо согласуются с ФЭУ в спектральной области 360 - 440 нм.

Ниже приводится измеренный спектр (рис. 2) импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) образца под действием электронного пучка ускорителя РАДАН-ЭКСПЕРТ со средней энергией частиц ~150 кэВ, длительностью импульса ~2 нс, плотностью мощности 10 MBt/см² и площадью поперечного сечения пучка ~4 см². Излучение люминесценции образца при помощи кварцевого световода направлялось на входную щель спектрометра OCEAN USB2000 со спектральным разрешением ~1 нм и диапазоном чувствительности 200-800 нм. Частота следования импульсов ускорителя - 1 Гц. Время экспозиции ПЗС-линейки спектрометра при записи спектра составляло 10 с. Таким образом, полученный спектр - сумма интенсивностей ИКЛ образца на каждой длине волны, испущенной в течение 10 с, то есть за 10 импульсов ускорителя.



Рис. 2 Измеренный спектр используемых пластиковых сцинтилляторов

Согласно [3], данный спектр излучения сцинтиллятора полностью эквивалентен спектру, получаемому при проведении аналогичных измерений с использованием гамма-излучения.

Для улучшения светосбора сцинтилляторы окрашивались специальным отражающим составом и закрывались светоизолирующей пленкой со всех сторон, за исключением обращенной к входному окну ФЭУ. Чтобы уменьшить световые потери, вызываемые граничными переотражениями в менее оптически-плотной воздушной среде, стыковка ФЭУ осуществлялась на сухом контакте, либо с использованием специальных оптически-прозрачных смазок и клеев, позволяющих увеличить светосбор на 10%.

«сцинтиллятор+ФЭУ» Сборка монтировалась В герметичном алюминиевом корпусе с толщиной стенок 3 мм, обеспечивающим защиту от сильных электромагнитных наводок, генерируемых атмосферным разрядом. Для дополнительной защиты внутренней динодной усилительной системы ФЭУ, а также электроники детектора, от мощных электромагнитных наводок использовался спиральный магнитный экран, изготовленный из нескольких лент $(0,5 \times 250)$ высоконикелевого (82%) пермаллоевого сплава 79 HM MM) (относительная магнитная проницаемость $\mu / \mu_0 = 4000$ или $\mu = 2.2 \cdot 10^5$ Гс/Э), алюминиевого корпуса. Использование подобного намотанный внутри магнитного экрана с суммарно намотанной толщиной боковой стенки в 5 мм позволило существенно (на несколько порядков) уменьшить уровень шумов ФЭУ во время разряда.

Во время последовательных серий экспериментов были получены данные, позволяющие выявить связь условий возникновения излучений с характерными особенностями поведения электрического тока и напряжения в начальной фазе атмосферного разряда.

Для определения энергии гамма-квантов детекторы компоновались в сборки, которые закрывались ступенчатыми фильтрами из *Pb* и/или *Fe* различной толщины. Энергия гамма-квантов оценивалась по относительному ослаблению излучения за фильтрами. Предварительно осуществлялась калибровка детекторов на стандартном источнике рентгеновского излучения.

Литература:

1 A. V. Agafonov, A. V. Oginov, andK. V. Shpakov, PrebreakdownPhasein Atmospheric Discharges, Physics of Particles and Nuclei Letters, 2012, Vol. 9, No. 4–5, pp. 380–383.

2 A. V. Agafonov, A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov et al. Observation of Neutron Bursts Produced by Laboratory High-Voltage Atmospheric Discharge, Phys. Rev. Lett., 111, 115003 (2013).

3 М.В. Завертяев, А.И. Загуменный, В.А. Козлов, В.Н. Очкин, Н.В. Пестовский, А.А. Петров,С.Ю. Савинов, "Сопоставление спектров катодо- и гамма-люминесценции сцинтилляционныхкристаллов". Письма в журнал Технической Физики, том 40, вып. 10, сс. 73-79 (2014).

4 А.И. Загуменный, А.Н. Лобанов, А.В. Михайлов, В.Н. Очкин, Н.В. Пестовский, А.А. Петров, С.Ю. Савинов, "Сопоставление времен затухания катодо- и гамма-люминесценции сцинтилляционных кристаллов". Краткие сообщения по физике ФИАН, том 42, номер 1, стр. 15-20 (2015).

5 Basiladze S.G., Ivanov V.I., Preprint, 13-9172, Dubna, 1975.

6 Baldakin B.O., Ronzhin A.P., Cisek Z., Preprint, PI3-7859, Dubna 1974.

ПРОТОННАЯ РАДИОГРАФИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Е.Е.Барминова

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Метод протонной радиографии является перспективным средством диагностики плотной плазмы. В основе метода лежит зондирование плазмы пучком протонов высокой энергии. Метод имеет ограничения ПО пространственному и временному разрешению. Временное разрешение метода определяется скважностью пучка, длительностью банча частиц и временными характеристиками детектора, и может регулироваться вне зависимости от параметров исследуемой плазмы. Пространственное разрешение метода ограничено в силу специфического взаимодействия пучка протонов с плазмой, при котором частицы пучка приобретают дополнительное поперечное рассеяние, и в значительной степени определяется параметрами облучаемого объекта. Для улучшения пространственного разрешения протонографической установки, которое зависит также от свойств ионной оптики и разрешения детектора, применяется телескопическая ионно-оптическая система (протонный микроскоп) с дополнительной коллимацией пучка.

На рисунке 1 представлена схема протонного микроскопа протонографической установки.



Рис.1. Схема протонного микроскопа протонографической установки.

Увеличение энергии пучка улучшает суммарное пространственное разрешение установки [1]. Протонный микроскоп на базе пучка с энергией 1 ГэВ (рис.2) позволяет получить разрешение не хуже 20 микрон за счет снижения влияния хроматических аберраций в ионно-оптической системе без учета свойств регистрирующей системы (детектора). Однако суммарное пространственное разрешение будет существенно хуже за счет взаимодействия пучка с исследуемой плазмой. Величина его зависит от параметров плазмы, но также уменьшается при переходе к пучку с более высокой энергией.



Рис.2. Схема для моделирования протонного микроскопа протонографической установки на базе пучка с энергией 1 ГэВ в пакете G4Beamline [2].

Литература:

• Барминова E.E. Peculiarities of proton microscope development for the aims of proton radiography // Journal of Physics: Conference Series, 2016, т.747, №1, 012004.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММЫ САМЕТ ДЛЯ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ИСТОЧНИКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Е. Е. Барминова, М. С. Саратовских

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Источники многозарядных ионов широко востребованы в прикладных и фундаментальных исследованиях [1]. Разработка эффективного ионного источника требует решения задачи создания генератора плазмы и системы пучка с требуемыми экстракции ионного параметрами. Источники многозарядных ионов используют разнообразные методы генерации плазмы, параметры которой определяют тип и конструкцию системы экстракции и качество экстрагируемого ионного пучка. Корректно спроектированная система экстракции с последующим согласованием ионно-оптической системы источника с ускоряющим каналом экспериментальной установки влияет на эффективную цену иона, а также позволяет избежать радиационного загрязнения установки, которое может возникнуть при уходе рассогласованного ионного пучка на стенки. Для разработки ионной пушки с эффективной генерацией плазмы и эффективной экстракцией необходима предварительная диагностика плазмы источника. Применение зондовой диагностики может быть затруднено из-за сложной геометрии традиционных источников многозарядных ионов, таких как лазерные источники, источники с электронным пучком (ИИЭП), источники на электронно-циклотронном резонансе (ЭЦР), источники Кауфмана и СВЧ-источники с малым диаметром газоразрядной камеры. В этом случае ионная компонента плазмы источника может быть исследована времяпролетным методом либо применением масс-зарядового анализатора. Система автоматизации измерений, включающая в себя систему обратной связи для коррекции величин поля экстракции и магнитного поля сепаратора, должна содержать встроенный код, способный моделировать трассировку ионов в ионно-оптической системе источника и в масс-зарядовом анализаторе. Программа САМFT разработана для точного моделирования динамики ионного пучка во внешних электрических и магнитных полях путем интегрирования

уравнения движения частиц во внешних полях [2] и может быть использована как составная часть программного обеспечения системы автоматизации диагностических измерений. В CAMFT уравнение движения для каждой частицы интегрируется методом Эйлера. Собственные поля пучка частиц рассчитываются методами молекулярной линамики. Процессы, соответствующие моделированию траектории отдельной частицы, являются независимыми. Для проведения подобных вычислений должны использоваться мультипроцессорные системы. При интенсивности экстрагируемого пучка 10^{5} порядка частиц в банче (и меньше) достаточно использовать мультипроцессорные персональные компьютеры с привлечением технологии OpenMP. При большей интенсивности потока частиц программа эффективна только при проведении вычислений на суперкомпьютере с использованием технологии параллельных вычислений на вычислительных кластерах. Точность вычислений программы CAMFT выше точности вычислений в программах, использующих традиционные методы «крупных частиц» и «трубок тока», так как в CAMFT независимость траекторных вычислений для каждой частицы позволяет не накапливать ошибку. Распараллеливание вычислений позволяет также избежать стохастической ошибки при формировании вычислительной сетки для моделирования самосогласованных полей. В текущей версии программы используются гибкие схемы задания начальных данных: геометрии экстрагирующего отверстия (геометрии пучка), геометрии внешних полей, начальных статистических распределений в координатном пространстве и пространстве скоростей (размерность математической модели 3D3V). Для обработки результатов вычислений разработаны встроенные средства, использующие метод наименьших квадратов, вейвлет-анализ, библиотеки qtcreator, а также внешние пакеты (подключение к MatLab). В CAMFT создан пользовательский интерфейс, цель которого удобный упростить для исследователя разработку системы диагностики и предварительной ионной оптики, а именно, получать результаты численного эксперимента без дополнительного трудоемкого программирования.

Программа CAMFT апробирована при разработке источника металлических ионов, представленном на рисунках 1 и 2. Для анализа компонентного состава плазмы был использован магнит-сепаратор.



Рис.1. Ионный источник в сборе.



Рис.2. Основные узлы установки (1-ионный источник, 2-анализирующий магнит с радиусом поворота R=350мм и углом 60⁰, 3-камера токоприемников на прямом канале, 4-камера токоприемников на отклоненном канале за магнитом, 5оптическая система).

Графическое представление результатов вычислений распределения скоростей ионов Cr с одинаковым зарядовым состоянием 1+ показано на рис.3.



Рис.3. Преобразование распределения частиц в пространстве скоростей после поворота в магнитном поле анализатора, рассчитанное с помощью CAMFT.

Литература:

 J. Alessi, "Recent developments in Hadron sources," in Proceedings of IPAC'11, San Sebastian, Spain, 2011.

2. Barminova H.Y., Saratovskyh M.S. Modeling of intense charged particle bunch dynamics in external magnetic fields.// Journal of Physics: Conference Series, 633 (2015) 012067.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ АТОМОВ КИСЛОРОДА И ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕ С ПРИМЕСЯМИ ПАРОВ ВОДЫ

<u>А.В. Бернацкий</u>¹, В.Н. Очкин^{1,2}, И.В. Кочетов^{1,3}, П.О. Ханенко²

^{1.} Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Ленинский пр. 53

 ² Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.
³ Акционерное общество "Государственный научный центр Российской федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" (АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"), 142190, г. Москва, г. Троицк, ул. Пушковых, вл. 12

Проблема измерения концентраций молекул воды, а так же определения величин потоков данных молекул в условиях плазмы представляет важную практическую ценность. Такая задача стоит, в том числе, и в отношении строящегося крупнейшего токамака ИТЭР, для которого необходимо минимизировать риски поступления паров воды в рабочую камеру из контуров охлаждения [1]. Спектроскопические измерения являются наиболее предпочтительными в техническом смысле для диагностики течей воды в условиях токамаков [2, 3].

В наших предыдущих работах [3-9] мы разработали спектроскопические методы диагностики, которые продемонстрировали рекордные чувствительности к потокам молекул воды в плазме (на уровне 10⁻⁷ Па·м³·с⁻¹). Один из методов измерений [4] включает в себя комбинацию зондовых и абсолютных оптических измерений, другой метод [5-7] является развитием методики оптической актинометрии. В основе этих методов, несмотря на их принципиальное различие, лежат спектральные измерения свечения фрагмента распада молекул воды – гидроксила ОН, в области 306-320 нм. Однако измерения в данной спектральной области в токамаках затруднены вследствие деградации оптических элементов в условиях реакторов. В данной работе мы исследуем поведение концентраций атомов Н и О в зависимости от количества воды в плазме. Установление этих зависимостей позволит проводить измерения

концентраций молекул воды в плазме не прямым образом, а через измерение концентраций атомов – фрагментов распада молекулы воды. Что позволит уйти от необходимости спектральных измерений в области 306-320 нм.

Измерения проводились на установке "Течь", подробное описание которой приводится в [4, 6, 9]. Давление смеси буферного газа Не и актинометров (Хе и Аг) во всех измерениях составляло 0.6 мбар, He:Xe:Ar (99:1:1). Пары воды подмешивались в пределах 0.05-0.2 мбар, таким образом общее давление в системе не превышало 0.8 мбар.

Техника измерений подробно описана в [6]. В данной работе измерения концентрации атомов водорода Н проводились с использованием Ar в качестве актинометра (пара спектральных линий H, Ar: 656.28 нм, 751.46 нм соответственно), измерения атомов кислорода О – по Xe (777.19 нм, 823.16 нм соответственно). Результаты измерений представлены на рис. 1 и рис. 2.



Рис. 1. Измерение концентрации атомов Н в зависимости от первоначального количества молекул воды в газовой смеси. *1* – результаты измерений; *2* – результаты моделирования.



Рис. 2. Измерение концентрации атомов О в зависимости от первоначального количества молекул воды в газовой смеси. *1* – результаты измерений; *2* – результаты моделирования.

На рис. 1 и рис. 2 помимо экспериментальных значений измеренных концентраций представлены результаты моделирования плазмохимических процессов. Подробно использовавшаяся модель представлена в [6]. Видно, что результаты измерений хорошо согласуются с результатами моделирования.

Особенно стоит отметить линейный характер зависимостей, что позволяет рассматривать атомы водорода и кислорода в качестве вспомогательных для определения концентраций поступающих в плазму молекул воды.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00784).

Литература:

1. ITER, Final Design Report, 2001. G31 DDD 14 01_07-19 W0.1. Section 3.1 Vacuum pumping and fuelling systems.

2. Kurnaev V.A. et al and L-2M team. Spectroscopic localization of water leaks in ITER // Fusion Engineering and Design, 2013, V.88, P.1414-1417. DOI:10.1016/j.fusengdes.2012.12.022.

 Очкин В.Н., Бернацкий А.В. Новые методы определения концентраций молекул воды и её фрагментов в плазме по эмиссионным электронным спектрам // М.: РИИС ФИАН, 2016. – 78 с. ISBN: 978-5-902622-32-1

4. Бернацкий А.В., Очкин В.Н., Афонин О.Н., Антипенков А.Б. Измерение концентраций молекул воды в плазме с помощью комбинации спектральных и зондовых методов // Физика плазмы, 2015, т.41, №9, с.767-777. DOI: 10.7868/S0367292115090036

5. Бернацкий А.В., Очкин В.Н., Бафоев Р.Н. Влияние распределения электронов по энергиям на измерение концентраций атомов методом оптической актинометрии // Краткие сообщения по физике ФИАН, 2016, т.43, №6, с.18-23. DOI: 10.3103/S1068335616060038

6. Bernatskiy A.V., Ochkin V.N., Kochetov I.V. Multispectral actinometry of water and water derivate molecules in moist inert gas discharge plasmas // Journal of Physics D: Applied Physics, 2016, V.49, No.39, 395204. DOI: 10.1088/0022-3727/49/39/395204

7. Bernatskiy A.V., Lagunov V.V., Ochkin V.N., Tskhai S.N. Study of water molecule decomposition in plasma by diode laser spectroscopy and optical actinometry methods // Laser Physics Letters, 2016, V.13, No.7, 075702. DOI: 10.1088/1612-2011/13/7/075702

8. Bernatskiy A.V., Ochkin V.N., Bafoev R.N. The role of the heating of the vacuum chamber on the water content in plasma and gas // Journal of Physics: Conference Series, 2016, V.747, P.012013. DOI: 10.1088/1742-6596/747/1/012013

9. Бернацкий А.В., Очкин В.Н., Бафоев Р.Н., Антипенков А.Б. Динамика плотности молекул воды в разрядной камере, заполненной влажным газом при низком давлении // Физика плазмы, 2016, т.42, №10, с.949-954. DOI: 10.7868/S0367292116100012

ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ И СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ВИБРАТОРНОЙ АНТЕННЫ

<u>Н.Н. Богачев^{1,2,3}</u>, Н.Г. Гусейн-заде^{1,2,3}, В.И. Нефедов²

^{1.} Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

². Московский технологический университет

^{3.} Российский национальный исследовательский медицинский университет имени Н.И. Пирогова

Плазменные антенны – класс антенн, в котором в качестве волноведущих, излучающих и управляющих элементов используется плазма [1-8]. Актуальность исследований плазменных антенн связана с необходимостью решений задач современной радиотехники: поиска новых создание интеллектуальных антенн с безынерционным управлением характеристиками (диаграммой направленности, частотным диапазоном и др.) для систем нового поколения; снижение радиолокационной заметности антенных устройств объектов вооружения и военной техники; повышение защищенности радиотехнических систем от воздействий средств радиоэлектронной борьбы и поражения атмосферными электрическими разрядами.

В развитии плазменных технологий в антенной технике можно выделить несколько направлений: плазменные антенны из газоразрядных трубок; плазменные твердотельные (кремниевые) антенны; струйные плазменные антенны и др. Самое обширное и перспективное направление – плазменные антенны из газоразрядных трубок. Оно включает в себя работы над различными типами антенн. В данной работе исследуется плазменная несимметричная вибраторная антенна (ПНВА). Такая антенна представляет собой аналог металлической несимметричной вибраторной антенны (МНВА) (см. рис. 1), и состоит из штыря (плеча вибратора), соединённого с центральным проводником коаксиального кабеля, и проводящего диска, соединённого с внешним проводником коаксиально кабеля. В случае плазменной антенны металлический штырь заменён на газоразрядную трубку с плазмой. Оптимальной длиной плеча вибратора считается $l_a=\lambda/4$.

Несмотря на то, что ПНВА исследуется с 1999 года [1-6], ещё остаётся ряд актуальных вопросов: определение оптимального режима работы,

исследование шумов и нелинейных искажений излучаемого сигнала ПНВА. Под оптимальным режимом работы понимается режим, в котором электрические характеристики плазменной антенны и излучаемого сигнала близки к характеристикам для аналогичной металлической антенны.

В работах [7,9,10] аналитически и с помощью численного моделирования исследовались три режима работы ПНВА (поверхностной волны, нелинейный и линейный). Эти режимы определяются отношением плазменной частоты ω_p и частоты электромагнитной волны $\omega_0=2\pi f_0$. Переход из одного режима в другой может осуществляться при изменении концентрации плазмы в газоразрядной трубке. Было определено, что оптимальным режимом является линейный (при $\omega_p \ge 10\omega_0$).





Рис.1. Несимметричная вибраторная антенна l_a – длина плеча (штыря) антенны, D=2 R_s – диаметр экрана, d_a – диаметр плеча (штыря) антенны.



В данной работе исследовалась диаграмма направленности (ДН) и спектр излучения ПНВА длиной $l_a=29$ см и диаметром $d_a=1,2$ см на частоте $f_0=444...445$ МГц в линейном режиме работы (концентрация нейтральных частиц $n=0,6...1,3\cdot10^{17}$ см⁻³). Плазма в антенне создавалась за счёт энергии подводимой ВЧ волны от передающей радиостанции (как в [4]). Измеренные характеристики сравнивались с характеристиками аналогичной металлической антенной с длиной $l_a=30$ см и диаметром $d_a=1$ см и оптимальной МНВА $l_a\approx\lambda/4=16,5$ см и диаметром $d_a=1$ см. Измерения проводились в безэховой камере с помощью измерительного стенда, схема которого представлена на рис. 2.

На рис.3. представлены нормированные диаграммы направленности в Еплоскости для ПНВА и МНВА в полярных (рис.3а) и декартовых (рис.3б) координатах. Из рис.3а видно, что максимумы основных лепестков ДН для ПНВА и МНВА близки по положению в пространстве (50-60° и 300-310°), а уровень бокового лепестка по отношению к основному у ПНВА много меньше, чем у МНВА с $l_a=16,5$ см и $l_a=30$ см. Рис.3 показывает, что амплитуда максимума ДН МНВА с оптимальной длиной $l_a\approx\lambda/4=16,5$ см больше, чем у ПНВА и МНВА с $l_a=30$ см в 10 и 5 раз соответственно. Этот факт связан с большими потерями энергии в тракте из-за плохого согласования ПНВА и МНВА с $l_a=30$ см с коаксиальным кабелем. Большие потери для случая ПНВА вызваны затратами энергии на ионизацию плазмы и отличиями в соединении ПНВА и МНВА с коаксиальным кабелем.



Рис.3. Диаграммы направленности: 1 – МНВА с *l*=16 см, 2 – МНВА с *l*=30 см, 3 – ПНВА с *l*=29 см; а) нормированные на максимальное значение для каждой диаграммы, б) нормированное на максимальное значение диаграммы МНВА с *l*=16 см

В измеренных спектрах излучения МНВА и ПНВА (рис.4) присутствуют несущая частота входного сигнала f_0 =444...445 МГц, вторая $2f_0$ =894...895 МГц и третья $3f_0$ =1,338...1,339 ГГц гармоники. Спектр излучения ПНВА также содержит четвёртую гармонику $4f_0$ =1,7818 ГГц частоты входного сигнала. На частоте f_0 мощность сигнала МНВА на 1,64 дБм больше, чем сигнала ПНВА, это связано с тем, что часть энергии уходит на создание плазмы в диэлектрической трубке. На второй гармонике уровень мощности излучаемой ПНВА на 50 дБм больше, чем у МНВА, для третьей гармоники эта разность составляет 12,3 дБм. Уровень излучаемой мощности МНВА на четвертой гармонике не превышает уровень собственных шумов анализатора спектра, а для плазменной антенны этот уровень на 27,1 дБм выше уровня собственных шумов анализатора спектра. Высокий уровень кратных гармоник частоты f_0 при излучении сигнала ПНВА связан с нелинейным влиянием плазмы.



Рис.4. Спектры излучения: a) МНВА с *l* =30 см, б) ПНВА с *l*=29 см.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-08-00859 а. Авторы благодарят: к.ф.-м.н. Сергейчева К.Ф. и Хадисова Г.Г. – за помощь в проведении экспериментальных измерений, д.ф.-м.н., проф. Рухадзе А.А. и д.ф.-м.н., проф. Игнатова А.М. – за обсуждение и ценные замечания.

Литература:

1. Borg G. G., Harris J. H., Miljak D. G. and Martin N. M. // Applied physics letters, 1999, v. 74, No. 22, p. 3272-3274.

2. Rayner J. P., Whichello A. P., Cheetham A. D. // IEEE Transactions on plasma science, 2004, v. 32, No 1, p. 269-281.

3. Alexeff I., Anderson T., Parameswaran S., et. al. // IEEE Trans. on plasma science, 2006, v. 34, No. 2, p. 166.

 Истомин Е.Н., Карфидов Д.М., Минаев И.М., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю.// Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 4. С. 423.

5. Lv J. W. Song Li Y., Li Chen Z. //WSEAS Transactions on Communications. – 2011, v. 10, No. 11, p. 323-330.

6. Kiss'ovski Z., Vachkov V. //IJEAT, 2016, v. 5, No. 6, p. 330-332.

7. Богачев Н. Н., Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г., Рухадзе А.А. //Физика плазмы, 2015, т. 41, №. 10, с. 860-866.

8. Belyaev B. A. Leksikov A. A., Leksikov A. A., Serzhantov A. M. and Bal'va Y. F. //IEEE Trans. on Plasma Science, 2014, v. 42, No. 6, p. 1552–1559.

9. Bogachev N. N., Bogdankevich I. L., Gusein-Zade N. G., Sergeychev K. F. //Acta Polytechnica, 2014, v. 55, No. 1, p. 34-38.

10. Богачев Н. Н., Богданкевич И. Л., Гусейн-заде Н. Г. // Прикладная физика, 2014, №. 4, с. 30.

ФИЗИКА ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА (ДРЕЙФА) ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ: ОБЪЯСНЕНИЕ ПРИЧИНЫ «АНОМАЛЬНО» БЫСТРОГО ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА И ПРИ ИЗВЕСТНОЙ ДИФФУЗИИ БОМА

И.А. Бориев

Филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе Российской академии наук

Понимание физики переноса (дрейфа) электронов в веществе, в том числе в плазме, под действием электрического поля важно для корректного расчета скорости дрейфа электронов (V_d), которая обычно измеряется и которая выражает свойства процесса их переноса. При этом такой расчет V_d должен быть основан на законе сохранения для импульса силового переноса электрона **P**_E=mV_d, где m – масса электрона, т.к. именно этот импульс формируется под действием силы электрического поля [1,2]. Понимание этого означает учет основного физического свойства процесса переноса (дрейфа) электронов в веществе. Важность правильного расчета V_d и ее зависимости от напряженности электрического поля (Е) следует из того, что путем сравнения этих расчетов с результатами измерения зависимости V_d(E) можно выявить реальные свойства электропроводности вещества. В сообщении приведено применение такого подхода к расчету V_d(E) для случая газообразной среды, что при сравнении с известными экспериментальными данными для V_d(E) позволило установить одно важное свойство силового переноса (дрейфа) электронов в такой среде. Это простое, но ранее не учитываемое свойство выявляет реальную физическую причину т.н. «аномально» быстрого переноса электронов, наблюдаемого в плазме токамака и при известной диффузии Бома.

Так, корректный учет физики процесса силового переноса электронов в газообразной среде позволяет установить количественную связь времени релаксации (τ_p) импульса переноса электронов $P_E=mV_d$ со временем их свободного пробега (τ): $\tau_p=Z\tau$ [1-3]. Следует подчеркнуть, что количественная

связь τ_p с τ логична, т.к. релаксация (диссипация) P_E происходит только при рассеяниях электронов в веществе, частота которых определяется величиной τ .

Эта связь принципиально важна для правильного расчета V_d, т.к. величина V_d , согласно закону сохранения для импульса переноса $P_E = mV_d$, пропорциональна $\tau_{\rm p}$, а именно, $V_{\rm d}$ =е $E\tau_{\rm p}/m$, где е - заряд электрона, [1-3]. Действительно, т.к. скорость роста импульса P_E равна действующей на электрон силе eE, а скорость диссипации (релаксации) P_E стандартно определяется через время релаксации как P_E/ $\tau_{\rm p}$, то равенство этих скоростей при стационарном дрейфе электронов и дает это выражение для V_d. Однако величина т_р априори не известна, т.к. она определяется процессами диссипации импульса и энергии электрона при его рассеяниях в веществе, а величина т может быть стандартно рассчитана, исходя из известных сечений рассеяния электрона. Исторически (с работ Друде и Лоренца конца 19-го века) сложилось так, что за величину времени релаксации импульса P_E=mV_d принято считать время их свободного пробега, т.е. допускается, что т_р=т. Это допущение принято обосновывать тем, что упругое рассеяние дрейфующих электронов на много более тяжелых частицах вещества происходит изотропно, причем оно происходит каждое время τ, а это, якобы, должно приводить к изотропии (потере) и импульса направленного переноса электронов $P_E = mV_d$ за это же время τ .

Однако, как можно показать на основе применения закона сохранения к импульсу переноса **P**_E=mV_d, для упруго (и изотропно) рассеиваемых электронов число $Z = \tau_p / \tau$ составляет от 16 до 4, причем уменьшение величины Z в этом интервале происходит по мере увеличения энергии силового разогрева дрейфующих электронов с ростом E [3]. При расчете величины Z следует учесть то, что стационарный импульс переноса составляет $P_E = mV_d = eE\tau_p = eEZ\tau$, а прирост **P**_E в направлении действия силы поля за каждое время т составляет еЕт. Ясно, что для обеспечения стационарности переноса нужно, чтобы за время т, за которое все дрейфующие электроны рассеиваются изотропно, против действия силы поля была рассеяна та же величина е $E\tau$, т.е. Z^{-1} часть от $P_E = eEZ\tau$. Корректный расчет рассеиваемой против действия силы поля части от $P_E = eEZ\tau$, представленный в [3], дает, что в пределе слабого электрического поля, когда существенно влияние тепловых скоростей электронов, Z=16, а в пределе сильного электрического поля, когда вклад тепловых скоростей электронов Z=4. Этот теоретический результат пренебрежимо мал, полностью подтверждается известными экспериментальными данными для специфической зависимости $V_d(E)$ в плотных инертных газах, наиболее качественная из которых приведена в выполненной в МИФИ работе [4]. Развитые статистически корректные представления о свойствах силового переноса и разогрева электронов в газообразной среде [1-3] впервые позволили объяснить наблюдаемые для конденсированных инертных газов специфические эффекты: насыщение (выход на предельное значение) V_d в пределе больших E и многократное увеличение V_d при малых добавках молекулярных примесей [5,6].

Как отмечено выше, при расчете V_d общепринято полагать $\tau_p = \tau$, что приводит к значительной (в Z раз) недооценке величины V_d: в 16 раз для около тепловых электронов. Хотя иногда можно встретить и сомнения авторов, что возможно тр составляет 2 или даже 3 величины т, но, тем не менее, всегда в формулу для расчета V_d вместо τ_p вставляется τ (или частота рассеяний электронов в веществе, что то же самое). Эта значительная недооценка величины V_d логично объясняет неожиданный т.н. «аномально» быстрый перенос электронов, наблюдаемый как в плазме токамака, так и при известной диффузии Бома. Кстати, Д. Бом для объяснения наблюдаемого им неожиданно быстрого поперечного переноса около тепловых электронов (в скрещенных электрическом и магнитном полях) получил поправочный коэффициент именно 16, который стал известен как коэффициент Бома. Следует отметить, что этот поправочный коэффициент Д. Бом получил, введя представление о магнитодинамической хаотизации движения дрейфующих электронов, хотя это представление излишне, т.к. изотропия упругого рассеяния дрейфующих электронов за каждое время т и означает хаотизацию их движения.

Таким образом, наблюдаемый неожиданно быстрый (в сравнении с обычным расчетом при замене τ_p на τ) перенос электронов и в плазме токамака, и при диффузии Бома не «аномален», а таким быстрым перенос упруго (и изотропно) рассеиваемых электронов и должен быть согласно учету физики процесса силового переноса электронов в веществе и применению к описанию этого процесса закона сохранения для импульса переноса.

Учет установленных реальных свойств процесса силового переноса электронов под действием силы электрического поля важен, например, при диагностике параметров плазмы, основанной на измерении ее электронной проводимости. В частности, это позволяет на основе величины V_d,

рассчитанной при условии $\tau_p = Z\tau$, правильно рассчитать концентрацию электронов проводимости (исходя из измеренной величины электронной проводимости), не приводя к ее многократному (в Z раз) завышению из-за использования равенства $\tau_p = \tau$.

1 В заключение отметим, что понимание физики силового переноса электронов в веществе, а именно, учет появления импульса их направленного силового переноса $P_E = mV_d$ и применение к его описанию закона сохранения, позволяет установить причину т.н. «аномально» быстрого переноса электронов.

Литература:

1. Бориев И.А. Некоторые фундаментальные свойства переноса и разогрева электронов в веществе под действием электрического поля: результаты статистически строгой теории и их подтверждение известными экспериментальными данными // Известия Академии Наук, сер. Энергетика, 2007, В.5, с.106-114.

2. Бориев И.А. Статистическое обоснование теории силового переноса (дрейфа) и разогрева электронов под действием электрического поля в больцмановском газе атомов // Буклет Научного Совета РАН «Физика низкотемпературной плазмы», 2005, C.116-121. (http://ihed.ras.ru/council/booklets/2005/F_IEPHF.htm).

3. Бориев И.А. Количественная связь времени релаксации импульса переноса электронов в веществе под действием силы электрического поля со временем их свободного пробега // Известия Академии Наук, сер. Энергетика, 2012, В.3, с.105-112.

4. Гущин Е.М., Круглов А.А., Ободовский И.М. Динамика электронов в конденсированных аргоне и ксеноне // ЖЭТФ. 1982, т.82, с.1114-1125.

5. Бориев И.А. Объяснение наблюдаемого в конденсированных инертных газах эффекта насыщения дрейфовой скорости избыточных электронов в пределе сильного электрического поля // Химическая физика, 2003, т.22, В.4, с.80-87.

6. Бориев И.А. О причинах увеличения дрейфовой скорости квазисвободных электронов в жидких инертных газах при введении малых количеств молекулярных примесей // Химическая физика, 2003, т.22, В.5, с.103-110.

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ В РАЗРЯДЕ, ИНИЦИИРОВАННОМ ГИРОТРОНОМ В СМЕСИ ПОРОШКОВ МОЛИБДЕНА И БОРА

<u>О.В. Галаджева¹</u>, Е.А. Образцова^{1,4}, В.Д. Степахин^{1,3}, Н.Н. Скворцова^{1,2}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

³Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова.

⁴Институт биоорганической химии им. М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН

Микроволновые плазменные технологии широко используются для создания, модификации и обработки материалов. Они основаны на разрядах, которые могут быть созданы или инициированы различными микроволновыми источниками. В последние годы была показана возможность использования разряда, инициированного гиротроном в смесях порошков металла и диэлектрика при атмосферном давлении, для синтеза структур различных веществ с микро- и нано-размерами [1]. Синтез происходит при превышении пороговых значений СВЧ энергии, поглощенной в порошке, когда после выключения гиротрона над порошком в объеме реактора происходит инициация различных химических и плазмохимических реакций. Гиротронный разряд в смесях порошков молибдена и бора в воздухе был использован для модификации поверхности пластин молибдена (осаждение кристаллов и боридов молибдена) и кварца (осаждение частиц бора) [2].

Понятие «легированная нержавеющая сталь» является собирательным для более чем 120 различных марок нержавеющих сталей. Существенный интерес представляет возможность улучшения некоторых марок нержавеющих сталей бором и молибденом. Молибден повышает коррозионную стойкость сталей и поэтому широко применяется в аустенитных нержавеющих сталях. Высокое содержание молибдена снижает склонность нержавеющей стали к точечной (питтинговой) коррозии [3].

В настоящее время недостаточно изучено распределение бора между фазами, особенно в сложнолегированных нержавеющих сталях. Снижение

пластичности и ударной вязкости, укрупнение аустенитного зерна и способность его к росту при нагревании, а также возможность образования камневидного излома представляют технические недостатки введения бора в стали. При повышении температуры карбоборидные фазы растворяются в аустените, остаются только бориды Fe₂B. Но наиболее эффективно вводимые добавки молибдена и бора влияют на склонность нержавеющих сталей к хрупкому разрушению.

В докладе представлены результаты модификации поверхности пластин из нержавеющей стали в разряде, инициируемом гиротроном в смеси порошков молибдена и бора в воздухе. В таком разряде возможно одновременное воздействие на поверхность как бора, так и молибдена, а также их продуктов вторичного синтеза (оксидов, нитридов, боридов).

Эксперимент по модификации поверхности стали проводился по технологии модификации пластин молибдена [3]. Схема эксперимента с основными диагностиками параметров разряда представлена на рисунке 1.





Рис.1. Схема эксперимента. 1- кварцевая пластина, 2- слой бора, 3- слой молибдена с бором, 4 и 5 – плазменный и газово-плазменный слои.

В плазмохимический реактор на кварцевую пластинку насыпался слой порошка бора с толщиной около 1 мм, поверх слой смеси порошков молибдена и бора с толщиной 0,5÷0,7 мм. Процентное содержание молибдена в таких порошках составляло 40 % (по объёму). Порошки послойно уплотнялись придавливанием плоской кварцевой пластиной. Использовались порошки со средним размером частиц бора - 6 мкм и молибдена - 15 мкм.

Образцы из нержавеющей стали представляют собой пластинки с размерами 10 × 10 мм или 10×50 мм, они устанавливались над поверхностью порошков

(рис.2). Облучение образцов выполнялось одиночными импульсами с длительностью 4 мс со скважностью 20с. Мощность излучения гиротрона составляла 350 кВт, что соответствовало интенсивности излучения в порошке порядка 8 кВт/см2. Поглощение СВЧ на стадии пробоя составляло около 90%. На рисунке 3 приведена фотография свечения разряда в реакторе на стадии развития в реакторе химических процессов, на фоне которого видны пластины из стали. После 5 импульсов гиротрона пластины стали извлекались из реактора для дальнейшего анализа. На пластинах визуально (в оптический микроскоп) было видно изменение первоначально полированной поверхности. В ходе кратковременного высокотемпературного нагрева произошло осаждение частиц бора, в отличие от молибдена, который не был найден в ходе энергодисперсионной спектроскопии. Это привело к модификации поверхности нержавеющей стали (рис.4).



Рис.2. Фотография пластин металла, установленные над поверхностью смеси порошков.

Рис.3. Свечения разряда в реакторе через 24 мс после выключения гиротрона.

В условиях повышенных температур, в этих сталях произошел распад аустенита с выделением по границам зерен, богатых хромом карбидов и обеднением границ зерен хромом. Обычно это приводит к склонности к межкристаллитной коррозии. К тому же с повышением температуры, содержания углерода и увеличением длительности выдержки при нагреве распад аустенита увеличивается. С увеличением времени выдержки опасная температурная зона смещается в область более низких температур.






Рис.4. Изображение модифицированной поверхности пластины из нержавеющей стали, полученное с помощью растрового электронного микроскопа.

Рис.5. Карта распределения ниобия по поверхности образца, полученная методом энергодисперсионной спектроскопии.

Стоит отметить, что при нагреве стали произошло выделение карбидов которое начинается при 400÷500 °C и заметно проходит при 600÷700 °C. Наиболее интенсивно этот процесс идет при 800÷900 °C, а при более высоких температурах наряду с коагуляцией карбидов происходит обратный процесс перехода карбидов в твердый раствор.

В ходе анализа было учтено, что в данной стали содержится элементстабилизатор – ниобий. Он образует с углеродом более стойкие карбиды, чем хром, и снижают содержание углерода в аустените. Эти карбиды с трудом переходят в твердый раствор даже при высоких температурах. Поэтому результаты, полученные в ходе анализа структуры, с легкостью обнаружили содержание ниобия (рис.5). В присутствии ниобия переход карбидов в твердый раствор происходит при более высоких температурах. Присадка кремния, показанная анализом структуры, увеличила склонность стали к снижению пластичности и вязкости, что в итоге, привело к хрупкости и появлению микротрещин и надрывов (рис.4). А присутствие напыленного бора, как упоминалось ранее, увеличило склонность к появлению камневидного излома, что мы так же можем наблюдать на снимке. Причиной возникновения микротрещин явилась совокупность факторов.

Стоит отметить, что наибольшую равномерность распределения имеют натрий, азот, кислород. Характерно, что в местах скопления ниобия также наблюдается повышенное содержание бора, а содержание железа и возможно

хрома в этих же участках уменьшено. Следовательно, можно предположить, что здесь находятся бориды ниобия.

В ходе исследования обнаружена модификация структуры поверхности нержавеющей стали с присутствием осажденного бора. В гиротронном разряде поверхность пластины приобрела прочность под влиянием высокой температуры, но при этом потеряла пластичность.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку РФФИ: проекты 15-32-70014 мол_а_мос и 16-38-00651 мол_а.

Литература:

1. German M. Batanov, Valentin D. Borzosekov, et al. Microwave method for synthesis of micro- and nanostructures with controllable composition during gyrotron discharge // Journal of Nanophotonics. • Vol. 10(1). 2016. 012520-1.

2. Н.Н. Скворцова, В.Д. Степахин, Д.В. Малахов и др. Создание рельефа на молибденовых пластинах в разрядах, инициируемых излучением гиротрона в порошках металл-диэлектрик // Известия вузов. Радиофизика, 2015. Том LVIII, №9. С. 779-787.

3. Ефименко Л.А., Прыгаев А.К., Елагина О.Ю. Металловедение и термическая обработка сварных соединений, М.: Логос, 2007. – 456с.

4. Лившиц Л.С. Металловедение сварки и термическаяя обработка сварных соединений, М.: Машиностроение, 1989. – 334с.

МИКРОВОЛНОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЧ ПЛАЗМЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

<u>И. Гафаров¹</u>, G. Paskalov², M. Nikravech³

^{1.}Научно-внедренческая фирма «РЕНАРИСОРБ», Россия, Москва ^{2.}Plasma Microsystems LLC, USA, Los Angeles ^{3.} LSPM-CNRS, Université Sorbonne Paris Cité, Paris 13, France

Микроволновые методы исследования характеристик низкотемпературной плазмы всегда привлекали внимание исследователей высокочастотных разрядов пониженного давления в связи с высокой информативностью и возможностью проведения прямых локальных измерений важнейших параметров плазмы. Использование дециметрового И сантиметрового диапазонов длин волн практически оказались удобным методом измерения эволюции концентрации электронов – параметра, без которого немыслим ни один технологический процесс в ВЧ разрядах пониженного давления.



a.



b.

Рис. 1. Высокочастотная плазма низкого давления: а – струя ВЧ разряда, b–сгусток ВЧ разряда

В работе исследовалась концентрация электронов в сгустке и в струе кварцевых ВЧ индукционных реакторов (рис.1) в условиях, при которых происходит обработка материалов различной физической природы, например, для модификации рабочей поверхности металлических изделий [1], при получении наноструктурированных катализаторов на поверхности керамических шариков [2] или тонких пленок плазменным распылением [3]. Характеристики исследованных разрядов изменялись в следующих диапазонах: давление в реакторе p = 13 – 266 Па, расход плазмообразующего газа аргона G = 0,01 - 0.08 г/с, мощность в разряде P_p = 0,5 - 2,5 кВт, частота ВЧ генератора f_{rf} = 1,76 - 13,56 МГц. Отметим, что в указанных условиях реализуется диффузная форма ВЧ разряда с колоколообразным распределением концентрации электронов n_e и максимумом n_e на оси разряда. При рассматриваемых давлениях значения эффективной частоты столкновений электронов γ_c находятся в сверхвысокочастотном диапазоне ($10^8 - 10^9$ c⁻¹), но значительно меньше частоты CBЧ зондирования ω ($\omega^2 >> \gamma_c^2$).

Специфика создания разрядов при пониженных давлениях, наличие вакуумной откачной системы, вакуумного блока, ВЧ плазмотрона или электродной системы, делают предпочтительным и технически удобным использование СВЧ тракта для канализации диагностического сигнала в зону плазмы. Разнос частот зондирования (1.8 – 18.0 ГГц) и частот ВЧ генераторов плазмы (1.76 – 13.56 МГц) позволяют исключить взаимное влияние электромагнитных полей.

Функциональная схема СВЧ измерителя представлена на рис. 2. СВЧ Настройка тракта проводится согласующими трансформаторами (impedance corrector) по минимуму отраженной волны от плазмы (directional coupler 1) И максимуму падающей волны на плазму (directional coupler 2). Ферритовые вентили (ferrite valve) исключают влияние



Рис. 2. Функциональная схема СВЧ измерителя

нагрузки на генератор. Низкочастотные сигналы детекторов поступают на селективные усилители. Для визуального контроля настройки СВЧ трактов и

проводимых измерений используется осциллограф, а для удобства считывания цифровой вольтметр. Выходная мощность СВЧ генератора выбрана из условия малого воздействия СВЧ поля на плазму [4].

Усредненная на пути электромагнитной волны концентрация электронов n_e исследовалась методом свободного пространства по затуханиям $\xi_{1,2}$ прошедшей через плазму электромагнитной волны на двух частотах $\omega_{1,2}$ (метод "двух частот"):

$$n_e = \frac{m_e}{4 \pi e^2} \frac{\omega_1^4 \xi_1^2 - \omega_2^4 \xi_2^2}{\omega_1^2 \xi_1^2 - \omega_2^2 \xi_2^2}.$$

Методом "отсечки" сигнала – по измерениям частоты зондирующего сигнала, на которой резко увеличивается коэффициент отражения волны, определялась *n*_e на оси разряда и оценить профиль концентрации электронов диффузного разряда. Концентрация электронов в этом случае рассчитывается как:

$$n_e = \frac{m_e \omega^2}{4\pi \ e^2} \approx 3.1 \cdot 10^{-10} \ \omega^2 \quad (cm^{-3})$$

Ввод СВЧ волны в плазму проводился рупорными антеннами или двухпроводной линией Лёхера. Двухпроводная линия трансформируется в волновод специальным переходником. Применение двухпроводной линии позволяет достигать пространственного разрешения порядка половины рабочей длины волны. Высокое пространственное разрешение линии обусловлено тем, что напряженность электромагнитного поля максимально у проводника и быстро уменьшается по мере удаления от них.

Недостатком применения двухпроводнойлинии являются возмущения, вносимые линией в плазму. Этого недостатка лишен резонаторный метод, который основан на измерении характеристик СВЧ резонатора до и после введения в него плазмы. Для случая, когда отсутствует постоянное магнитное поле и $\omega^2 >> \gamma_c^2$:

$$\Delta \omega / \omega = 0.5 C_{v} n_{e} V_{p} / n_{c} V_{r},$$

$$\Delta (1/Q) = B_{v} n_{e} \gamma_{c} V_{p} / n_{c} \omega V_{r}$$

где C_v, B_v – коэффициенты формы, которые определяются распределением поля и параметрами плазмы по объему резонатора; n_c – критическая концентрация электронов;V_r – объем резонатора, V_p – объем плазмы в резонаторе. Для определения коэффициентов формы, для учета провисания поля резонатора в

торцевых отверстиях ввода, наличия в нем разрядной камеры и элементов связи высокочастотным трактом, проведены калибровочные измерения с с использованием цилиндрических диэлектриков с известным г.Существенным недостатком резонаторного метода является усредненные по большому объему данные о параметрах плазмы, что не позволяет судить о кинетике процессов в газе. С другой стороны этобезконтактный метод, который не вносит возмущения в плазму. В исследованиях использована волна типа Е010 с напряженности электрического поля максимумом на оси разряда. Распределение поля не зависит от высоты резонатора. Применяя резонаторы малой высоты, можно осуществить продольную локализацию измерений n_e и оценить максимальную концентрацию на оси разряда.

Сравнение полученных разными способами результатов исследований n_e позволяют повысить достоверность результатов.

Литература:

1. I. Abdullin, A. Hubathuzin, I. Gafarov. Increase of Hardness and Physical Mechanical Properties of Metals and Alloys with the Help of RF-plasma of Low Pressure//Journal: News of Science and Education. Ecology. Agriculture. Physics. Chemistry and Chemical. Technology// N_{20} 20 (20), 2014, ISSN 2312-2773, Sheffield, UK – p. 63-68.

2. M. Nikravech, K. Baba and C. Lazzaroni. Development of Fluidized Spray Plasma (FSP) Device to Deposit Nanostructural Catalysts on Ceramic Beads. - 22nd International Symposium on Plasma Chemistry July 5-10, 2015; Antwerp, Belgium.P-II-12-13 1.

3. Kamal Baba, Claudia Lazzaroni, Mehrdad Nikravech. Growth of ZnO Thin Films by Spray Plasma Technique: Correlation Between Spectroscopic Measurements and Film Properties// Plasma Chem Plasma Process (2014) DOI 10.1007/s11090-014-9570-0.

 I. Gafarov, G. Paskalov. Electron Density Measurement in a RF Plasma Discharges by Microwave Method//5th Central European Symposium on Plasma Chemistry. – Balatonalmadi, Hungary, 25-29 August 2013.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

И.Л. Манохин, И.Г. Григорьева, В.А. Костюшин, Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Рентгеновская диагностика плазменных объектов является одним из основных методов получения информации о параметрах излучающей плазмы и протекающих в ней физических процессах. Рентгеновское излучение плазмы микропинчевого разряда характеризуется высокой интенсивностью (более 10^{16} квантов за вспышку) и малой длительностью (~ 10^{-8} с), имеет довольно сложный спектр с максимумом в области одного килоэлектронвольта. Интенсивность рентгеновского излучения с ростом энергии квантов падает на несколько порядков. Образование плазмы сопровождается мощными электромагнитными помехами [1].

При таких условиях эксперимента раздельная регистрация частиц, а следовательно, и их раздельная спектрометрия становятся невозможны и, как правило, для получения информации о спектре излучения применяются различные многоканальные спектрометрические системы с разделением квантов по энергиям с помощью фильтров поглощения различной толщины. По показаниям с детекторов строилась кривая ослабления. По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводили восстановление спектров рентгеновского излучения различными математическими методами.

На основе проведенных исследований различных видов детекторов, был создан комплекс приборов для диагностики рентгеновского излучения плазмы сильноточных импульсных электрических разрядов [1].

Для исследования спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 1,0–25 кэВ был использован

семиканальный спектрометр рентгеновского излучения на основе термолюминесцентных детекторов LiF (размер спектрометра Ø 20х20 мм).

Каналы спектрометра построены по схеме: фильтр поглощения + сборка из десяти детекторов LiF (каждый детектор имел размер: Ø 5 мм и толщину 0,9 мм). Один канал спектрометра использовался без фильтра поглощения.

Для исследования спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 1,0-30 кэВ был создан и успешно использовался малогабаритный, одноканальный спектрометр (габаритные размеры прибора Ø 5x10 мм), представляющий сборку из десяти детекторов LiF, расположенных друг за другом. В данном случае фильтрами поглощения, осуществляющими спектроселекцию рентгеновского излучения, служили сами термолюминесцентные детекторы. Суммарный сигнал co всех термолюминесцентных соответствовал поглощенной детекторов энергии рентгеновского излучения всего исследуемого спектра в энергетическом диапазоне, в котором были зарегистрированы рентгеновские кванты в спектрометре. Сигналы с каждого детектора определяли степень ослабления рентгеновского излучения при прохождении рентгеновского излучения. Для расширения энергетического диапазона исследования спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы необходимо увеличить количество термолюминесцентных детекторов в спектрометре. В случае использования свинцового наполнителя, данный спектрометр мог проводить исследования спектра рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий до 200 кэВ. Использование в экспериментах данного спектрометра показало, что его характеристики сравнимы с характеристиками многоканальных спектрометров [2].

Для измерения спектрального состава рентгеновского излучения от 20 до 100 кэВ был использован помехоустойчивый многоканальный сцинтилляционный спектрометр на основе миниатюрных ФЭУ-60.

Высокая чувствительность и эффективность регистрации жесткой компоненты рентгеновского излучения спектрометра достигнута за счет размещения сцинтилляционных детекторов CsJ(Tl) (с большим атомным зарядом $Z_{3\phi} = 54$ и размером Ø 15х20 мм) в непосредственном оптическом контакте с входными окнами малогабаритного ФЭУ-60.

Подробно исследования спектра в жесткой части (свыше 80 кэВ)

проводились с использованием четырехканального сцинтилляционного спектрометра. Для увеличения эффективности регистрации и точности измерения были использованы кристаллы больших размеров: Bi₄Ge₃Oi₂ (Ø 30x35), CsJ(Tl) (Ø 30x35), NaI(Tl) (Ø 30x50) в непосредственном оптическом контакте со спектрометрическим ФЭУ-85.

Динамический диапазон комплекса спектрометров достигал 10¹². Все диагностические приборы были откалиброваны. Сцинтилляционные спектрометры крепились к диагностическим окнам разрядной камеры и были направлены перпендикулярно к оси разряда.

Данный комплекс успешно использовался в экспериментах по исследованию спектра импульсного рентгеновского излучения плазмы получаемой на различных установках [1,2,3].

Литература:

 Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89–94.

2. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100-103.

Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Макаров В.В. и др. // Физика плазмы. 2012.
 Т. 38. № 12. С. 1076-1081.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ДЕТЕКТОРОВ В ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

<u>А.В. Баловнев</u>, И.Л. Манохин, И.Г. Григорьева, В.А. Костюшин, Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

С помощью приборов рентгеновской диагностики проводят различные виды исследования (спектрометрические, с временным разрешением, пространственные) плазмы импульсных сильноточных электрических разрядов [1]. В зависимости от исследований плазменного объекта применяют различные виды методов исследований и детекторов регистрации. От выбранного типа детекторов зависит надежность и точность проведенных исследований. Регистрация рентгеновского кванта в детекторе осуществляется в результате ионизационного эффекта, образованного вторичными электронами, образованными в результате фотоэффекта при взаимодействия кванта с веществом детектора.

В настоящее время существует большое количество различных видов детекторов, регистрирующих ионизирующее излучение [2].

Ионизационные детекторы; полупроводниковые детекторы; сцинтилляционные детекторы; трековые детекторы; термолюминесцентные работающие детекторы; детекторы, на основе электронно-оптического преобразования. Каждый детектор имеет свои основные характеристики: эффективность регистрации, энергетическое разрешение, временные характеристики.

Сложность исследования рентгеновского излучения плазмы заключается в том, что рентгеновское излучение характеризуется высокой интенсивностью (до 10¹⁶ квантов за вспышку) и малой длительностью (~ 10⁻⁸ с), имеет довольно сложный спектр с максимумом в области 1 кэВ. Интенсивность рентгеновского излучения с ростом энергии квантов падает на несколько порядков. Рентгеновское излучение плазмы сопровождается другими видами излучения плазменного объекта. В результате импульсного сильноточного электрического

разряда возникают мощные электромагнитные помехи, которые могут исказить рабочий сигнал с детектора и это также требует разработки мер защиты.

При таких условиях эксперимента одним из наиболее применяемых методов спектрометрии импульсного рентгеновского излучения является метод фильтров поглощения. Метод основан на спектральной селекции первичного рентгеновского излучения с помощью фильтров поглощения различной толщины. В данном методе измеряется кривая ослабления, представляющая собой зависимость полностью поглощенной в детекторе энергии *J* рентгеновского излучения, прошедшего сквозь фильтр, от толщины данного фильтра *x*:

$$J(x) = \int S(E)\varphi(E) \exp(-\mu(E)x) dE, \quad (1)$$

где S(E) – спектральная характеристика детектора; $\varphi(E)$ – искомый спектр; $\mu(E)$ – коэффициент ослабления излучения в фильтре. Выражение (1) является уравнением Фредгольма 1-го рода относительно функции $\varphi(E)$. Оно относится к классу некорректно поставленных задач [1].

Для измерения кривой ослабления J(x), как правило, применяют различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью рентгеновских фильтров поглощения. По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводят восстановление спектров рентгеновского излучения математическими методами [3].

В данном методе могут быть использованы полупроводниковые детекторы, сцинтилляционные детекторы, термолюминесцентные детекторы, ядерные фотоэмульсии.

В таб. 1 представлены детекторы и их основные характеристики, которые могут быть использованы в многоканальных спектрометрах для исследования импульсного рентгеновского излучения.

Учитывая особенности регистрации и вид спектра рентгеновского излучения плазмы, на основании проведенных исследований свойств детекторов было установлено, что для спектрометрии рентгеновского излучения плазмы в области энергий 1–25 кэВ наиболее предпочтительным является использование кремневых *p-i-n* диодов или термолюминесцентных детекторов

LiF. Кремневые *p-i-n* диоды имеют чувствительный слой порядка 700 мкм, достаточный для эффективной регистрации рентгеновского излучения с энергией от 1 до 30 кэВ и отличные временные характеристики (≤1 нс). Термолюминесцентные детекторы LiF не чувствительны к электромагнитным наводкам, практически не чувствительны к ультрафиолетовому излучению, не имеют мертвого поверхностного слоя, имеют линейный отклик в широком динамическом диапазоне поглощенной дозы излучения (от 20 мЗв до 10 Зв) [4].

эффективности регистрации 60%; 3-диапазон интенсивностей рентгеновского								
излучения; 4-минимальная регистрируемая энергия; 5-время обработки сигналов; 6- возможность автоматизации; 7-абсолюная помехоустойчивость								
Детекторы	1	2	3	4	5	6	7	
Полупроводниковые: - кремневые - германиевые - p-i-n технологии	14 32 14	2-30 кэВ 2-50 кэВ 1-30 кэВ	$ \begin{array}{r} 10^{2} \\ 10^{2} \\ 10^{2} \\ 10^{2} \end{array} $	2 кэВ 2 кэВ 1 кэВ	$10^{-6} c$ $10^{-6} c$ $10^{-6} c$	+ + +	- - -	
Сцинтилляционные: - органические - неорганические (жесткое РИ)	7 74	1.5-30 кэВ 1.5-300 кэВ	10^{2} 10^{2}	20 кэВ 2 кэВ	$10^{-6} c$ $10^{-6} c$	+ +	-	
Ядерные эмульсии	7	3-500 кэВ	10 ²	3 кэВ	10 ² час	-	+	
Рентгеновские пленки	7	1-10 кэВ	10 ²	10^5 эB/см ²	15мин	-	+	
Термолюминесцентные (мягкое РИ, не чувствителен к ультрофиолетовому излучению)	7	1-30 кэВ	10 ⁵	10^5 3 B/cm ²	15 мин	-	+	
Сцинтилляционные экраны	4	2-50 кэВ	10 ³	4 кэВ	15 мин	-	+	

Таблица 1: 1-эффективный атомный заряд Z; 2-диапозон энергий квантов при

Для спектрометрии рентгеновского излучения плазмы в области энергий более 30 кэВ используются неорганические сцинтилляторы, которые обладают высокой эффективностью регистрации по сравнению с другими детекторами. В области энергий менее 30 кэВ у неорганических сцинтилляционных кристаллов наблюдается высокий уровень нелинейности отклика [5].

Литература:

1. Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. Ядерно-физические методы диагностики плазмы. М.: МИФИ, 1985.

2. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных

методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 208.

3. Долгов А.Н., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 103.

 Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. №1. С. 100-103.

5. Салахутдинов Г. Х., Ефанов Д. В. // ПТЭ. 2015. № 3. С. 43-47.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА ОТ ТОКА РАЗРЯДА

О.А. Башутин, <u>И.Г. Григорьева</u>, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Интерес к сильноточным импульсным электроразрядным устройствам (Z-пинчам) связан с образованием в них плотной, горячей, многократно ионизованной плазмы, которая является интенсивным источником вакуумного ультрафиолета, рентгеновского излучения и потока заряженных частиц. К классу сильноточных импульсных электроразрядных устройств относятся установки типа «низкоиндуктивная вакуумная искра», на которых при определенных условиях реализуется режим микропинчевания, сопровождающийся образованием уникального объекта, называемого плазменной точкой или микропинчем, представляющего собой область плотной горячей плазмы ($N_e \approx 10^{20} \div 10^{23}$ см⁻³, $T_e \approx 1 \div 10$ кэВ) микронного размера, интенсивно излучающей рентгеновское излучение (более 10¹⁶ квантов за вспышку), с временем жизни не более 10 нс [1].

Явление микропинчевания имеет достаточно общий характер для *Z*пинчевых установок (низкоиндуктивная вакуумная искра; плазменный фокус; системы проволочных сборок; *Z*-пинчи с импульсной инжекцией газа).

Исследованию зависимости интенсивности рентгеновского излучения плазмы сильноточного импульсного электрического разряда от величены разрядного тока посвящено достаточно много научных публикаций. Однако, исследований спектрального состава рентгеновского излучения плазмы сильноточного импульсного электрического разряда от величины разрядного тока не проводились. Для развития представлений о физических процессах в плазме были проведены исследования спектральных характеристик Эксперименты рентгеновского излучения плазмы. производились на экспериментальной установке «Зона-2» (кафедра «Физика плазмы» НИЯУ

МИФИ), которая представляет собой разрядное устройство типа «низкоиндуктивная вакуумная искра», конструкция и параметры которой приведены в [2].

Спектры рентгеновского излучения плазмы микропинчевого разряда, полученные при различных токах разряда, показаны на рис. 1. При токе разряда меньшим критического 50 кА для электродов выполненных из железа отсутствует жесткая составляющая рентгеновского излучения. Вид спектра существенно отличается от вида спектра с эффектом пинчевания. На спектрах с эффектом пинчевания, также как и в работе [3] можно определить три области, имеющие различную электронную температуру и отвечающие различным этапам микропинчевого разряда.



Рис. 1. Типичные спектры рентгеновского излучения плазмы железа, полученные при различных токах разряда:

l – ток разряда 90 кА ($T_e = 0,8$ кэВ); 2 –ток разряда 190 кА ($T_e = 1,1$ кэВ)

С ростом разрядного тока увеличивается интенсивность рентгеновского излучения и электронная температура T_e плазмы, но в различных энергетических областях спектра поразному.

Низкоэнергетическое рентгеновское излучение (hv < 10 кэВ) возникает в результате микрпинчевания. Величина разрядного тока определяет интенсивность излучения и степень сжатия и нагрева плазмы, концентрации ионов. В области энергии hv > 80 кэВ возникновение рентгеновских квантов происходит за счет развития ускорительных процессов [3]. Увеличение разрядного тока также влияет на эти процессы, которые определяются электронной температурой T_e микропинча. С ростом электронной температуры

T_e микропинча повышается и выход жесткого рентгеновского излучения, возникающего в результате ускорительных процессов.

Пространственно-временной анализ микропинчевого разряда [3] показал, что высокоэнергетичное рентгеновское излучение рождается в области пинчевания, в финальной стадии микропинчевания. Разница в росте интенсивности мягкой и жесткой компонент рентгеновского излучения можно объяснить тем, что мягкое рентгеновское излучение возникает в результате микропинчевания, в отличие от высокоэнергетичного рентгеновского излучения, образованного в результате ускорительных процессов.

Литература:

1. Короп Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В., Сухоруков С.Т. // Успехи физических наук. 1979. Т. 129. Вып. 1. С. 87.

2. Савелов А.С. Материалы диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. М., 2005. С. 36.

Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Макаров В.В. и др. // Физика плазмы. 2012.
 Т. 38. № 12. С. 1076-1081.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЫ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОНФИГУРАЦИИ РАЗРЯДНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

О.А. Башутин, И.Г. Григорьева, Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Исследования пространственного распределения рентгеновского излучения позволяют получать важную информацию о физических процессах, происходящих в плазме микропинчевого разряда.

Эксперименты производились на экспериментальной установке «Зона-2» (кафедра «Физика плазмы» НИЯУ МИФИ), которая представляет собой разрядное устройство типа «низкоиндуктивная вакуумная искра», конструкция и параметры которой приведены в [1]. Разряд осуществлялся в вакуумной камере, откаченной до вакуума не хуже 10^{-4} Тор. Инициирование разряда производилось вспомогательным триггерным разрядом. Емкость накопительной конденсаторной батареи $C_0 = 20$ мкф. Рабочим веществом разряда являлись пары материала анода разрядного устройства, ток разряда достигал величины до 190 кА, период разряда – 8,5 мкс. Плоский электрод имел вид цилиндра диаметром 20 мм с плоской торцевой поверхностью. Стержневой электрод имел диаметр 4 мм и длину 15 мм и был на конце заострен. Расстояние между электродами составляло 6 мм.

Исследования пространственной структуры плазменного объекта были проведены в диапазоне рентгеновского излучения квантов с энергией более 3 кэВ регистрировались камерой-обскурой с разрешением не хуже 0,05 мм. Изображение фиксировалось на рентгеновской фотопленке РТ-1 и ядерной эмульсии типа Р. Диафрагма камеры представляла собой свинцовую пластину толщиной 2 мм с отверстием 0,18 мм, и была направлена перпендикулярно к оси разряда и фотографировала всю разрядную зону. Камера обскуры была отделена от разрядной вакуумной камеры бериллиевой фольгой толщиной 0,1 мм. Расстояние от оси разряда до рентгеновской пленки составляло 200 мм, до диафрагмы 100 мм.



Рис.1 а, б, в. Типичные обскурограммы, полученные при токе разряда <50 кА (а) (пинчевание отсутствует); при токе 150 кА при различной полярности электродов (б - анод стержневой электрод; в - анод плоский электрод).

На рис. 1 а. показана обскурограмма при токе разряда меньшим 50 кА. В работе [2,3] приводится расчетное значение критического тока для разряда в плазме железа $I_{\rm kp} = 50$ кА. При токах $I < I_{\rm kp}$ микропинчевание не происходит, что зафиксировано обскурограммой (образование «плазменных точек» не происходит).

В ходе эксперимента менялась конфигурация электрического поля в промежутке между разрядными электродами рис. 1 б,в , посредством изменения полярности электродов разрядной системы. При токах разряда *I* больших критического $I_{\rm kp} = 50$ кА при различной полярности электродов (б анод стержневой электрод; в - анод плоский электрод) микропинчевание происходит и «плазменные точки» образуются. На обскурограммах видно, что интенсивность рентгеновского излучения из «плазменных точек» с стержневым анодом (рис. 1 б) больше, чем с плоским анодом (рис. 1. в). На рис. 1 а,б,в четко видны элементы разрядной камеры, приэлектронной плазмы и самой «плазменной точки». Место образования «плазменных точек» определяется местом возникновения перетяжки, режимом разряда и зависит от многих факторов: конфигурации и конструкции разрядных электродов; материала электродов; разрядного тока [1-4]. Область образования «плазменных точек» практически не изменялась при смене полярности на разрядных электродах. С уменьшением величины разрядного тока, область образования «плазменной точки» смещается к аноду разрядной системы.

Исследования интенсивности рентгеновского излучения показали, что в разрядной системе, где стержневой электрод – анод, выход рентгеновского излучения выше в 10 раз, чем в системе с плоским анодом [5]. Это связано с формированием электрических полей в межэлектродном пространстве разрядной системы, которое и определяет интенсивность поступления рабочего вещества, для образования плазмы. На обскурограммах показано, что область взаимодействия плазменных потоков с поверхностью плоского анода превышает область взаимодействия данного потока со стержневым анодом. Концентрация прианодной плазмы в случае с плоским анодом меньше, чем со стержневым анодом, что приводит к более худшим условиям пинчевания плазмы.

Литература:

Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулад Э.И. и др. // Физика плазмы. 2012.
 Т. 38. № 3. С. 261.

Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6.
 С. 1211.

Гулин М.А., Долгов А.Н., Николаев О.В. и др. // Физика плазмы. 1990. Т. 16.
 Вып. 8. С. 1015.

4. Вовченко Е.Д., Григорьева И.Г., Макаров В.В. и др. // Физика плазмы. 2012.
Т. 38. № 12. С. 1076-1081.

5. А.В. Баловнев, И.Г. Григорьева, Э.И. Додулад и др. // Прикладная физика. 2013. № 4. С. 23–26.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПЛАЗМЫ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ТИПА «НИЗКОИНДУКТИВНАЯ ВАКУУМНАЯ ИСКРА»

О.А. Башутин, <u>И.Г. Григорьева</u>, Э.И. Додулад, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Установка «низкоиндуктивная вакуумная искра» (НВИ) относится к классу сильноточных импульсных электроразрядных устройств (*Z*-пинчей), которые обладают исключительно высокой эффективностью преобразования электрической энергии, вкладываемой в разряд, в энергию рентгеновского излучения (РИ).

В сильноточных импульсных электрических разрядах, осуществляемых на установках данного типа основными компонентами плазмы являются продукты эрозии материала электродов, которые и определяют элементный состав плазмы [1].

Исследование элементного состава плазмы микропинчевого разряда посвящено достаточно много работ, однако окончательного вывода о составе плазмы до настоящего времени нет.

Исследования проводились на экспериментальной установке «Зона-2» (кафедра «Физика плазмы» НИЯУ МИФИ), которая представляет собой разрядное устройство типа «низкоиндуктивная вакуумная искра», конструкция и параметры которой приведены в [2]. Разряд осуществлялся в вакуумной камере, откаченной до вакуума 10^{-4} Тор. Емкость накопительной конденсаторной батареи $C_0 = 20$ мкф. Рабочим веществом разряда являлись пары материала анода разрядного устройства, ток разряда достигал величины до 190 кА, период разряда – 8,5 мкс.

Для исследования элементного состава плазмы микропинчевого разряда были проведены исследования осаждения продуктов эрозии электродов. С целью исследования осаждения продуктов эрозии электродов в разрядной камере на расстоянии 15 см от оси разрядного устройства, т.е. заведомо за

пределами области разряда, размещалась плоская молибденовая пластина размерами 10х20 мм². При осуществлении разряда на заранее протравленной пластине происходило осаждение продуктов эрозии электродов. Слой напыленного на пластину вещества подвергался элементному анализу.



Рис. 1. Схема эксперимента по определению вклада эрозии материала электродов в плазму микропинчевого разряда.

В экспериментах для выделения вклада эрозии материала электродов использовала плоский электрод, изготовленный из латуни (Zn, Cu), а стержневой из железа (Fe). В отличии от работы [3], в данном эксперименте менялась полярность электродов. Схема эксперимента показана на рис. 1. Вклад продуктов эрозии материала электродов в плазму определялся по наличию осажденного материала на образец. В обоих случаях на образцы осаждался материал анода.

Плазма образуется в продуктах эрозии материала анода [1]. Данное утверждение подтверждается и другими экспериментами [3] (экспериментами по исследованию рентгеновского излучения *К*-спектра вещества, из которого изготовлены электроды исследуемого разряда). Однако в работе [4] было установлено присутствие в плазме материалов стержневого катода.

Согласно модели «радиационного сжатия» [1] после инициирования разряда в вакуумной камере вначале происходит бомбардировка анода электронами, ускоренными в межэлектродном вакуумном промежутке. Это приводит к испарению поверхности анода, в результате чего между электродами загорается дуга, в которой количество частиц в сечении неоднородно по длине. В области около анода, где материал испаряется, количество частиц в сечении велико, а при удалении от поверхности анода к катоду оно быстро падает, что и объясняет образование плазменных точек из эрозии материала анода. Место образования плазменных точек определяется условием разряда.

Проведены эксперименты по исследованию возможности применения микропинчевых разрядов для модификации поверхности различных материалов с целью увеличения прочности поверхности этих материалов. На поверхность различных материалов при осуществлении разряда происходило осаждение продуктов эрозии электродов разрядной системы. На образцы осаждался материал анода.

Покрытие на поверхности материалов из латуни, образованное в результате 50 микропинчевых разрядов (анод выполнен из железа) обладает эффектом полировки и позволяет увеличить прочность поверхности исследуемого образца на 20%. В образованном покрытии содержатся элементы анода разрядной системы и углерода. Присутствие углерода объясняется использованием соответствующих систем получения вакуума.

Литература:

Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6.
 С. 1211.

2. Савелов А.С. Материалы диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. М., 2005. С. 36

3. Долгов А.Н., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 9. С. 818.

4. Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулат Э.И. и др. // Физика плазмы. 2012.
Т. 38. № 3. С. 261.

МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ ДИНАМИКИ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МИШЕНИ «ГАЗОВЫЙ МЕШОК»

Д. М. Доброцветов, А. Н. Мунтян, С. И. Петров, Н.М. Романова, С. С. Таран

Российский федеральный ядерный центр ВНИИЭФ

Изучалась картина пространственно-временной генерации рентгеновского излучения из мишени типа газовый мешок при облучении ее лазерным импульсом на второй гармонике $\lambda_{2\omega} = 0.53$ мкм установки «ЛУЧ». [1] Пространственное разрешение вдоль оси мишени и спектральную селекцию обеспечивал спектрограф РИВС-2 [2], который при помощи трех щелей обскур строил на фотокатоде фотохронографа 3 изображения мишени с M=1.6. Каждое изображение строилось в своем диапазоне спектра, вырезаемом при помощи набора К-фильтров, расположенных на щелях спектрографа. Вырезались участки непрерывного рентгеновского спектра, а также участок с линиями L-серии криптона. Временное разрешение обеспечивал рентгеновский фотохронограф **ΡΦΡ-4** [3]. Схема измерительного тракта методики пространственно-временной регистрации излучения в спектральном диапазоне приведена на рис. 1. В проведенной серии экспериментов временное разрешение составляло 40 пс, пространственное – 150 мкм.



Рис. 1 Схема измерительного тракта РИВС-2 (а) и РФР-4 (б). I – источник регистрируемого излучения II – блок щелевых обскур с набором фильтров 1(III) – фотокатод (лавсан 3.6 мкм + Au 210 Å) 2 – РЭОП СРП-7 (рентгеночувствительный электронно оптический преобразователь) 3 – усилитель яркости 4 – ПЗС камера

Предварительно на калибровочном стенде «РЭКС» [4] была проведена калибровка всех необходимых параметров фотохронографа РФР-4, включая спектральную чувствительность фотокатода, спектральное пропускание фильтров, получена картина дисторсионных искажений и неоднородности чувствительности прибора. Материалы и толщины фильтров приведены в таблице 1 и были подобранны с помощью пакета XRAY [5].

В проведенной серии экспериментов мишень представляла собой цилиндр из полипараксилилена, с толщиной стенки 15 мкм, наполненный внутри Кг под давлением 0.5-1 атм. Торец цилиндра был закрыт тонкой полимерной пленкой (~0.4 мкм), на которую падал лазерный пучок. Размеры пятна фокусировки составляли 400×700 мкм. Фокусное расстояние объектива составляло 1 м при апертуре пучка 185×185 мм. Таким образом, можно считать, что лазерное излучение внутри мишени распространялось в газовой среде и не падало на стенку мишени. Энергия импульса варьировалась в каждом эксперименте и лежала в интервале 170-270 Дж. Длительность импульса составляла 1.5-2 нс.

На рис. 2а представлена типичная фотохронограмма полученная в одном из опытов серии. Обработка полученных результатов проводилась с учетом данных абсолютной калибровки чувствительности, однородности чувствительности по экрану, компенсации дисторсионных искажений, скорости и нелинейности развертки в программе ССD_САМ [6].



Рис. 2. Распределение яркости свечения мишени (б) в разные моменты времени согласно результатам измерения второго канала. (а) Второй спектральный канал с проведенными огибающими (в)

№ канала	Состав фильтра	hv _{ср,} кэВ	Δhv, кэB			
1	19 мкм Be + 8 мкм Al	1.8	_			
2	19 мкм Be + 20 мкм Cl	2.4	0.64			
3	19 мкм Be + 10 мкм Cl	2.3	0.87			

Таблица 1. Параметры каналов, использованных в проведенных опытах.

На прописях профиля яркости свечения мишени, рис. 26, в различные моменты времени, отчетливо видно наличие двух максимумов яркости вдоль оси мишени. Максимумы яркости приходятся на области насыщения, поэтому огибающая тепловой волны в газовом объеме условно проведена по уровню 20% от максимального сигнала, т.е. 3000 отсчетов матрицы телекамеры. Форма области насыщения регистрации тепловой волны в области полимерного окна достаточно симметрична, вместо огибающей была проведена прямая вдоль ее оси симметрии. Угол касательной в каждой точке огибающей соответствует скорости движения тепловой волны, которая составила от $V_{2min}=(5\pm0.4)\cdot10^7$ см/с для тепловой волны в газовом объеме. Для тепловой волны в области полимерного окна аналогично получена средняя скорость движения $V_1 = (1.5\pm0.4)\cdot10^7$ см/с.

Дальняя и ближняя тепловые волны не имеют строго определенной границы и их сигнал частично сливается, однако по минимуму профиля яркости можно провести условную границу между тепловыми волнами и сделать грубую оценку соотношения их энергетического выхода. В представленном опыте суммарные сигналы отличаются на 18%, отсюда, вклад ближней тепловой волны в общий энергетический выход мишени в пределах погрешности равен вкладу дальней тепловой волны.

Таким образом, разработанная на базе щелевого фотохронографа методика позволяет измерять скорость распространения тепловых волн в нагреваемой лазерным импульсом мишени подкритической плотности, которые составляли от 1.5·10⁷ см/с до 13·10⁷ см/с в зависимости от условий эксперимента, конверсионную эффективность мишеней, составлявшую от 3% до 8% (в L-серию криптона).

В заключение авторы благодарят сотрудников установки «ЛУЧ» за проведенные эксперименты.

Литература.

1 Н.Н. Безнасюк, И.В. Галахов, С.Г. Гаранин, др. Четырёхканальная лазерная установка ЛУЧ – модуль установки ИСКРА-6. IV Харитоновские тематические научные чтения. Сборник аннотаций, 2002 г., г. Саров, стр. 82.

2 В.П. Лазарчук, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сеник. Фотохронографические методы регистрации пространственно-временных и спектральных характеристик рентгеновского излучения на установке "Искра-5". Физика плазмы, 1994, том. 20, №1, стр.101.

3 В.П Лазарчук, Д.Н. Литвин, А.Г., В.М. Муругов и др., «Рентгеновский фотохронограф РФР-4», ПТЭ, 2004, №2, стр. 128-132.

4 В.П. Лазарчук, А.Н. Мунтян, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сеник. «Методики калибровок рентгеновских фотохронографов и элементов рентгеновских измерительных схем». ПТЭ, 2004, №2, стр. 133-138.

5 В.П. Лазарчук, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сеник. Пакет программ XRAY для расчета и оптимизации схем регистрации рентгеновского излучения в спектральном диапазоне hv=0.03-30 кэВ. XII Всероссийская конференция "Диагностика высокотемпературной плазмы". Звенигород, 3-9 июня 2007, Тезисы докладов, стр. 170-171.

6 В.П. Лазарчук, В.М. Муругов, С.И. Петров, А.В. Сеник. «Пакет программ ССD-САМ для обработки фотохронограмм и спектрограмм». XII Всероссийская конференция «Диагностика Высокотемпературной Плазмы» г. Звенигород, Московской области, 3-8 июня 2007, Тезисы докладов. С. 172.

ОТЛАДКА ЭМИТТЕРНО-ЭКСТРАКТОРНОГО УСТРОЙСТВА УСКОРИТЕЛЯ И ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЗППТИ ТОКАМАКА Т-10

<u>М.А. Драбинский</u>^{1,2}, Л.Г. Елисеев¹, В.Н. Зенин^{1,2}, А.И. Жежера³, Л.И. Крупник³, А.С. Козачек³, А.Д. Комаров³, А.В. Мельников^{1,4}, Ф.О. Хабанов^{1,2}

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия ²МФТИ, Московская область, г. Долгопрудный, Россия ³Институт физики плазмы, ННЦ «ХФТИ», Харьков, Украина ⁴НИЯУ «МИФИ», Москва, Россия

Работа посвящена результатам отладочного эксперимента эмиттерноэкстракторного устройства ускорителя И ионно-оптической системы диагностического комплекса зондирования плазмы пучком тяжёлых ионов (ЗППТИ), функционирующей на Т-10 НИЦ «Курчатовский институт». Определена ВАХ нагревной спирали термоионного эмиттера, определяющая наряду с напряжением экстракции величину ионного тока пучка. Проведены исследования зависимости тока ионного пучка от мощности нагрева эмиттера и напряжения экстракции. В рамках юстировочного эксперимента достигнуты токи пучка однократно заряженых ионов таллия вплоть до 300 мкА в диапазоне энергии 200-280 кэВ при значении того же параметра в регулярном эксперименте 30-150 мкА. Повышение значений ионного тока диагностического обусловлено необходимостью увеличения значений пучка предельной плотности электронной компоненты плазмы (до 5•10¹⁹ м⁻³ вместо 3•10¹⁹ м⁻³), измеряемых частот (до 500 кГц вместо 300 кГц), а также отношения сигнал/шум.

С помощью проволочных датчиков, установленных в вакуумном объёме ионопровода диагностики и камеры Т-10, были исследованы пространственное распределение тока ионного пучка и зависимость диаметра ионного пучка и его сфокусированности от энергии пучка и напряжения экстракции.

Проведение подобных исследований необходимо для получения оптимальных параметров работы диагностического комплекса ЗППТИ для работы во время проведения экспериментов по исследованию электрического потенциала на токамаке T-10.

Работа выполнена за счет Российского научного фонда, проект № 14-22-00193.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СБОРА ВОЛЬФРАМОВОЙ ПЫЛИ РАЗЛИЧНОГО ТИПА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ЗОНДОМ

Л.Б. Беграмбеков¹, А.Н. Войтюк¹, А.М. Захаров¹, О.А. Бидлевич¹, Е.А. Вещев², П.А. Шигин^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²ITER Organization, Route de Vinon Sur Verdon, St Paul-Lez-Durance, France

1. Введение. Образование пылевых частиц и их конгломератов с размерами от долей микрона до десятков и сотен микрон отмечается во многих современных плазменных установках. Накопление пыли может существенно повлиять на параметры разряда в будущих термоядерных установках и привести к аккумулированию опасно больших количеств трития. Поэтому является актуальным разработка методов периодического сбора и удаления пыли из установок для последующего измерение скорости её формирования и осаждения.

Действующая модель устройства (электростатического зонда), разработанного для сбора металлической пыли, образующейся в термоядерной установке при ее работе и транспортировки пыли за пределы установки для последующего анализа, была представлена в работе [1]. В предлагаемой работе описаны эксперименты, проведённые для определения эффективности сбора зондом различных типов пыли.

Известно, что большая часть вольфрамовой пыли в термоядерных установках образуется в результате разрушения слоёв, образующихся на поверхности плазменной камеры в результате осаждения атомов металла, распылённых плазмой с поверхностей контактирующих с плазмой материалов. Образованные таким образом частицы пыли имеют форму чешуек и их размеры могут варьироваться в значительном диапазоне.

Для наработки вольфрамовой пыли в форме чешуек в условиях, сходных с условиями её образования в термоядерных установках было разработано газоразрядное устройство, собранное в установке плазменного осаждения покрытий «ДЕКОР». В аргоновом разряде, зажигаемом в устройстве,

распыляется вольфрамовая мишень. Распылённые атомы, осаждаясь на поверхность кожуха, окружающего область разряда, формируют слои вольфрама, трансформирующиеся в последующую вольфрамовую пыль.

Проведено сравнительное исследование поведения «чешуйчатой» вольфрамовой пыли и пыли, частицы которой имеют кристаллическую структуру и простые геометрические формы. В частности, проанализировано их поведение в электрическом поле, изучен характер их обезгаживания при повышенных температурах и выполнены оценки адгезионной способности двух видов пыли к подложке.

Описана конструкция действующая модель электростатического зонда для сбора электропроводящей пыли в условиях термоядерной установки и её вывода из установки. Зонд собирает металлическую пыль, перемещаясь над поверхностью, покрытой пылью. В процессе работы между зондом и поверхностью создается разность потенциалов, достаточная для того, чтобы пылевые частицы под действием электростатического поля преодолели силу тяжести и адгезию к поверхности и попали в резервуар зонда через систему жалюзи.

Изготовлена система, обеспечивающее осаждение плёнок вольфрама на стенки плазменной камеры и их последующую трансформацию в вольфрамовую пыль. Проведено сравнительное исследование эффективности работы зонда при сборе мелкодисперсного кристаллического вольфрамового порошка и «чешуйчатой» вольфрамовой пыли, частицы которых имеют различную форму, со средними размерами частиц в диапазонах 1-10 мкм и 20-400 мкм. При этом размеры использованных частиц примерно соответствовали размерам пылевых частиц, образующихся в камерах современных плазменных установок [2] [3].

2. Получение вольфрамовой пыли при отшелушивании напылённых слоёв.

Вольфрамовая пыль получалась в установке плазменного осаждения покрытий «ДЕКОР» [3]. В установке между накальным катодом и анодом зажигался газовый разряд в атмосфере аргона с примесью водорода. Анализ газового состава в вакуумной камере проводился с помощью квадрупольного масс-спектрометра. В плазме размещалась вольфрамовая мишень, которая распылялась ионами плазмы, при подаче на неё отрицательного относительно плазмы потенциала. Кроме того, вдоль стенок вакуумной камеры и на её дне были размещены листы нержавеющей стали марки 12X18H9T, на которых

должны были в процессе горения разряда напыляться атомы, распылённые с поверхности вольфрамовой мишени.

Перед подачей потенциала на мишень в камере зажигался сильноточный разряд (6-7А) для очистки поверхностей листов нержавеющей стали от кислородосодержащих поверхностных слоёв. Разряд горел до тех пор, пока масс-спектрометр не переставал регистрировать распылённые со стенок кислородосодержащие молекулы (О, О₂, CO, CO₂, H₂0).

Затем проводилось распыление вольфрамовой мишени. Параметры разряда и процесса напыления были следующими: рабочий газ – Ar+10%H₂, рабочее давление – 2×10⁻³ торр, ток разряда – 4-5А, потенциал мишени – 600В, ток на мишень – 150-250 мА, время напыления – 4-5 часов.

За время напыления на листах нержавеющей стали формировался вольфрамовый слой, который частично осыпался в виде пыли. Всего после каждого разряда собиралось примерно 500 мг пыли. Размеры частиц пыли находились в диапазоне от 20 до 400 мкм (рис.1). Их толщины были в пределах 2 - 5 мкм (рис.2), Состав пылевых частиц, измеренный методом рентгеновской энергодисперсионной спектрометрии, включал следующие элементы - W (86%), O (9%), Fe (3%), Cr (1%), Ni (1%). Наличие примеси кислорода и железа, хрома, никеля свидетельствует о том, что на поверхности листов нержавеющей стали, несмотря на предварительную обработку, присутствовал слой окислов. В дальнейшем предполагается использовать более действенную методику удаления оксидных слоёв со стенок плазменной камеры.





Рис.1. Общий вид полученных пылевых частиц.

Рис.2. Толщина отдельно взятой пылевой частицы.

4. Модель электростатического зонда для сбора металлической пыли.

Модель электростатического зонда подробно описана в работе [1]. Здесь мы кратко перечислим его основные элементы и принцип работы. Основным элементом зонда является резервуар из тонкой листовой нержавеющей стали (рис. 3). Ширина зонда составляет 25 мм, высота зонда 10 мм, длина крышки зонда 29 мм. Наряду с этими элементами зонда можно упомянуть отражатель и экран [1], не показанные на рисунке. В процессе работы между зондом и поверхностью, покрытой пылью, создается разность потенциалов, достаточная для того, чтобы пылевые частицы под действием электростатического поля преодолели силу тяжести и силы адгезии к поверхности и попали в резервуар зонда через систему жалюзи. При движении зонда параллельно поверхности так, чтобы наклонная стенка с жалюзи была впереди по направлению движения, производится очистка поверхности от пыли.



Рис. 3. Схема работы электростатического зонда.

5. Испытания зонда. Испытания зонда были проведены как в вакууме, при давлении около 3.10⁻⁴ торр, так и при атмосферном давлении, в атмосфере осушенного азота.

Была проведена серия испытаний в вакууме, при движении зонда относительно поверхности с пылью. Сам зонд, на который подавался потенциал равный 5000В, был закреплен неподвижно, а пылевые частицы располагались на заземленной пластине, которая двигалась навстречу зонду. Вольфрамовый порошок или отшелушенные частицы пленки наносились на пластину в виде дорожки длиной до 50 мм, шириной до 3 мм. В случае отшелушенных частиц, максимальное значение сбора частиц с поверхности в резервуар зонда составило 90%, в случае вольфрамового порошка, максимальное значение сбора частиц с поверхности в резервуар зонда составило 85%. Это расхождение можно объяснить большей адгезией частиц порошка к поверхности и увеличения количества зарядов на поверхности пылинок для преодоления сил адгезии к поверхности.

При этом при сборе зондом порошка, около 5% исходной массы порошка оставались на месте дорожки, еще около 4% пылевых частиц налипало на

внешней поверхности зонда, остальные 6% разлетались в стороны в зазор между отражателем и поверхностью. В случае частиц отшелушенных пленок около 4% исходной массы пыли оставались на месте дорожки, еще около 2% пылевых частиц налипало на внешней поверхности зонда, остальные 4% разлетались в стороны в зазор между отражателем и поверхностью.

При испытаниях зонда в движении в атмосфере осушенного азота результаты сбора, как вольфрамового порошка, так и частиц отшелушенных вольфрамовых пленок, оказались близкими к результатам, полученным в вакууме.

6. Заключение. Разработана и изготовлена модель электростатического зонда для сбора электропроводящей пыли в термоядерных установках.

Проведены испытания эффективности зонда при сборе различных металлических частиц пыли с плоской горизонтальной поверхности в различных условиях: в вакууме и в атмосфере осушенного азота, при движении зонда относительно поверхности со слоем пыли.

Показано, что при движении зонда относительно поверхности, покрытой как слоем отшелушенных вольфрамовых пленок с размерами частиц в диапазоне 20-400 микрон, так и вольфрамовой пыли с размерами пылинок в диапазоне 1-10 микрон, он может обеспечить сбор приблизительно 90% пыли.

Литература

1 The development and the tests of the electrostatic probe for dust particle collection in thermonuclear reactors. Journal of Physics Conference Series 741(1):012004 September 2016.

2 S.I. Krasheninnikov et al., Plasma Phys. Controlled Fusion 53(2011) 083001.

3 Р.Х. Залавутдинов, А.Е. Городецкий, А.П. Захаров, В.К. Гусев, А.Н. Новохацкий. Морфология и состав пыли и крупных частиц, образующихся в токамаке Глобус-М. ВАНТ Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 1, с. 39-47.

4 Л.Б. Беграмбеков, А.А. Гордеев, А.В. Грунин, А.Е. Евсин, С.В. Иванова, В.В. Квон, А.С. Каплевский. Закономерности захвата и удержания водорода в цирконии с хромовым покрытием // Материалы VII Международной школы-конференции молодых ученых и специалистов IHISM'11 (24-28 октября 2011 г., Звенигород), с. 323-340

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПАКТНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

В.М. Градов, А.М. Зимин, И.А. Земцов, С.В. Серушкин, В.И. Тройнов

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

Магнетронные распылительные системы (МРС, магнетроны) широко используются не только для нанесения покрытий и получения тонких пленок, но и для исследования взаимодействия интенсивных потоков ионов средних энергий с элементами конструкций плазменных устройств (см., например, [1,2]). Наряду с интегральными параметрами разряда (состав плазмы, плотность тока, разрядное напряжение и энергия ионов) важными характеристиками МРС являются пространственные распределения температур и концентраций плазмы.

Публикации по спектральной диагностике магнетронной плазмы ограничиваются обычно качественным анализом интегрального спектра разряда и динамики его изменения (см., например, [3]). Исследования пространственных распределений излучательных характеристик в МРС с электромагнитами проводились в МГТУ им. Н.Э. Баумана с помощью специализированного автоматизированного комплекса [4] на основе спектрометра AvaSpec-2048. Благодаря перемещению оптической головки вдоль оси разряда в [4] удалось получить соответствующие одномерные зависимости параметров плазмы. Двухкоординатная система позиционирования на базе приводов с шаговыми двигателями позволила организовать движение оптической головки вдоль оси и по радиусу разряда с шагом до 0,2 мм и проанализировать двумерные распределения излучательных характеристик в пространстве разряда в дейтерии [5]. В спектре были идентифицированы молекулярные полосы, а также атомные линии серии Бальмера и проведены оценки колебательной и вращательной температур в различных областях разряда.

Исследование динамики процессов распыления и интенсивного переосаждения материала катода [1,6] требует существенного повышения плотности генерируемого потока ионов. Для таких экспериментов

целесообразно использовать более компактную MPC с постоянными магнитами. Особенности такого магнетрона не позволяют разместить оптическую головку с приемниками излучения в непосредственной близости от катода – мишени, а также достигнуть необходимого пространственного разрешения описанным выше способом, поэтому в настоящей работе для диагностики использовался набор интерференционных фильтров, с помощью которого регистрировалось излучение из различных областей разряда в узких спектральных диапазонах.

Выбор соответствующих фильтров проводился на основе анализа интегрального спектра разряда, где присутствуют линии плазмообразующего газа - аргона (диапазон 600...800 нм) и материала мишени - меди (диапазон 500...600 нм). Для имевшихся интерференционных фильтров с полушириной пропускания 6 нм целью анализа был поиск отдельных линий, отстоящих друг от друга на расстояние не меньше 6 нм в обе стороны, а также участков шириной 12 нм, содержащих серии линий, принадлежавших излучающему атому только одного вещества. Для диагностики были выбраны 6 участков спектра и соответствующие им фильтры с номинальными значениями длин волн в максимуме кривой пропускания: 516, 574, 640, 676, 686 и 715 нм.

	Ллина волны		Энергия нижнего	Энергия верхнего
Nº Zimia be	длина волны,	Источник	энергетического уровня,	энергетического
	нм		эВ	уровня, эВ
1	514,4	CuI	5,40	7,80
2	578,2	CuI	1,64	3,79
3	641,2	ArI	12,91	14,84
4	675,3	ArI	12,91	14,74
5	678,1	ArI	12,91	14,71
6	706,7	ArI	11,55	13,30

Съемка разряда проводилась на камеру Canon EOS700D, установленную за фильтром на расстоянии около 350 мм от разряда, с CMOS-матрицей, имеющей разрешение 5184 на 3456 пикселей. Результатами регистрации являются серии снимков разряда при давлениях 2 и 4 Па для заданных длин волн с выдержками в диапазоне 1/15÷4 с. Зона линейности детектора определялась экспериментально по эталонной лампе ТРУ 1100-2350. Типичные снимки разряда с использованием фильтра 516 нм приведены на рис. 1.

Для получения количественных данных из полученного RAW-файла снимка разряда была создана специальная методика обработки данных. Она основана на минимальном количестве преобразований и использовании только линейных операций с возможностью экспорта результатов в tiff-файл.



Рис.1.Снимки разряда при использовании фильтра 516 нм (давление: (а) 2 Па, (б) 4 Па)

Для примера на рис. 2 представлены линии постоянной интенсивности излучения разряда для условий рис. 1а. По полученным данным в предположении оптически тонкой плазмы проводились оценки ее температуры и концентрации. Использовалось ЧЛТР-приближение, условие применения которого выполняется для высоких энергетических уровней, соответствующих выбранным для анализа спектральным линиям.

Далее рассчитывались населенности верхних энергетических уровней для зарегистрированных излучательных переходов $n_k = \frac{4\pi l}{A \cdot h v_k \cdot l}$, где I – интенсивность линии, A – вероятность спонтанного перехода, hv_k – энергия фотона для данной длины волны, l – длина хорды сбора излучения. Обработанные данные были использованы для расчета зависимости электронной температуры от осевой координаты разряда

$$T_e = \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_p}{k \cdot \ln\left(\frac{n_k}{n_p} \cdot \frac{g_k}{g_p}\right)}$$

где n_k и n_p – населенности соответствующих уровней, ε - интенсивности линий, g – их статистические веса, k – постоянная Больцмана.



че.2. линии постоянной интенсивност излучения

Рис.3. Зависимость температуры электронов от осевой координаты

На рис. 3 представлена зависимость электронной температуры от осевой координаты разряда при давлении аргона 2 Па, напряжении 380 В и токе 0,14 А.

Начало отсчета соответствует поверхности катода – мишени. Качественный характер зависимости T_e от осевой координаты на достаточно большом удалении от поверхности мишени хорошо совпадает с полученным в [4] – температура медленно возрастает при удалении от катода. Это связано с тем, что скорость термализации электронов зависит от параметров не только плазмы, но и пучка эмиссионных электронов. По мере приближения к мишени T_e резко возрастает, чего не наблюдалось в [4], где были найдены распределения параметров на значительно большем расстоянии от катода, чем в настоящем докладе. Поэтому участок резкого падения T_e там не зафиксирован. В то же время уровень полученных температур лежит ниже литературных данных. Это объясняется тем, что вблизи катода приближение ЧЛТР выполняется хуже из-за существенного вклада в ионизацию электронов вторичной эмиссии. Уровень n_e и положение экстремума в этой зависимости хорошо соответствуют значениям, полученным при расчете методом Монте–Карло.

Таким образом, разработанная методика исследования пространственных излучательных характеристик в целом продемонстрировала свою применимость для диагностики плазмы в компактном MPC. Полученные результаты качественно согласуются с имеющимися в литературе данными и дают возможность проанализировать поведение параметров плазмы на значительно меньшем расстоянии от катода - мишени, чем для MPC с электромагнитами.

Литература

1. Зимин А.М., Гусева М.И., Елистратов Н.Г. Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Машиностроение, 2003, №1, с. 3-21.

2. Рогов А.В., Вуколов К.Ю. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2005, вып. 1, с. 9-25.

3. Блонский И.В., Гончаров А.А., Демчишин А.В. ЖТФ, 2009, т. 79, № 7, с. 127-132.

4. Градов В.М., Зимин А.М., Кривицкий С.Е., Шумов А.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2009, № 1, с. 64–71.

5. Gradov V.M., Krivitsky S.E., Troynov V.I., Zimin A.M. Plasma Physics Reports, 2012, Vol. 38, Issue 13, p. 1099–1104.

6. Елистратов Н.Г., Зимин А.М. Матер. XIII Междунар. конф. по взаимодействию ионов с поверхностью. М., 1999, т.1, с. 116-119.
ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ФОЛЬГИ И ЖИДКИЙ АЗОТ

И.Д. Егоров, Д.Л. Кирко, А.С. Савелов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

При капиллярном разряде в атмосфере возникает протяженная плазменная струя – факел [1]. Ранее проводилось изучение воздействия капиллярных и эрозионных разрядов на различные вещества [2,3]. При этом наблюдалось образование плазменных областей (ПО), существующих до 0,5 с после окончания разряда. В данной работе исследовалось взаимодействие факела капиллярного разряда с металлическими фольгами и жидким азотом.

Экспериментальная установка содержала разрядник, изготовленный из оргстекла толщиной 3÷4 мм с капилляром диаметром 2÷3 мм, материал электродов – графит, медь. Зарядное напряжение источника питания составляло 200÷300 В при энергозапасе 80÷350 Дж. Ток в цепи имел значение 100÷150 А, длительность импульса тока 5÷10 мс. Около капилляра на расстоянии 2,0÷2,5 см закреплялась металлическая фольга толщиной 0,05÷0,2 мм из алюминия, тантала, меди и латуни. При воздействии факела капиллярного разряда на металлическую фольгу возникало быстрое испарение вещества и образование плазменных областей (ПО) сферической формы. Параметры данных ПО составляли: диаметр 0,2÷3 мм, время жизни 0,01÷0,5 с, количество за выстрел 1÷20, цвет излучения белый, синий. Скорость движения ПО находилась в диапазоне 0,1÷2 м/с. Наилучшие параметры ПО были получены при использовании алюминиевой и танталовой фольги. Для фото и кино регистрации применялась камера Nikon 1G1 (временное разрешение $0.8 \div 1.2$ мс). В более ранних опытах проводились спектральные измерения, и для области взаимодействия факела и алюминиевой фольги была определена температура в диапазоне 1700÷3200 К [3]. Аналогичные измерения при использовании танталовой фольги дают температуру для области взаимодействия в интервале 1100÷2100 К. Спектральные измерения электронной концентрации плазмы показывают диапазон (1÷5)·10¹⁶ см⁻³.

Вместе с тем изучались основные свойства ПО. Были сделаны оценки плотности вещества ПО с помощью измерения их ускорения в поле тяжести, которые дали значения близкие к плотности атмосферного воздуха. В состав вещества ПО, по-видимому, входят молекулы, атомы и ионы азота и кислорода, и атомы и ионы испаренного металла. Начальную концентрацию плазмы можно предположить в диапазоне $10^{14} \div 10^{16}$ см⁻³. В качестве возможного источника энергии можно допустить наличие реакций окисления алюминия. Исследование воздействия магнитного поля величиной $50 \div 800$ Гс на движение ПО показывает отсутствие ярко выраженной реакции, которая была бы в случае присутствия пространственных зарядов в объеме ПО. Взаимодействие ПО с преградами свидетельствуют о существовании упругой оболочки и возможной вихревой внутренней структуры.

После воздействия импульсного излучения капиллярного разряда на жидкий азот (Т_к=77,4 К) наблюдается возникновение объемного свечения всей жидкости и образование шарообразных светящихся областей (диаметр 0,2÷3 см), существующих в течении времени 10÷40 с [4]. Данные светящиеся области могут существовать только в объеме жидкого азота. Любая попытка переместить их из объема жидкости в среду атмосферного воздуха приводит к их исчезновению.



Рис.1. Фотография взаимодействия плазменной области с поверхностью жидкого азота (временное разрешение 1 мс)

Ввиду этого представляло интерес взаимодействие плазменных областей со средой жидкого азота. Для этого капиллярный разряд и держатель с металлической фольгой (алюминий, тантал) закреплялись около сосуда с жидким азотом. Сосуд для жидкого азота изготовлялся из алюминиевой фольги, объем сосуда имел величину 0,25÷0,5 дм³. Угол между осью капилляра разрядника и поверхностью жидкого азота составлял 20⁰÷60⁰. После

образования отдельные ПО двигались по направлению к поверхности жидкого азота и взаимодействовали с его средой. Взаимодействие ПО с поверхностью жидкого азота изображено на рис. 1. Максимальные размеры двух ПО составляют величину около 4 мм. Первоначально ПО сформировались в области взаимодействия капиллярного разряда с алюминиевой фольгой, расположенной справа. ПО имеют немного вытянутую форму. ПО, расположенное слева, находится непосредственно у поверхности жидкого азота. Ввиду прозрачности жидкого азота его поверхность на фотографии незаметна. Приближение данного ПО к поверхности жидкого азота происходило под углом около 45⁰. При касании жидкого азота наблюдалась слабая деформация нижней части ПО. Отражение ПО происходило вправо под углом около 30⁰, при этом скорость ПО увеличивалась. Подобные отражения от поверхности также наблюдались на примере некоторых ПО. Возможным объяснением подобного отражения ПО может являться существование его вращения. Другой реакцией касания ПО поверхности жидкого азота является его постепенное погасание.

Литература:

1. Авраменко Р.Ф., Бахтин Б.И., Николаева В.И., Поскачеева Л.П., Широков Н.Н. Исследование плазменных образований, инициируемых эрозионным разрядом // ЖТФ, 1990, т.60, № 12, с.57-64.

2. Емелин С.Е., Семенов В.С., Бычков В.Л., Белишева Н.К., Ковшик А.П. Некоторые объекты, возникающие при взаимодействии электрического разряда с металлом и полимером // ЖТФ, 1997, т.67, № 3, с.19-28.

3. Кирко Д.Л., Савелов А.С. Характеристики капиллярного разряда при добавлении в плазму атомов металлов // ТВТ, 2015, т.53, №6, с.953-956.

4. Кирко Д.Л., Савелов А.С., Кадетов В.А. Исследование светящихся областей в жидком азоте // Письма в ЖТФ, 1995, т.21, вып. 10, с.78-81.

СВОЙСТВА РАЗРЯДА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОЛИТА

Д.Л. Кирко, В.А. Костюшин, Я.М. Двоеглазов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Возникновение разряда в электролите сопровождается появлением излучающей области и конвективных потоков, связанных с нагревом жидкости. Образование разряда может происходить вблизи поверхности электролита или в самой среде электролита. Данные разряды используются для модификации поверхностей материалов, полировки сложных металлических поверхностей, более эффективного получения водорода [1,2].

В экспериментах разряды создавались в сосудах цилиндрической формы, изготовленных из оргстекла диаметром 10÷20 см и объемом 100÷300 см³. В работе использовались электролиты на основе карбоната натрия (Na₂CO₃), гидрокарбоната натрия (NaHCO₃), и гидроксида калия (KOH). Для катода применялся стержень из вольфрама или титана диаметром 2÷3 мм, расположенный в керамической втулке. В качестве анода использовалась пластина из нержавеющей стали или молибдена толщиной 0,2÷0,5 мм. Питание разряда осуществлялось с помощью двухполупериодного выпрямителя с напряжением 0÷250 В и частотой 100 Гц. Разряд мог создаваться при расположении катода над поверхностью электролита, либо катод располагался в электролите. Для регистрации изображения разряда использовалась камера Рапаsonic Lumix DMC-FZ45 (временное разрешение 1 мс).

В ходе экспериментов разряд создавался вблизи поверхности электролита. Концентрация электролита на основе карбоната натрия варьировалась в диапазоне 0,1÷1 М (концентрация Na₂CO₃ в количестве 1 М содержит 106 г вещества на 1 л дистиллированной воды). Были получены вольтамперные характеристики разряда (BAX) в диапазоне напряжений 0÷250 В и токов 0÷2 А. Форма ВАХ близка к наблюдавшимся для разряда в среде электролита, но содержит свои существенные отличия.

Ранее при разряде в электролите регистрировались электрические колебания [2-4]. В данной работе изучение электрических колебаний в цепи тока разряда проводилось с помощью шунта. Также для исследований использовались магнитные зонды. Повторение импульсов тока происходило с частотой 100 Гц, определяемой источником питания. Форма отдельного импульса тока разряда представляла собой кривую близкую к затухающей синусоиде с периодом около 1 мс при количестве периодов 3-4. Высокочастотные колебания наблюдались в начале каждого первого периода импульса тока, их амплитуда достигала максимальной величины тока разряда. Исследования данных колебаний проводились с помощью магнитных зондов и осциллографа Tektronix TDS 2024B. Результаты измерений обрабатывались посредством программы Origin. Также для изучения использовался анализатор С4-25 (рабочий диапазон 10 kHz-70 MHz). Были зафиксированы основные частоты колебаний для диапазона 5 кГц ÷ 800 МГц. Электрические колебания содержат узкие полосы и диапазоны непрерывного распределения.

Спектральные исследования излучения разряда проводились с помощью спектрометра Ava Spec 2048 (диапазон 200÷1000 нм, разрешение 0,3 нм), монохроматора МУМ (диапазон 200÷800 нм, разрешение 0,2 нм) и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-85. Были получены обзорные спектры при расположении катода над поверхностью электролита при использовании карбоната натрия и гидрокарбоната натрия. В излучении содержатся наиболее интенсивные атомарные линии натрия, водорода и вольфрама. Временной ход интенсивностей спектральных линий коррелирует с временной зависимостью тока разряда.

При изучении композиционных материалов было обнаружено появление напряжения до 1÷2 В на кристаллических ячейках при заполнении их электролитом [5]. В данной работе изучались параметры разряда в электролите при добавлении в состав электролита кристаллических порошков. В опытах применялся сосуд из оргстекла объемом 0,25÷0,5 дм³. Один из электродов располагался у внутренней боковой поверхности сосуда и был изготовлен из алюминиевой пластины. В состав электролита добавлялся мелкодисперсный порошок кальцита. Электролит был приготовлен из дистиллированной воды с добавлением карбоната натрия при концентрации раствора 0,75 М. Второй электрод имел форму стержня диаметром 3÷5 мм и был изготовлен из меди.

Измерения напряжения и тока проводились с помощью микровольтметра (точность $\Delta U=\pm 1$ мкВ, $\Delta I=\pm 0,1$ мкА) после выключения разряда. Типичные полярности потенциалов были: на алюминиевом электроде - отрицательный, на медном электроде - положительный. В ходе экспериментов была получена зависимость напряжения на электродах от толщины слоя кальцита в объеме. Данная зависимость является растущей в диапазоне напряжений $0,5\div 1,5$ В. Также были получены зависимости тока в цепи при подключении к электродам внешней нагрузки величиной 10-300 кОм. Значения тока в цепи составляли значения в диапазоне 10-50 мкА.

Литература:

1. Гайсин Ал.Ф., Насибуллин Р.Т. Об особенности электрического разряда между электролитическим катодом и металлическим анодом // Физика плазмы, 2011, т.37, №10, с.959-966.

2. Канарев Ф.М. Низкоамперный электролиз воды. Краснодар: Издательство Краснодарского Университета, 2010, 81 с.

3. Кирко Д.Л., Савелов А.С., Визгалов И.В. Колебательные процессы в плазме разряда в электролите // Известия Вузов. Физика, 2012, т.55, №11, с.3-6.

4. Кирко Д.Л. Колебательные процессы в плазме разряда в электролите в магнитном поле // ЖТФ, 2015, т.85, вып.4, с.28-31.

5. Reid M. // Raum und Zeit, 2009, v.162, pp.76-81.

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ИК ИЗЛУЧЕНИЯ (2.5 - 17 МКМ) ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ (ОБЗОР)

А.А. Ионин, И.О. Киняевский, Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов, А.А. Котков,

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

В задачах по диагностике плазмы требуется использование инфракрасного лазерного излучения на двух и более длинах волн, генерируемых одновременно или последовательно перестраиваемых. Например, наиболее универсальным методом, позволяющим выделить малое изменение электронной плотности плазмы на фоне сильных вибраций и применимым для широкого класса плазменных установок и параметров плазмы, является двухволновая интерферометрия с сильно различающимися длинами волн [1]. На сегодняшний день существует большое количество таких интерферометров с использованием двух лазеров в различных комбинациях: в частности, CO₂-лазер (10,6 мкм) и CO₂-лазер (9,27 мкм); CO₂-лазер (10,6 мкм) и CO-лазер (5,3 мкм) [2]; CO₂-лазер (10,6 мкм) и He-Ne лазер (0,63 мкм) [3] и др.

В работе [4] был применен квантово-каскадный лазер (6.17 - 6.22 мкм) для обнаружения NO₂ и NO, образующихся в плазменной струе в атмосфере. Предел обнаружения установки составлял 20 ppb. Однако, в статье отмечено, что для точного обнаружения образования NO в плазме недостаточно чувствительности поглощения в указанном диапазоне длин волн. Максимальное поглощение молекул NO наблюдается вблизи длины волны 5.3 мкм.

Методика многочастотного лазерного зондирования (5.0 - 7.5 мкм) низкотемпературной плазмы позволила провести ряд исследований активной среды электроразрядных СО-лазеров [5]. Благодаря измерению динамики коэффициента усиления слабого сигнала были определены температура и населенности колебательных уровней в возбуждаемых импульсным электроионизационным (ЭИ) разрядом газовых смесях. Тем самым были исследованы наиболее важные кинетические процессы в таких активных средах.

Кроме того, широкодиапазонный или перестраиваемый по узким линиям, лазерный источник ИК излучения, необходим для решения множества задач, связанных с транспортировкой лазерного излучения в атмосфере, дистанционным зондированием, многокомпонентным газовым анализом, инициацией химических реакций, разделением изотопов и др.

Необходимо особо подчеркнуть, что наиболее эффективным источником лазерного излучения в среднем ИК-диапазоне спектра является СО-лазер [6]. Благодаря каскадному механизму генерации излучения, он обладает самым высоким КПД из всех газоразрядных лазеров. Эффективность импульсного СО-лазера, действующего в многочастотном режиме, достигала ~50% на основных колебательных переходах (4.6 - 8.2 мкм [6]) и 16% на обертонных переходах (2.5 - 4.2 мкм [7]).

Однако из-за того, что спектральная ширина линий излучения СО-лазера во много раз меньше расстояния между линиями, то при решении ряда практических задач возможность применения СО-лазера ограничена точностью совпадения линий лазерного излучения с линиями поглощения конкретного вещества. Данную проблему можно решить путём преобразования частоты излучения СО-лазера в нелинейных кристаллах, создав гибридную лазерную систему, состоящую из газового лазера и твердотельного преобразователя. Методами генерации второй гармоники, суммарных и разностных частот излучения СО-лазера, а также при смешении с излучением других молекулярных лазеров (например, с излучением CO₂-лазера) можно значительно обогатить спектр лазерного излучения. В данном обзоре рассказывается о том, как решалась задача по преобразованию частоты излучения СО-лазера в лаборатории Газовых лазеров ФИАН.

В работе [8] было реализовано двухкаскадное преобразование (генерация суммарных и разностных частот) излучения СО-лазера в одном образце кристалла ZnGeP₂ (ZGP). При этом условие фазового синхронизма выполняется в довольно широком спектральном интервале, что позволяет преобразовывать широкополосное излучение накачки. В этих экспериментах применялся криогенный СО-лазер низкого давления с разрядом постоянного тока. Лазер работал в неселективном режиме генерации излучения при модуляции добротности резонатора вращающимся зеркалом. Импульсы излучения имели длительность менее 1 мкс при частоте их повторения около 100 Гц. Спектр

излучения СО-лазера содержал около 150 линий (см. Рис. 1). Пиковая мощность излучения лазера достигала 4 кВт. Лазерный пучок был сфокусирован в кристалл ZGP длиной 17 мм.

В первом каскаде преобразования происходила генерация суммарных частот (ГСЧ) излучения накачки. В эксперименте наблюдалось примерно 350 спектральных линий в интервале длин волн от 2.5 до 3.7 мкм (Рис. 1). Большинство из этих линий отличалось от линий излучения обертонного СОлазера, обогащая спектр излучения СО-лазера.

Во втором каскаде преобразования происходила генерация разностных частот (ГРЧ) между излучением, полученным в первом каскаде (при ГСЧ), и излучением накачки. Спектр ГРЧ состоял из 90 линий в интервале длин волн от 4.3 до 5.0 мкм и 90 спектральных линий в интервале длин волн от 7.5 до 8.3 мкм (Рис. 1). Внутренняя эффективность первого каскада (ГСЧ) составила примерно 2%, а эффективность второго каскада (ГРЧ) - около 0.5%.





Такое же широкополосное двухкаскадное преобразование частоты излучения СО-лазера было реализовано также и в нелинейном кристалле AgGaSe₂ (AGSe) [9].

Чтобы обогатить спектр излучения в первом (3 - 5 мкм) и втором (8 -14 мкм) окнах прозрачности атмосферы, нами было реализовано смешении излучения СО- и СО₂-лазеров. Для этих экспериментов была разработана достаточно простая лазерная система [10], которая состояла из обычных газоразрядных СО- и СО₂-лазеров низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока. Лазеры работали в неселективном режиме при синхронной модуляции добротности резонаторов (Рис. 2). Оба резонатора использовали одно и то же вращающееся зеркало, благодаря чему достигалась синхронная генерация импульсов лазерного излучения. Векторы поляризации излучения лазеров были ориентированы взаимно перпендикулярно, поэтому для пространственного совмещения лазерных пучков использовалась пластина из полированного кремния под углом Брюстера для излучения СО-лазера.

Спектр излучения СО-лазера состоял из нескольких десятков спектральных линий в интервале длин волн от 5 до 6.5 мкм. Спектр излучения СО₂-лазера состоял из линий лишь 9-микронной полосы. В спектре СО₂-лазера имелись две сильные линии, в которых содержалось 85% всей мощности излучения, и несколько слабых линий. Длительность импульсов излучения была около 1 мкс для СО-лазера и 0.5 мкс для СО₂-лазера. Пиковая мощность излучения каждого из лазеров достигала 1 кВт.



Рис. 2. Схема смешения излучений СО-лазера (1) и СО₂-лазера (2): задние зеркала (1-1 и 2-1), сферические зеркала (1-2 и 2-2), выходные зеркала (1-3 и 2-3), вращающееся зеркало (2-3), кремниевая пластина (4), линзы (5 и 7), нелинейный кристалл (6), спектральный фильтр (8), монохроматор или измеритель (9). [10]

Излучение лазерной системы фокусировалось на нелинейный кристалл, который был установлен в оправку и имел 3 поступательные и 2 вращательные степени свободы, чтобы получить максимальную эффективность преобразования. Поскольку на длинах волн более 8 мкм пропускание кристалла ZGP уменьшается, то для преобразования излучения CO- и CO₂-лазеров были использованы другие нелинейные кристаллы GaSe и AGSe. В кристалле GaSe спектр ГСЧ излучения CO- и CO₂-лазеров наблюдался в интервале длин волн от 3.2 до 3.8 мкм (Рис. 3.), который находился в пределах первого окна прозрачности атмосферы. В том же кристалле GaSe спектр ГРЧ наблюдался в

интервале от 11.5 до 13 мкм, т.е. спектр находился в пределах второго окна прозрачности атмосферы [11].

В кристалле AGSe был получен наиболее широкий спектр ГРЧ, который наблюдался от 12 до 16.6 мкм, т.е. полученное излучение находилось как во втором окне прозрачности атмосферы (Рис. 4.), так и, при определенных условиях накачки кристалла, в третьем (16 - 22 мкм) [12]. Пиковая мощность вблизи 16 мкм составила 10 мВт, что соответствует эффективности преобразования 10⁻⁵ и лучше в 20 раз, чем в кристалле GaSe.





увеличивать пиковую мощность излучения накачки, падающего на кристалл. С этой целью нами была разработана схема «задающий генератор – лазерный усилитель» в криогенном электроионизационном (ЭИ) СО-лазере с активной синхронизацией мод [13]. Благодаря применению широкоапертурной лазерной установки, одна часть активной среды использовалась в качестве задающего генератора, а другая была задействована для усиления лазерного излучения. Пиковая мощность излучения на выходе из такой системы достигала 0.1 МВт в селективном режиме и 0.4 MBт в неселективном режиме. Данная система была использована для генерации второй гармоники (ГВГ) в нелинейном кристалле ZGP на одной спектральной линии с длиной волны 5.3 мкм. Благодаря высокой мощности излучения СО-лазера, внутренняя эффективность ГВГ в кристалле ZGP достигла 25% [14]. В ряде экспериментов интенсивность излучения накачки оказалась настолько велика, что происходило повреждение кристалла, которое визуально наблюдалось в виде факела на поверхности кристалла. Причина этого заключалась в том, что цуг наносекундных импульсов оптической накачки был слишком длительным и состоял из нескольких тысяч пичков. При этом кристалл нагревался, что приводило к снижению его лазерной

стойкости. Чтобы устранить излишний нагрев кристалла, была разработана схема лазерного резонатора, в которой совмещены два режима работы лазера: режим синхронизации мод и режим модуляции добротности. Для этого внутри лазерного резонатора одно из поворотных зеркал было заменено зеркалом, которое вращалось с частотой примерно 100 Гц. В результате, был реализован режим генерации и усиления короткого цуга наносекундных импульсов, который состоял из нескольких от 5 до 20 пичков [15] с пиковыми мощностями до 0.8 МВт в неселективном режиме и до 0.1 МВт в селективном режиме (Рис. 5). Система синхронизации позволяла регулировать момент модуляции добротности лазерного резонатора и включать резонатор именно тогда, когда усиление излучения в активной среде СО-лазера достигало максимальной величины. В экспериментах, благодаря использованию короткого цуга мощных наносекундных импульсов, внутренняя эффективность ГВГ излучения СОлазера в кристалле ZGP возросла до 37%, а в GaSe составила 5% [16].



Рис. 5. Короткий (П 1 мкс) цуг наносекундных импульсов СО-лазера в селективном режиме на колебательно-вращательном переходе 9→8 Р(9) с длиной волны 5.2 мкм. Длинный цуг наносекундных импульсов и момент модуляции добротности резонатора представлены на врезке. Нулевое значение временной оси соответствует началу импульса ЭИ разряда, длительность которого около 50 мкс [16].

Кроме этого, был реализован селективный режим генерации такого лазера на двух спектральных линиях из разных колебательных полос (9 \rightarrow 8 и 16 \rightarrow 15), которые далеко отстоят друг от друга по спектру (длины волн 5.2 и 5.8 мкм) [16]. В итоге было реализовано двухкаскадное преобразование излучения в кристалле ZGP с внутренней эффективностью ГВГ в первом каскаде (при ГВГ на длине волны) 15% и эффективностью 1.4% во втором каскаде преобразования (при ГРЧ между излучением с длиной волны 2.6 мкм и 5.8 мкм в излучение с длиной волны 4.7 мкм).

Заключение:

Результаты описанных исследований продемонстрировали, что гибридная лазерная система, состоящая из газовых лазеров накачки и нелинейного кристалла, позволяет значительно расширить и обогатить спектр излучения газовых лазеров. Благодаря увеличению пиковой мощности излучения СО-лазера, действующего в режиме синхронизации мод получено высоко эффективное преобразование при генерации второй гармоники.

Продемонстрирована возможность двухкаскадного (ГСЧ и ГРЧ) преобразования частоты излучения широкополосного СО-лазера в одном образце нелинейного кристалла. При таком преобразовании спектр излучения расширился примерно в два раз, а количество зарегистрированных спектральных линий возросло в четыре раза.

С помощью сравнительно простой лазерной системы, состоящей из обычных газоразрядных СО- и СО₂-лазеров, получено лазерное излучение, которое можно перестраивать по множеству узких спектральных линий в интервале от 2.5 до 16,6 мкм (более двух с половиной октав).

Работа частично поддержана РФФИ (Проект 15-02-08037).

Литература:

1. Кузнецов А.П. Лазерная интерферометрия в диагностике импульсной плазмы // Докт. дисс. М: НИЯУ «МИФИ», 2012, 278с.

2. Kondoh T., Kawano Y., Costley A. E. et al. "Toroidal interferometer/polarimeter density measurement system for long pulse operation on ITER" // Rev. Sci. Instrum., 2004, v.75, №10, p.3420.

3. Baker D.R. "CO2 interferometer operation in Doublet III" // Rev. Sci. Instrum., 1980, v.51, №10, p.1304.

4. Iseni S., Reuter S. and Weltmann K.-D. "NO₂ dynamics of an Ar/Air plasma jet investigated by *in situ* quantum cascade laser spectroscopy at atmospheric pressure" // J. Phys. D: Appl. Phys., 2014, v.47, p.075203.

5. Климачев Ю.М. "Диагностика низкотемпературной плазмы с помощью излучения СО лазера (5.0-7.5 мкм)" // Материалы IX конференции "Современные методы диагностики плазмы и их применение" Москва, НИЯУ МИФИ, 5-7 ноября 2014, с.42.

6. Ionin A.A. Electric Discharge CO Lasers // in Gas Lasers. Eds. M. Endo, R.F. Walter. Boca Raton, Fl.: CRC Press/Taylor and Francis, 2007, p.201.

7. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю. и др. "Импульсный обертонный CO лазер с КПД 16%" // Квант. электроника, 2006, т.36, № 12, с. 1153.

Андреев Ю.М., Ионин А.А., Киняевский И.О. и др. "Широкополосная лазерная система на монооксиде углерода, действующая в интервале длин волн 2.5 – 8.3 мкм" Квантовая электроника, т.43, № 2, с. 139-143 (2013).

9. Budilova O.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O. et al. "Broadband two-stage frequency conversion of CO laser radiation in AgGaSe₂ crystal" // Optics Letters, 2016, v.41, №4, p.777.

10. Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Котков А.А. "Конверсия частоты излучения молекулярных газовых ИК лазеров в нелинейных кристаллах (обзор)", Оптика и спектроскопия, 2015, т.119, №3, с.381.

11. Budilova O.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O. et al. "Ultra-broadband hybrid infrared laser system" // Optics Communications, 2016, v.363, p.26.

12. Будилова О.В., Ионин А.А., Киняевский И.О. и др. "Спектр излучения разностных частот СО- и СО₂-лазеров при перестройке угла фазового синхронизма в кристалле AgGaSe₂" // Оптика атмосферы и океана, 2016, т.29, №10, с.888.

13. Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., et al. "Master Oscillator-Power Amplifier carbon monoxide laser system emitting nanosecond pulses" // Optics Communications, 2012, v.285, p.2707.

14. Ionin A.A., Guo J., Zhang L.-M., et al. "Mode-locked CO laser frequency doubling in ZnGeP2 with 25% efficiency" // Laser Phys. Lett. 2011, v.8. №10, p.723.

15. Budilova O.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O. et al. "Mode-locked and Q-switched carbon monoxide laser system" // Optics Communications, 2015, v.345, p.163.

16. Andreev Yu. M., Budilova O. V., Ionin A. A. et al. "Frequency conversion of mode-locked and Q-switched CO laser radiation with efficiency up to 37%" // Optics Letters, 2015, v.40, №13, p.2997.

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ГКР-АКТИВНЫХ КОЛЛОИДОВ ЗОЛОТА

В.К. Гончаров, <u>К.В. Козадаев</u>

Белорусский государственный университет

Для изучения состава веществ в настоящее время широко применяется спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), позволяющая по характеристикам спектров комбинационного рассеяния (КР) определять особенности строения различных материалов [1]. Этот исследовательский подход позволяет преодолеть основной недостаток методик КР – низкую интенсивность спектров КР, которая зачастую не позволяет получать достаточную для измерений чувствительность [2]. Использование ГКР-активных субстратов (специальных сред, способных значительно повышать сечение рассеяния оптического излучения для определенных молекул) может усилить сигнал КР в миллионы и более раз, что позволяет надежно диагностировать сверхмалые количества аналита [3].

В настоящее время разработано множество методик получения ГКРактивных субстратов, представляющих собой низкоразмерные структуры определенного состава, которые могут находиться как на поверхности функциональных материалов, так и в объеме различных сред внедрения (как правило, жидких) [3].

Цель настоящей работы – разработка методики атмосферного лазерного осаждения (АЛО) наночастиц золота в водные среды для их использования в качестве ГКР-активных субстратов. Возможность использования этих материалов для детектирования сверхмалых количеств вещества продемонстрирована на примере исследования низко концентрированных водных растворов родамина 6G (R6G).

Для практической реализации метода АЛО наноструктур благородных металлов на поверхность различных функциональных материалов разработан и реализован автоматизированный экспериментальный модуль [4]. В данной работе применяется его модификация, позволяющая осаждать наночастицы

благородных металлов в жидкие среды. Как и модуль, предложенный в [4], описываемое техническое решение использует растровую двухмерную схему сканирования поверхности распыляемой мишени пятном фокусировки воздействующих лазерных импульсов. Принципиальная схема такого модуля приведена на рис. 1, функционально его можно разделить на несколько блоков: блок I формирования и фокусировки воздействующего импульса, блок II крепления и перемещения мишени, а также блок II управления и синхронизации установки.



1 – воздействующий лазер. 2 – лазерное излучение (ЛИ), 3 – поворотная пластинка, 4 – фокусирующая линза, 5 – кювета со средой внедрения;; 6 –система крепления мишени, 7 – мишень, 8 – пятно фокусировки ЛИ, 9, 10 – шаговые двигатели, 11, 12 приводы шаговых двигателей, 13 – система управления питанием шаговых двигателей, 14 – персональный компьютер; 15 – генератор синхронизирующих импульсов; 16 – система управления характеристиками ЛИ.
 Рис.1. Принципиальная схема экспериментального модуля АЛО наноструктур

благородных металлов в жидкие среды.

Согласованное действие блоков модуля обеспечивает желаемый режим двухмерного сканирования мишени 7 пятном фокусировки 8. При этом в результате действия каждого лазерного импульса на поверхность мишени формируется абляционный факел, конденсация которого приводит К формированию потока наночастиц жидко-капельной фазы материала мишени. Осаждение этих наночастиц в жидкую среду внедрения, содержащуюся в кювете 5, приводит к формированию там коллоида соответствующего металла. Концентрация наночастиц в коллоидном растворе определяется количеством импульсов лазерных И степенью перекрытия пятен фокусировки последовательно идущих импульсов.

В работе [5] достаточно подробно исследовались подобные коллоиды, где приведены их характерные спектральные и морфологические характеристики. В частности, на основании этих данных можно утверждать, что получаемые частицы золота химически однородны, имеют преимущественно сферическую форму и характеризуются значениями среднего диаметра ~ 60 нм при среднеквадратическом отклонении 25%. Концентрация металла в растворе при этом составляет ~ 50 мг/л.

Наиболее важными с практической точки зрения характеристиками ГКРактивных субстратов являются [3]: предел детектирования аналита (минимальная концентрация исследуемого соединения, которая может быть определена с их помощью) и фактор усиления КР сигнала, обусловленный эффектом ГКР - EF_{SERS} (от англ. Enhancement Factor). В настоящей работе предел детектирования R6G определялся путем исследования микрокапель (~2 мкл) низкоконцентрированных (от 10⁻⁴ M до 10⁻¹² M) растворов этого красителя в коллоидах золота. На рисунке 2 приведены данные экспериментального исследования для золотосодержащего образца, из рисунка видно, что вплоть до уровня концентрации 10⁻⁹ М в спектрах КР присутствуют линии R6G, при дальнейшем уменьшении концентрации наблюдался только фоновый сигнал.



Рис.2. ГКР спектры для различных концентраций аналита

В соответствии с методикой, изложенной в работе [5] из зарегистрированного соотношения амплитуд сигналов флуоресценции и ГКР следует оценка фактора усиления EF_{SERS} полученных ГКР-субстратов $EF_{SERS} \sim 5 \times 10^9$.

Таким образом, в результате применения метода АЛО наночастиц благородных металлов в водные среды сформированы золотосодержащие субстраты, обладающие высоким фактором усиления сигнала ГКР. Подобные среды могут быть использованы для диагностики сверхмалых количеств вещества. Метод АЛО обладает рядом преимуществ по сравнению с их химическим восстановлением, поскольку может быть реализован с помощью технологически простых процедур и демонстрирует высокий уровень локальной и оперативной управляемости процессом синтеза, а также позволяет производить параллельный синтез биметаллических коллоидов (и содержащих большее число металлов).

Литература:

1. Vo-Dinh T. Surface-enhanced Raman Spectroscopy. Photonic probes of Surfaces. New York: Elsevier, 1995, 738 p.

 Gardiner D.J. Practical Raman Spectroscopy. Berlin: Springer Berlin, 1990, 1047 p.
 Baia M., Astilian S., LLiescu T. Raman and SERS Investigations of Pharmaceuticals. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2008, 532 p.

4. Козадаев К.В., Леончик С.В., Новиков А.Г., Зинчук О.В., Баран Л.В. Лазерное осаждение ГКР-активных наноструктур серебра на поверхность кремния // Журнал прикладной спектроскопии, 2016. Т.83, № 5, С. 737–742.

5. Гончаров В.К., Козадаев К.В., Щегрикович Д.В. Лазерный синтез и исследование спектрально-морфологических характеристик водных коллоидов благородных металлов (Ag, Au, Pt) // Инженерно-физический журнал, 2012, Т. 85, № 4, С. 725–730.

НЕЙТРОННАЯ ДИАГНОСТИКА ДЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ ИЗ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Е. Шиканов, К.И. Козловский, Е.Д. Вовченко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

При исследовании импульсных диодных систем с лазерно-плазменным анодом, содержащем дейтроны и ионы металла, было установлено значительное их разделение в процессе разлета плазмы и ускорения. Этот эффект наблюдался экспериментально при коллекторных измерениях ионного тока в диоде с цирконий-дейтериевым плазменным анодом. Соответствующие осциллограммы после их компьютерной обработки представлены на рис. 1.



Рис. 1. Осциллограммы ионного тока в диоде с лазерно-плазменным анодом и отсутствием внешнего магнитного поля при различной энергии лазерного импульса W: 1 – W = 0.2 Дж; 2 – W = 0.1 Дж

Это позволило установить связь между количеством дейтронов, извлекаемых из плазменного образования и энергией лазерного импульса путем временной отсечки дейтронного компонента. На основании экспериментальных данных в диапазоне энергий лазерного импульса $W = (0,1\div1,5)$ Дж была получена эмпирическая формула для полного числа дейтронов, которое может эмитировать такой лазерный источник дейтронов:

$$N_d(W) \approx 2 \cdot 10^{15} \, sW$$

где $s = (1 \div 2) - коэффициент стехиометрии лазерной мишени по дейтерию.$

Авторами проведено аналогичное исследование и для диодов с магнитной изоляцией электронов по схемам, описанным в работах [1, 2]. Эксперименты выполнены для коаксиальных ионных диодов с лазерно-плазменным анодом и продольным магнитным полем с индукцией B > 0,2Tл. На рис. 2 представлены характерные зависимости ионного тока от времени, построенные на основе интерполяции осциллограмм, полученных при измерении тока в цепи коллектора для различных значений энергии W лазерного импульса.



Рис. 2. Временные зависимости ионного тока *I*(*t*) для различных энергий *W* лазерного импульса (по вертикали 0,5 кА/дел, развертка 0.5 мкс/дел)

1 - W = 80 мДж 2 - W = 200 мДж; 3 - W = 380 мДж 4 - W = 750 мДж.

В этих осциллограммах не прослеживается факт разделения дейтронов и ионов металла-носителя. Отсутствие такого разделение связано с существенным искажением магнитным полем дейтронной траектории на фоне практически неизменной траектории иона металла.

Для данной ситуации была разработана методика измерения тока дейтронов, попадающих на мишень, где осуществлялась генерация нейтронов на реакции D(d, n)³He. Мишень с площадью ΔS располагалась на одном из участков коллектора ионов и представляла собой титановое покрытие (металлноситель), нанесенное на металлическую подложку и насыщенное дейтерием до s = 1.3. коэффициента стехиометрии Измерение нейтронного потока методике Хансона – Мак-Киббена. проводилось по Вычисление числа ускоренных дейтронов по данным нейтронных измерений осуществлялось по формуле:

$$N_d \approx \frac{N_n SA \int dt I(t, W)}{s N_A \rho \Delta S \int dt I(t, W) \int 0^{eU(t)} \frac{dT \sigma(T)}{F(T)}} = \frac{S}{\Delta S} k(W) N_n, \qquad (1)$$

где e – элементарный электрический заряд; N_A – число Авогадро; N_n – измеренный нейтронный выход за импульс; S – площадь коллектора; k(W) – поправочный коэффициент, зависящий от энергии лазера W; U(t) – импульс ускоряющего напряжения; I(t, W) – зависимость измеренного суммарного коллекторного тока от времени; τ – длительность ускоряющего импульса, T [МэВ] – кинетическая энергия, $\sigma(T)$ – микросечение ядерной реакции D(d, n)³He, которое определяется выражением

$$\sigma(T) \approx (0.3 + \frac{0.1 - 0.03T^2}{T}) \exp(-\frac{1.4}{\sqrt{T}})$$

F(*T*) – функция энергетических потерь дейтрона в мишени на 1 длины определяемая, согласно [3], по формуле:

$$F(T) = \frac{\rho Z}{A} \sqrt{0.5T} \left[\alpha \frac{1 + \beta \sqrt{0.5T}}{(0.5T)^{1,275} + \gamma} + \frac{s}{Z} \alpha_H \frac{1}{(0.5T)^{1,275} + \gamma_H} \right] \text{ [M3B/m]},$$

Z – порядковый номер элемента металла-носителя, $\alpha_H \approx 80$, $\gamma_H \approx 0,028$. Для случая титановой мишени $\alpha = 28.07$, $\beta = 0.11$, $\gamma = 0.038$. Значения этих коэффициентов взяты из таблицы, представленной в работе [3].

Характерная форма импульса ускоряющего напряжения, формируемого с помощью каскадного генератора Аркадьева- Маркса представлена на рис. 3.



Рис.3. Характерный импульс ускоряющего напряжения

по вертикали 0,2 MB/дел;

- развертка 0,5 мкс/дел.

После установления зависимости коэффициента k(W) формула (2) должна определять количество дейтронов, ускоряемых в диоде с заданной структурой и индукцией магнитного поля по измеренному нейтронному выходу. Для рассматриваемого случая указанная зависимость получается после численного интегрирования в (1) по энергии и времени при четырех конкретных значениях энергии лазерного импульса (см. комментарии к рис. 2) с последующей интерполяцией. Вид функции k(W) представлен на рис. 4.



Рис. 4. График зависимости k(W)

Формула (1) и зависимость k(W) делают возможным вычисление количества дейтронов, ускоряемых в диоде с плазменным анодом в магнитном поле с учетом его параметров, определяющих экспериментальную зависимость суммарного ионного тока от времени по данным измерений нейтронного выхода за один импульс с пробной мишени, расположенной на коллекторе.

Дальнейшее усовершенствование методики авторы видят в установлении зависимости коэффициента *k* от параметров магнитного поля, что сделает методику более универсальной и упростит процесс ее реализации.

Работа выполнена в рамках Соглашения № 15-19-00151 между Российским научным фондом, «Национальным исследовательским ядерным университетом «МИФИ» и руководителем проекта Нестеровичем А.В. о предоставлении гранта на проведение фундаментальных и поисковых научных исследований.

Литература

1. Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И. Генерация нейтронов в плазменном диоде с изоляцией электронов полем постоянного магнита. Атомная энергия, т. 119, в.4, 2015, с. 210- 215.

2. Козловский К.И., Пономарев Д.Д., Рыжков В.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Экспериментальное исследование макета малогабаритного генератора нейтронов с импульсной магнитной изоляцией. Атомная энергия, т. 112, в.3, 2012, с. 182-184.

3. Богданович Б.Ю., Нестерович А.В., Шиканов А.Е. Особенности торможения ядер изотопов водорода в мишенях ускорителей для генерации нейтронов. Атомная энергия, т.109, в.5, 2010, с.293 - 298.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА НГ-24M

<u>Т.М. Кормилицын</u>^{1,2}, В.Н. Амосов², С.А. Мещанинов²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет) ² ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований

Исследование поля нейтронных генераторов с высоким нейтронным выходом (~10¹⁰-10¹¹ нейтронов/с) представляет в настоящее время большой интерес и является весьма перспективным для целого ряда установок управляемого термоядерного синтеза. Системы детектирования предполагают необходимость их калибровки в условиях близким к рабочим, что в свою очередь требует наличие соответствующего источника нейтронов с известными (экспериментально определенными) параметрами, такими как:

- Плотность потока нейтронов в зависимости от угла относительно оси генератора.
- Энергия нейтронов в зависимости от угла относительно оси генератора.

В данной работе приведены результаты измерения вышеперечисленных параметров нейтронного генератора НГ-24М при помощи алмазных детекторов. В настоящее время для строящегося термоядерного проекта ИТЭР разрабатывается система алмазных спектрометров-мониторов нейтронного потока. Результаты данного исследования могут быть полезны в частности для калибровки этой разрабатываемой системы. Выбор генератора оправдан возможностью создания условий схожих по плотности потока нейтроннов с условиями имеющими место при рабочих режимах вертикальной нейтронной камеры проекта ИТЭР.

В процессе подготовки эксперимента была проведена и описана процедура калибровки детекторов с помощью источника α-частиц ²²⁶Ra.

По результатам эксперимента сделаны следующие выводы:

 Режимы работы генератора лежат в более широком диапазоне ускоряющего напряжения и тока трубки, чем предложенный в руководстве по эксплуатации диапазон. Это позволяет получать большее количество различных значений потока нейтронов.

- Полученные значения энергии нейтронов под углом 0° лежат в диапазоне от 14,71 МэВ до 14,87 МэВ при вариации ускоряющего напряжения от 100 кВ до 200 кВ. Для используемого в расчёте ускоряющего напряжения 200 кВ расхождение экспериментального результата (14,87 МэВ) со значением, полученным теоретически (14,89 МэВ) практически отсутствует.
- Экспериментальные данные вкупе с расчетами предполагают, что газ в трубке нейтронного генератора содержит большое количество ионов молекулярного дейтерия и трития. Этот факт необходимо учитывать при расчете зависимости энергии от угла вылетающего нейтрона.
- Измерена диаграмма направленности излучения генератора. Показана пространственная анизотропия поля излучения нейтронного генератора, однако вблизи плоскости мишени она обусловлена в основном «тенью» конструкции самого генератора.
- С помощью алмазного детектора была измерена плотность потока нейтронов в аттестованной точке поля, которая с хорошей (~5%) точностью совпала со значением, полученным методом нейтронно-активационного анализа.

Нейтронный генератор НГ-24 по результатам эксперимента демонстрирует возможность тонкой настройки значения и энергии потока нейтронов. Необходимо также учесть сравнительно малые размеры и возможность реализовывать поток нейтронов, схожий по значению с рабочим режимом токамака.



СВЧ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ХИМИЧЕСКИ-АКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ ВЧЕ-РАЗРЯДА В СМЕСЯХ H₂+SiF₄, H₂+GeF₄ И H₂+BF₃.

<u>Р.А. Корнев¹</u>, С.В. Синцов², А.В. Водопьянов², П.Г. Сенников¹

¹ Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г.Девятых РАН 603950, ул.Тропинина 49, Нижний Новгород, Россия ² Институт прикладной физики РАН 603950, ул.Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

Введение

Определение внутренних параметров химически-активной плазмы является актуальной задачей. Наиболее достоверную информацию о состоянии химически активной плазмы дают бесконтактные методы диагностики, которые исключить получаемой инфомации позволяют искажение из-за неконтролируемого воздействия химически-активных частиц на материал зонда. Литературные данные по этому вопросу для систем, которым посвящена настоящая работа, ограничены и относятся к спектральным методам. Так в работах [1,2], методом эмиссионной спектроскопии, проведено исследование химически активной плазмы в смесях H₂+Ar+SiF₄ и H₂+SiF₄ в условиях ВЧЕ и СВЧ ЭЦР разрядов при давлениях 7 мТорр и 0,1 – 0,3 Торр. В [3] исследовался эмиссионный спектр чистого GeF₄ в условиях CBЧ разряда при давлении 0,1 Торр. В [4], методом двухракурсной эмиссионной томографии исследовался состав химически активной плазмы в смеси Ar+BF₃ в условиях ВЧИ разряда в диапазоне давлений 2 – 15 мТорр. Об использовании СВЧ-интерферометрии для подобных систем в литературе не сообщается. Однако, именно методом интерферометрии можно наиболее эффективно диагностировать электронную компоненту химически активной плазмы. Поэтому целью данной работы было исследование влияния состава химически активного газа, в котором переменной составляющей является один из фторидов, на концентрацию свободных электронов плазмы.

Экспериментальная часть

В работе использовалась классическая схема СВЧ интерферометра [5]. В качестве источника зондирующего излучения использовался генератор на основе диода Ганна, настроенный на частоту 35,7ГГц. Уровень мощности опорного и зондирующего сигналов составляет 65 мВт.

Исследования по определению концентрации электронов и степени ионизации химически активной плазмы в смесях H_2 +SiF₄, H_2 +GeF₄ и H_2 +BF₃ проводили в ВЧЕ-разряде. Соотношение H_2 /SiF₄ (GeF₄, BF₃) изменялось в диапазоне от 8 до 36. Общее давление в процессе эксперимента составляло 1 Торр. Мощность ВЧ-генератора составляла 1кВт, частота – 13.56 МГц. Мощность, подводимая в зону плазменного разряда, составляла 500 ±30 Вт. Плазмохимический реактор представлял собой трубку из кварцевого стекла, на которую надевались кольцевые электроды. Экспериментально исследовалась зависимость концентрации электронов от расхода фторидов SiF₄, GeF₄ или BF₃.



Рис.1. Зависимость концентрации электронов от расхода фторидов SiF₄, GeF₄ или BF₃ в смеси с водородом.

Результаты и обсуждение.

На рис. 1 показана зависимость концентрации электронов от расхода фторидов в смеси с водородом. Видно, что в чистой водородной плазме ВЧЕ разряда в реализованных экспериментальных условиях концентрация свободных электронов плазмы составляет $1,5 \cdot 10^{12}$ см⁻³. При добавлении в водородную плазму фторида, концентрация электронов снижается до $1,2 - 1,3 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и продолжает монотонно уменьшаться при увеличении концентрации фторида в газовой смеси. Наиболее сильное снижение концентрации электронов

наблюдается в смеси H₂+GeF₄ и составляет 9,8·10¹¹ см⁻³ при расходе GeF₄ = 28 см³, что соответствует соотношению H₂/GeF₄ = 13,5. При этом же соотношении для смесей H₂+SiF₄ и H₂+BF₃ концентрация электронов составляет 1,1·10¹² см⁻³ и 1,2·10¹² см⁻³ соответственно. Так как соединения SiF₄, GeF₄ и BF₃ относятся к электроотрицательным газам, можно с большой долей вероятности предположить, что в исследуемых смесях основным каналом передачи энергии от электронов в химическую систему является процесс диссоциативного прилипания электронов к молекулам [6], с образованием, в нашем случае радикалов, с учетом [1-4]:

$$SiF_4 + e \rightarrow SiF_4 \xrightarrow{-} SiF_3 + F \tag{1}$$

$$\operatorname{SiF}_4 + e \to \operatorname{SiF}_4 \xrightarrow{-} \operatorname{SiF} + 3F$$
 (2)

- $GeF_4 + e \rightarrow GeF_4 \xrightarrow{-} GeF_2 + 2F$ (3)
- $GeF_4 + e \rightarrow GeF_4^- \rightarrow GeF + 3F$ (4)
- $BF_3 + e \to BF_3 \to BF + 2F \tag{5}$

Следует отметить, что согласно рис.2 молекула BF₃ обладает наименьшей склонностью к образованию отрицательного иона, а GeF₄ – наибольшей. Данный эффект можно объяснить на основе данных, приведенных в таблице 1 [7].

		Таблица 1.
Соединение	Энергия разрыва связи,	Межъядерное
	эВ	расстояние, нм
BF ₃	B-F 7,8	B-F 0,131
SiF ₄	Si-F 5,6	Si-F 0,155
GeF ₄	Ge-F 5,0	Ge-F 0,167

Из таблицы следует, что энергия разрыва связи В-F в молекуле BF₃ из всех сравниваемых соединений наибольшая, а геометрические размеры наименьшие, что обуславливает также наименьшее эффективное сечение процесса диссоциативного прилипания. Для молекулы GeF₄, напротив, энергия разрыва связи Ge-F наименьшая, а геометрические размеры наибольшие, что обуславливает наибольшее эффективное сечение процесса диссоциативного прилипания.

Выводы

В результате проведенных исследований установлен характер влияния типа электроотрицательных молекул и их содержания в плазмообразующей газовой смеси на концентрацию свободных электронов плазмы. В качестве основного канала передачи энергии в химическую систему предложена реакция диссоциативного прилипания электрона к молекуле фторида.

Литература

1. J. Wang, P. Bulkin, I. Florea, J. Maurice, E. Johnson, Microcrystalline silicon thin films deposited by matrix-distributed electron cyclotron resonance plasma enhanced chemical vapor deposition using an SiF_4 /H₂ chemistry // J. Phys. D: Appl. Phys., 2016, V.49, P 285203

G. Bruno, P. Capezzuto, G.Cicala. Novel approaches to plasma deposition of amorphous silicon-based materials // Pure Appl. Chem., 1992, V.64, № 5, P. 725-730.
 Shigeru Yagi, Tsuyoshi Ohta, Kazuhito Saito, Kinich Obi. Selective excitation of GeF and GeF₂ in glow discharges of GeF₄ //J. Appl. Phys., 1993, V.74, № 3, P.1480-1483.

4. A. V. Fadeev and K. V. Rudenko. Investigation of the BF₃ Plasma Particle's Lateral Distribution Using Two View Emission Tomography // Russian Microelectronics, 2014, Vol. 43, No. 6, P. 407-412.

5. В.К. Животов, В.Д. Русанов, А.А. Фридман. «Диагностика неравновесной химическиактивной плазмы», Москва, Энергоатомиздат, 1985, 216с.

6. Бугаенко Л.Т., Кузьмин М.Г., Полак Л.С. «Химия высоких энергий», Москва, Химия, 1988, 368с.

7. Л.В.Гурвич, Г.В.Карачевцев, В.Н.Кондратьев и др. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. Москва, Наука, 1974, 351с.

ДИАГНОСТИКА РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКОГО ПУСКА ТОКАМАКА КТМ НА ОСНОВЕ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГОДЕТЕКТОРА

Г.В. Шаповалов¹, Б.Ж. Чектыбаев¹, <u>Е.Б. Купишев¹</u>, Д.В. Сарычев²

^{1.} Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК

^{2.} Российский научный центр Курчатовский институт

В 2017 году планируется провести физический пуск Казахстанского токамака материаловедческого (далее КТМ) со следующими параметрами разряда: ток плазмы 100 кА и длительностью 100 мс.

На современных установках с горячей плазмой болометры являются одними из базовых и неотъемлемых частей диагностического комплекса. В составе диагностического комплекса токамака КТМ имеется проектный болометр на основе тонкопленочной никелевой фольги. Однако он имеет недостатки: сравнительно невысокую чувствительность и быстродействие, а так же неудобства, вызванные необходимостью использования жидкого азота для охлаждения детекторов. С учетом длительности планируемого плазменного разряда на физическом пуске использование штатного болометра приведет к погрешностям восстановления реальной динамики излучения плазмы во время разряда. В связи с этим был разработан болометр на основе пироэлектрического детектора, имеющий более высокие быстродействие и чувствительность, позволяющий эффективнее измерять эволюцию мощности радиационных потерь плазмы на планируемом физическом пуске токамака КТМ и последующей его эксплуатации.

В работе представлены конструкция разработанного, его технические характеристики, особенности работы, методика калибровки диагностики, а также первые экспериментальные результаты. Разработанная диагностика имеет высокую эффективность регистрации электромагнитного излучения в диапазоне от рентгена до видимой области спектра и для частиц с энергией до нескольких кэВ.

В работе приведены и обсуждается первые экспериментальные результаты измерения на токамаке КТМ в сравнении с AXUV диагностикой радиационных потерь.

ИК ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА КТМ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ НА КАНДИДАТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

Г.В. Шаповалов¹, М.К. Скаков¹, <u>Б.Ж. Чектыбаев²</u>, В.А. Курнаев³

^{1.} Филиал Институт Атомной Энергии НЯЦ РК

^{2.} Государственный университет имени Шакарима

^{3.} Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В Казахстане завершается строительство токамака КТМ. В 2017 году планируется провести физический пуск КТМ. Основной исследовательской задачей возлагаемой на установку – является изучение взаимодействия высокотемпературной плазмы с материалами первой стенки для будущих экспериментальных и промышленных установок термоядерного синтеза под действием тепловых потоков плазмы.

В связи с поставленной исследовательской задачей актуальным является использование диагностических методов предназначенных для изучения поведения исследуемых материалов под действием тепловых потоков плазмы. Одним из интересных параметров при изучении взаимодействия плазма-стенка является информация о динамике и степени нагрева исследуемого материалов, а также о распределении температуры на его поверхности. Также по информации об изменении температуры на поверхности исследуемого материала можно восстановить значение воздействующего теплового потока плазмы, являющимся важным параметром при проведении таких исследований.

На токамаке КТМ для проведения измерений температуры и плотности тепловых потоков на дивертор разработано несколько диагностик. Работа данных диагностик основана на принципе бесконтактной ИК пирометрии. В состав ИК диагностик входят: два пирометра, один из которых быстрый яркостный с временным разрешением 1 мс, второй двухцветный или как его еще называют спектрального отношения, монитор тепловых нагрузок на дивертор и система визуализации ИК диапазона на основе специализированной тепловизионной камеры. Несмотря на то, что указанные диагностики построены на одном физическом принципе – детектирования теплового ИК излучения, они

все же имеют отличия в методике и технике измерения. Одновременное использование этих диагностик призвано повысить достоверность экспериментальных данных.

В работе приводится описание указанных ИК диагностик, их технические характеристики и особенности конструкции. Обсуждаются вопросы методики измерений, преимущества и недостатки рассматриваемых диагностик, возможные трудности при проведении измерений, планы по их подготовке к экспериментам на токамаке КТМ и дальнейшему совершенствованию.

ВОЛНА ВОЗМУЩЕНИЯ В КУЛОНОВСКОЙ СТРУКТУРЕ

Д.С. Лапицкий, В.С. Филинов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур РАН

В работе приведены экспериментальные исследования самовозбуждения волновых процессов в структурах заряженных частиц без Дебаевского экранирующего фона. Структуры удерживаемых частиц были сформированы и удерживались с помощью переменных электрических полей квадрупольного типа линейной ловушки Пауля. В эксперименте были обнаружены уединенные автоволны, самовозбуждаемые у торцов ловушки Пауля, которые двигались вдоль кулоновской структуры без затухания. Была определена скорость волны, которая совпала с теоретически определенной скоростью звука в структуре.

Введение

Идея захвата частиц возникла в физике молекулярных пучков и массспектрометрии. Квадрупольный масс-спектрометр [1] может рассматриваться как первое практическое применение электродинамических ловушек. Первая ловушка, работающая на принципе переменных электрических полей, была описана в 1955 году [2]. Захват заряженных частиц в таком типе ловушек в неподвижной газовой среде при нормальных условиях был изучен в [3, 4, 5]. Межчастичное расстояние в Кулоновских структурах в линейной ловушке Пауля было определено в [6, 7].

Существование низкочастотных колебаний и нестабильностей в пылевой плазме, которое приводило к самовозбуждению волновых процессов, было обнаружено [8-12]. Эти эффекты разбудили интерес к теоретическому изучению волновых процессов в пылевой плазме. Попытки создать кинетическую теорию, описывающую процессы, были предприняты в [13, 14], однако на текущий момент не существует конечного решения данной задачи.

В данной работе представлены экспериментальные исследования формирования нестабильностей в структуре заряженных частиц, удерживаемых в ловушке Пауля.

Автоволна в кулоновской структуре.

Схема установки представлена на рисунке 1 [15]. Установка состояла из ловушки Пауля, представленной четырьмя цилиндрическими электродами (1 и 2 на рис. 1) радиусами $R_1 = 1.5$ мм и длинами $L_m = 30$ см, и кольцевого электрода у одного из торцов ловушки. На электроды 1 и 2 подавалось переменное напряжение $U_{\omega} \sin(\omega t)$ и $U_{\omega} \sin(\omega t + \pi)$, $U_{\omega} = 10$ кВ, $f = 2\pi\omega = 50$ Гц. На кольцевой электрод подавался постоянный положительный потенциал $\Delta U = 1$ кВ.



Рисунок 1. Схема установки.

В эксперименте использовался порошок частиц оксида алюминия Al₂O₃ плотностью $\rho_{\rm p} = 3990$ кг/м³. Предварительно положительно заряженные частицы инжектировались в ловушку, где происходил их захват [15, 16]. Постоянное электрическое поле кольцевого электрода препятствовало стоку частиц в область коммутации электродов с подводящими проводами. У другого торца ловушки электроды были свободны. Зa счет неоднородности электрического поля у торцов электродов на частицы действует постоянная сила Гапонова-Миллера, направленная к центру ловушки [17]. За счет накачки энергии в структуру переменным электрическим полем и действия постоянной силы у торцов ловушки самовозбуждалась автоволна (рисунок 2). На рисунке 2а волна двигалась от свободного конца ловушки к кольцевому электроду. Доходя то до кольцевого электрода, то до торцов ловушки волна отражалась и двигалась в обратном направлении. Скорость волны составляла 5.3±0.1 см/с.



Рис. 2. Автоволна в структуре заряженных частиц, удерживаемых в линейной ловушке Пауля. а) волна двигается справа налево, б) волна двигается слева направо после отражения от потенциального барьера кольцевого электрода. Белые горизонтальные

линии соответствуют внутренним поверхностям электродов.

Была оценена скорость волны при следующих допущениях: в приближении сплошной среды и в предположении, что скорость волны соответствует скорости звука в структуре. В таком случае скорость волны описывается уравнением $v = \sqrt{\frac{1}{\beta\rho}}$, где $\beta = -\frac{1}{V}\frac{dV}{dP}$, V, P и ρ – объем, давление и плотность структуры. Для оценки dV/dP рассмотрим два слоя заряженных частиц, рисунок 3. Пусть площадь слоя S и расстояние между слоями L (V = LS), а смещение слоя на Δx дает изменение объема dV. В приближении одностороннего сжатия структуры и кулоновской силе межчастичного взаимодействия изменение давления описывается уравнением $dP = \frac{dF}{S} = \frac{1}{S} \left(k \cdot q^2 \left[\frac{N}{2L} \right]^2 - k \cdot q^2 \left[\frac{N}{2(L - \Delta x)} \right]^2 \right)$, где N количество частиц в 2 слоях

 $(\rho = Nm_p/LS), m_p$ масса частицы.



Рис. 3. Схема двух слоев частиц.

При $\Delta x \ll L$ сжимаемость имеет вид $\beta = \frac{2}{kq^2 S \rho^2}$, и скорость звука:

$$v = \sqrt{\frac{1}{\beta\rho}} = \sqrt{\frac{kq^2\rho S}{2m_p^2}} \tag{1}$$

В эксперименте структура частиц состояла из частиц размеров 2 мкм [18] и их заряды составляли $q_p \sim 10^4$ е [16, 19]. Структура имела форму цилиндра с площадью слоя $S = 2\pi r^2$, где г это радиус цилиндра (диаметр цилиндра составлял 6.0±0.1 мм, рисунок 26). Скорость волны согласно (1) составила 5.6 ± 0.2 см/с, что совпадает со скоростью волны, полученной в эксперименте.

Вывод

Экспериментально было изучено формирование автоволны в структуре заряженных частиц, захваченной в линейной ловушке Пауля. Была определена скорость волны в структуре, которая совпала с теоретически оцененной скоростью звука в структуре в приближении сплошной среды.

Литература

1. Paul W., Osberghaus O. and Fischer E., Forshung Benchte Wirthschaftsministeriums Nordrhem Westfalen, 1958, V.4, P.15

2. Straubel H., Naturwissenschaften, 1955, V.18, P.506

3. Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V.I.,

Pecherkin V.Ya., Contrib. Plasma Phys., 2013, V.53, N.4-5, P.450-456

4. Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Deputatova L.V., Lapitsky D.S., Molotkov V.I.,

Pecherkin V.Ya., Filinov V.S., Fortov V.E., New J. Phys., 2013, V.15, P.043047

5. Filinov V.S., Lapitsky D.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Sinkevich O.A., Contrib. to Plasma Phys., 2012, V.52, N.1, P.66-69

 Gheorghe V.N., Giurgiu L., Stoican O., Cacicovschi D., Molnar R., Mihalcea B., Acta Physica Polonica A, 1998, V.93, P.625-629

7. Stoican O., Mihalcea B., Gheorghe V., Romanian Reports in Physics, 2001, V.53,N.3-8, P.275-280

8. Fortov V.E., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Nefedov A.P., Petrov O.F., Torchinsky V.M., Phys. Plasmas, 2000, V.7, P.1374

 Sorasio G., Resendes D.P., Shukla P.K., Phys. Letters A, 2002, V.293, N.1-2, P.67-73

10. Chu J.H., Ji-Bin Du and Lin I., J. Phys. D: Appl. Phys., 1994, V.27, P.296-300

11. Barkan A., Merlino R.L. and D'Angelo N., Phys. Plasmas, 1995, V.2, N.10, P.3563

12. Molotkov V.I., Nefedov A.P., Torchinski V.M., Fortov V.E., Khrapak A.G., JETP, 1999, V.116, P.902-907

13. Tsytovich V.N., U. de Angelis, Phys. Plasmas, 2001, V.8 P.1141

14. Tsytovich V.N., U. de Angelis, Phys. Plasmas, 2002, V.9, P.2497

15. Лапицкий Д.С., Сыроватка Р.А., Василяк Л.М., Филинов В.С., Депутатова

Л.В., Владимиров В.И., Печеркин В.Я., Прикладная физика, 2015, N.6, C.88-91

16. Lapitsky D.S., Filinov V.S., Deputatova L.V., Vasilyak L.M., Vladimirov V.I., Pecherkin V.Ya., EPL, 2015, V.110, 15001

17. Lapitsky D.S., J. Phys.: Conf. Ser., 2015, V.653, P. 012130

18. Syrovatka R.A., Vasilyak L.M., Deputatova L.V., Filinov V.S., Lapitsky D.S.,

Pecherkin V.Ya., Vladimirov V.I., Contrib. Plasma Phys, 2016, V.56, N.3-4, P.321-326

19. Lapitsky D.S., J. Phys.: Conf. Ser, 2016, V.666, P.012026

РАСЧЕТ ДИЭЛЕКТРОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В ПРИБЛИЖЕНИИ КРАМЕРСОВСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Д.С. Леонтьев

Национальный исследовательский центр Курчатовский институт

В работе рассчитана скорость диэлектронной рекомбинации для нескольких ионов вольфрама в приближении крамерсовской электродинамики. Согласно КрЭД, максимальное излучение электрона, двигающегося вблизи заряженного ядра, достигается в окрестности точки поворота траектории. При этом происходит так называемое «выключение интеграла энергии»[1]. Таким образом, в ионе происходит только изменение центростремительного потенциала за счет изменения орбитального момента.

Общая формула для скорости диэлектронной рекомбинации:

$$Q_{dr}(T) = \left(\frac{2\pi Ry}{T}\right)^{3/2} \sum_{L,n,l} \frac{g_f}{g_i} \exp\left(-\frac{\omega}{T} + \frac{Z_i^2}{2n^2T}\right) \frac{W_R \cdot W_A(n,l,L)}{W_R + W_A(n,l,L)}$$
(1)

где *Т*-это температура электронов, $g_{i,f}$ -статистические веса на начальном (*i*) и конечном (*f*) состояниях атомного ядра. W_R -вероятность радиационного перехода внутри ядра иона. W_A -скорость автоионизационного распада дважды возбужденного атомного энергетического уровня, ω -частота перехода внутри ядра. a_0 -боровский радиус, nl-главное квантовое число и орбитальный момент захваченного электрона, соответственно, *L*-орбитальный момент электронов остова.

Скорость радиационного распада легко выразить через распределение плотности внутри иона $n_L(r)$ и частоту перехода:

$$W_{R} = \frac{2\omega^{2}}{c^{3}} 4\pi r^{2} n_{L}(r) dr \cdot \delta\left(\omega - \frac{(L+1/2)}{r^{2}}\right) d\omega$$
(2)

где с-скорость света. Выражение, стоящее под знаком дельта-функции является изменением орбитального квантового числа и определяет возбуждаемую налетаемым электроном частоту.

Выражение для скорости автоионизационного перехода дважды возбужденного уровня использует соотношение между скоростью распада $W_A(n,l)$ и парциальным сечением возбуждения электрона $\sigma_{\text{exc}}(l,L)$ в
квазиклассическом представлении. Так как эти величины описывают взаимнообратные процессы, то соотношение между ними удовлетворяет распределению Саха для ионов $X^{(k+1)+}$ и X^{k+} для случая, когда $W_R=0[2]$. Таким образом, мы получаем:

$$(2l+1)g_{f}W_{A}(n,l,L) = Z_{i}^{2}n^{-3}\omega g_{i}\sigma_{exc}(l,L)/\pi^{2}a_{0}^{2}$$
(3)

Сечение возбуждения электрона в квазиклассическом представлении имеет вид [1]:

$$\sigma_{exc}(l) = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\hbar}{mv_e}\right)^2 \frac{g_f}{g_i} 4\pi r^2 n_L(r) dr \frac{(l+1/2)^2}{Z_i^2} G\left(\frac{\omega(l+1/2)^3}{3Z_i^2}\right)$$
(4)

где функцию G(u) выражается через функции Макдональда K_{1/3,2/3}:

$$G(u) = u(K_{1/3}^{2}(u) + K_{2/3}^{2}(u))$$
(5)

Используя асимптотические выражения для этих функций и проведя усреднение по орбитальному моменту налетающего электрона *l*, мы получим окончательное выражение для скорости автоионизационного распада:

$$W_A(n,l,L) = 4\pi r^2 n_L(r) dr \frac{4 \cdot 1.7 Z_i^2}{3\pi n^5 \omega} \delta\left(\omega - \frac{(L+1/2)}{r^2}\right) d\omega$$
(6)

В работе использовалась распределение плотности электронов по орбитальному моменту[3]:

$$n_{L}(r) = \frac{1}{\pi^{2}} \frac{L + 1/2}{r^{2}} \sqrt{-2V_{L}}$$

$$V_{L} = V + \frac{(L + 1/2)^{2}}{2r^{2}}$$
(7)

где *V*-потенциал Томаса-Ферми.

После подстановки выражений (2) и (6) в (1) и проведения интегрирования по ω, получается окончательная формула для вычисления скорости диэлектронной рекомбинации в приближении крамерсовской электродинамики:

$$Q(cm^{3}/s) = 0.63 \cdot 10^{-8} \cdot Q(a.u.)$$

$$Q(a.u.) = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^{3/2} \frac{512 \cdot 1.7}{3Z_{i}^{2}} \int_{0}^{r_{0}} r^{2} \omega_{L}(r) n_{L}(r) dr \int_{1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\omega_{L}}{T} \left(1 - \frac{1}{t^{2}}\right)}}{t^{5} + A(r,L)} dt$$

$$A(r,L) = \frac{2^{7/2} \cdot 1.7}{3\pi Z_{i}^{3} \sqrt{\omega_{L}(r)}}$$

$$\omega_{L}(r) = \frac{(L+1/2)}{r^{2}}$$
(8)

Полученные результаты сравнивались с экспериментальными данными [4], и результатами, полученными с помощью численного кода ADPAK[5]. Как видно из рисунка, результаты расчета в приближении КрЭД неплохо согласуются с данными этого кода.



Рис.1. График зависимости скорости ДР от температуры для иона W¹⁸⁺. 1-расчет в приближении КрЭД; 2)-экспериментальные результаты [4]; 3) -данные ADPAK[5].

Литература:

1. Буреева Л.А., Лисица В.С., Возмущенный атом. М.: ИздАТ, 1997. - 464 с.

2. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1979. -319с.

3. Мигдал А.Б., Качественные методы в квантовой теории, М.: Наука, 1975. - 335с.

4. K. Spruck, N. R. Badnell, A. Müller et al., Recombination of W^{18+} ions with electrons: Absolute rate coefficients from a storage-ring experiment and from theoretical calculations // Phys. Rev. A, 2014, **90**, 032715.

5. K. Asmussen, K.B. Fournier, J.M. Laming et al. SPECTROSCOPIC INVESTIGATIONS OF TUNGSTEN IN THE EUV REGION AND THE DETERMINATION OF ITS CONCENTRATION IN TOKAMAKS // Nuclear Fusion, 1998, vol.38, №7, p. 967-986.

МЕТОД ИОННОЙ КАМЕРЫ АБСКУРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ В ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

<u>С.С.Макаров</u>^{1,2}, С.А.Пикуз^{1,3}, И.А. Жвания^{1,2,4}, И.Ю. Скобелев^{1,3}, А.Я.Фаенов¹, Т.А.Пикуз¹, С.М.Варзарь²

¹ Объединённый институт высоких температур РАН

² Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

⁴Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова

Сегодня метод протонной/ионной радиографии широко применяется как для контроля продукции микро- и нанотехнологий, так и для диагностики короткоживущих процессов в исследованиях по физике высокой плотности энергии. Как правило, для данных целей требуются дорогостоящие и большие по своим размерам экспериментальные установки, такие как синхротроны и ускорители ионов. Одним из наиболее перспективных импульсных ионных источников является плазма, создаваемая воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. В частности, рядом важных практических преимуществ обладает плазма газово-кластерных мишеней [1,2]. Для дальнейшего развития ионно-радиографических методов актуальной задачей является определение пространственной структуры ионного источника лазерно-плазменного источника. Также, знания о процессах происходящих внутри плазмы необходимы для развития фундаментальных физических теорий и моделей взаимодействия лазеров с кластерными мишенями.

В данной работе был апробирован новый метод диагностики лазернокластерных взаимодействий – метод ионной камеры обскуры. Идея его состоит в том, что установив камеру-обскура под различными направлениями от оси распространения лазера, мы можем получить изображения проекций ионных источников внутри мишени. В нашем эксперименте лазерный импульс с энергией 120мДж и длительностью 36фс фокусировался в газово-кластерную мишень в пятно диаметром 50мкм. Для более подробного анализа процессов происходящих при данном взаимодействии точка фокусировки лазера имела

несколько положений относительно центра мишени. Теоретически рассчитанная величина интенсивности лазерного излучения в вакууме равнялась 4*10¹⁷ Вт/см². На основе анализа полученных нами теневых изображений плазмы и пинхол изображений ионного источника были изучены процессы, происходящие при взаимодействии высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с газово-кластерной мишенью.

Литература:

1. Y.Fukuda, A.Ya.Faenov et al., Novel path towards compact laser ion accelerators for hadron therapy: Tenfold energy increase in laser-driven multi-MeV ion generation using a gas target mixed with submicron clusters/ Phys. Rev. Lett. 103, 2009.

2. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone and M. D. Perry Interaction of intense laser pulses with atomic clusters/ PRL volume 53, number 5, 1996.

РАЗРАБОТКА РАЗРЯДНОГО УСТРОЙСТВА ПФМ72-М С ВОЗМОЖНОСТЬЮ КОМПЛЕКСНОЙ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ.

П.П. Сидоров, О.А. Башутин, А.С. Мартыненко, С.А. Успенский

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Исследования высокотемпературной плазмы используются для решения многих научно-технических задач в области материаловедческих испытаний для управляемого термоядерного синтеза, для накачки лазерных сред, для изучения высокоионизованных ионов, взаимодействия мощных пучков с плазмой и т. д.

В связи с этим разработано и изготовлено разрядное устройство ПФМ-72м с возможностью диагностики физических процессов в плазме межэлектродного пространства. Работу разрядного устройства обеспечивает установка с одноименным названием, состоящая из следующих основных узлов: вакуумной системы, электротехнической части, диагностических средств, системы управления и непосредственно самого разрядного устройства. Принципиальная схема установки ПФМ72-м представлена на рис. 1.



Рис. 1. 1 - Разрядное устройство. 1.1-анод, 1.2-катод, 1.3-изоляторный узел, 1.4-анодная вставка, 1.5-фланец крепления анодной вставки, 1.6-катодный фланец, 1.7-диагностический объем, 1.8 и 1.9-диагностические окна, 1.10-фланец для подключения вакуумной системы. 2 - электротехническая часть. 3 – вакуумная система. 3.1- балон с газом, для наполнения разрядного устройства, 3.2- фланец крепления к диагностическому кубу, 3.3-гальвоническая развязка вакуумной системы, 3.4-система откачки, 3.5-измеритель давления.

Разрядное устройство находится В диагностическом объеме, выполненном в виде куба из нержавеющей стали 12X18H10T размером 120x120x120 мм (1.1) с толщиной стенок 20 мм, в котором содержатся анод эллиптической формы (1.2) d=30 мм, h=28 мм выполненный из меди, в верхней части которого находится вольфрамовая вставка в виде диска(1.3) d=12 мм, h=3 мм. Катод, выполненный также из меди, состоит из трех частей: нижняя часть представляет полусферу (1.4) с d=25 мм, верхняя часть катода представлена цилиндрами, расположенными по кругу вокруг анода в виде «беличьего колеса (1.5) с d=62 мм, h=40 мм. Обе части катода крепятся к фланцу, который служит основанием диагностического куба (1.6). При изготовлении деталей вращения сложной формы для анода и катода использовалась лазерная сварка. Швы, выполненные таким образом, обеспечивают герметичность объема, пропускание электрического тока большой плотности по электродам, а также обеспечивают механическую прочность и термическую устойчивость. Между анодом и катодом изоляторный узел (1.7), выполненный из керамического материала алунд. На боковых поверхностях куба находятся диагностические окна (1.8), (1.9) d=70 мм. На верхней поверхности диагностического объемакуба выполнено отверстие (1.10) d=20 мм для подсоединения к системе вакуумной откачки и наполнения камеры газом.

Система вакуумной откачки установки ПФМ72-м и наполнения ее газом (3) включает в себя форвакуумный насос ВН-2 для откачки вакуумного разрядника, форвакуумный и турбомолекулярный насосы для откачки диагностического куба с разрядным устройством до 10⁻⁵ Торр и систему для наполнения диагностического объема газом (Ar) до 5 Торр.

Электротехническая часть для включения разрядного устройства (2) состоит из конденсаторной батареи, собранной из четырех параллельно соединенных конденсаторов ИК-50-3: C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , заряжаемых с помощью высоковольтного выпрямителя BC-50-50 до рабочего напряжения 28 кВ. Параметры батареи 28 кВ х 12 мкФ. Энергетическая емкость батареи 4,7 кДж. Каждый конденсатор снабжен разрядником со смещением электрического поля R_1 , R_2 , R_3 , R_4 . Одновременный запуск разрядников осуществляется вакуумным разрядником R_5 , который в свою очередь, запускается с пульта управления. После пробоя вакуумного разрядника R_5 разряжается ёмкость C_5 и в первичной обмотке импульсного трансформатора (ИТ) возникает ток. Период колебаний

токового импульса 1мкс. Ток во вторичной обмотке импульсного трансформатора заряжает разделительную ёмкость C_6 и образует напряжение смещения на центральных электродах разрядников R_1 , R_2 , R_3 , R_4 .

В Таблице 1 приведены основные характеристики разрядного контура при работе с разрядным устройством.

Тоблино	1
і аолица	_ 1

Ёмкость батареи	12 мкФ
Индуктивность	42 нГн
Омическое сопротивление	9.3 мОм
Период	4.5 мкс
Затухание за период	0.60
Отношение амплитуды тока к зарядному напряжению	15A/B

При подаче высокого напряжения между анодом и катодом вдоль поверхности электродов зарождается разряд. Разряд преобразуется в ударную плазменную волну и образуется токово-плазменная оболочка. Под действием сильного магнитного поля разряда плазменная оболочка двигается, огибает анод, а затем получает направленное к центру ускорение и сходится вблизи оси камеры. Для моделирования процессов происходящих в диагностическом объеме использовалась программа «Движение оболочки», находящаяся в открытом доступе [1]. На рис. 2 показана динамика развития токовой оболочки в диагностическом объеме.





t=960ns, I=364kA, U=6.2kV



t=1178ns, I=344kA,U=-0,3kV



t=658ns, I=322kA, U=15.0kV



t=1362ns,I=295kA,U=-5,3kV



t=1511ns,I=246kA, U=-8,6kV



t=4428ns,I=1kA, U=8,5kV



t=2184ns,I=-205kA,U=-15.4kV



t=5559ns,I=128kA, U=0.0kV



t=3154ns,I=-7kA, U=-3.7kV



t=6653ns,I=-7kA, U=-6.8kV

Рис. 2. Динамика развития токовой оболочки в диагностическом объеме в рамках идеальной двумерной МГД модели.

Из рисунка видно, что после подачи высокого напряжения U=25.0kV вдоль поверхности изолятора формируется токово-плазменная оболочка (ТПО), которая движется в межэлектродном пространстве и через t=1178ns, происходит смыкание ТПО вдоль оси разрядного устройства. При этом ток достигает своего максимального значения ~ 350 кА. образуется плазменный фокус. Это наиболее скоротечная и сложная стадия движения ТПО продолжительностью около 20 наносекунд. Далее происходит развал плазменного фокуса, образование ударных волн и взаимодействие их с поверхностью электродов.

Воздействие ТПО на поверхности электродов и стенки вакуумного объема представляет особый интерес для проведения экспериментов на данной установке ПФМ72-м.

Литература:

1. Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rozanova G.N. Development of Sausage-Type Instability in a Z-Pinch Plasma Column. Nucl.Fusion.1993. V.33. P. 311.

ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ И ПЛАЗМЫ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

С.А. Маслов¹, А.А. Харчевский², В.А. Смирнов²

^{1.} Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова ^{2.} Московский технологический университет МИРЭА

В настоящее время вейвлет-анализ [1] является одним из широко применяемых методов науки и техники. Вейвлет-анализ дает возможность выявить частотно-временные закономерности физических процессов, благодаря чему часто используется в астрофизике [2], физике плазмы [3 – 5] и исследовании разных метеорологических явлений [6]. В настоящей работе вейвлет-анализ одновременно применяется к исследованию процессов различной природы – плазменных сигналов с резкими скачками параметров и интенсивных атмосферных вихрей таких, как тайфунов (тропических ураганов) и торнадо (смерчей). Проводится сравнительный анализ частотно-временной эволюции давления в атмосферных вихрях и плазменной турбулентности в стеллараторе Л-2М

Установка Л-2М представляет собой классический стелларатор, в котором создание и нагрев плазмы осуществляется ЭЦР-методом с использованием гиротронного комплекса МИГ-3 [4]. Нагрев плазмы включается на 48 мс и выключается на 60 мс. Запись данных на обрабатывающее устройство осуществляется через каждые 0.16 мкс. Для исследования процессов в настоящей работе используется вейвлет Хаара [1]. В работе [3] отмечается, что данный вейвлет по сравнению с многими другими вейвлет-функциями оказывается более надежным в анализе плазменных процессов в стеллараторе Л-2М [4]. Использование функции Хаара позволяет получить оценку времени скачка параметров, наиболее близкую к экспериментальным наблюдениям. Покажем, что применение вейвлета Хаара эффективно в ходе исследования и плазменных процессов, и атмосферных вихрей.

На рис. 1 приведены энергия плазмы, потенциал сигнала №19692 и вейвлет-спектр флуктуаций потенциала. Можно видеть, что данный процесс

представляет собой сигнал с резкими скачками физических параметров. В моменты времени 54.2 мс, 57.1 мс и 58.7 мс наблюдаются быстрые переходы длительности порядка 0.1 – 0.2 мс, которые отражаются в резком затухании или, наоборот, усилении флуктуаций потенциала сигнала №19692. Амплитуда колебаний в плазме при быстрых переходах изменяется синхронно: не наблюдается существенной зависимости скорости их затухания или усиления от частоты. Сильные магнитные поля и высокая концентрация заряженных частиц в плазме обеспечивают интенсивный обмен энергией между различными участками частотного спектра.



Рис. 1. а – энергия плазмы, б – потенциал сигнала №19692, в – вейвлет-спектр флуктуаций потенциала в интервале 52 – 56 мс, г – в интервале 56 – 60 мс. Прямоугольником выделена область исследования сигнала, пунктиром – моменты быстрого перехода

Атмосферный воздух существенно отличается от плазмы по физическим свойствам. Во-первых, воздух обычно не обладает сильной ионизацией. Вовторых, магнитное поле Земли (не более 5·10⁻⁵ Тл) гораздо меньше поля в стеллараторе Л-2М – порядка 1 – 3 Тл [4]. Этим обусловлено различие частотновременных характеристик плазменных процессов и атмосферных вихрей.

На рис. 2 приведены результаты измерения давления и вейвлет-спектры флуктуаций давления в торнадо (Манчестер, Южная Дакота, США, 24 мая 2003 г.) [7] и тайфуне Айрин (Бофорт, Северная Каролина, США, 26 – 27 августа 2011 г.) [8]. Можно видеть, что в момент максимального падения давления в обоих случаях наблюдаются быстрые переходы, как и в плазменном сигнале №19692. Но частота флуктуаций в атмосферных вихрях на порядки ниже, чем в плазменных процессах в стеллараторе Л-2М. Кроме того, в тайфунах и торнадо наблюдается асинхронность возрастания и затухания колебаний давления на периферии вихря: более высокочастотные флуктуации претерпевают переход ближе к оси вихря, чем низкочастотные.



Рис. 2. а – изменение давления в торнадо [7] (Манчестер, Южная Дакота, 24 мая 2003 г), б – эволюция давления в урагане Айрин [8] (26 – 27 августа 2011 г.) в – спектр флуктуаций для торнадо, г – спектр флуктуаций давления в тайфуне

Проведен вейвлет-анализ турбулентности в атмосферных вихрях и плазменных процессах с использованием функции Хаара. Получено, что амплитуда флуктуаций атмосферного давления существенно возрастает как в ядре торнадо или урагана, так и на периферии, причем более высокочастотные колебания усиливаются ближе к оси вихря, чем низкочастотные. В плазменных сигналах, в отличие от атмосферных процессов, амплитуда низко- и высокочастотных флуктуаций изменяется в один и тот же момент времени благодаря высокой ионизации плазмы, сильного магнитного поля В стеллараторе Л-2М и, как следствие, интенсивного обмена энергией между разными участками частотного спектра.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-31-00456 мол_а.

Литература:

1. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. М; Ижевск: РХД, 2004. 463 с.

Solar wind magnetohydrodynamics turbulence: anomalous scaling and role of intermittency / C. Salem [et al.] // The Astrophysical Journal, 2009, v. 702, № 1, p. 537 – 553.

3. Maslov S.A., Vasilkov D.G., Kholnov Yu.V., Skvortsova N.N. Wavelet analysis of the parameters of edge plasma fluctuations in the L-2M stellarator // Journal of Physics: Conference Series, 2016, v. 666, №1, p. 012009 (7 pp).

4. Recent ECRH Experiments in the L-2M Stellarator with the Use of a New High-Power Gyrotron / N. K. Kharchev et al // Plasma and Fusion Research, 2011, v.6, p. 2402142-1 – 2402142-4.

 Van Milligen B.Ph. Wavelets, non-linearity and turbulence in fusion plasmas // Wavelets in Physics; J.C. Van Den Berg (ed.). Cambridge University Press, 1999, p. 227 – 262.

6. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы, теории и примеры применения // Успехи физических наук, 1996, т. 166, №11, с. 1145 – 1170.

7. Lee J.J., Samaras T.M. Pressure measurements at the ground in an F-4 tornado. URL: https://ams.confex.com/ams/pdfpapers/74267.pdf (access date: 29.09.2016).

8. Hurricane Irene August 26-27, 2011.

URL: http://www.weather.gov/mhx/Aug272011EventReview (access date: 29.09.2016)

НОВЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЗОНДОВ ЛЕНГМЮРА

П.Е. Машеров, А.Ф. Пискунков, В.А. Рябый

Научно-исследовательский институт прикладной механики и электродинамики Московского авиационного института (национального исследовательского университета) «НИИ ПМЭ МАИ»

Зондовые исследования проводились в ксеноновой плазме высокочастотного (ВЧ) индукционного (ВЧИ) разряда на частоте $f \approx 2$ МГц при давлении $2 \cdot 10^{-3}$ Торр и расходе ксенона 2 смл/мин. [1]. Использовался плоский индуктор с ферритовым сердечником, размещённый на кварцевом окне толщины 5 мм в торце вакуумной камеры с безмасляными средствами откачки. Газоразрядное пространство диаметра 146 мм имело форму «таблетки» высотой 66 мм. В среднем его сечении в камеру были введены радиально подвижные цилиндрический и плоский зонды Ленгмюра, показанные на Рис. 1 и 2.



Рис. 1 Классический цилиндрический зонд из вольфрамовой нити диаметра 0,15 мм



Рис. 2 Плоский зонд – имитатор плоского пристеночного зонда диаметром 1,5 мм

Оба зонда перемещались радиально от позиции *r*=0 мм (ось газоразрядной камеры) до позиции *r*=60 мм (удалённой от стенки камеры на 13 мм).

Зондовые вольт-амперные характеристики (ВАХ) регистрировались относительно заземлённой стенки камеры с помощью автоматизированной зондовой станции Plasma Sensors VGPS-12 [2], использующей метод Дрювестейна, согласно которому усреднённые зондовые ВАХ дважды дифференцируются для получения функций распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) без априорных предположений. Их интегрированием определяется эффективная температура электронов T_e, представляющая их среднюю энергию, и концентрация электронов ne, а по усреднённым ВАХ находятся зондовые потенциалы: плавающий V_f и потенциал пространства V_s вместе с соответствующей ему плотностью электронного тока насыщения *j*_{es}. VGPS-12 отличает аккуратная защита ВАХ от ВЧ искажений, которые устраняются опорными зондами с развитой собирающей поверхностью (Рис. 1 и 2), а также широкополосным фильтром, применяемым при ВЧ-компоненте напряжения зондового слоя выше уровня Te, В. Опорные зонды устраняют также падение напряжения на участке зондовой цепи от зонда до измерительной схемы. В программе VGPS-12 предусмотрены два метода очистки собирающей поверхности зонда – ионной бомбардировкой и нагревом зонда ВЧ током. Измерения проводятся в режиме реального времени: в течение 2 секунд пакет пилообразных импульсов зондового потенциала регистрирует 1000 ВАХ, которые анализируются и усредняются, и по результирующей ВАХ определяются упомянутые зондовые параметры. Анализ корректности этих измерений [3] показал, что Te и ne измеряются станцией VGPS-12 с ошибкой порядка ±10%, а по остальным параметрам ошибки много меньше.

При работе с цилиндрическими зондами было выявлено влияние на их показания рекомбинации заряженных частиц плазмы на зондодержателе: при измерении n_e зондами трёх длин, $l_3=3$, 5 и 10 мм, результат возрастал и переходил к насыщению около $l_3=10$ мм [4]. Следовательно, зонд $l_3=10$ мм (Рис. 1) работал практически в невозмущённой плазме. Качественный и количественный анализ измеренных ФРЭЭ привёл к выводу, что ксеноновая плазма при давлении $2 \cdot 10^{-3}$ Торр и поглощённой ВЧ мощности до 175 Вт близка к максвелловской среде с «инженерной» точностью [5]. В этом случае можно считать справедливыми законы Больцмана и «степени 3/2» в виде уравнения Чайлда-Ленгмюра-Богуславского (ЧЛБ), а также эффект Бома, формула которого с использованием плотности ионного тока на собирающую поверхность цилиндрического зонда под плавающим потенциалом j_{if} и T_e в Вольтах записывается как

$$j_{\rm if} = x C_{\rm БЦил} e n_{\rm e} (2eT_{\rm e}/M_{\rm i})^{1/2}$$
⁽¹⁾

где x=R/a, R – внешний радиус зондового слоя, a – радиус зонда, $C_{\rm БЦил}$ – коэффициент Бома, который нужно подтвердить экспериментально, e – элементарный заряд, $M_{\rm i}$ – масса иона. В максвелловской плазме $j_{\rm if}$ находится с помощью закона Больцмана через $j_{\rm es}$: $j_{\rm if}=j_{\rm es}\exp(-\Delta V_{\rm f}/T_{\rm e})$, где $\Delta V_{\rm f}=V_{\rm s}-V_{\rm f}$ – разность потенциалов на зондовом слое для зонда под плавающим потенциалом.

Для решения задачи вместе с (1) используем закон «степени 3/2»

$$j_{\rm if} = (4\varepsilon_0/9)(2e/M_{\rm i})^{1/2}(\Delta V_{\rm f}^{3/2}/a^2 x_{\rm UJE} A_{\rm J})$$
(2)

где ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума, а $A_{\Pi} = f(x_{\Psi \Pi B})$ - безразмерный параметр Ленгмюра [6].

В рамках специального эксперимента с ксеноном особой чистоты, т.е. при известной массе ионов M_i , решение системы уравнений (1) и (2) позволяет оценить $x_{4,\Pi b}$ и ($C_{bIl\mu,n}$)_{ЧЛБ}. Данная модель зондового слоя не имеет достаточного физического обоснования в проведённом эксперименте, поэтому величины $x_{4,\Pi b}$ были скорректированы на более обоснованную ступенчато-фронтальную (SF) модель зондового слоя [7]. В итоге измерение дало результат: $x_{SF}\approx1,5$ и коэффициент Бома $C_{bIl\mu,n}\approx1,23$ (что примерно в 3 раза превысило классическую величину $C_{bIl\mu,n}=0,4$). Экспериментальный коэффициент Бома $C_{bIl\mu,n}\approx1,23$ позволяет проводить опыты общего характера, измеряя толщины зондовых слоёв $\delta=a(x_{SF}-1)$ и среднюю массу ионов M_i решением системы уравнений (1) и (2).

Регистрация ВАХ имитатора плоского пристеночного зонда показала, что в стационарной пристеночной плазме эффект Бома неприменим, т.к. её ФРЭЭ сильно отличается от максвелловской функции. Поэтому оценка плотности ионного тока на стенку под плавающим потенциалом возможна лишь путём линейной экстраполяции ионных ветвей полулогарифмических и двойных логарифмических ВАХ, которые были избраны для этих операций согласно рекомендациям авторов работы [8] в силу некоторой теоретической обоснованности таких экстраполяций. При плавающем потенциале $V=V_{\rm f}$ результаты экстраполяций обоих видов оказались совпавшими. Эти данные для разных величин падающей мощности ВЧ генератора представлены на Рис. 3.



Рис. 3 Плотность ионного тока на стенку под плавающим потенциалом

Литература:

1. Masherov P.E., Riaby V.A., Godyak V.A., Integral electrical characteristics and local plasma parameters of a RF ion thruster // Rev. Sci. Instrum., 2016, v. 87, p. 02B926-1÷02B926-3.

2. VGPS Probe System: www.plasmasensors.com.

 Riaby V.A., Obukhov V.A., Masherov P.E., On the objectivity of plasma diagnostics using Langmuir probes // High Voltage Engineering, 2012, v. 38, Suppl., p. 790-793 (Proc. 19th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Beijing, China, Sept. 2012).

4. Машеров П.Е., Влияние размера первого зондодержателя цилиндрического зонда Ленгмюра на результаты локальной диагностики плазмы // Вестник Московского авиационного института, 2016, т. 23, № 2, с. 42-49.

 Masherov P.E., Riaby V.A., Abgaryan V.K., Note: The expansion of possibilities for plasma probe diagnostics // Rev. Sci. Instrum., 2016, v. 87, p. 056104-1÷056104-3.

6. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969, с. 20-21.

7. Masherov P.E., Riaby V.A., Abgaryan V.K., Note: Refined possibilities for plasma probe diagnostics // Rev. Sci. Instrum., 2016, v. 87, p. 086106-1÷086106-3.

8. Nuhn B., Peter G., Comparison of classical and numerical evaluation of Langmuir probe characteristics at low plasma densities. Proc. XIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Berlin, 1977).- Berlin: 1977, v. 2, p. 97-98.

ИЗУЧЕНИЕ СТАДИИ РОЖДЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В РАЗРЯДЕ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

<u>С.Н. Полухин¹</u>, А.М. Джаманкулов^{1,2}, А.Е. Гурей¹, В.Я. Никулин^{1,2}, Е.Н. Перегудова¹,П.В. Силин¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН ²Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"

Плазменный фокус в силу своей простоты и богатству наблюдаемых явлений имеет большое распространение среди Z-пинчевых разрядов [1]. Его особенностью является сходящаяся к оси разряда коническая токовая оболочка, что позволяет локализовать горячую плотную плазму в сравнительно небольшой области около анода (см.рис.1.).



Рис.1 Изучаемая область горячей плотной плазмы в плазменном фокусе.

В ней генерируются различные жесткие излучения и в том числе плазменные струи, используемые в нашей лаборатории для изучения их взаимодействия с различными материалами, с целью их модификации [2]. Для понимания процессов взаимодействия необходимо знать структуру струи и динамику ее распространения для чего в данной работе используется лазернооптическая интерференционная диагностика. В ходе экспериментов зарегистрированы плазменные сгустки в ~1 см от анода с характерным размером 1×3мм и электронной плотностью более 10¹⁹см⁻³ (рис.2).



Рис.2 Интерферограмма плазменного сгустка, снятая через 50нс после обрыва тока.

Сгусток появлялся всегда после особенности тока и разрыва плазменного столба, время генерации сгустка менее 10нс, его начальная скорость 2×10⁷см/с.

Предполагается, что главной причиной генерации сгустков является развитие микроперетяжки на плазменном столбе, Нецилиндричность токовой оболочки на стадии ее схождения к оси имеет косвенное отношение к рождению плазменного сгустка. Эксперименты проводились на килоджоульном плазменном фокусе мэйзеровского типа при работе на аргоне и азоте.

Литература:

 Вихрев В.В., Королев В.Д.// Физика плазмы, 2007, том 33, №5,с.397
 Михайлов Б.П., Иванов Л.И., Боровицкая И.В. и др.// ДАН. 2012. Т. 442. № 5. С. 56.

ДИНАМИКА СВЕЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ УГЛЕРОДА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМЕ.

М.В.Гончаров¹, <u>М.В.Пузырев¹</u>, В.Ю.Ступакевич².

¹Научно-исследовательское учреждение "Институт прикладных физических проблем им.А.Н.Севченко" Белорусского государственного университета г.Минск, Беларусь, e-mail: puzyrev@bsu.by.

²Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, Гродно, Беларусь, e-mail:tv_sad@grsu.by

Введение. Алмазоподобные углеродные пленки отличаются исключительно высокими механическими и трибологическими характеристиками. Одним из эффективных способов формирования таких пленок является метод импульсного лазерного напыления. Импульсное лазерное напыление позволяет получать сплошные сверхтонкие пленки различных материалов и многослойные структуры на их основе, с широким спектром свойств.

Свойства осажденных пленок зависят от параметров плазмы. Контролируя пространственные и временные параметры плазмы, мы можем управлять свойствами осажденных покрытий.

Экспериментальное оборудование. Для воздействия на мишень был использован импульсный YAG:Nd³⁺ лазер LS-2137 фирмы Lotis-TII с длиной волны $\lambda = 1064$ нм и длительностью импульса по полуширине $\tau = 20$ нс. Мишень устанавливались под углом 45° к оси лазерного пучка. Измерение проводилось в вакууме при давлении остаточных газов ~ 10⁻³ Па. Мишень вращалась со скоростью 2 об/мин, чтобы предотвратить образование глубокого кратера на поверхности мишени, что может сказаться на пространственной форме эрозионного факела. Мишень была изготовлена из высокоориентированного пиролитического графита марки УПВ1.

Измерение временных параметров свечения факела производилось с помощью датчика Silicon Photomultiplier Detectors (SPM 10020) и осциллографа Tektronix TDS2022B. Спектральные свойства плазмы изучались с помощью спектрометра S100-2048 фирмы SOLAR Laser Systems, а также двойного монохроматора ДМР-4.

Результаты и их обсуждение. Были получены интегральные во времени спектры углеродной плазмы вблизи поверхности мишени. Типичный спектр приведен на рис. 1.



Рис.1. Интегральный спектр по времени свечения графитовой плазмы вблизи поверхности мишени: 1 – спектр, 2 – фон, обработанный БИХ (бесконечная импульсная характеристика) фильтром. Плотность мощности воздействующего лазерного излучения 5,6 · 10⁸ Вт/см².

Как видно из рисунка спектр представляет собой отдельные спектральные линии углерода и его ионов различной степени кратности на фоне значительного непрерывного излучения. По форме непрерывного излучения была оценена яркостная температура эрозионной лазерной плазмы графита В вакууме вблизи поверхности Эта мишени. температура в наших условиях

составляет ~ 9800 К.

Следует заметить, что оценка температуры и концентрации заряженных частиц по интегральным во времени спектрам может оказаться некорректной, так как свечение различных спектральных линий появляется в разные моменты времени развития эрозионного лазерного факела. В настоящей работе внимание было уделено спектральным исследованиям с разрешением во времени. Излучение плазмы для отдельных спектральных линий в зависимости от времени изучалось с помощью двойного монохроматора ДМР-4. С выходной щели монохроматора сигнал подавался на датчик SPM 10020. С датчика сигнал регистрировался осциллографом Tektronix TDS2022B. Результаты экспериментов изображены на рис. 2, 3, 4.

На рис. 2 а изображена интенсивность свечении линии СІ области спектра 579,3 нм во времени. Начало временного отсчета на рисунке совпадает с началом воздействия лазерного импульса. Как видно из этого рисунка свечение начинается с некоторой задержкой по отношению к началу лазерного воздействия. Это связано с процессами поглощения лазерного излучения мишенью, ее нагревом, испарением и процессами ионизации в продуктах

разрушения. При этом время свечения эрозионного лазерного факела значительно больше времени лазерного воздействия.



Рис. 2. Зависимость от времени свечения плазмы: a) 1 – суммарный сигнал свечения линии и фона, 2 – свечение фона; б) – свечение линии 579,3 нм.



Рис. 3. Зависимость от времени свечения плазмы: a) 1 – суммарный сигнал свечения линии и фона, 2 – свечение фона; б) – свечение линии 514,5 нм.

Свечение продуктов лазерной эрозии вблизи поверхности мишени начинается ~50 нс после начала лазерного воздействия. В последующие ~150 нс свечение увеличивается и достигает некоторого максимума и в течение ~300 нс мало изменяется. Начиная с ~500 нс происходит заметный рост свечения, максимум которого наблюдается в момент времени 1000 нс. После этого интенсивность свечения экспоненциально спадает и после 3000 нс практически отсутствует. Как видно из рисунка 2, а свечение вплоть до 500 нс определяется сплошным спектральным излучением и только после 500 нс наблюдается суммарное излучение линии СІ 579,3 нм и сплошного излучения в области ~ 530 нм. На рисунке 2, б изображена кривая, полученная путем вычитания кривых на рисунке 2, а. Как видно из рис. 2 излучение спектральной линии СІ начинается значительно позже, чем излучение непрерывного фона. Это объясняется тем, что при воздействии лазерного импульса на графитовую мишень первоначально вблизи поверхности мишени формируется плотное облако неидеальной плазмы, свечение которой близко к излучению абсолютно черного тела. После некоторого времени, когда плазменное облако расширяется, уменьшая свою плотность, оно охлаждается. В это время появляется излучение спектральных линий.

Аналогичные эксперименты проведены и в других спектральных диапазонах. Результаты этих экспериментов изображены на рис.3, 4.



Рис. 4. Зависимость от времени свечения плазмы: a) 1 – суммарный сигнал свечения линии и фона, 2 – свечение фона; б) – свечение линии 465 нм.

Заключение. Таким образом, анализ результатов, изображенных на рисунках 1-4, позволяет обобщить их следующим образом. При воздействии лазерного импульса длительностью 20 нс по полувысоте и плотностью мощности $5,6\cdot10^8$ Bt/cm² на графитовую мишень происходить задержка начала свечения плазмы по отношению к лазерному излучению. Затем вблизи поверхности мишени формируется плотное облако продуктов разрушения, которое характеризуется интенсивным излучением во всем спектральном диапазоне и близко к излучению абсолютно черного тела. Это позволяет достаточно просто оценить яркостную температуру плазменного облака вблизи мишени в начальной стадии его формирования. В нашем случае она составляет 9800 К.

Как показали наши эксперименты, излучения спектральных линий появляется, когда уже лазерный факел достаточно остыл и все процессы плазмообразования уже прошли, а наблюдаются только процессы распада плазмы. Для режима нанесения нанопокрытий лазерным методом на различные материалы, как раз такие процессы определяют многие параметры пленок.

ИЗМЕРЕНИЕ ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ В ОСЕВОМ НАПРАВЛЕНИИ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА PDV

А. П. Кузнецов, А.М.Рамазанов, <u>К.Л. Губский</u>, И.Ф.Раевский, С.А.Саранцев, А.С. Савёлов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» г. Москва

Импульсные электрические разряды, в которых реализуется режим микропинчевания, достаточно длительное время являются предметом интенсивных исследований, что обусловлено широким кругом научноприкладных задач: от осуществления управляемого термоядерного синтеза (УТС) до разработки селективных источников коротковолнового (УФ-, ВУФ- и MP-) излучения. Получение информации о параметрах плазменных и корпускулярных потоков из области разряда актуально для многих практических применений плазмы такого типа. Потоки плазмы из области разряда можно характеризовать величиной газокинетического давления. Прямые измерения давления потоков плазмы в разряде пьезоэлектрическими датчиками, встроенными в мишень, зачатую не возможны по причине недостаточной электрической прочности датчика. Кроме того, такие датчики обычно имеют невысокое быстродействие>1мкс, которого часто бывает недостаточно для получения информации о динамике давления корпускулярных потоков с требуемой временной детализацией.

Ранее авторами были проведены измерения газокинетического давления корпускулярных потоков в радиальном направлении относительно оси разряда с применением методики, в которой в качестве датчика используется акустический стержень, встроенный в оптическую схему интерферометра Майкельсона [1]. Измерения проводились на расстояниях 8 ÷ 35 мм относительно оси разряда, при энергии в емкостном накопителе 0,5 ÷ 2,5 кДж. Было показано, что при максимальном энерговкладе в 2,5 кДж газокинетическое давление корпускулярных потоков на расстоянии 8 мм от оси разряда достигает

70 бар. К сожалению, геометрия электродной системы не позволяет провести подобные измерения в осевом направлении.

В настоящей работе приводится описание методики и результаты измерений газокинетического давления в плазме, проведённые в продольном относительно разряда направлении.

Методика измерений газокинетического давления корпускулярных потоков плазмы

Измерение газокинетического давления плазмы проводилось на установке «Пион» [2], в которой в качестве источника плазмы используется разряд типа сильноточная низкоиндуктивная вакуумная искра (СНВИ). Анод представлял собой заострённый стержень, катодом же служила круглая пластина из конструкционной стали диаметром 25 мм и толщиной 1,5 мм. Пластина фиксировалась по периметру так, что диаметр незафиксированной центральной части составлял 20 мм. В процессе генерации плазмы корпускулярные потоки из области разряда СНВИ создают динамическое давление на нижнюю часть пластины, которое возбуждает в пластине акустические волны. Регистрируя смещение верхней поверхности пластины, можно определить величину газокинетического давления.

Электроды изготовлены из стали марки Ст.45. Основные параметры установки следующие: зарядное напряжение 5÷15 кВ, максимум разрядного тока 47÷186 кА, запасаемая энергия 0,15÷1,35 кДж, период разрядного тока 6÷5,6 мкс, межэлектродное расстояние 5 мм.



Рис. 1. Расположение оптического датчика на установке «ПИОН»

По предварительным оценкам, величина смещения поверхности пластины должна находиться в пределах 10 мкм. Такие смещения удобно регистрировать с использованием интерферометрических методик. Измерение смещения поверхности пластины катода осуществлялось методом прямого оптического гетеродинирования. Данный метод основан на использовании интерферометра Майкельсона, в одном из плеч которого в качестве отражательного элемента используется поверхность исследуемого объекта. Частота отраженного от движущейся поверхности излучения отличается от частоты света в опорном плече на частоту доплеровского сдвига, что приводит к возникновению гармонического сигнала на выходе квадратичного фотодетектора.

Дальнейший анализ сигнала предполагает построение частотновременной характеристики этого сигнала путем применения к сигналу оконного преобразования Фурье. Одним из основных достоинств данной методики по сравнению с другими интерференционными методиками является отсутствие периодической зависимости результата непосредственных измерений ОТ реальной скорости объекта. Скорость напрямую пропорциональна частоте сигнала, что исключает неоднозначности в интерпретации данных.

Активное распространение интерферометров прямого оптического гетеродинирования началось в 2006 году с появления её вариации,получившей позже название PDV (Photon Doppler Velocimeter) [3]. В этой системе классическая схема двухпроходного интерферометра реализовывалась на основе широко распространённых телекоммуникационных оптоволоконных элементов и высокоскоростных систем фотоэлектрической регистрации.

В данной работе для измерения движения поверхности катода использовалась измерительная система, основанная на методике PDV (рис.2). Излучение одночастотного непрерывного полупроводникового лазера (длина волны 1550 нм, ширина линии генерации 100кГц), транслируется между элементами по одномодовому волокну. Разветвителем оно разделяется на зондирующее и опорное. Зондирующее излучение проходит через циркулятор, коллиматор и падает на объект. Часть отраженного излучения собирается с опорным излучением в смесителе. В качестве коллиматора использовалась GRIN-линза, закрепленная в оправе, позволяющей юстировать её для получения максимальной эффективности сбора отраженного излучения.

Величина продольной (вдоль лазерного излучения) скорости движения объекта и частоты доплеровского сдвига пропорциональны друг другу ($v = \frac{c}{2f_0}f_d$, v - скорость объекта, f_d – частота доплеровского сдвига, f_0 – частота излучения лазера, c – скорость света). При этом диапазон скоростей, которые могут быть измерены системой, ограничен сверху эффективной полосой регистрирующей системы. Использование для регистрации сигналов осциллографа с полосой 4 ГГц ограничивает регистрируемую скорость величиной 3 км/с. Чем выше регистрируемая частота сигнала, тем меньше влияние фликкер-шума, что определило основную область применения методики PDV – измерением скоростей поверхности в диапазоне 100÷1000 м/с, реализующихся в экспериментах по физике взрыва и физике ударных волн.



Рис.2. Схема интерферометра, использующегося для измерения движения поверхности катода

Измерение давления потоков плазмы в осевом направлении сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры

Применение для обработки результатов оконного Фурье преобразования подразумевает подбор оптимального размера окна. Низкие величины ожидаемого доплеровского сдвига (1÷5 МГц), определили необходимость использования больших окон для получения приемлемого разрешения по скорости. Оптимальным окном для проведения извлечения информации о временной динамике скорости поверхности из экспериментальных данных был признано прямоугольное окно. Временное разрешение при этом составило 10 нс.

Характерный период колебаний пластины существенно больше времени затухания колебаний тока в электрической цепи (рис.3), соответственно,

воздействие плазмы можно считать импульсным. Таким образом, информация о величине давления в плазме содержится в параметрах первого полупериода колебаний пластины, при этом величина амплитуды колебаний пластины однозначно связана с давлением плазмы. Процессы нагревания пластины, затухающими колебаниями процессами вызванные и плавления приповерхностного слоя пластины, в расчетах не учитывались. Дальнейшая динамика пластины определяется лишь собственными частотами её колебаний. Для выявления зависимости между параметрами движения пластины и величиной внешнего воздействия были проведено моделирование её движения в данном программном пакете COMSOL Multiphysics. В приближении учитывалось только механическое воздействие плазмы на пластину. Влиянием изменений температуры можно пренебречь, так как скорость распространения ударной волны по образцу существенно превосходит скорость звука.

В модели пластина зафиксирована по краю. Движение пластины обусловлено давлением разряда на её центральную область. По известной динамике движения пластины восстанавливалось вызывающее его давление. Результатом моделирования являлась зависимость внутреннего давления в пластине от времени на нижней поверхности пластины. Рассматривая взаимодействие плазмы с пластиной как чисто механическое, был получен профиль газодинамического давления пластины от времени. Таким образом, была получена зависимость газодинамического давления от времени. Таким образом, была получена зависимость газодинамического давления плазмы от времени его воздействия.





Рис.3. Зависимость скорости деформации пластины и силы тока от времени

Рис.4. Зависимость давления от времени для первого полупериода колебания пластины при напряжении 10 кВ

При напряжении 10 кВ максимальное давление составило (200±10) МПа, что хорошо согласуется с ранее проведенными измерениями давления в радиальном направлении.

Литература:

1. Kuznetsov A.P., Byalkovskii O.A., Gubskii K.L., Kozin G.I., Protsenko E.D., Dodulad E.I., Savjolo A.S. Measurements of the gas-kinetic pressure in plasma flows emerging from a micropinch discharge by means of laser interferometry// Plasma Physics Reports. 2014. T. 40. № 4. C. 290-297.

2. Sarantsev S.A., Dvoyeglazov Y.M., Raevskiy I.F. Impact of discharge current rate of high-current low-inductance vacuum spark on submicron size structure in electrode surface area // Physics Procedia. 1 Cep. "18th Conference on Plasma-Surface Interactions, PSI 2015, 1st Conference on Plasma and Laser Research and Technologies, PLRT 2015" 2015

3. Strand O. T. Goosman D. R. Martinez C. Whitworth T. L. Compactsystemforhighspeedvelocimetryusingheterodynetechniques // Rev. Sci. Instum. — 2006. — T. 77.

МОДИФИКАЦИЯ МНОГОХОРДОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ КТМ.

Г.В. Шаповалов, Б.Ж. Чектыбаев, М.Б. Райханов

Филиал «Институт атомной энергии» РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан.

В рамках подготовки токамака КТМ к планируемому физическому пуску в 2017 году ведется соответствующая подготовка диагностического комплекса. В диагностического КТМ составе комплекса имеется многохордовый рентгеновский детектора (МРД) для измерения электронной температуры плазмы методом фильтров. Рабочий диапазон измерения электронной температуры детектора от 1 до 25 кэВ с использованием криптон-метановой рабочей газовой смеси. Поскольку физический пуск КТМ планируется осуществить на пониженных параметрах в сравнении с проектными, то было решено провести работу по модификации детектора с целью расширения нижнего диапазона измерения электронной температуры путем выбора более эффективной рабочей газовой смеси.

В докладе представлены экспериментальные результаты по исследованию газовых смесей: криптон-метан, аргон-метан и неон-метан (90% инертного газа + 10% метана), используемых для проточной продувки в камерах многохордового рентгеновского детектора.

Исследования газовых смесей МРД, проводились при облучении МРД тормозным излучением рентгеновской трубки с молибденовым анодом при напряжениях смещения от 4 кВ до 10 кВ. Таким образом, по отношению сигналов с МРД определялось, не температура электронов плазмы, а напряжение, поданное на рентгеновскую трубку. Полученные экспериментальные результаты показали, что смеси газов аргон-метан и криптон метан имеют хорошее совпадение с расчетными значениями и могут быть использованы как рабочие газовые смеси, тогда как смесь газов неон-метан имеет постоянное смещение от расчетных значений, что в свою очередь может

внести методическую ошибку при проведении измерений температуры электронов на токамаке КТМ.

В работе также проводится анализ работоспособности исследуемых смесей газов и выбор оптимальной для измерения электронной температуры на физическом пуске токамака КТМ.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ИОНОВ РТУТИ НА ГРАНИЦЕ КАТОДНОГО СЛОЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ С АРГОНОМ

Д.О. Савичкин

Калужский филиал МГТУ имени Н. Э. Баумана

Смесь аргона с парами ртути используется в качестве рабочей среды в газоразрядных лампах [1,2]. После включения лампы в ней сначала зажигается темный таунсендовский разряд [3], затем тлеющий разряд с катодным падением напряжения в несколько сот вольт [4]. В результате бомбардировки катода ионами, ускоряемыми в катодном слое разряда, с него происходит эмиссия электронов, необходимых для поддержания разряда, а также его нагрев и распыление эмиссионного вещества. Разогрев катода приводит к термической эмиссии электронов и переходу разряда в дуговой, характеризующийся значительно меньшим катодным падением напряжения, чем тлеющий разряд [4]. При этом наиболее интенсивное распыление эмиссионного вещества с поверхности катода, являющееся одним из существенных факторов, влияющих на долговечность лампы, происходит до перехода разряда в дуговую форму [5].

Так как средняя длина пробега иона ртути между резонансными перезарядками много больше длины резонансной перезарядки иона аргона, энергии ионов ртути могут превосходить энергии ионов аргона и вносить существенный вклад в распыление вещества катода [3]. В данной работе получено аналитическое выражение для энергетических спектров потоков ионов ртути, бомбардирующих катод.

Пусть катодный слой тлеющего разряда, возникшего в смеси аргона с парами ртути, расположен между плоскостью z=0 и катодом, находящимся в плоскости $z=d_c$, где d_c – длина катодного слоя. Под действием электрического поля ионы, образующиеся при ионизации атомов электронами и метастабильными атомами, движутся в направлении катода. Таким образом, запишем уравнение движения ионов ртути в смеси в приближении непрерывного торможения:

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = eE - \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{A} \tag{1}$$

с начальным условием $\varepsilon(z_0) = 0$, где z_0 - координата рождения иона. В случае тлеющего разряда согласно [4] электрическое поле в катодном слое близко к линейному $E = \frac{2U_c z}{d_c^2}$, где U_c - катодное падение напряжения. Величина A

определяется выражением [3]:

$$A = \frac{1.2 \times 10^{-4}}{k_B n_{Ar} \sqrt{M_{Ar}}} \left(1 + \frac{1}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(1 + \mu^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{3}{4}} \left[m / eV^{\frac{1}{2}} \right]$$
(2)

здесь $\mu = \frac{M_{Ar}}{M_{Hg}}$, k_B - постоянная Больцмана, n_{Ar} - концентрация атомов аргона в смеси. Решение уравнения (1), при условии $\varepsilon(z_0) = 0$ будет иметь вид:

$$\frac{z_0}{z} = \sqrt{1 - \frac{\sqrt{\varepsilon}d_c^2}{AeU_c z} - \frac{\varepsilon d_c^2}{z^2 eU_c}} / \left(\frac{1 - \frac{2A\sqrt{\varepsilon}}{z} / \left(\sqrt{1 + \frac{4eU_c A^2}{d^2}} - 1\right)}{1 + \frac{2A\sqrt{\varepsilon}}{z} / \left(\sqrt{1 + \frac{4eU_c A^2}{d^2_c}} + 1\right)} \right)^{\frac{1}{2\sqrt{1 + \frac{4eU_c A^2}{d^2_c}}}}$$
(3)

Очевидно, что для ионов, появившихся в точке $z_0 = 0$, энергия на катоде будет максимальна $\varepsilon_{max} = \varepsilon(z_0 = 0)$. Следовательно, её зависимость от координаты можно выразить из соотношения:

$$\frac{d_c^2 \varepsilon}{z^2 e U_c} + \frac{d_c^2 \sqrt{\varepsilon}}{A e U_c z} - 1 = 0$$
(4)

Поскольку ионы под действием электрического поля не могут двигаться в сторону анода уравнение выше, имеет единственный корень:

$$\varepsilon_{max}(z) = \left(\frac{\sqrt{d_c^2 + 4eUA^2} - d_c}{2Ad_c} \cdot z\right)^2.$$
(5)

Для проверки полученного выражения была построена сетка, разбивающая величину *z* на *N* шагов для отрезка значений $[0;d_c]$. Далее на предложенной пространственной сетке рассчитывалась относительная ошибка, которая вычислялась по формуле $|\varepsilon_{\pm\hat{e}\hat{n}\hat{e}}(z_i) - \varepsilon_{\hat{a}i}(z_i)|/\varepsilon_{\hat{a}i}(z_i), \forall i \in [1;N]$, где $\varepsilon_{\hat{a}i}(z)$ - аналитическое решение, заданное выражением (5), а $\varepsilon_{\pm\hat{e}\hat{n}\hat{e}}(z)$ - численное решение уравнения (1) с условием $\varepsilon(z_0) = 0$ методом Коши-Эйлера для ионов, появившихся в точке $z_0 = 0$. График зависимости относительной ошибки от числа шагов N пространственной сетки представлен на рис. 1.







Рис.2. График зависимости относительной ошибки от числа разбиений для интеграла функции распределения ионов ртути по энергиям.

Вследствие того, что все ионы, образовавшиеся в точке ^{*z*}₀, в приближении непрерывного торможения имеют у катода одинаковые энергии, их энергетический спектр у его поверхности имеет вид:

$$g_i(z_0)\delta(\varepsilon - \chi(z_0))dz_0 \tag{6}$$

где $\delta(x)$ - дельта-функция, $\chi(z_0)$ - функция, определяющая зависимость ε от z_0 , которая на катоде неявно задается уравнением ((3), при условии $z = d_c$.

Тогда функция распределения потока ионов ртути по энергиям у катода определяется соотношением:

$$f_{Hg^{+}}\left(d_{c},\varepsilon\right) = \left(1/J_{Hg^{+}}\left(d_{c}\right)\right) \int_{0}^{d_{c}} g_{i}\left(z_{0}\right) \delta\left(\varepsilon - \chi(z_{0})\right) dz_{0}$$

$$\tag{7}$$

где $J_{Hg^+}(d_c)$ - величина поток ионов ртути, бомбардирующих катод. Вычисляя интеграл, его можно привести к виду:

$$f_{Hg^{+}}(d_{c},\varepsilon) = \frac{g_{i}(z_{0})}{J_{Hg^{+}}(d_{c})|d\chi(z_{0})/dz_{0}|},$$
(8)

где z_0 – решение уравнения $\chi(z_0) = \varepsilon$.

Используя выражение ((3), при условии $z = d_c$ и теорему о производной обратной функции, получим:

$$(\chi)_{z_{0}}^{'} = -\frac{2eU_{c}}{d_{c}} \left(1 - \frac{d_{c}\sqrt{\varepsilon(z_{0})}}{AeU_{c}} - \frac{\varepsilon(z_{0})}{eU_{c}}\right)^{0.5} \left(\frac{2eU_{c}A - \sqrt{\varepsilon(z_{0})}\left(\sqrt{d_{c}^{2} + 4eU_{c}A^{2}} + d_{c}\right)}{2eU_{c}A + \sqrt{\varepsilon(z_{0})}\left(\sqrt{d_{c}^{2} + 4eU_{c}A^{2}} - d_{c}\right)}\right)^{\frac{1}{2\sqrt{1+4eU_{c}A^{2}}}}$$
(9)

Чтобы проверить полученное выражение энергетических спектров ионов ртути (уравнения (8) и ((9)) можно использовать условие нормировки:

$$\int_{0}^{\varepsilon_{max}} f_i(d,\varepsilon) d\varepsilon = 1$$
(10)

Для этого на ранее описанной пространственной сетке методом половинного деления были найдены корни выражения ((9). Затем с использованием уравнения (8) был вычислен интеграл в выражении (10) и произведено сравнение полученного результата с единицей. Результат представлен на графике (рис. 2) зависимости относительной ошибки от числа шагов пространственной сетки *N*.

Литература:

1. Zissis, G., и Kitsinelis S. State of art on the science and technology of electrical light sources: from the past to the future. // Journal of Physics D: Applied Physics, 2009, т.42, №17.

2. Левченко В. А., Васильев А. И., Василяк Л. М., Костюченко С. В., и Кудрявцев Н. Н. Увеличение физического срока службы мощных газоразрядных ламп низкого давления. // Прикладная физика, 2015, №5, с. 90-94.

3. Кристя В.И., Савичкин Д.О., Фишер М.Р. Моделирование распыления катода в слаботочном газовом разряде в смеси аргона с парами ртути // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед., 2016, № 4, с. 84–87.

 Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД «Интеллект», 2009, 736 с.

5. Hadrath, S., Garner, R. C., Lieder, G. H., и Ehlbeck, J. Time resolved measurements of cathode fall in high frequency fluorescent lamps. // Journal of Physics D: Applied Physics, 2007, т.40, №22, с.163.

МЕХАНИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА НА АНОД РАЗРЯДНОГО УСТРОЙСТВА ПФМ72-М

П.П. Сидоров

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Образование ударных волн в разрядном устройстве после развала плазменного фокуса оказывает разрушающее воздействие на поверхности электродов, элементы конструкций, диагностическое оборудование. Разработанная установка ПФМ72-м позволяет определить допустимые значения механических нагрузок, приводящих к выходу из строя элементов установки. Наряду с экспериментальными данными расчетные модели позволяют обоснованно выбирать режимы работы разрядного устройства выдвигать требования к применяемым материалам.

Для моделирования процессов происходящих в диагностическом объеме разрядного устройства ПФМ72-м использовалась программа «Движение оболочки», находящаяся в открытом доступе [1]. На рис. 1 показана динамика развития токовой оболочки в диагностическом объеме в рамках идеальной двумерной МГД модели в момент плазменного фокуса и после его развала.



t=1178ns, I=344kA, U=-0,3kV t=1362ns, I=295kA, U=-5,3kV t=1511ns, I=246kA, U=-8,6kV
 Рис. 1. Динамика развития токовой оболочки в диагностическом объеме в момент образования плазменного фокуса и после его развала.
 Интерес представляет интегральное воздействие плазмофокусного

разряда на хвостовик анода, примыкающий к изолятору:

Воздействие магнитного поля сжимающего проводник при протекании по электродам разрядного тока (объёмный источник напряжений). Взаимодействие электродов разрядного устройства с ударными плазменными волнами (поверхностный источник напряжений).

В расчетах использовался следующий режим работы разрядного устройства ПФМ72-м:

- наполнение диагностического объема —0,5 Тор аргона;
- зарядное напряжение емкостей генератора—25 кВ;
- индуктивность контура—42 нГ;
- ёмкость конденсаторов—12 мкФ;
- омическое сопротивление контура—9,3 мОм.

Амплитудное значение тока в этом случае составляло 350кА.

Расчёты объёмных напряжений показали, что в результате воздействия магнитного поля в течение первой микросекунды (рис. 2(а, в)) происходит образование сдвиговой волны сжатия, которая от цилиндрической поверхности двигается к оси хвостовика анода, то есть возникают радиальные напряжения.



Рис. 2. Радиальные напряжения цилиндрической части хвостовика анода: а) радиальные напряжения цилиндрической части хвостовика анода через 1 мкс после начала протекания тока; в) радиальные напряжения цилиндрической части хвостовика анода в интервале времени от 0,25 до 1,0 мкс (срез A–A); с) радиальные напряжения цилиндрической части хвостовика анода в интервале времени от 1,25 до 2,0 мкс (срез A–A); d) радиальные напряжения цилиндрической части хвостовика анода в интервале времени от 2,25 до 3,0 мкс (срез A–A).
На второй микросекунде волна сжатия достигает оси хвостовика анода (рис.2(в)). Напряжения в хвостовике анода достигают максимальных значений на оси. В это время зона максимальных напряжений расположена на пересечении цилиндрической поверхности с радиальной (2, рис.2(а)). За волной сжатия следует волна разряжения, достигающая оси анода к 3 мкс (рис.2(d)). В последующие микросекунды происходит существенное уменьшение амплитуды сдвиговых волн.



Рис. 3. Воздействие ударной плазменной волны на хвостовик анода.

Расчеты поверхностных напряжений показали, что после взаимодействия ударной волны с торцом анода в приповерхностном слое анода возникают механические напряжения, которые распространяются в виде затухающих сдвиговых волн в осевом направлении. После прохождения сжимающих напряжений за фронтом сдвиговой волны возникает волна растяжения. Эта волна менее интенсивная, чем волна сжатия, но более продолжительная. Напряжения, возникающие в хвостовике анода под воздействием ударной плазменной волны, представлены на рис. 3. Величина максимальных напряжений, возникающих в хвостовике анода под воздействием ударной волны меньше, чем напряжения вызванные протеканием разрядного тока по поверхности (8·10⁷ Па > 5·10⁷ Па). Максимальные смещения точки на поверхности хвостовика анода на оси камеры под воздействием ударной плазменной волны— $\pm 2.5 \cdot 10^{-8}$ м.

Таким образом, наибольшую опасность для анода разрядного устройства ПФМ72-м представляет радиальное сжатие хвостовика анода при воздействии магнитного поля, сжимающего проводник при протекании по электродам разрядного тока. Однако осевые напряжения, возникающие при взаимодействие электродов разрядного устройства с ударными плазменными волнами, представляют существенную угрозу для торцевой поверхности изолятора.

Приведенные расчёты могут создавать методологическую основу для определения механических напряжений на электроды разрядного устройства ПФМ72-м. Они позволяют определить опасные сечения и точки в электродах разрядного устройства до проведения эксперимента. Позволяют выдвигать обоснованные требования к геометрическим размерам и прочностным характеристикам деталей, к устройству и взаимному расположению узлов и способах их крепления друг к другу.

Литература:

1. Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rozanova G.N. Development of Sausage-Type Instability in a Z-Pinch Plasma Column. Nucl.Fusion.1993. V.33. P. 311.

ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА НА АНОД РАЗРЯДНОГО УСТРОЙСТВА ПФМ72-М

П.П. Сидоров

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

При разработке разрядного устройства ПФМ72-м уделялось внимание температурному режиму электродов, который существенно влияет на ресурс и стабильность срабатывания установки. Цель данной работы состоит в определении возможности безопасного увеличения тепловых нагрузок на электроды ПФМ72-м при росте разрядного тока.

Расчет теплового воздействия разряда на электроды создает методологическую основу для определения опасных сечений до проведения эксперимента, что было продемонстрировано в данной работе. В качестве модели для проведения расчетов использовалось разрядное устройство ПФМ72-м (рис. 1а) Схема движения токово-плазменной оболочки (ТПО) под действием сильного магнитного поля разряда в межэлектродном пространстве отражена на рис.16.





Рис. 1. Схема разрядного устройства ПФМ72-м:

⁽а) 1- анод, 2 – катод, 3- изоляторный узел, 4 – катодный фланец, 5 – корпус диагностического объема, 6 - диагностические окна, 7 – фланец для вакуумной системы; (б) 1 – хвостовик анода, 2 - нижняя полусфера анода, 3 – цилиндрическая часть анода, 4 – верхнее кольцо анода, 5 – изолятор, V – скорость движения ТПО.

Расчеты проводились с использованием программы «Движение оболочки», находящаяся в открытом доступе [1] для следующего режима работы ПФМ72м:

- наполнение диагностического объема —0,5 Тор аргона;
- зарядное напряжение емкостей генератора—25 кВ;
- индуктивность контура—42 нГ;
- ёмкость конденсаторов—12 мкФ;
- омическое сопротивление контура—9,3 мОм.

Амплитудное значение тока в этом случае составляло 375 кА.

Цель расчетов заключается в определении условий, при которых не наступает разрушения проводника и обеспечивается работа электродов в течение многих циклов включений. Для этого определяется температура, до которой нагревается анод током контура, с учетом продвижения ТПО по поверхности анода. На рис. 2а показана зависимость температуры Т нагрева хвостовика анода от времени в интервале от 0 до 16 мкс. Максимальное изменение температуры (прогрев) составляет $\Delta T = 54$ К. Из рис. 26 видно, что при заданных условиях наиболее сильно разогреваются цилиндрическая поверхность хвостовика анода и верхняя часть анода. Максимальная температура прогрева составляет 338 К, что значительно ниже предельной температуры, при которой медь сохраняет свою механическую прочность до разрыва и относительного удлинения перед разрывом $T п p \approx$



Рис.2. Зависимость температуры нагрева хвостовика анода от времени (а) и изменения температуры ΔT в характерных точках на поверхности анода (б): *1* – на хвостовике анода, *2* – на нижней полусфере, *3* – на цилиндрической части анода, *4* – на верхнем диске анода.

Дальнейшие расчеты проводились для всего анода при увеличении амплитудного значения разрядного Емкость конденсаторов, тока. индуктивность контура и омическое сопротивление остались прежними. Из таблицы 1, в которой приведены результаты расчетов, видно, что при увеличении амплитуды разрядного тока до Ітах = 900 кА поверхность хвостовика анода нагревается на $\Delta T = 290$ К и достигает температуры 560 К, что соответствует предельной температуре Тпр, при которой происходит разрушение анода. При таком же токе верхняя часть анода разогревается слабее, до 340 К. Таким образом, максимально допустимое значение разрядного тока, при котором не происходит разрушение анода и обеспечивается работа в течение многих циклов включений, Imax = 900 кА.

Таблица 1.Зависимость предельных температур нагреваемых частей анода от амплитуды разрядного тока.

Амплитуда разрядного тока, кА	300	375	450	525	600	750	900	1050
Максимальная температура хвостовика анода, К	315	327	338	363	394	403	563	612
Максимальная температура нижней полусферы, К	279	281	288	294	300	321	335	357
Максимальная температура цилиндрической части анода, К	275	277	279	281	283	285	294	301
Минимальная температура цилиндрической части анода, К	275	276	277	279	280	284	288	292
Максимальная температура верхнего анодного диска, К	281	285	290	297	303	320	340	365

На рис. 3 показаны максимальные изменения нагрева частей анода в

зависимости от амплитуды разрядного тока.



Imax = 300 кА.

Imax = 450 kA.

Ітах = 525 кА.



Рис.3. Максимальное изменение температуры на поверхности анода в зависимости от амплитуды разрядного тока. 1 – хвостовик анода, 2 – нижняя полусфера, 3 – цилиндрическая часть анода, 4 – анодный диск.

Проведенные исследования теплового воздействия плазмофокусного разряда на анод разрядного устройства ПФМ72-м наглядно показали, что поверхность электрода разогревается неравномерно. Максимальный нагрев приходится на цилиндрическую часть хвостовика анода, примыкающую к изолятору. При росте разрядного тока до 900 кА эта часть нагревается до 563 К, что соответствует предельной температуре разрушения меди. Наименьший нагрев испытывает верхняя часть цилиндрической части анода. Эти явления необходимо учитывать при разработке и эксплуатации сильноточных импульсных приборов, в частности разрядного устройства ПФМ72-м.

Литература:

 Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rozanova G.N. Development of Sausage-Type Instability in a Z-Pinch Plasma Column. Nucl.Fusion.1993. V.33. P. 311.
Справочник по электротехническим материалам под ред. Корицкого Ю.В., Пасынкова В.В., Тареева Б.М. Л.: Энергоатомиздат, 1988. Т. 3. С. 198.

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ИСТОЧНИКОВ АКТИВНОГО АЗОТА ДЛЯ РОСТА НИТРИДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

С.В. Синцов, А.В. Водопьянов, Д.А. Мансфельд, А.В. Сидоров, М.Е. Викторов

Институт прикладной физики РАН

Благодаря своим уникальным свойствам соединения нитридов металлов третьей группы за последние годы стали одними из наиболее перспективных материалов современной оптоэлектроники. Эти полупроводниковые соединения являются идеально подходящими для создания высокоэффективных солнечных батарей, светодиодов инфракрасного и оптического диапазонов, а также электронных устройств СВЧ диапазона [1]. Однако ключевой проблемой выращивания качественных пленок методом металлоорганической газофазной эпитаксии является сложность активации азота. Под активным азотом здесь понимается либо диссоциированный атом, принимающий участие в реакции соединения, либо колебательно-возбужденная молекула с энергией, достаточной для участия в реакции обмена. Из-за сравнительно низкой температуры разложения соединений группы A₃N применяется метод плазменной активации азота. В нашей лаборатории был реализован источник активного азота на основе электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы [2]. Условия для ЭЦР разряда создавались с помощью излучения технологического гиротрона с частотой 24 ГГц и мощностью до 5 кВт. Также для проведения подобного рода плазмохимических процессов в качестве источника активного азота вместо ЭЦР разряда часто используют высокочастотный (ВЧ) разряд. Это обусловлено сравнительно низкой стоимостью и более простой реализацией такой установки. Но с применением ВЧ разряда в качестве источника активного азота до сих пор не получилось продемонстрировать скоростей роста A₃N, достигнутых с помощью ЭЦР нагрева плазмы азота [3]. Однако, если говорить о ростовых экспериментах, проводимых при малых мощностях нагрева, встает вопрос о преимуществах использования ЭЦР разряда над ВЧ разрядом. Для проведения сравнения эффективности активации молекул азота в маломощном режиме необходимо исследовать такие параметры плазмы, как колебательная температура молекул азота, концентрация и температура электронов в обоих типах вышеописанных разрядов. В качестве ВЧ источника активного азота в данной работе выступал индукционный разряд на частоте 13,56 МГц.

Для измерения колебательной температуры T_{vib} азота был использован метод, основанный на регистрации линий, соответствующих колебательным и электронно-колебательным переходам молекул второй положительной системы [4]. Из соотношения полную энергию излучения определенной на колебательной линии, предполагая, что заселенности уровней имеют Больцмановское распределение, можно получить выражение, связывающее колебательную температуру с относительной интенсивностью линии. Для измерения колебательной температуры были взяты интенсивности следующих переходов электронно-колебательных второй положительной системы: $C^{3}\Pi_{u}(v=1) \rightarrow B^{3}\Pi_{g}(v=0),$ $C^{3}\Pi_{u}(\nu=0) \rightarrow B^{3}\Pi_{g}(\nu=0),$ $C^{3}\Pi_{u}(v=3) \rightarrow B^{3}\Pi_{g}(v=2),$ С³П_и(v=4)→В³П₂(v=2). Данным линиям соответствуют относительно большие значения коэффициентов Франка-Кондона. Также, очевидно, чем меньше колебательный уровень у электронно-возбужденного состояния, тем больше частиц в разряде на нем находится, а значит и большая интенсивность излучения, соответствующая переходу с такого уровня. Поэтому были отобраны линии с номером колебательного кванта, не выше четвертого.



Рис. 1. Зависимость колебательной температуры азота от мощности нагрева для обоих источников активного азота. Давление 0,14 торр.

В результате, были получены зависимости, представленные на Рис. 1. Доверительный интервал был определен по наибольшему статистическому разбросу получаемых значений для каждой из точек. Представленные на Рис. 1 зависимости были получены при одинаковых давлениях в обеих газоразрядных камерах в 0,14 торр. Хорошо видно, что колебательная температура для обеих установок совпадает в пределах погрешностей. Изменение давления в диапазоне от 10^{-3} до 1 торр не привело к расхождению получаемых зависимостей. Объем, занимаемый плазмой на обеих установках, примерно одинаковый и составляет порядка 50 см³.

Измерение концентрации электронов n_e и температуры электронов T_e было проведено с помощью двойного зонда Ленгмюра для обоих источников активного азота. Результаты измерений представлены на Рис. 2 и Рис. 3.



Рис. 2. Зависимость концентрации электронов от мощности нагрева для обоих источников активного азота. Давление 0,14 торр.



Рис. 3. Зависимость температуры электронов от мощности нагрева для обоих источников активного азота. Давление 0,14 торр.

Доверительный интервал был определен также, как и при измерении колебательной температуры. Из представленных графиков можно видеть, что и концентрация электронов, и температура электронов близки в пределах погрешностей при одинаковых мощностях нагрева и давлениях. Для проверки правдоподобности полученных с помощью зонда значений, концентрация электронов была дополнительно измерена при помощи интерферометра СВЧ диапазона с частотой зондирования 35 ГГц.

В ходе проведенных измерений было получено, что при одинаковых давлениях в газоразрядных камерах и значениях мощностей нагрева, такие параметры плазмы как колебательная температура, концентрация и температура электронов для обеих установок совпадают в пределах погрешностей. Характерное значение колебательной температуры составило порядка 1 эВ, концентрации электронов 10¹² см⁻³, температуры электронов 4,5 – 5 эВ. Равенство измеряемых параметров говорит о том, что в диапазоне мощностей нагрева плазмы от 200 Вт до 400 Вт, ВЧ разряд способен обеспечить поток активного азота не ниже, чем ЭЦР разряд. Поэтому есть все основания полагать, что, используя индукционный нагрев как источник активного азота в указанном интервале мощностей, можно достигнуть тех же скоростей роста A₃N, полученных с помощью ЭЦР нагрева.

Литература:

1. M. Sato, "Epitaxial Growth of InN by Plasma-Assisted Metalorganic Chemical Vapor Deposition," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. Part 2, No. 5B, pp. L595–L597, May 1997.

2. A. Vodopyanov and D. Mansfeld, "Reactive nitrogen source based on ECR discharge sustained by 24 GHz radiation," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 54, no. 4, p. 040302, 2015.

3. C.-L. Lin, "Reactions of Metastable Nitrogen Atoms," J. Chem. Phys., vol. 55, no. 8, p. 3760, 1971.

4. A. V Vodopyanov, D. A. Mansfeld, and S. V Golubev, "Source of reactive nitrogen based on ECR plasma," Probl. At. Sci. Technol., vol. 1, no. 6, pp. 231–233, 2013.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПР-2

И.А. Сорокин, К.М. Гуторов, М.Д. Болотов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Описывается разработанная система зондовой диагностики на установке ПР-2 [1-2], позволяющая измерять профили температуры и плотности плазмы в различных сечениях плазменного шнура. Зонд Ленгмюра, закрепленный на подвижную часть встроенной в ПР-2 двух координатной системы позиционирования [3], в процессе измерения профилей параметров плазмы проходит область горения разряда. Габаритные размеры системы позиционирования (700х300 мм) позволяют располагать электрические зонды (магнитные оптические волокна зонды, И другое диагностическое оборудование), покрывая практически весь объем вакуумной камеры между магнитными пробками установки. Два электромотора обеспечивают перемещение как вдоль, так и поперек плазменного шнура. Схема системы позиционирования, расположение зонда и иллюстрация прохождения зонда через плазменный шнур показаны на рис.1. Траектория движения зонда проходит через центр плазменного шнура при фиксированной высоте расположения (рис.1б).



Рис.1. Схема системы позиционирования и иллюстрация прохождения зонда области плазменного шнура.

Измерение профилей параметров плазмы производится при фиксированном положении поперечной направляющей системы позиционирования путем быстрого непрерывного перемещения зонда поперек плазменного шнура. Во время перемещения на зонд подается пилообразная развертка напряжения (размах сигнала – 200 В, частота – от 50 до 200 Гц) с одновременным измерением положения подвижной каретки. На рис.2а представлен пример измерения ВАХ зонда при передвижении через плазму разряда. Также на рис.2б показан результат качественных измерений профиля плотности плазмы в режиме ионного насыщения.



Рис.2. Осциллограммы измерительной системы зонда. а – пилообразная развертка по напряжению, б – режим ионного тока насыщения. Желтая кривая – сигнал напряжения на зонде, синяя – тока в цепи зонда, фиолетовая – сигнал с измерителя положения.

Пример полученных профилей концентрации и температуры плазмы пучково-плазменного разряда в двух различных сечениях установки ПР-2 представлен на рис.3. ВАХ подвижного зонда была снята для различных значений давления рабочего газа (водорода) в камере при одинаковой вкладываемой мощности (1 кВт) и фиксированных параметрах первичного электронного пучка (4 кВ, 250 мА). Измерения проводились непосредственно во время горения разряда для нескольких сечений плазменного шнура.



Рис.3. Профили плотности и температуры плазмы в двух разных сечения плазменного шнура: а – в центре, б – 300 мм от центра камеры.

С помощью описанной методики были проведены измерения локальных параметров плазмы пучково-плазменного разряда (ППР) для различных значений вкладываемой мощности и давлений рабочего газа. Были определены границы возникновения трех типов разряда [2]: диффузного режима ППР, ППР и дугового режима. Определены зависимости концентрации и температуры плазмы от мощности для различных значений давления.

Литература:

1. K. M. Gutorov, V. A. Kurnaev, and I. V. Vizgalov // in Proc. 28 Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG), 2007, pp. 378

2. K. M. Gutorov, I. V. Vizgalov, I. A. Sorokin, and F. S. Podolyako // Journal of Surface Investigation, 2016, Vol. 10, No. 3, pp. 612–616

3. Popov, V., Gutorov, K., Sorokin, I. Investigation of magnetic field topology in auto-oscillating discharge. Physics Procedia 71, 2015, pp. 127-132

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ НА ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ МИКРОННОГО РАЗМЕРА В ЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

<u>Р.А. Сыроватка</u>, Л.В. Депутатова, Л.М. Василяк, В.И. Владимиров, Д.С. Лапицкий, В.Я. Печеркин, В.С. Филинов

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

Введение

Электродинамические ловушки в основном используются для детального изучения свойств макрочастиц размерами от 100 нм до 100 мкм. В работе [1] изучался процесс замерзания переохлажденной воды на примере капель микронного размера, удерживаемых в ловушке Пауля. В работе [2] измерялась флуоресцентная эмиссия с одиночной частицы аэрозоля. В работе [3] был получен масс-спектр ансамбля полистироловых микросфер и нанокристаллов алмаза в ловушке Пауля. Электродинамическое удержание частиц нашло применение в биологии для изучения свойств микроорганизмов и отдельных клеток [4]. Электродинамические ловушки могут использоваться для создания кулоновских структур из частиц аэрозоля при атмосферном давлении [5]. В этой работе антраценовые частиц удерживались в классической ловушке Пауля. Одиночная частица удерживалась в ловушке на протяжении двух месяцев. Антрацен был использован в качестве материла для частиц из-за его флуоресцентных свойств. В работе [6] в линейной электродинамической ловушке удерживалась кулоновская структура, содержащая около трех тысяч частиц Al₂O₃.

Целью работы являлось создание экспериментальной установки для изучения коллективных свойств структур из заряженных пылевых частиц, удерживаемых в линейной электродинамической ловушке.

Экспериментальная установка

Линейная электродинамическая ловушка представляла собой четыре горизонтально ориентированных металлических стержня длиной 10 см и диаметром 3 мм, расположенных в вершинах квадрата со стороной 2 см. На

стержни подавалось синусоидальное напряжение в противофазе между соседними стержнями. Амплитуда напряжения в большинстве случаев составляла 4,5 кВ. На оси ловушки находились два цилиндрических электрода диаметром 2 мм. Расстояние между электродами составляло 3 см. На электроды могло подаваться постоянное напряжение или прямоугольные импульсы регулируемой частоты и скважности в одной фазе или в противофазе. Амплитуда импульсов регулировалась от 0 до 320 В. Частота импульсов регулировалась от 0,1 Гц до 100 Гц с шагом 0,1 Гц. Схема электродинамической ловушки представлена на рисунке 1.



Рис. 2. Конструкция линейной электродинамической ловушки. 1 – электроды ловушки, 2 – пылевые частицы, 3 – генератор прямоугольных импульсов.

Генератор прямоугольных импульсов был устроен следующим образом. Выходные сигналы снимались с коллекторов двух транзисторов, работающих в ключевом режиме. Работой транзисторных ключей управлял симметричный триггер, переключаемый задающим генератором. Если ключи управлялись сигналом с одного выхода триггера, выходные сигналы совпадали по фазе, если от разных выходов, то были в противофазе. Уменьшая скважность до нуля, можно было получить на электродах постоянный электрический потенциал.

В работе использовался полидисперсный порошок Al₂O₃. Зарядка частиц производилась индукционным методом. Частицы помещались на металлический электрод, находящийся под электрическим потенциалом. Электрод подносился к электродинамической ловушке и частицы втягивались внутрь ловушки.

Пылевые частицы регистрировались с помощью цифровой видеокамеры HiSpec1. Подсветка частиц осуществлялась лазером с длиной волны 532 нм и мощностью до 150 мВт.

На рисунке 2 продемонстрировано воздействие электрическими импульсами на кулоновскую структуру в электродинамической ловушке.

Напряжение на электродах ловушки составляло 4,5 кВ. Амплитуда импульсов была равна 320 В, частота импульсов составляла 3 Гц при скважности 50%. Импульсы совпадали по фазе.



Рис. 3. Кулоновская структура в моменты а) наибольшего растяжения и б) наибольшего сжатия.

Были проведены эксперименты с частотой импульсов от 1 Гц до 20 Гц. При увеличении частоты, амплитуда колебаний кулоновской структуры уменьшается вплоть до практически незаметной при частоте 20 Гц; колебания перестают затрагивать среднюю область структуры и носят выраженный характер только в краевых областях.

Литература:

1. Krämer B., Hübner O., Vortisch H., et al. Homogeneous nucleation rates of supercooled water measured in single levitated microdroplets // J. Chem. Phys., 1999, v.111, №14, p.6521-6527.

2. Arnold. S. and Folan. L.M. Fluorescence spectrometer for a single electrodynamically levitated microparticle // Rev. Sci. Instrum., 1986, v.57, №6, p.2250-2253.

3. Cai Y. et al. Single-particle mass spectrometry of polystyrene microspheres and diamond nanocrystals // Anal. Chem., 2002, v.74, №1, p.232–238.

4. Peng W. P. et al. Measuring masses of single bacterial whole cells with a quadrupole ion trap // J. Am. Chem. Soc., 2004, v.126, №38, p.11766-11767.

5. Winter H. and Ortjohann H.W. Simple demonstration of storing macroscopic particles in a «Paul trap» // Am. J. Phys., 1991, v.59, №9, p.807-813.

6. Syrovatka, R. A.; Vasilyak, L. M.; Deputatova, L. V., et al. Coulomb Structure with a Large Number of Particles in the Dynamic Trap at Atmospheric Pressure // Contrib. Plasma Phys., 2016, v. 56, №3-4, p.321-326.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ

<u>Е.Е. Тимофеев¹</u>, С.Л. Шалимов^{2,5}, М.К. Валлинкоски⁴, Й. Кангас⁴

^{1.} Государственная морская академия им. адм. С.О. Макарова, С.-Петербург

² Институт физики земли им. О.Ю. Шмидта, РАН, Москва

4. Отдел космофизики университета г. Оулу, Финляндия

⁵ Институт космических исследований, РАН, Москва

В работе выполнен анализ параметров плазмы динамо слоя (ДС) ионосферы, диагностированных радарами EISCAT в зените авроральной обсерватории Тромсё, в рамках международного эксперимента ERRRIS: (<u>E-Region Rocket Radar Instability Study</u>). Используемый банк данных включают 19 ночей наблюдений в объёме ~ 2000 одновременных измерений 5-ти параметров плазмы ДС слоя на каждом из 4-ёх высотных уровней: ~ 100, 105, 110 и 115 км. А именно: температур ионов (Ти) и электронов (Тэ), плотности электронов (Ne), модуля и азимута вектора ионосферного электрического поля (Е-поля). Уровень метеорной пыли в нижней ионосфере контролировался по данным интернет-сайта IMO.[1]

Предметом анализа является дальнейшее изучение пространственновременных характеристик температурной аномалии, начатое нами с работы [2]. Термин температурная аномалия стал применяться нами как только оказалось, что в большинстве измерений банка ERRRIS на высотах около 105 км температура электронов оказалась на 50-100 К ниже температуры ионов, что противоречит всем известным моделям нижней ионосферы. Анализ проводился раздельно для ситуаций т.н. сильной и слабой турбулентности. Граница определялась по соотношению измеренной напряжённости Е-поля и пороговой величины неустойчивости Фарлея-Бунемана (ФБ-порога): (~15-20 мВ/м). Как оказалось примерно 75% и 25% данных банка ERRRIS находятся ниже и выше ФБ-порога, соответственно. Высотные профили тэрмо-аномалии Т.А.= (Ti-Te) для условий малых и больших Е-полей были рассчитаны с использованием метода наложения эпох. Метод скользящего среднего с оптимальной шириной окна корреляции использовался для сглаживания вариации измеряемых параметров. Было показано, что: 1) Для величин (IEI> ~ 20 мВ/м) был получен нормальный профиль ФБ –перегрева электронов с (Тэ > Ти) с максимумом (Тэ-Ти) = (~70 К) на высотах ~ 115 км и выше, в согласии со стандартной моделью ДС ионосферы; 2) Для полей (IEI <~ 20 мВ/м) усредненный высотный профиль обнаружил максимум тэрмо-аномалии (TA) = (Ти-Тэ) на высотах ~ 106 км около ~ 60 К; 3) Детальный анализ зависимости величины тэрмо-аномалии от величины напряжённости Е-поля был выполнен в 4-ёх интервалах Е-поля : 0-5, 5-10, 10-15 и 15-20 мВ/м. При этом максимум аномалии, был обнаружен в интервале 15-20 мВ/м, т.е. вблизи нижней границы величины ФБ-порога. 4) Постоянная анти-корреляция временных вариаций температур ионов (dTu) и электронов (dTэ) на временном масштабе длительности импульса EISCAT радара (от 30 до 180 С) была обнаружена в условиях тэрмо-аномалии. Коэффициент корреляции вычислялся по выборкам от 16-ти до 25-ти последовательных импульсов радара. При этом величина коэффициента антикорреляции показала рост в фазе с напряжённостью ионосферного Е-поля, усредненной в пределах окна корреляции. Вблизи порога ФБ-неустойчивости (15-20 мВ/м), этот коэффициент достигает максимума около (- 0,9), а затем резко падает до нуля при дальнейшем росте Е-поля. 5) Анализ зависимости величины (Ти-Тэ) от плотности электронов (Ne) на высотах ~106 км показал, что в областях тэрмо-аномалии (Тэ <Ти), значение Ne постоянно превышало уровень $\sim 5 * 10^4$ /см³. При этом в областях FB-нагрева электронов (T₃> Tu), величина Ne, напротив, была систематически ниже этого порога. Как следствие этой зависимости, например, резкий рост высыпаний электронов в процессе авроральной суббури сопровождался ростом величины термо-аномалии, равно как и резкий спад высыпаний проявлялся в инверсии температурных кривых, приводящей к ФБ-перегреву электронов. Как следствие такой динамики суточный ход величины термо-аномалии определяется двумя гармониками: полусуточной -ветровой (циклональной) и масштаба авроральной суббури порядка часа.

В рамках интерпретации описанных выше результатов подчёркивается, что в условиях вторжений метеорных потоков плазма ночного аврорального динамо-слоя становится трёх-компонентной: ионы, электроны и отрицательно заряженные металические макро- частицы метеорной пыли. Интерпретация

временной динамики тэрмо-аномалии, проявляющейся в частности в систематической инверсии температур ионов и электронов в процессе авроральной суббури, основана на гипотезе о конкуренции между двумя факторами: кулоновские силы отрицательно заряженных макро-частиц пыли, обеспечивают жесткость (кристалло-подобных) плазменно-пылевых структур, до тех пор пока растущая плазменная турбулентность генерируемая FBнеустойчивостью в условиях роста величины Е-поля, не разрушит структуры, освободив электроны.

Физическая природа тэрмо-аномалии интерпретируется на основе известного из теории [3], а также из экспериментов в неидеальной лабораторной плазме [4] эффекта охлаждения электронов за счёт осаждения «горячего хвоста функции распределения электронов» на частицах металлической пыли. При этом подавляющая часть энергии запылённой плазмы концентрируется в пылевых частицах[5]. Поэтому в условиях адиабатичности наблюдаются противофазные вариации температур электронов и ионов.

Литература:

1. Данные визуальных наблюдений метеорных потоков на сайте ИМО:http://www.imo.net/data/visual.

2. Timofeev E. et al., Материалы IV Российского семинара «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды», М.: «МИФИ», 2003, с.64-65.

3. Фортов В. Е., Храпак Ф.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. М. Физматлит. 2010

4. Олеванов М.А., Манкелевич Ю.А., Рахимова Т.В. О влиянии пылевых частиц на свойства низкотемпературной плазмы // ЖЭТФ, 2003, т.123,с.503-517.

5. Нефедов А.П., Храпак А.Г., Храпак С.А., Петров О.Ф., Самарян А.А. Аномально высокая кинетическая энергия заряженных макрочастиц в плазме. // ЖЭТФ, 1997, т.112, вып.2(8), с.499-506.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ

<u>Е.Д. Филиппов</u>^{1,2}, С.А. Пикуз^{1,2}, И.Ю. Скобелев^{1,2}, С.Н. Рязанцев^{2,3}, Д.П. Хиггинсон⁴, Г.Реве⁵, С.Н. Чен⁵ и Дж. Фукс⁵

^{1.} Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

^{2.}Объединенный институт высоких температур РАН

^{3.} Московский государственный университет

⁴ Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA

⁵ Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, France

Уже многие десятилетия формирование звёзд является ключевым вопросом в астрофизике. Последние лабораторные исследования [1,5] доказали образование плазменных джетов в астрофизических системах, например, таких как молодые звездные объекты (M3O). В частности, предполагается, что коническая ударная волна является первопричиной долгого свечения рентгеновского излучения из таких объектов (напр. Hebrig-Haro 154). МЗО связаны с фазой аккреции в эволюции звезды, которая может длиться около 10⁵ первых лет жизни звезды. Наблюдается, что джеты распространяются вдаль от звезды со скоростями порядка сотен км/с, с длинами пробега до 0.1 парсека и с аспектным отношением 10 или более. Джеты, полученные в лабораторных условиях, полностью масштабируемы с такими астрофизическими джетами, так как они все относятся к магнитогидродинамическим системам.

В данной работе демонстрируются возможности рентгеноспектрального метода для описания лабораторных лазерно-инициированных джетов, в частности для измерения электронных плотности и температуры джета, коллимированного полоидальным магнитным полем. Этот метод подробно описан в [2] и здесь применен для изучения эволюции плазменных струй в дополнение к радиационно-столкновительному коду PrismSPECT [3], чьи возможности органичены в случае рекомбинационной плазмы. Эксперименты проводились на территории Ecole Polytechnique, лаборатории LULI, Франция, где для астрофизического моделирования была использована наносекундная

лазерная система ELFIE с платформой по изучению намагниченных высокоскоростных ударных волн [4]. Плазма создавалась с помощью лазерного пучка с длиной волны λ =1.057 нм, временем импульса порядка 1 нс и энергией 40 Дж, сфокусированного на толстую (2 мм) мишень из тефлона с пятном фокусировки около 700 мкм. Лазерное излучение заводилось под 10 градусами к поверхности мишени. При таких параметрах мощность падающего излучения составила 1.7×10^{13} W/cm². Также для изучения было применено магнитное поле с амплитудой в 20 Т. Главная цель такого рода экспериментов – это исследование эволюции плазменного джета внутри внешнего магнитного поля с силовыми линиями, направленными по нормали к поверхности мишени.

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. С помощью изменения положения мишени вдоль оси лазера были получены последовательные по пространству кадры эволюции плазмы. Предполагается, что экспериментальные условия идентичны во всех этих кадрах.



Рис. 1. Экспериментальная установка. Мишень (5) помещена внутрь катушки Гельмгольца (2) с диаметром 100 мм и внутренним круговым радиусом 11 мм. Лазерный пучок (1) с временем импульса 1 нс падал под углом 10 градусов на поверхность мишени. Получаемая плазма (6) в зоне взаимодействия зондировалась в поперечном направлении с помощью оптической интерферометрии (4) и фокусирующим рентгеновским спектрометром с высоким пространственным разрешением (ФСПР) (3) при разлете в магнитном поле или без него. Положение мишени варьировалось вдоль оси.

Для исследования был использован фокусирующий спектрометр с пространственным разрешением (ФСПР) со сферически изогнутым кристаллом слюды с 2d = 19.9376 Å и радиусом кривизны R = 150 мм. Кристалл был

настроен на первый порядок отражения для регистрации ионов фтора в диапазоне длин волн 13-16 Å (что соответствует энергии 800-950 эВ). Спектры регистрировались на флуоресцентный детектор Fujifilm Image Plate, который был размещен в кассетном держателе, защищенном от оптического излучения. Апертура кассеты была закрыта двумя слоями фильтров сделанных из поликарбоната (2 мкм) и покрытых алюминием (7 нм).

Электронные плотность и температура определялись для свободноразлетающейся плазмы и для джетов, помещенных во внешнее магнитное поле 20 Т. Спектрометрические данные были получены для 3 положений мишени и затем объединены для обеспечения измерения параметров на более чем 15 mm вдоль оси расширения плазмы. Анализируя относительные интенсивности линий фтора Неа, Не β и Не γ (соответствует переходам 3p-1s,4p-1s,5p-1s в гелиеподобном ионе), были построены графики зависимостей Те и Ne от расстояния от поверхности мишени (рис. 2).





Здесь показано, что около мишени температура 80 эВ является самой высокой зарегистрированной на ФСПР. Однако, данные со спектрометра являются проинтегрированными по времени эксперимента, поэтому ожидается, что температура недооценена в этом диапазоне. Вдобавок, плазма вблизи к поверхности является нерекомбинирующей, и подход с кодом PrismSPECT simulation позволяет получить температуру свыше 300 эВ на поверхности мишени и около 150 эВ в нескольких сотнях микронов около нее.

Другая особенность в случае поля 20 T – это небольшое уменьшение плотности в районе 2.5–3 мм по сравнению со случаем 0 T. Это расположение

схоже с положением каверны, что подтверждается данными с интерферометрии. После этого наблюдается коническая ударная волна вследствие применения магнитного поля, чему соответствует рост электронных плотности и температуры также на расстоянии 4 мм, обеспечивая прекрасное соответствие между оптическими и рентгеновскими данными.

Литература:

1. B. Albertazzi et al., Science 346, 325 (2014).

2. N. Ryazantsev, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, A. N. Grum-Grzhimailo, S. A. Pikuz. X-ray diagnostics of recombining plasma in tasks of laboratory astrophysics. JETP letters 102, iss. 11, 817 – 822 (2015)

3. SMacFarlane, J.J. Simulation of plasma ionization and spectral properties with PrismSPECT, IEEE Abstracts of International Conference on Plasma Science (2013)

4. D.P. Higginson, Ph. Korneev, J. Beard, S.N. Chen, E. d'Humieres, H. Pepin, S. Pikuz, B. Pollock, R. Riquier, V. Tikhonchuk, J. Fuchs. A novel platform to study magnetized high-velocity collisionless shocks. High Energy Density Physics 17, p. 190-197 (2015)

5. M. Manuel et al., High Energy Density Phys. 17, 52 (2015).

ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10

<u>Ф.О. Хабанов^{1,2}</u>, Л.Г. Елисеев¹, А.М. Какурин¹, А.В. Мельников^{1,3}

¹НИЦ «Курчатовский Институт» ²Московский физико-технический институт ³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Зондирование пучком тяжелых ионов – уникальный метод диагностики термоядерной плазмы, основанный на инжекции в плазму перпендикулярно тороидальному магнитному полю пучка однозарядных ионов тяжелых металлов (Cs^+ , Tl^+ , Au^+ - первичный пучок) и регистрации частиц этого пучка, испытавших ионизацию в плазме (Cs⁺⁺, Tl⁺⁺, Au⁺⁺ вторичный пучок) [1]. Электрический потенциал плазмы в зоне ионизации определяет разницу в энергиях первичного и вторичного пучка, полный ток вторичного пучка зависит от плотности электронов, а тороидальное смещение пучка связано с полоидальным магнитным полем [1, 2]. На токамаке T-10 с помощью зондирования пучком ионов Tl⁺ с энергией до 300 кэВ успешно проводятся измерения электрического потенциала на стороне слабого поля, изучаются свойства широкополосной турбулентности [3] и квазикогерентных плазменных колебаний. таких как геодезическая акустическая мода (ГАМ) [4, 5, 6, 7]. Систематических экспериментальных исследований сигнала тороидального смещения пучка до настоящего времени не проводилось. Сложность интерпретации этого сигнала заключается в его интегральной природе – полоидальное магнитное поле действует на частицы зондирующего пучка не только в области ионизации, но и вдоль всей траектории движения частиц пучка. В данной работе исследуется вклад интегральных (вдоль первичной и вторичной траекторий) и локальных (в зоне ионизации) членов уравнения, описывающего взаимодействие частиц пучка с полоидальным магнитным полем, а также с помощью сигналов тороидального смещения пучка и магнитных зондов исследуются МГДколебания с m=2.

Работа выполнена за счет Российского научного фонда, проект № 14-22-00193.

Литература:

1. Jobes F. C. and Hickok R. L. A direct measurement of plasma space potential Nucl. Fusion, 1970, 10, 195-197.

2. Dnestrovskij Yu. N., Melnikov A. V., Krupnik L. I. and Nedzelskij I. S. Development of Heavy Ion Beam Probe Diagnostics, IEEE Trans. Plasma Sci. 1994, 22 (4), 310-331

 Vershkov V. A., Shelukhin D. A., Subbotin G. F. et al. Density fluctuations as an intrinsic mechanism of pressure profile formation, Nucl. Fusion, 2015, 55, 063014
Melnikov A. V., Eliseev L. G., Gudozhnik A. V. et al. Investigation of the plasma potential oscillations in the range of geodesic acoustic mode frequencies by heavy ion beam probing in tokamaks, Czech. J. Phys, 2005, 55, 349-360

5. Melnikov A. V., Vershkov V. A., Eliseev L. G. et al. Investigation of geodesic acoustic mode oscillations in the T-10 tokamak, Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, 48, S87-S110

6. Zenin V. N., Eliseev L. G., Kozachek A. S. et al. Study of poloidal structure of geodesic acoustic modes in the T-10 tokamak with heavy ion beam probing, Problems Atomic Sci. Techn. Series: Plasma Physics, 2014, 6 (94) 269

7. Melnikov A. V., Eliseev L. G., Perfilov S. V. et al. The features of the global GAM in OH and ECRH plasmas in the T-10 tokamak, Nucl. Fusion, 2015, 55, 063001

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

<u>А.А. Харчевский</u>¹, Н.Н. Богачев^{1,2}, Д.В. Малахов², В.И. Нефедов¹ Н.Н. Скворцова^{1,2,3},

^{1.}Московский технологический университет (МИРЭА) ^{2.}Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН ^{3.}Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Диагностика допплеровской рефлектометрии широко является распространённым методом исследования краевой плазмы в крупных установках магнитного удержания высокотемпературной плазмы, таких как токамак и стелларатор. Данный вид бесконтактной диагностики позволяет определять скорость вращения плазменного шнура по допплеровскому смещению спектра обратно-рассеянного излучения и исследовать флуктуации плотности плазмы. На стеллараторе Л-2М проведена модернизация ранее эксплуатируемой диагностики допплеровской рефлектометрии [1]. Эта диагностика представляет собой сложную радиотехническую систему, включающую в себя элементы зондирующей антенной системы, системы фильтрации непоглощённого плазмой греющего электронно-циклотронного (ЭЦ) излучения гиротронов, приёмную секцию с усилителями сигнала детекторных головок, АЦП, а также волоконно-оптическую линию связи для передачи данных от АЦП к ПК и контроля параметров внутреннего усиления и частоты дискретизации при оцифровке принимаемых сигналов. Высокие энерговклады достигнуты благодаря удельные были модернизации гиротронного комплекса МИГ-3 [2] при одновременной работе двух гиротронов (суммарная СВЧ мощность до 1 МВт). Система фильтрации состоит из трёх штыревых фильтров (рис.1) и полосно-загораждающего фильтра на основе резонатора Фабри-Перо.

Исследование эволюции комплексных спектров флуктуаций краевой плазмы в стеллараторе Л-2М в режиме ЭЦР нагрева при больших удельных энерговкладах (до 4 МВт/м³) вызвало трудности физической реализации из-за

непоглощённого плазмой греющего электронно-циклотронного излучения, зашумляющего детекторы полезного сигнала допплеровского рефлектометра.

Ввиду особенностей конструктивных диагностики, установка (в частности, габаритных размеров волноводных трактов) дополнительных штыревых фильтров оказалась невозможной. Потребовалась разработка и изготовление дополнительного фильтра на частоту 75 ГГц другого типа. С целью увеличения соотношения сигнал-шум в рабочем диапазоне диагностики для фильтрации сигнала был промоделирован и собран полосно-заграждающий фильтр (ПЗФ). Он необходим для подавления электромагнитных волн на частоте 75 ГГц и пропускания волн на рабочих частотах допплеровского рефлектометра 35 - 40 ГГц. Конструктивно ПЗФ выполнен в виде резонатора Фабри-Перо из пяти пар круглых слюдяных (є=6) пластин диаметром 80 мм и толщиной каждой пластины 0,1 мм. Модель фильтра-резонатора была создана в системе автоматизированного проектирования Electro-Magnetic Professional (САПР EMPro) от компании Keysight Technologies (ранее Agilent Technologies). В трехмерной геометрии в системе координат XYZ полосно-заграждающий фильтр представлен как пара соприкасающихся слюдяных пластин, расположенных последовательно на некотором расстоянии друг от друга. Пластины были условно помещены в коаксиальный волновод перпендикулярно его оси, чтобы обеспечить распространение TEM (transverse electromagnetic wave) волны. Расчет проводился методом конечных элементов (МКЭ, Finite Element Method – FEM) в блоке Agilent FEM Simulator [3,4], граничные условия на краях счётной области заданы идеальным согласованным слоем (Perfect Matching Layer (PML)). С двух сторон от резонатора устанавливались волноводные порты Исходная модель была создана на основе используемого ПЗФ фильтра, где расстояние между плотно сжатыми парами пластин в модели составило l = 1,8MM.

В результате вычислений для модели исходного резонатора Фабри-Перо были получены S-параметры (коэффициент передачи и коэффициент отражения от входа резонатора). Наибольшее подавление для исходного фильтра наблюдалось на частоте 65 ГГц с уровнем -19 дБ, а подавление на частоте 75 ГГц составляет -10,625 дБ, при этом на частотах 35 и 40 ГГц затухание не более -1 дБ.

Для оптимизации модели резонатора и смещения основного максимума подавления в область 75 ГГц, было уменьшено расстояние между парами пластин до значения *l*=1,5 мм. На частоте 75 ГГц значение ослабления оказалось равным -21,858 дБ, что почти на 10 дБ лучше, чем для исходных параметров (*l*=1,8 мм) фильтра. Стоит отметить, что расчётное ослабление в оптимизированной модели ПЗФ на частотах 35 и 40 ГГц не превышает значения -0,9 дБ. После расчётов и моделирования СВЧ фильтра был изготовлен опытный (рис.2) с расстоянием между сдвоенными образец пластинами $l \approx 1,5$ мм. Расстояние между парами пластин в опытном образце обеспечивается четырьмя малыми тефлоновыми вставками заданной толщины *l* по краям каждой пары пластин.





Рис.1 Штыревые СВЧ фильтры

Рис.2. Опытный образец полоснозаграждающего СВЧ фильтра.

Мощность используемого при лабораторных испытаниях генератора составляет десятки милливатт, в то время как мощность излучения гиротронов комплекса МИГ-3 [2] сотни киловатт, вследствие этого, не возможно было исследовать зависимость коэффициента отражения фильтра-резонатора от частоты при высокой мощности излучения.

Стендовые измерения проводились при нормальном падении волны на плоскость слюдяных пластин. Для измерений использовался AB Millimetre MVNA 8-350 GHz Millimeter vector network analyzer. Был собран лабораторный

стенд и измерено затухание при проходе СВЧ излучения через фильтр на основе резонатора Фабри-Перо в K_a диапазоне (26,5 - 40 ГГц) и V диапазоне (50-75 ГГц). Экспериментально установлено, что затухание СВЧ излучения в K_a диапазоне составляет не более -1 дБ, а на частоте 75 ГГц - около -19,5 дБ. Можно предположить, что увеличение точности изготовления СВЧ фильтра позволит ещё больше приблизится к модельным значениям (-0,8 дБ и -21,8 дБ соответственно).

В результате обработки сигналов допплеровского рефлектометра, с установленным полосно-заграждающим фильтром гиротронного излучения на основе резонатора Фабри-Перо, были получены изменяющиеся во время разряда робастные комплексные спектры [5] флуктуаций плотности краевой плазмы, а также временные спектрограммы изменяющегося допплеровского сдвига зондирующего излучения. Можно с уверенностью утверждать, что установка изготовленного с прецизионной точностью полосно-заграждающего фильтра гиротронного излучения позволит использовать бесконтактные СВЧ диагностики (диапазона K_a), в том числе диагностику допплеровской рефлектометрии, при более высоких удельных мощностях ЭЦ нагрева.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых №МК-5298.2016.8.

Литература:

1. Пшеничников А.А., Терещенко М.А., Харчев Н.К. и др., Применение допплеровской рефлектометрии на стеллараторе Л-2М // Физика плазмы , 2005, т. 31, №7, с. 604-611

2. Батанов Г.М., Белоусов В.И., Бондарь Ю.Ф., Степахин В.Д. и др., Новый гиротронный комплекс МИГ-3 для создания и нагрева плазмы в стелларатор Л-2М и результаты первых экспериментов // Прикладная физика, 2012. № 6, С. 79-87.

3. Keysight Technologies. About EMPro. // [Электронныйресурс]. URL: http://www.keysight.com/en/pc-1297143/EMPro.

4. Богачев Н.Н., Богданкевич И.Л., Гусейн-заде Н.Г., Моделирование радиофизических процессов. Часть 2: Учебное пособие. -М.: МГТУ МИРЭА, 2013.

5. Горшенин А.К., Королев В.Ю., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2012610923 от 20 января 2012 года.

ЭЛЕКТРОИНИЗАЦИОННЫЙ СО₂-ЛАЗЕР С АКТИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

А.А. Ионин¹, И.О. Киняевский¹, Ю.М. Климачев¹, А.Ю. Козлов¹, А.А. Котков¹, А.О. Левченко¹, В.В. Степанищев², И.Ж. Хафизов², А.В. Шутов¹

^{1.} Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

^{2.} Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В работе [1] предложена идея создания источника УФ излучения в атмосферном воздухе, который может применяться в задачах удаленной спектроскопии. Согласно теоретическим предсказаниям работы [1], в воздушной плазме, например в плазме филаментов, нагреваемой интенсивным импульсным излучением оптического или СВЧ диапазона, при определенных условиях может возникать инверсия населенностей на уровнях молекул азота, приводящая к сверхизлучению в УФ диапазоне. Весьма привлекательным для нагрева плазмы филаментов выглядит использование СО₂-лазера действующего на длине волны в районе 10 мкм. Согласно работе [1] для достижения лазерной генерации на молекулах азота требуется температура электронов плазмы более 1.5 эВ, поэтому нагревающий импульс СО₂-лазера должен иметь интенсивность более 4 ГВт/см². При этом длительность импульсов СО₂-лазера должна составлять несколько наносекунд, поскольку принцип создания инверсии при нагреве электронов внешним ИК излучением схож с работой азотного ТЕА лазера [2]. В лаборатории Газовых Лазеров ОКРФ ФИАН имеется как фемтосекундная лазерная система с пиковой мощностью до 0.3 ТВт [3], так и ряд электроионизационных (ЭИ) лазерных установок, которые могут действовать в качестве N₂O-, CO- и CO₂-лазеров [4].

Для получения наносекундных импульсов излучения в данной работе исследуется режим активной синхронизации мод в CO₂-лазере с помощью акустооптического модулятора (AOM) на стоячей акустической волне.

Оптическая схема ЭИ CO₂-лазера с синхронизацией мод представлена на Рис. 1. В качестве активной среды *1* использовалась рабочая газовая смесь CO₂:N₂:He=1:1:4 с плотностью 0.3 Амага, которая возбуждалась импульсным ЭИ разрядом с длительностью импульса ~100 мкс. Резонатор CO₂-лазера длиной

537,5 см был образован плоским зеркалом 2, установленным внутри камеры, и выходным зеркалом 3, плоскопараллельной пластиной из германия. Перед выходным зеркалом был установлен АОМ 4. Внутри лазерного резонатора было установлено сферическое зеркало 5 с радиусом кривизны 10 м.



Рис 1. Схема импульсного ЭИ СО₂-лазера с активной синхронизацией мод и измерения его характеристик.

Излучение, вышедшее из резонатора, поворотными зеркалами 6, 7, 8 направлялось в спектрометр ИКС-31, оснащенный фотосопротивлением ФСГ-22А. Часть излучения (~6%) отводилась плоскопараллельными пластинами из BaF₂ 9 и 10 и фокусировалась сферическим зеркалом 11 на термоэлектрический датчик Ophir-3A 12 для измерения энергии, а также на фотодетектор PEM-L3 13 для измерения временной формы импульсов излучения CO₂-лазера. Юстировка оптической схемы осуществлялась полупроводниковым лазером 14, излучение которого заводилось внутрь лазерного резонатора через зеркало с отверстием 15. Форма импульсов регистрировалась осциллографом Tektronix TDS5052B.

На Рис. 2 представлена форма импульса излучения при выключенном АОМ. Нулевое значение на временной оси соответствует началу импульса ЭИ разряда. В этом случае наблюдались два достаточно коротких импульса - в начале и на 37-й мкс, - с последующим более длительным и менее мощным хвостом импульса излучения. Энергия всего импульса излучения составляла 23.5 мДж, а максимальная пиковая мощность - ~1,2 кВт. Пиковая мощность была рассчитана с учетом энергии и формы импульса лазерного излучения. Отметим, что на хвосте импульса наблюдаются пичковые структуры, связанные с межмодовыми биениями в резонаторе (см. врезку на Рис. 2) с частотой 27.65±0.05 МГц, что соответствует длине лазерного резонатора 5.4 м.







Рис. 3. Форма импульса излучения при минимальной мощности АОМ.

Временная форма импульса излучения CO₂-лазера в режиме синхронизации мод при минимальной и средней мощности ВЧ генератора, который возбуждает акустическую волну в АОМ, представлена на Рис. 3 и 4.

В первом случае (Рис.3) энергия всего импульса излучения уменьшилась до 11.2 мДж, а максимальная пиковая мощность составила ~2.1 кВт (на Рис. 3 первый пичок оказался «обрезан»). Полный импульс излучения состоял из цуга пичков длительностью ~7 нс по полувысоте, следующих с частотой 27.65±0.05 МГц.

При средней мощности ВЧ генератора полная энергия импульса лазерного излучения не изменилась и составила 11.2 мДж, а максимальная пиковая мощность уменьшилась до ~1.4 кВт (Рис. 4). Данный факт связан с тем, что длительность пичков увеличилась до ~22 нс при той же частоте следования 27.65 МГц. Это говорит о том, что такой режим работы АОМ оказался менее эффективным для активной синхронизации мод CO₂-лазера. Кроме того, при таком режиме работы АОМ наблюдалась дополнительная самопроизвольная модуляция импульса излучения с периодом ~1.4 мкс, которая, по-видимому, связана с процессами насыщения усиления излучения в активной среде ЭИ CO₂-лазера и восстановления инверсной населенности при колебательно-колебательном обмене между молекулами. При дальнейшем увеличении

мощности ВЧ генератора максимальная пиковая мощность уменьшалась до 0.5 кВт, несмотря на то, что полная энергия импульса излучения возросла до3.4 мДж. Таким образом, увеличение мощности ВЧ генератора приводит к снижению эффективности режима активной синхронизации мод CO₂-лазера.



Рис. 4. Временная форма импульса излучения при средней мощности АОМ

Спектр излучения CO₂-лазера состоял из одной колебательновращательной линии 9 P(22) с длиной волны λ=9.568 мкм.

Таким образом, пиковая мощность ЭИ СО₂-лазера с активной синхронизацией мод достигала ~2 кВт при длительности пичков ~7 нс. Этот лазер может быть использован как задающий генератор в системе для нагрева электронов воздушной плазмы, а также и для эффективного

преобразования излучения CO₂-лазера в нелинейных кристаллах. Работа поддержана Грантом Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-5795.2015.2 и Грантом РФФИ 15-02-08037.

Литература:

1. Penano J., Sprangle P., Hafizi B. et al. "Remote lasing in air by recombination and electron impact excitation of molecule nitrogen" // J. Appl. Phys. 2012, v.111, №3, p.033105.

2. Aussenegg F., Leitner A. "A short resonator dye laser pumped by a travelling wave N₂-laser" // Optics Communications, 1980, v.32, №1, p.121.

3. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О. и др. "Протяженные плазменные каналы в воздухе, созданные УФ лазером и их применение для управления электрическими разрядами" // Физика плазмы, 2015, т.41, №2, с.125.

4. Vetoshkin S., Ionin A., Klimachev Yu. et al. "Multiline Laser Probing for Active Media CO:He, CO:N₂, and CO:O₂ in Wide-Aperture Pulsed Amplifier" // J. of Russian Laser Research, 2006, v.27, N⁰1, p.33.

АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ РАЗРЯДОВ ПО ИЗЛУЧЕНИЮ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

В.А. Шахатов, Ю.А. Лебедев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева» РАН (ИНХС РАН)

Одним из основных методов диагностики низкотемпературной плазмы является эмиссионная спектроскопия. Например, при исследовании водородной плазмы часто используются излучательные переходы одного из триплетных состояний $H_2(d^3\Pi_{\mu}^- \to a^3\Sigma_{\sigma}^+)$. Исследование спектров излучения этой системы позволяет получать информацию о молекулах Н₂ в основном состоянии с использованием известных коэффициентов Франка-Кондона в предположении, что излучающее состояние возбуждается электронным ударом, а дезактивируется излучением. Несоблюдение этого требования делает невозможным применение этой методики. Для анализа применимости метода в условиях неравновесной микроволновой плазмы [1-4] в данной работе рассмотрена нульмерная уровневая столкновительно – излучательная модель (СИМ) водородной низкотемпературной плазмы (НТП), в которой в отличие от моделей, описанных В литературе, одновременно рассматриваются кинетические процессы с участием молекул водорода в синглетных $N^1\Lambda_{\sigma}$ и триплетных $N^{3}\Lambda_{\sigma}$ электронно – возбужденных состояниях [5-7].

Уровневая полуэмпирическая СИМ водородной плазмы состоит: из базы данных столкновительно – излучательных характеристик и коэффициентов переноса с участием нейтральных и заряженных частиц водородной НТП [5-9]; вычислительных модулей для определения ФРЭЭ и концентрации частиц в возбужденных состояниях [5-7]; программного модуля для идентификации, установления иерархии и редуцирования кинетических процессов [6, 7]; вычислительного модуля для расчета и обработки спектров когерентного

антистоксова рассеяния света и испускания плазмы [10-12]; базы данных параметров водородной низкотемпературной плазмы [6-12], дополненной в данной работе результатами экспериментальных исследований микроволновых разрядов [1-4]; вычислительного модуля, созданного в данной работе, для оценки диапазонов изменения параметров газовых разрядов, которые используются в качестве исходных данных в уровневой полуэмпирической СИМ водородной НТП. Базы данных используются для исследования и определения основных источников погрешности измерений параметров плазмы и их влияние на результаты численного моделирования неравновесных физикохимических процессов с участием возбужденных частиц, выбранных для оптической диагностики газовых разрядов.

Численный анализ кинетики физико-химических процессов, обуславливающих рождение и гибель возбужденных частиц, выполняется с учетом материала и состояния поверхности разрядного реактора, а также его характерных размеров (радиуса, длины разрядного промежутка и объема плазмохимического реактора) [1-4]. Система уравнений баланса для концентраций возбужденных частиц решается в зависимости от времени пребывания частиц в разрядной зоне. При определении ФРЭЭ учитывается изменение концентраций колебательно - возбужденных молекул водорода в основном состоянии $H_2(X^1\Sigma_g^+, v)$, а также концентраций молекул водорода синглетных и триплетных состояниях $H_2(N^{1,3}\Lambda_{\sigma})$. Расчет колебательной температуры первого уровня, концентраций $H_2(X^1\Sigma_g^+, v)$ и $H_2(N^{1,3}\Lambda_\sigma)$ является самосогласованным. Для упрощения численного анализа кинетики процессов с участием $H_2(N^3\Lambda_{\sigma})$, на данном этапе исследований, параметры газовых разрядов, такие как поступательная температура T_g , давление газа p (или полная концентрация частиц N), концентрация электронов N_e (или степень ионизации α_{ion}), круговая частота $\omega = 2.45$ ГГц и амплитуда напряженности электрического поля E_{am}, процентное содержание атомов P_H, температура стенки реактора T_w , вероятности дезактивации колебательной γ_v и электронной уе энергии задаются и полагаются постоянными. Параметры микроволновых разрядов в водороде в уровневой полуэмпирической СИМ водородной

низкотемпературной плазмы изменялись в следующих пределах [1-4]: p = 1 - 20 Top; $T_g = 500 - 2150$ K; $N_e = 10^8 - 10^{11}$ см⁻³; $E_{am} = 60 - 200$ B/см; $P_H = 10^{-4} - 4\%$.

Установлено, что механизм рождения и гибели триплетных состояний изменяется при переходе от одного состояния к другому и, существенно, зависит от времени пребывания молекул водорода в разрядной зоне, давления (концентрации) газа и концентрации электронов. Вторичные процессы дают наименьший вклад в рождение и гибель триплетных состояний $e^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $f^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $d^{3}\Pi_{u}$ и $k^{3}\Pi_{u}$ в условиях водородного микроволнового разряда, возбуждаемого вблизи электрода – антенны при низких давлениях (*p* ≈ 1 Top) [4,5] при изменении концентрации электронов диапазоне $N_e \approx 10^8$ - 10^{11} см⁻³. Для состояний $e^{3}\Sigma_{u}^{+}$ и $f^{3}\Sigma_{u}^{+}$ этот вывод является справедливым также при более высоких давлениях ($p \approx 8$ Top). В то же время состояние $d^{3}\Pi_{\mu}$ при этом давлении и высоких значениях концентрации электронов оказывается сильно связанным электронным ударом с близко расположенным состоянием $g^{3}\Sigma_{g}^{+}$. С ростом давления ($p \ge 18$ Top) [3,4], вклад вторичных процессов в рождение и гибель триплетных состояний $e^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $f^{3}\Sigma_{u}^{+}$, $d^{3}\Pi_{u}^{-}$ и $k^{3}\Pi_{u}$ оказывается малым только в области низких значений концентрации электронов ($N_e \approx 10^8$ см⁻³). В этом случае оптические разрешенные переходы молекулы водорода $H_2\left(e^3\Sigma_u^+ \to a^3\Sigma_g^+\right), \qquad H_2\left(f^3\Sigma_u^+ \to a^3\Sigma_g^+, g^3\Sigma_g^+\right), \qquad H_2\left(d^3\Pi_u^- \to a^3\Sigma_g^+\right)$ И $H_2(k^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+, g^3\Sigma_g^+, h^3\Sigma_g^+, i^3\Pi_g)$ могут использоваться для спектральной диагностики микроволновых разрядов в водороде.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№15-08-00070).

Литература:

1. Лебедев Ю.А., Мокеев М.В. Структура электродного неравновесного СВЧ разряда в водороде. Оптические измерения // Физика плазмы, 2000, т.26, №3, С.293-298.

2. Лебедев Ю.А., Мокеев М.В., Свойства приэлектродной плазмы электродного СВЧ разряда в водороде // Физика плазмы, 2001, т.27, №5, С.418-423.
3. Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Malykh N.I., et.al., determination of the Gas Temperature in High-Pressure Microwave Discharges in Hydrogen // J. Phys. D: Appl. Phys., 1998, V.31, P. 2942 - 2949.

4. Carl D.S., Farhat S., Gicquel A., et. al., Determing Electron Temperature and Density in a Hydrogen Microwave Plasma // Journal of Thermophysics and Heat Transfer., 1996, V.10, P. 426 - 435.

5. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Столкновительно – излучательная модель водородной низкотемпературной плазы. Процессы и сечения столкновений электронов с молекулами. // ТВТ, 2011, Т.49, №2, С.265-309.

6. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Bechu S., Кинетика возбуждения электронных состояний молекул водорода в неравновесных разрядах. Основное электронное состояние // ТВТ, 2015, Т. 53, № 4, С. 601 – 622.

7. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Bechu S., Кинетика электронных состояний молекул водорода в неравновесных разрядах. Синглетные состояния // ТВТ, 2016, Т. 54, № 1, С. 123 – 142.

8. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Диагностика возбужденных частиц в водородной плазме (обзор). Часть І. Спектральный состав излучения, электронные состояния и излучательные характеристики частиц плазмы // Успехи Прикладной Физики, 2014, Том 2, № 6, С. 571-594.

9. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Диагностика возбужденных частиц в водородной плазме (обзор). Часть II. Распределение энергии по внешним и внутренним степеням свободы молекулы водорода // Успехи прикладной физики, 2015, Т. 3, № 1, С. 21 – 45.

10. Шахатов В.А., Гордеев О.А., Спектроскопия КАРС водородной плазмы ВЧ разрядов. // Оптика и спектроскопия, 2007, Том 103, №3, С.483-496.

11. Шахатов В.А., Лебедев Ю.А., Lacoste A., Bechu S., Эмиссионная спектроскопия диполярного источника плазмы в водороде при низких давлениях // ТВТ, 2016, Т. 54, № 4, С. 491 – 499.

12. Весhu S., Lacoste A., Лебедев Ю.А., Шахатов В.А., Вращательное распределение молекул водорода в состоянии d³П_u в разряде с электронноциклотронным резонансом // Прикладная физика, 2015, № 2, С. 45 - 49.

ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА ХАРАКТЕР МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В МИКРОПИНЧЕВОМ РАЗРЯДЕ

С.А. Саранцев, Я.М. Двоеглазов, И.Ф. Раевский

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

При формировании и развитии разряда сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры (СНВИ) немаловажное влияние на процесс формирования плазменной точки (ПТ) оказывают процессы протекающие на поверхности электродов [1, 2], которые на настоящий момент изучены не достаточно хорошо. В данной работе приводятся некоторые результаты исследования влияния материала электродов на характер взаимодействия потоков плазмы СНВИ с поверхностью катода.

При взаимодействии с корпускулярными потоками разряда СНВИ происходит плавление приповерхностных слоев электродов, и расплав под действием давления плазмы выносится в направлении от оси разрядного промежутка, приводя к формированию характерного поверхностного рельефа, влияние которого на стабильность процесса формирования ПТ уже отмечалось в работах [1, 2, 3].

Исследования проводились на установке «Пион» [1, 2]. Рабочее напряжение - 15 кВ при запасаемой энергии 1,35 кДж (максимум разрядного тока 186 кА). Период разряда составлял 5,5 мкс. Использованные в работе системы электродов представлены на рис.1. Межэлектродный зазор во всех случаях составлял ~ 4 мм. В работе использовались пять пар электродов, изготовленных из разных материалов (рис.1): анод — медь, катод — сталь Ст.45; анод — сталь Ст.45, катод — медь; анод — сталь Ст.45, катод молибден; анод — сталь Ст.45, катод — вольфрам. Наработка электродной системы для всех рассмотренных пар электродов составляла 50 разрядов, затем производилось исследование состава поверхности с помощью Ожемикропинчевания спектрометрии. Вероятность И разброс момента формирования ПТ представлены в таблице. Исследования показали, что на

181

аноде присутствовал исключительно его изначальный материал, на катоде - материал обоих электродов.

В [4] отмечалось, что при использовании конфигураций электродных систем, в которых центральный острийный электрод является анодом, микропинч формируется из материала анода. В силу этого, исследование закономерностей перемещения материала анода по поверхности катода позволяет расширить представления о процессах, протекающих на его поверхности при взаимодействии потоков плазмы СНВИ.

Анод	Катод	Вероятность формирования ПТ	Временной разброс момента формирования ПТ
Медь	Ст.45 (с отверстием)	~ 95%	~150 нс
Медь	Ст.45 (без отверстия)	~ 45%	~700 нс
Ст.45	Медь	~ 50%	~600 нс
Ст.45	Молибден	$\sim 80\%$	~300 нс
Ст.45	Вольфрам	~ 97%	~700 нс

Результаты, полученные для первой пары материалов (анод — медь, катод — сталь), представлены на рис.2 (а). Для данной пары материалов были использованы катоды двух типов: с отверстием (рис.1(а)) и без отверстия (рис.1(б)). Использование катода без отверстия исключало потери материала анода, который покидал разрядный промежуток при использовании катода с отверстием. Но, как в итоге выяснилось, отсутствие отверстия снизило стабильность формирования ПТ более чем в два раза (см. табл).



Рис.1. Формы электродов, использованных в работе: (а) катод — сталь, медь, молибден; анод — медь, сталь; (б) катод — сталь, анод — медь; (в) катод — вольфрам, анод — сталь. Анод во всех экспериментах — стержневой острийный электрод диаметром 3 мм; катод для случаев (а) и (б) — цилиндр диаметром 24 мм с отверстием (для (а)) диаметром 3 мм; для случая (в) диаметр вольфрамовой вставки составлял 28 мм, отверстие по оси — 4 мм. Межэлектродный зазор для всех случаев составлял 4 мм.

Радиус области прямого взаимодействия потоков плазмы с поверхностью катода из стали Ct.45 (рис.2(а)) составляет ~ 4 мм (при 15 кВ) и зависит от максимума разрядного тока по эмпирически установленному закону, как: r(I) = 0,015I+1,24, где r в мм, а I в кА. За пределами этой области (~6÷8,5 мм от оси разряда) наблюдаются струи застывшего расплава, выброшенного из центральной области разряда. Для всех рассмотренных материалов картина модификации центральной области выглядит схожим образом. Струи же застывшего расплава формируются только на катодах из Ct.45.



Рис.2. Характер модификации и состав поверхности: (а) катода из Ст.45 с отверстием (анод — медь); (б) катода из Ст.45 без отверстия (анод — медь); (в) катод из меди (анод — Ст.45); (г) катода из молибдена (анод — Ст.45); (д) катода с вольфрамовой вставкой (анод — Ст.45).

Согласно полученным данным в случае использования пары электродов

стальной катод с отверстием медный анод (рис.2(а)) материала анода в незначительной степени присутствует на границе отверстия (~1÷2 вес. %), в области прямого взаимодействия с плазмой СНВИ (~1,5÷4,5 мм от оси разряда) материал анода отсутствует, за пределами этой области наблюдается незначительный пик (~4÷6 вес. %) концентрации меди, затем рост концентрации меди наблюдается только за пределами области струй (до ~70÷75 вес.%), т. е. материал анода накапливается в периферийной области.

В случае стального катода без отверстия (рис.2(б)) картина распределения материала анода (меди) по поверхности выглядит схожим образом, за исключением полного отсутствия меди в центральной области катода. Также снижена концентрация меди в периферийной области, что связано, скорее всего, с тем, что из-за отсутствия отверстия поверхность катода поглощает большую энергию, что приводит к более эффективному плавлению и интенсивному выносу железа в виде мелких капель на периферию.

В случае использования медного катода (анод — сталь Ст.45): материал анода присутствует в незначительной степени (не более 1,5 вес.%) на границе отверстия, далее следует область с полным отсутствием железа (~1,5÷4 мм от оси разряда), затем вплоть до края катода наблюдается рост концентрации железа. В данном случае из-за различного поведения меди и стали при обработке разрядом СНВИ отсутствуют струи застывшего металла, что связано, по всей видимости, с иным характером выноса расплава из центральной области разряда на периферию катода.

При использовании тугоплавкого катода (молибден) распределение материалов электродов по его поверхности имеет отличия от рассмотренных выше случаев. Видно, что происходит накопление железа не только в периферийной области, но и в центральных областях катода. Такой характер перемещения материала указывает на то, что материал анода осажденный в разряде, за счет плавления приповерхностных слоев и действия давления потоков плазмы, постоянно перемещается из центральной области, но в связи с тем, что для плавления молибдена требуется больше энергии, чем для плавления железа, не происходит такого интенсивного выноса материала на периферию, как это происходило при использовании стального катода.

В случае использования катода с вольфрамовой вставкой (рис.1(в)) материал анода в большом количестве присутствует на стенках отверстия

184

катода (~ 15 %), что может быть объяснено тем, что помимо осаждения анодного материала в данном случае присутствует перемещение материала из глубины отверстия за счет эрозии под действием плазмы СНВИ стальной конструкции оправы, в которую запрессована вольфрамовая вставка, что указывает на значительный градиент плотности потоков плазмы, направленный в сторону оси разряда, приводящий к движению расплава в направлении противоположном корпускулярных потоков MΠP. В характер движению остальном, перераспределения материала анода имеет сходство со случаями электродов из меди и железа (медный анод — железный катод). Из-за измененной геометрии катода отсутствует накопление материала анода в центральной области, как это наблюдается для молибдена. Материал анода в большом количестве (до ~90 вес.%) осаждается в периферийной области катода.

Литература:

1. Sarantsev S.A., Dvoyeglazov Y.M., Raevskiy I.F. Impact of discharge current rate of high-current low-inductance vacuum spark on submicron size structure in electrode surface area // Physics Procedia. 1 Cep. "18th Conference on Plasma-Surface Interactions, PSI 2015, 1st Conference on Plasma and Laser Research and Technologies, PLRT 2015" 2015

 Sarantsev S.A., Raevskiy I.F. Electrode material influence on emission properties of a low inductance vacuum spark // Journal of Physics Conference Series, vol. 666, 2016

3. Ли Саньвэй. Диагностика процессов в микропинче с помощью рентгеновских методов исследования высокотемпературной плазмы // Дис. канд. физ.-мат. наук : 01.04.08 : Москва, 2005 166 с. РГБ ОД, 61:05-1/595.

4. Bashutin O.A., Vovchenko E.D, Dodulad E.I., Savjolov A.S., Sarantsev S.A. Study of the contributions of the electrode materials to the plasma of a high-current vacuum spark // Plasma Physics Reports 2012. T. 38. # 3. C. 235-243.

ОСОБЕННОСТИ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ТОКА ЭЛЕКТРОНОВ В ИМПУЛЬСНОМ ИОННОМ ДИОДЕ

<u>К.И. Козловский</u>, Е.Д. Вовченко, А.С. Мартыненко, М.И. Лисовский, А.А. Исаев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В импульсных ионных диодах для повышения энергетического к.п.д. генерации нейтронов наряду с ростом ускоряющего напряжения используются различные способы подавления вторичной электронной эмиссии с катода, в том числе и схемы с магнитной изоляцией электронов в ускорительном диодном промежутке [1]. Для импульсных малогабаритных диодов с коаксиальной геометрией электродов возможны две схемы подавления электронного тока: постоянным магнитным полем с азимутальной симметрией [2] и импульсным магнитным полем с пиральной катушки индуктивности [3]. При этом индукция критического магнитного поля в прикатодной области ускорительного зазора должна достигать величины от 0,2 до 0,6 Тл для диаметра катода 5 – 10 см и ускоряющего напряжения U = 100 - 500 кВ.

Исследования эффективности магнитной изоляции были начаты на импульсном ионном диоде, в котором катод был выполнен из постоянного NeFeB магнита в виде пустотелого цилиндра (внешний диаметр 8 см, внутренний диаметр 4,5 см и высота 4 см), а на аноде из дейтерида титана создавалась лазерная плазма. К диодному промежутку прикладывалось ускоряющее напряжение U = 250 - 300κВ. импульсное Результаты экспериментов с индукцией изолирующего магнитного поля B = 0.4 Тл и энергией лазерного излучения W = 0,1 Дж показали возможность частичного подавления электронного тока. Однако сложная конфигурация постоянного поля с замыканием силовых линий на полюсах магнита не позволила получить поперечное магнитное поле во всем объеме между катодом и лазерноплазменным анодом, что приводило к пробойным явлениям в области диодного промежутка при попытках увеличения верхней границы величины ускоряющего напряжения.

186

Рассмотренные недостатки в меньшей степени проявляются в диодах с импульсной магнитной изоляцией. Сильное магнитное поле создается в ограниченном пространстве возле катода при протекании тока через спиральную катушку индуктивности, расположенную внутри. Её образующая поверхность повторяет форму полого катода, который выполнен либо в виде цилиндра, либо усеченного конуса. Для подобной геометрии следует учитывать, что в импульсном режиме на процесс формирования магнитного поля катушкой индуктивности будет оказывать влияние также и индукционный ток, возбуждаемый в полом катоде-экране. Такой экран ведет себя как закороченный виток с током. Это приводит к ослаблению поля внутри катушки и усилению снаружи.



Рис.1. Осциллограммы тока в катушке индуктивности

Изменение конфигурации поля эквивалентно уменьшению индуктивности катушки и наиболее ярко проявляется для быстронарастающего тока. Это иллюстрирует простой эксперимент с регистрацией тока в цилиндрической катушке (рис.1). Введение экрана приводит к уменьшению периода затухающих колебаний тока от 4,1 до 3,8 мкс, что соответствует уменьшению индуктивности разрядного контура от 1,65 до 1,45 мкГн для емкости 0,25 мкФ.

С учетом паразитной индуктивности разрядника и конденсатора, равной 0,65 мкГн, получаем для катушки без экрана величину индуктивности ~1 мкГн, а для экранированной катушки ~0,8 мкГн. Измеренные значения индуктивности хорошо согласуются с расчетом для применяемой в эксперименте катушки со следующими параметрами: число витков w = 7, диаметр D = 45 мм, длина l = 90 мм. Для катушки, помещенной в экран, индуктивность можно оценить по формуле $L_{3\kappa} = L [1 - \eta (D / D_{3\kappa})^3] \approx 0,81$ мкГн, где $\eta(l/D) = 1,5$ – поправочный

коэффициент, $D_{3\kappa} = 90$ мм – диаметр экрана, L = 1 мкГн – индуктивность катушки без экрана.

Анализ распределения магнитного поля, учитывающий быстрое цилиндрической нарастании тока В катушке, выполнен основе на компьютерного моделирования, примененного ранее для стационарного случая [4]. Рассматривалось время нарастания тока в диапазоне от 0,05 до 1 мкс. Геометрия катушки с током, охватываемой полым цилиндрическим катодом (экраном) показана на рис. 2. Параметры катушки: число витков 5, шаг намотки цилиндрической спирали 10 мм, диаметр 40 мм.



Рис.2. Геометрия моделируемой электродной системы

На рис. 3 представлены характерные пространственные распределения индукции магнитного поля. Её величина (модуль) изображена в оттенках (градациях) серого цвета и изменяется в диапазоне от 0 до 3 Тл. На рис. 2 приведены результаты для осевого сечения цилиндра (плоскость YOZ) для времени нарастания тока порядка 100 нс.



Рис.3. Распределение индукции магнитного поля

Расположение экрана на рис. З а показано лишь условно для удобства сравнения с результатами, полученными при экранировании катушки. На рис. 3 б представлен вариант экрана из электротехнической стали с коэффициентом относительной магнитной проницаемости порядка 4000, но и в случае использования медного экрана (с тем же коэффициентом порядка 1) характерное распределение менялось незначительно при неизменном положении электродов. Как видно из сравнения, наличие экранирующего катода приводит к заметному увеличению изолирующего поля в зазоре между катушкой и поверхностью катода (примерно в 3 раза). В свою очередь это должно привести к более эффективному подавлению паразитного тока электронной эмиссии, развитие которого снижает величину ускоряющего напряжения.

Литература:

1. Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Козловский К.И. и др. Малогабаритные плазменные диоды с магнитной изоляцией для генерации нейтронов // Физика плазмы, 2014, т.40, № 11, с. 1025–1034.

2. Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Шатохин В.Л. Диод для ускорения нуклидов водорода с подавлением электронной проводимости внутренним кольцевым магнитом // Письма в Журнал технической физики, 2015, т.41, в. 10, с. 104 – 110.

3. Козловский К.И., Пономарев Д.Д., Рыжков В.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Экспериментальное исследование макета малогабаритного генератора нейтронов с импульсной магнитной изоляцией // Атомная энергия. 2012. Т. 112. Вып. 3. С. 182–184.

 Kozlovskij K., Shikanov A., Vovchenko E., Shatokhin V., Isaev A., Martynenko A. Magnetic discharge accelerating diode for the gas-filled pulsed neutron generators based on inertial confinement of ions // Journal of Physics: Conference Series, 2016, V. 747, doi:10.1088/1742-6596/747/1/012006.

КОРПУСКУЛЯНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ПЕННИНГОВСКОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Д.В. Колодко, Д.Н. Синельников, И.А. Сорокин, Н.В. Мамедов

^{1.} Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Введение

Для полноценного понимания разрядных процессов и механизмов образования ионных фракций в источнике Пеннинга необходимо знать распределение электрического потенциала внутри плазмы ионного источника. Данное распределение потенциала напрямую связано с энергетическим спектром ионов вылетевших из ионного источника.

В работе изучалось перераспределение электрического потенциала в прикатодном слое для двух ионных источников Пеннинга в зависимости от их режимов работы. Исследование плазмы с помощью анализа энергетических спектров ионов (экстрагированных в продольном направлении источника) имеет преимущества над методом Ленгмировских зондов, поскольку такие измерения не вносят возмущения в сам разряд [1,2].

Экспериментальное оборудование

На рис. 1 представлен высоковакуумный стенд, разработанный для измерения основных параметров ионного пучка [3]. Для регистрации энергетических спектров четверть сферический использовался электростатический дефлектор с энергетическим разрешением от 0,8 % до 1,5 % [4]. Стенд также позволяет осуществлять масс анализ ионов с помощью магнитного масс-монохроматора. Данный прибор позволяет сепарировать ионы с отношением массы к заряду до M/Z = 40 при максимальной энергии 10 кэВ, разрешением по массам $M/\Delta M \le 30$ (при энергии ионов 5 кэВ) [5]. Ток ионного пучка измерялся с помощью вторичного электронного умножителя ВЭУ-1 (минимальное значение регистрируемого тока 10⁻¹² А). Вакуумная система с дифференциальной откачкой, состоящая из двух турбомолекулярных насосов Pfeiffer HiPace 80, обеспечивает рабочее давление в камере с источником порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ Торр и не более 10^{-5} Торр в пролетной области анализаторов.

Эксперименты проводились с двумя ионными источниками Пеннинга со следующими параметрами: источник №1 – характерный размер анода 40 мм Ø23 мм, и со средним значение магнитного поля на оси 50 мТл; источник №2 – характерный размер анода 20 мм Ø15 мм, и со средним значение магнитного поля на оси 90 мТл, материал катодов – ковар 29НК.



Рис. 1 Схема экспериментального стенда

Результаты экспериментов и обсуждение

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда при различных давлениях для двух источников. Для низких давлений ВАХ плавно растет с выходом на плато. При увеличении давления, после выхода на плато происходит резкий рост тока, соответствующий переходу разряда в другой режим. При этом точка перехода сильно зависит от давления – чем выше давление, тем ниже напряжение перехода.

На рис. 3, 4 представлены семейства энергетических спектров экстрагированных ионов при различном напряжении на аноде и при различных давлениях. На энергоспектрах рис. 3 четко виден переход из обычного разряда Пеннинга в магнетронный режим т.е. образование виртуального катода по оси источника. Данный переход соответствует области на ВАХ после резкого роста тока разряда при увеличении напряжения. Энергетический спектр источника №1 уширяется и резко смещается в область низких энергий при увеличении разрядного напряжения больше 2,1кВ.

Также показано, что в переходной области 1,5-2,0 кВ (соответственно для каждого источника) разряд может переходить из одного режима в горения в другой и обратно – что наглядно демонстрирует изменение формы и положения

энергетического спектра. Следует обратить внимание на появление нескольких пиков на энергоспектрах при напряжении разряда выше 1,5 кВ. При дальнейшем увеличении напряжения разряда спектры вновь становятся более моноэнергетичными, при этом в них присутствуют низкоэнергетичные пики (см. рис. 5, 6). На рис. 7. показана зависимость провисания потенциала (разность между прикладываемым напряжение на аноде и максимумом в получаемом энергетическом спектре $\Delta U = U_d - E_{max}/e$) от напряжения на аноде (при различных давлениях). Видно (на примере источника №2), что изначально провисание потенциала линейно растет с увеличением прикладываемого напряжения (при фиксированном давлении), затем происходит резкий скачок в величине провисания, а затем выход этого значения на плато.



Рис. 2 Вольтамперные характеристики разряда при различных давлениях внутри источников.









Рис. 7 Зависимость провисания потенциала от напряжения на аноде (при различных давлениях).

Таким образом, продемонстрирован метод определения перераспределения электрического потенциала внутри ионного источника Пеннинга путем измерения энергетическех спектров экстрагированных ионов.

Данные исследования проводились в «НИЯУ МИФИ» совместно с «ВНИИА им. Духова» в рамках работ по гранту РФФИ №12-02-13510-ОФИ_М_РА.

Литература:

1. Rohwer P., Baumann H., Bethge K., Schutze W. // Nuclear Instruments and methods, 1982, v.204, p. 245-248

2. Rohwer P., Baumann H., Schutze W., Bethge K. // Nuclear Instruments and methods, 1983, v.211, p. 543-546

3. Mamedov N., Kolodko D., Sorokin I., Kanshin I., Sinelnikov D. // In press

4. Мамедов Н.В., В.А. Курнаев, Д.Н. Синельников, Д.В. Колодко // Приборы и техника эксперимента, 2015, №1, с. 51-56.

5. Kolodko D. V., Mamedov N. V., Vizgalov I. V., Sinelnikov D. N., Sorokin I. A. // Proceedings of 20th International Workshop on Beam Dynamics and Optimization// Saint Petersburg, 2014,p.87

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ВАКУУМНЫХ РАЗРЯДОВ

С.П. Горбунов, А.А. Черных, О.И. Шипилова, В.Л. Паперный

Иркутский государственный университет

Исследовался локальный спектр оптического излучения плазмы вакуумных разрядов двух типов (магнетронного разряда постоянного тока и низковольтного вакуумно-искрового разряда) с целью выяснения элементного и зарядового состава плазмы в различных областях и при различных параметрах разряда. Исследования проводились с помощью спектрометра AvaSpec-2048, на его вход оптический сигнал поступал по волоконному световоду, второй конец которого помещался непосредственно в рабочий объем

1. Исследования плазмы магнетронного разряда с током в диапазоне 50-250 мА, при напряжении 300 В и давлении 4×10^{-2} Торр, проводились по схеме, представленной на рис.1. Входной торец световода, ориентированного перпендикулярно оси плазменной струи, перемещался вдоль оси на различные расстояния *h* от плоскости мишени. Типичный спектр эмиссии плазмы разряда вблизи поверхности мишени (*h* = 16 мм) приведен на рис.2а, из которого видно, что регистрируются линии атомов меди и аргона, линии ионов меди отсутствуют, а линии ионов аргона имеют очень малую интенсивность. С



Рис.1. Схема эксперимента с магнетронным разрядом

Рис.2. Типичный спектр эмиссии плазмы магнетронного разряда (а); зависимость интенсивности линий атомов аргона и меди от расстояния до мишени (b)

удалением от поверхности мишени интенсивность линий атомов аргона и меди экспоненциально падает, причем первая падает существенно быстрее (рис.2b). Результат свидетельствует об относительном уменьшении содержания возбужденных атомов аргона по мере движения плазменного потока из области генерации вблизи поверхности мишени к поверхности подложки. Поэтому для уменьшения потока этих атомов на поверхность подложки, приводящего к дополнительному дефектообразованию в структуре подложки, следует ее размещать на удалении от области разряда.

2. Изучался спектр эмиссии плазмы низковольтного вакуумноискрового разряда с параметрами: напряжение 400 – 2000 В; амплитуда тока 1 – 10 кА, соответственно; полупериод около 1 мкс. Схема измерений приведена на рис.3. Регистрировался спектр эмиссии плазмы катодного (Cu) плазменного факела, а также плазмы остаточных газов (N, H, C, O), с целью выяснения следующих вопросов: (а) присутствуют ли в плазме катодного факела атомы материала катода; (б) как зависит содержание атомов и ионов примесей и материала катода от напряжения (амплитуды тока) разряда; (в) как зависит содержание газовых примесей от процесса «тренировки», т.е. обезгаживания стенок вакуумной камеры разрядной плазмой.

Из рис. 4а видно, что наряду с линиями ионов меди регистрируются







линии нейтральных атомов меди, что свидетельствует о наличии заметного количества атомов материала катода в плазме катодного факела. Видно также, что амплитуды линий существенно возрастают с ростом разрядного напряжения (тока). На рис. 5 приведена зависимость амплитуд линий ионов меди и наиболее интенсивной линии ионов примеси (N^+) от величины разрядного напряжения. Из рисунка видно, что эту зависимость с удовлетворительной точностью можно аппроксимировать степенной функцией, причем интенсивность линии меди растет существенно быстрее. Приблизительно, так же быстро растет амплитуда ионного тока насыщения на коллектор, расположенный за анодной диафрагмой. Отсюда можно сделать вывод, что относительное содержание ионов меди в плазменном факеле растет с увеличением разрядного напряжения. Кроме того, из рис. 4б видно, что интенсивность линий газовых примесей существенно уменьшается в результате «тренировки» стенок вакуумной камеры, в то время как интенсивность линий меди практически, остается неизменной. Это свидетельствует об эффективности «тренировки» для уменьшения содержания примесей в разрядной плазме.



Рис.5. Зависимость от напряжения разряда интенсивности линий ионов меди и газовой примеси, а также амплитуды ионного тока на коллектор

Таким образом, результаты данной работы свидетельствуют о высокой информативности спектроскопических методов диагностики плазмы различных типов вакуумных разрядов, позволяющих получить важные характеристики разрядной плазмы.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ БЫСТРОНАРАСТАЮЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

<u>А.А. Исаев</u>, К.И. Козловский

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В работе сообщаются новые экспериментальные результаты по ускорению сгустка лазерной плазмы с целью формирования интенсивных пучков ускоренных ионов путем воздействия быстронарастающего магнитного поля. Интересен этих исследований связан с применением таких ускорителей ионов для разработки интенсивных импульсных генераторов нейтронов, инжекторов ионов для ускорителей, плазменных двигателей и других применений. В работах [1] достигнуто увеличение скорости разлета лазерной плазмы с 10^7 до $3 \cdot 10^7$ см/с, созданной излучением портативных лазеров с умеренными параметрами. Целью настоящей работы является создание ускорителя дейтронов лазерной плазмы до скоростей порядка $3 \cdot 10^8$ см/с, что позволяет инициировать ими ядерную реакцию D+D, D+T.

Авторами разработан экспериментальный макет, структурно состоящий из вакуумного поста и вакуумной камеры с высоковольтными и оптическими вводами, внутри камеры расположена диэлектрическая дейтеросодержащая лазерная мишень, расположенная внутри спиральной линии, малогабаритного импульсного лазера, высоковольтного генератора импульсного напряжения (ГИН) по схеме Аркадьева-Маркса и системы времяпролетной регистрации параметров ионного потока.

Для получения плазмы использовался лазер на иттрий-алюминиевом гранате, активированным неодимом, генерирующий в режиме модулированной добротности импульсы инфракрасного излучения ($\lambda = 1.06$ мкм) с энергией $W \le 0.85$ Дж и длительностью $\tau_l \approx 10$ нс. На диэлектрической мишени создавалась плотность мощности порядка $5 \cdot 10^{15}$ Вт·м⁻². 10% мощности лазерного излучения фокусировалось на управляемый лазером разрядник, коммутирующим первый каскад ГИН. ГИН мог работать с частотой 1 Гц.

198

Быстронарастающее магнитное поле у лазерной мишени создавалось с помощью разряда ГИН на конусную катушку с индуктивностью $L_1 = 0,65$ мкГн. Характерные размеры конусной катушки составили порядка 3 см, раствор конуса - 20^0 . Время разряда порядка 30 нс. Скорость нарастания магнитного поля достигала $2 \cdot 10^7$ Тл/с.

Максимальная и средняя скорость ионов определялась времяпролетной методикой [2]. Регистрация времени прилета пучка ионов проводилась при помощи коллектора – цилиндра Фарадея, установленного на расстоянии 0,5 м от конусной катушки.

В данной работе достигнута максимальная скорость ионного потока под воздействием быстронарастающего магнитного поля $3 \cdot 10^8$ см/с, , что для дейтронов составляет энергию порядка 100 кэВ. Количество ускоренных дейтронов составляет порядка 10^{15} . Таким образом, при направлении пучка ускоренных дейтронов на дейтеросодержащую мишень можно достичь выхода 10^8 нейтр./имп. При этом длительность нейтронного импульса составляет порядка 30 нс.

Литература:

 Козловский К.И., Шиканов А.Е. и др. Модель ускорения лазерной плазмы нестационарным магнитными полями. – Научная сессия МИФИ 2 - 2003, т. 4, М. 2003, Сборник научных трудов, с. 65-66.

2. Москалев В.А., Сергеев Г.И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 240 с.

ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ХИМИЧЕСКИ-АКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ ВЧЕ-РАЗРЯДА В СМЕСЯХ H₂+SiF₄, H₂+GeF₄ И H₂+BF₃.

<u>Р.А. Корнев</u>, П. Г. Сенников

Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г.Девятых РАН 603950, ул. Тропинина 49, Нижний Новгород, Россия

Введение

Определение параметров химически-активной плазмы является актуальной задачей, так как позволяет установить каналы передачи энергии от электромагнитного поля посредством электронов в химическую систему, определить механизм химической реакции и наметить путь оптимизации плазмохимического процесса. Плазмохимические процессы в системах на основе фторидов бора, кремния, германия и водорода представляют интерес для ряда прикладных задач. Однако работ по изучению их эмиссионных спектров известно сравнительно немного и относятся к различным типам разрядов. Так в работах [1-3], методом эмиссионной спектроскопии, проведено исследование химически активной плазмы в смесях H₂+Ar+SiF₄ и H₂+SiF₄ в условиях ВЧЕ и СВЧ ЭЦР разрядов при давлениях 7 мТорр и 0,1 – 0,3 Торр. В [4] исследовался эмиссионный спектр чистого GeF₄ в условиях CBЧ разряда при давлении 0,1 Торр. В [5], методом двухракурсной эмиссионной томографии исследовался состав химически активной плазмы в смеси Ar+BF₃ в условиях ВЧИ разряда в диапазоне давлений 2 – 15 мТорр. Поэтому целю данной работы было исследование эмиссионных спектров смесей H₂+SiF₄, H₂+GeF₄ и H₂+BF₃ в идентичных экспериментальных условиях в процессе плазмохимического восстановления фторидов в водородной плазме.

Экспериментальная часть

Исследования эмиссионных спектров химически активной плазмы проводили в ВЧИ и ВЧЕ-разрядах. Общее давление в процессе эксперимента менялось в диапазоне 0,2 - 3,5 Торр. Мольное соотношение H_2/Φ торид = 4. Для смесей H_2 +SiF₄ и H_2 +GeF₄ исследования проводили в ВЧЕ и в ВЧИ-разрядах,

200

для смеси H₂+BF₃ – только в ВЧЕ-разряде. Мощность, подводимая в зону плазменного разряда, составляла 500±30 Вт, частота – 13.56 МГц. Эмиссионный спектр химически-активной плазмы исследовали в диапазоне 350 ÷ 800 нм с помощью эмиссионного спектрометра HR4000CJ-UV-NIR.

Результаты и обсуждение.

На рис. 1 показаны эмиссионные спектры смесей H_2+SiF_4 , H_2+GeF_4 и H_2+BF_3 . Известно, что такие соединения как SiF₄, GeF₄ и BF₃ могут легко образовывать отрицательные ионы с последующей диссоциацией. Поэтому, можно предположить, что в исследуемых смесях основным каналом передачи энергии от электронов в химическую систему является процесс диссоциативного прилипания электронов к молекулам [6,7] с образованием, в нашем случае радикалов [1-5]:

$BF_3 + e \to BF_3^- \to BF + 2F^- $ (1)	1))
--	---	---	---

$$SiF_4 + e \rightarrow SiF_4^- \rightarrow SiF_3 + F^-$$
(2)

$$SiF_4 + e \rightarrow SiF_4^- \rightarrow SiF + 3F^-$$
(3)

$$GeF_4 + e \rightarrow GeF_4^- \rightarrow GeF_2 + 2F^-$$
 (4)

$$GeF_4 + e \rightarrow GeF_4^- \rightarrow GeF + 3F^-$$
 (5)

Из [5] следует, что линии испускания радикала BF находятся в диапазоне 300 – 400 нм. Однако, в эмиссионном спектре смеси H₂+BF₃ (см. рис. 1.а), в данном диапазоне длин волн, эмиссионные линии отсутствуют. Кроме того, отсутствуют также линии на длинах волн 703,75 и 712,11 нм, принадлежащие атомарному фтору [5,8]. Из этого следует, что процесс (1) в реализованных экспериментальных условиях не протекает. Для смеси H₂+SiF₄ (см. рис. 1.б) установлено наличие линии с длинной волны 440,6 нм, соответствующей радикалу SiF. Ее интенсивность резко снижается при переходе типа разряда от BЧИ к BЧE, а также с увеличением давления от 0,2 до 1 Торр. Линии атомарного фтора в спектре также отсутствуют. Можно предположить, что в данном случае после образования отрицательного иона SiF₄ протекает реакция:

$$2\mathrm{SiF}_4 \xrightarrow{-} \mathrm{SiF}_4 \xrightarrow{-} 2\mathrm{SiF} + 3\mathrm{F}_2 + 2\mathrm{e} \tag{6}$$

с образованием молекулярного фтора.

В эмиссионном спектре смеси H₂+GeF₄ (см. рис. 1.в), снятом при 0,25 Торр в ВЧИ разряде, наблюдается ряд линий слабой интенсивности в диапазоне 390 – 520 нм принадлежащих согласно [9] радикалу GeF. Линий, соответствующих радикалу GeF₂ и находящихся в области 320 – 390 нм [4], а также свободному фтору в спектре зарегистрировано не было.



Рис. 1. Эмиссионные спектры смесей а) – H₂+BF₃, p=1 Торр, ВЧЕ-разряд; б) – H₂+SiF₄, p=0,2 Торр – ВЧИ-разряд, p=1 Торр – ВЧЕ-разряд; в) – H₂+GeF₄, p=0,25 Торр – ВЧИ-разряд, p=3,5 Торр – ВЧЕ-разряд.

В эмиссионном спектре при давлении 3,5 Торр, снятом в условиях ВЧЕ разряда, линии, характерные для радикалов GeF и GeF₂ не регистрируется, но имеется линия на длине волны 385 нм, принадлежащая радикалу GeH [10]. Повидимому, после образования отрицательного иона GeF₄⁻, при давлении 0,25 Торр процесс его диссоциации идентичен процессу (6). При давлении 3,5 Торр ион GeF₄⁻ взаимодействует с атомарным водородом по реакции:

$$\operatorname{GeF_4}^- + \mathrm{H} \to \operatorname{GeH} + 4\mathrm{F}$$
 (7)

что подтверждается наличием атомарного фтора в спектре.

Выводы

В результате проведенных исследований установлено различие в эмиссионных спектрах смесей H₂+SiF₄, H₂+GeF₄ и H₂+BF₃, зарегистрированных в идентичных экспериментальных условиях, что позволяет высказать предположение об основных промежуточных реакциях, ответственных за процесс восстановления фторидов кремния, бора и германия в водородной плазме ВЧ-разряда.

Литература:

1 J. Wang, P. Bulkin, I. Florea, J. Maurice, E. Johnson, Microcrystalline silicon thin films deposited by matrix-distributed electron cyclotron resonance plasma enhanced

chemical vapor deposition using an SiF $_4$ /H $_2$ chemistry // J. Phys. D: Appl. Phys., 2016, V.49, P 285203

2 G. Bruno, P. Capezzuto, G.Cicala. Novel approaches to plasma deposition of amorphous silicon-based materials // Pure Appl. Chem., 1992, V.64, № 5, P. 725-730.
3 Mutsukura N., Ohuchi M., Satoh S., Machi Y. The analyses of an SiF₄ plasma in an RF glow discharge for preparing fluorinated amorphous silicon thin films // Thin

Solid Films. 1983. V. 109. P. 47 - 57.

4 Shigeru Yagi, Tsuyoshi Ohta, Kazuhito Saito, Kinich Obi. Selective excitation of GeF and GeF₂ in glow discharges of GeF₄ //J. Appl. Phys., 1993, V.74, № 3, P.1480-1483.

5 A. V. Fadeev and K. V. Rudenko. Investigation of the BF₃ Plasma Particle's Lateral Distribution Using Two View Emission Tomography // Russian Microelectronics, 2014, Vol. 43, No. 6, P. 407-412.

6 В.К. Животов, В.Д. Русанов, А.А. Фридман. «Диагностика неравновесной химическиактивной плазмы», Москва, Энергоатомиздат, 1985, 216с.

7 Бугаенко Л.Т., Кузьмин М.Г., Полак Л.С. «Химия высоких энергий», Москва, Химия, 1988, 368с.

8 G.Bruno, P.Capezzuto, and G. Cicala. Rf glow discharge of SiF4-H2 mixtures: Diagnostics and modeling of the a-Si plasma deposition //J. Appl. Phys., 1991, V. 69, № 10, P. 7256-7266.

9 Тананаев И.В., Шпирт М.Я. Химия германия. М.: Химия, 1967.

10 G.Cicala, M Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno. Time-resolved optical emission spectroscopy of modulated plasmas for amorphous silicon deposition // Plasma Sources Sci. Tech., 1992, № 1, P. 156-165.

ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СТРИМЕРОВ ЧАСТОТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО КОРОННОГО РАЗРЯДА

А.З. Понизовский, С.Г. Гостеев

ФМКБ «Горизонт»

В настоящее время широкое применение в экологии находят установки по очистке выбросных газов с помощью низкотемпературной неравновесной плазмы (ННП), создаваемой посредством частотного наносекундного стримерного разряда (ЧНСР) [1]. Существенным отличием такого процесса является то, что стримерная корона при высокой частоте следования импульсов развивается в условиях, когда в межэлектродном промежутке имеется большое количество озона, оксидов азота, возбужденных и ионизированных молекул кислорода и азота. Следствием этого является зависимость параметров, как совокупности стримеров, так и одиночных стримеров, от скорости потока газа и частоты следования импульсов, что и являлось предметом настоящих исследований.





Рис.2 Принципиальная схема измерения тока стримера

ННП генерировалась ЧНСР в реакторных камерах (РК) с коаксиальным расположением многоострийного или проволочного высоковольтного электрода и заземленной трубы. Генерация импульсов осуществлялась генераторами, собранными по схеме Фитча (ГИНФ). На рис.1 представлена схема экспериментальной установки. Она состоит из трехступенчатого ГИН, состоящий из трех импульсных конденсаторов Cst, двух зарядных катушек

индуктивности Ld, коммутатора (тиратрона), зарядного устройства и систем измерения электрических, газовых и оптических параметров.

Импульсное напряжение измерялось емкостным делителем, ток – шунтом в обратном проводе. На выходе реакторной камеры измеряется скорость потока газа, концентрация озона и оксидов азота. Зондовая методика измерения параметров стримера [2,5] базируется на установке заподлицо с заземленной плоскостью проволочного зонда диаметром порядка 0.5мм. Зонд нагружался либо емкостью, тогда сигнал пропорционален интегралу тока, либо сопротивлением, тогда измерялся стримерный ток (Рис.2).



Рис.3 Зондовые измерения тока одиночного стримера

Рис.4 Зависимости N, Q, I и η от Е(расшифровка в тексте)

На рис.3 представлены полученные в камере с проволочным анодом осциллограммы тока одиночного стримера (Ist), суммарного тока РК (Isum), импульса напряжения (U) и сигнала с ФЭУ. Регистрация Ist начинается тогда, когда стример касается зонда. Ist имеет характерный пик, а далее плавный спад с некоторым участком стабилизации. Такой характер тока, по-видимому, связан с нейтрализацией головки стримера (пик) и нейтрализацией плазмы канала стримера (участок спада тока). Время развития стримера, определяемое от перегиба на осциллограмме ФЭУ до момента броска тока, составляет для промежутка 3 см примерно 30 нс. Это означает, что время развития стримера имеет порядок 10⁸ см/с. Средний заряд головки стримера составляет 2 нКл, причем, как показали измерения в промежутках до 10 см [2], эта величина практически не зависит как от амплитуды приложенного напряжения, так и от межэлектродного расстояния. Вместе с тем увеличение длительности фронта импульса (т_ф) приводит к снижению заряда головки стримера, причем в диапазоне значений $\tau_{\rm th} = 10^{-7} - 10^{-5}$ с Ost ~ $10^{-16}/\tau_{\rm th}$.

На рис. 4 представлены данные о частоте попадания стримеров на зонд (N), среднего заряда одного стримера (Q), тока через РК (I) и эффективности передачи энергии от ГИНФ в газ (η) от средней напряженности импульсного поля (E) при импульсах с τ_{ϕ} ~ 10⁻⁸с. Длина РК 2м, внутренний диаметр 260 мм, межэлектродное расстояние 10 см количество коронирующих точек 14 *10³.

Из графика следует, при уменьшении импульсной напряженности поля, Isum, Qst cp, эффективность передачи энергии в газ (η) и частота попадания стримеров на зонд (N) снижаются. Более того, эксперименты показывают, что при E≈5кB/см стримеры уже не способны пересечь межэлектродный промежуток. Таким образом, при незавершенном наносекундном разряде, предельное значение E≈5кB/см оказывается таким же, как и в стримерной зоне многометрового лидера.

При практически таких же параметрах импульса напряжения наблюдается и другое развитие стримера (рис.5,6). Сразу после пика ток стримера не снижается, а наоборот возрастает, что приводит к пробою промежутка при $E\approx10$ кВ/см. Стримерный пробой может также произойти на спаде импульса (рис.б) при $E\approx5$ кВ/см. При этом до пробоя ток в канале стримера поддерживается в течение сотен наносекунд на уровне 30-50 мА. То, что это стримерный пробой свидетельствует очень большая скорость развития процесса пробоя -10^5 м/с, что на порядок величины больше, чем максимально измеренная скорость развития лидерного пробоя.



Масштабы U - 10кВ/дел, Ist - 10мА/дел I sum - 5 А/дел t - 25 нс/дел



Масштабы U - 10кВ/дел, Ist - 10мА/дел I sum - 5 А/дел t - 50 нс/дел

Рис.5 Стримерный пробой на фронте импульса

Рис.6 Стримерный пробой на спаде импульса

Проведенные на базе полученных материалов расчеты показывают, что за время стримерного пробоя в него вводится энергия ≈3*10⁻³ Дж. Этого вполне хватает для термического разогрева стримера до температуры порядка 3000 ^оС, если диаметр проводящей зоны канала стримера имеет порядок 0.1 мм, что в общем совпадает как с теоретическими, так и экспериментальными оценками [5]. Подобные осциллограммы нами регистрировались в промежутках до 7 см.

Таким образом, именно стримерный, а не лидерный, пробой, т.е. переход стримера в искру ограничивает предельные напряженности электрического поля, и, следовательно, КПД внедрения энергии в технологических процессах, использующих ЧНСР. Полученный результат важен при практических применениях ЧНСР: увеличения разрядного напряжения при лидерном пробое легко добиться, укорачивая импульс напряжения, а при стримерном это невозможно – пересечение стримером разрядного промежутка является не только необходимым, но и достаточным условием пробоя.

Другим предметом исследований являлось зависимость интегральных характеристик стримерного процесса от скорости протока газа и частоты следования импульсов.







Рис.8 Зависимость I,W, KO₃, GO₃ и W/GO_3 от θ . (пояснения в тексте)

Хорошо известно, что увеличение внедряемой в газ удельной энергии (W) ведет к увеличению концентрации озона (KO₃) в потоке газа, протекающего через зону НТП, генерируемую ЧНСР. Однако оказалось, что в этом случае наблюдается система с отрицательной обратной связью. На рис.7 представлены зависимости W и I от KO₃. Можно видеть, что с ростом KO₃ значения W и I уменьшаются. Следствием этого является зависимости (рис.8) W и I от скорости протока воздуха (θ) – при уменьшении они падают, хотя KO₃ стремительно нарастает. С этим же связан ход левых ветвей зависимостей

наработки озона GO₃ и отношения W/GO₃ от (θ). Вместе с тем неясна причина экстремального характера зависимостей GO₃ и W/GO₃ от θ . Можно только констатировать, что точка максимума совпадает с переходом течения воздуха от ламинарного к турбулентному.







Электрические и оптические регистрации (рис.9,10) при U=конст. показали, что при скоростях потока ниже 0,5м/ наблюдается однородное свечение и один импульс тока. При увеличении скорости потока выше 1.5 м/с появляется второй пик тока и связанное с ним яркое свечение вблизи анода. Совокупность результатов, представленных на рис. 7-10 позволяет предположить, что этот факт может быть связан с подавлением процесса уже наработанным О₃ как электроотрицательным газом, либо закачкой энергии во вращательные и колебательные уровни NO₂.

Полученные результаты хорошо согласуются теоретическими расчетами, выполненными в [3] и экспериментальными результатами [4], однако полностью опровергают предположения о невозможности стримерного пробоя в промежутках более 1 см. [5]

Литература:

1.А.З. Понизовский, С.Г. Гостеев, О.С. Кужель, А.И. Первеев, А.С. Смирнов «Экология производства» 2015, №8, с.57-61.

 А.З. Понизовский , Л.З. Понизовский С.П.Крючков, В.Я.Старобинский, А.П.Труды ФГР-2000 - г. Рязань. 2000, стр. 116-119

3. G V Naidis, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, 2005, 3889–3893)

4. Sigmond R. S. and Goldman M., 1983, Electrical Breakdown and Discharges in Gases (NATO ASI Series), vol. 89 B (New York: Plenum) pp. 1–64

5 Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. Искровой разряд. М., Из-во МФТИ 1997г., 320с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ДИВЕРТОРНОГО МОНИТОРА НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ТОКАМАКА ИТЭР В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

<u>А.О. Ковалев¹</u>, Ю.А. Кащук¹, Д.В. Портнов¹, А.Р. Полевой²

¹Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР» ²ITER Organization Headquarters, St. Paul-lez-Durance (France)

В данной работе описана концепция синтетической диагностики диверторного монитора нейтронного потока (ДМНП) токамака ИТЭР, как часть симулятора установки ИТЭР.

Данный симулятор разрабатывается для имитации поведения диагностического оборудования при нормальных и запроектных условия эксплуатации, валидации предполагаемых сценариев эксплуатации, разработки процедур и инструкций управления, а также для тренировки будущих операторов.

В одном модуле диагностики ДМНП в качестве детекторов нейтронного излучения используются 6 ИКД с различным составом делящегося вещества, что обеспечивает широкий диапазон измерений термоядерной мощности от 100 кВт до 700 МВт с относительной погрешностью до 10 %.

Представленный алгоритм позволяет рассчитать выходной сигнал диагностики ДМНП от объёмного плазменного источника DD и/или DT нейтронов в режиме реального времени. Входными параметрами являются следующие динамические и статические данные: нейтронный профиль плазмы, геометрия магнитных поверхностей плазмы, результаты аналитической оценки и Монте-Карло моделирования плотности потока нейтронов и скорости реакции деления от кольцевых источников DT нейтронов в делящемся веществе детекторов диагностики ДМНП.

В ходе данной работы выявлена необходимость коррекции выходного сигнала диагностики ДМНП в соответствии с позицией плазменного шнура на уровнях термоядерной мощности до ~1.2 МВт, представлено сравнение различных алгоритмов сбора и обработки выходных сигналов системы ДМНП.

Данная работа выполнена в ходе научной студенческой стажировки в организации ИТЭР.

209

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

В.В. Белый

ИЗМИРАН, Российская академия наук

Построена кинетическая теория флуктуаций нелокальных флуктуаций [1]. Показано, что спектр флуктуаций определяется не только диссипацией, но и пространственно-временными производными от дисперсии. Построена кинетическая теория Томсоновского рассеяния в неоднородной плазме. В результате неоднородности плотности электронов, спектральные линии становятся асимметричными по отношению к изменению знака частоты. Эта асимметрия линий может быть использована как новый диагностический метод диагностики локальных градиентов плазмы.



Литература:

1. V.V. Belyi V.V. Fluctuation-Dissipation Relation for a Nonlocal Plasma// Phys. Rev. Lett., 2002, **88**, N 25, pp. 255001-4

КОМПЬЮТЕРНЫЙ КОД ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА В ПРОЦЕССЕ ИНЖЕКЦИИ АТОМНОГО ПУЧКА

<u>Е.О.Баронова,</u>¹ В.В.Вихрев,¹ П.Б. Щёголев²

¹ - НИЦ "Курчатовский институт" ² - ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Создан компьютерный код для расчета временных и пространственных параметров плазмы токамака как в омическом режиме, так и при тангенциальной инжекции атомного пучка. В основе кода лежит одномерная двухжидкостная модель, учитывающая изменение энергии ионов и электронов плазмы, обусловленное уходом тепла на стенки камеры, джоулевым нагревом, обменом энергией между компонентами



Рис.1. Изменение электронной (голубая кривая, графики а,в) и ионной (красная кривая, графики а,в) температур, электронной плотности плазмы (светло-зеленая кривая, графики а,в), поглощенной удельной мощности пучка (синяя кривая, б,г) в MB/см³ в процессе инжекции атомов водорода длительностью 3 секунды, а,б- энергия пучка атомов 100 кэВ, в,г- энергия пучка 500 кэВ. Начальные температуры плазмы составляли 500 эВ, ток разряда 21 МА.

плазмы, потерями на излучение, нагревом альфа частицами и инжектируемыми нейтралами. На рис.1 приведены результаты расчета для токамака с аспектным отношением 2.6 (малый радиус установки 500 см) для плазмы со средней по объему электронной плотностью $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ при инжекции пучка атомов мощностью 75 MBr с энергиями 100 кэB (случай а,б) и 500 кэB(случай в,г). Моделирование показывает, что наиболее эффективный нагрев центральной зоны плазменного шнура имеет место при энергии пучка 500 кэB.

Код обладает удобным интерфейсом, быстродействием и может быть использован для пилотных оценок влияния различных эффектов на параметры плазменного разряда.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ В МИШЕНЯХ НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5».

<u>Л.А. Душина</u>, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, В.В. Мисько, А.В. Пинегин, Д.С. Седов, К.В. Стародубцев, Г.В. Тачаев.

Российский федеральный ядерный центр ВНИИЭФ, 607190, Саров, Нижегородская обл., Россия. e-mail: kravchenko@otd13.vniief.ru.

В экспериментах на мощных лазерных установках с мишенями непрямого (рентгеновского) облучения одной из задач является возбуждение мощных ударных волн в различных материалах рентгеновским излучением с целью исследования ударной сжимаемости этих материалов. На лазерной установке «Искра-5» ИЛФИ ВНИИЭФ проводятся исследования газодинамических течений в образцах из различных материалов, нагружаемых потоком рентгеновского излучения в мишенях типа «Иллюминатор» [1, 5].

В работах [2, 3] были описаны первые результаты наших экспериментов по измерению температуры рентгеновского излучения (РИ) внутри боксаконвертора по методу регистрации скорости ударной волны УВ (Ds) в алюминии. Проведённый расчетно-теоретический анализ экспериментов на установке «Искра-5» по взаимодействию рентгеновского излучения с образцами алюминия позволил получить аппроксимационное соотношение для диапазона температур РИ от 70 до150 эВ:

$$T_{max}[9B] \approx 22.1 \times Ds^{0.58} \text{ KM/c}$$
 (1).

Данное соотношение было получено для определения температуры РИ по скорости УВ, измеренной в алюминиевых образцах толщиной 50 мкм.

В серии опытов, представленных в данной работе, постановка экспериментов была модернизирована. Была изменена геометрия мишени и ориентация канала с исследуемым материалом относительно фотохронографа [4]. Это позволило исследовать динамику развития газодинамических течений по длине малоплотного образца.

Сопоставление полученных результатов по скорости УВ в пене с результатами модельных расчетов проводятся в программе ФОМИМ [6] для выявления соответствия газодинамических параметров исследуемых материалов их расчетным оценкам.

Схема мишени и постановка экспериментов.

В настоящей серии экспериментов ставилась задача исследования динамики развития УВ по длине (L≈1мм) образца пены. Для решения этой задачи постановка эксперимента была такой, как показано на рисунке 1.



1 – Иллюминатор; 2 – бокс с малоплотной пеной; 3 – открытая щель для регистрации РИ;
 4 – подвес мишени; 5 - экран.
 Рисунок 1. Модернизированная схема экспериментов.

Эксперименты проводились с малоплотным веществом CH с плотностью ρ =0.01 г/см³. Рентгеновское излучение, генерируемое внутри бокса-конвертора 1, воздействует на пену, возбуждая в ней ударную волну. Фронт УВ, продвигаясь по каналу 2 заполненному исследуемой пеной, при выходе на внешнюю поверхность стенки, вызывает свечение материала стенки, чем визуализирует свою динамику. Скоростной хронограф регистрирует распространение фронта УВ по длине пенного образца. Общая временная погрешность регистрации сигналов УВ составляла $\delta \tau \approx \pm 60$ пс.

Результаты экспериментов.

Эксперименты проводились в разных постановках. В первых (базовых) опытах диагностический бокс 2 (рисунок 2а) был полым, без пены. В других опытах диагностический бокс 2 был заполнен пеной со средней плотностью $\rho_0=0.01$ г/см³ (рисунок 2б).

Начало сигнала УВ (сверху на регистрации) соответствует началу диагностической зоны, находящейся на расстоянии 0.9 мм от верхнего торца мишени. Сигнал УВ распространяется вниз, вдоль канала.



Рисунок 2. Результаты измерения динамики движения фронта УВ в вакуумном (а) и наполненном малоплотной пеной (б) диагностическом боксе.

В случае пустого «Иллюминатора» получено хорошее согласие рассчитанного и измеренного времени выхода ударной волны с внешней поверхности стенки мишени. Расчетное время выхода УВ меньше экспериментального ~ на 0.1 нс при неопределённости эксперимента порядка ~0.1 нс. Расчетная и измеренная скорости распространения УВ вдоль бокса близки и составили $V_1 \approx 1$ мм/нс.

При заполнении «Иллюминатора» пеной с плотностью $\rho=0.01$ г/см³ согласие расчетных и экспериментальных данных становится удовлетворительным. Расчётные времена выхода УВ несколько превышают измеренные в опыте (максимум на ~ 0.2 нс). При этом скорость распространения сигнала УВ вдоль канала составила $V_{\text{расч}} \approx 0.83$ мм/нс, что

215
почти вдвое больше измеренной скорости V ≈ 0.45 мм/нс. Это может быть связано с использованием модели однородной среды для описания пены.

Литература:

1. Annenkov V.I., Bessarab A.V., Vatulin V.V. et al. // Proc.of the XXIX ECLIM. Madrid, Spain, 2006.

Ватулин В.В., Жидков Н.В., Кравченко А.Г. и др. // Физика плазмы. 2010.
 Т.36. С.447.

3. Труды ВНИИТФ. Х Забабахинские научные чтения. 2010. http://www.vniitf.ru/images/zst/2010/plenary/pl rtf-6.pdf

4. Бельков С.А., Кравченко А.Г., Кунин А.В. и др. // ПТЭ. 2006. № 2. С. 1.

5. Baliaev A., Veselov A., Golubinskiy A. et al. // Proc. Conf. on 3rd workshop on targets & applications. Moscow. 2007.

6. Кузнецов П.Г., Арапова Е.Ю., Ватулин В.В. и др. Моделирование по программам ФОМИМ и МІММК процессов, протекающих в лазерных мишенях // VII научно-техническая конференция «Молодежь в науке». Сб. докладов. Саров, 28-30 октября 2008 г. С. 142-147.

GAS AND PLASMA DYNAMICS OF RF JET LOW PRESSURE DISCHARGE IN A VACUUM CHAMBER WITH FLAT ELECTRODES AND INSIDE THE TUBE

V.I. Khristoliubova¹, M.F. Shaekhov¹, L.Yu. Makhotkina¹

^{1.} Kazan National Research Technological University

For surface cleaning and intensifying the process of chemical-thermal treatment various methods of electro physical effects are used: nitriding in an ultrasonic field at high pressures in a fluidized bed, ion nitriding in a glow discharge plasma, heating high-frequency currents, finishing treatment in a glow discharge ion bombardment, plasma-chemical treatment in active gas environment. Plasma in an oxygen environment is effective for the cleaning of organic contaminants, since carbon is oxidized and removed in the form of CO and $CO_2[1,2]$. Using the method of ion-plasma processing of structural materials inner surface of the articles can be processed. A method of vacuum processing of the inner tube surface includes a coaxial arrangement of the discharge electrodes [3]. Work piece is used as one of the electrodes, the initiation of the vacuum electrical discharge between the electrodes is created by the potential impact of bit-discharge plasma onto the inner surface of the product. With this method the corrosion resistance of the inner surface of the tubular article is increased. The disadvantage of the method is the processing time. Vacuum ion-plasma method does not allow to speed up the process by increasing the density of the ion flow, since there is overheating of parts as a result surface hardness is reduced [4]. The above drawbacks are not observed in the modified nanodiffuzive nanolayers surface including coatings, which are obtained by ion implantation by exposure to RF discharges. That is why this type of the discharge was chosen for the following investigation of its properties.

For the processing of metals and their alloys by the flow of low pressure radio frequency (RF) plasma the installation with symmetric planar electrodes developed at the Department of "Plasma chemical and nanotechnologies high molecular materials" was used [5,6]. RF voltage is applied from the radio frequency generator AECesar 1330. For the automatically matching of the generator with a load the matching device AEVarioMatch 5000 is used.

Vacuum pumping system is comprised of: vacuum spool assembly, vacuum double-rotor pumps, vacuum pneumatic valve, vacuum pneumatic valve, gas flow regulator, locking the gauge, thermal sensor;

Spool vacuum pump AVZ-180 is designed to produce a pressure of 5000-6000 Pa depending on plasma gas flow rate or a mixture thereof (0.004 - 0.12 g/s) in a vacuum chamber and maintaining the pressure at the outlet the vacuum double-rotor pump DVN-500 during the operation of the first pump is contemplated. Pneumatic shutter is designed to prevent the ingress of atmospheric air into the vacuum chamber during emergency situations. Valves KVP-100 and KVP-63 are used for switching and bypass pumping foreline. Valve DPC-63 serves for air inlet after the manufacturing cycle.

Plasma torch with a flat electrodes for plasma discharge represents two watercooling copper plates located at a distance of 40 cm. The electrodes are placed in a vacuum chamber with the special means for securing samples located between the electrodes.

Closed-circuit cooling system is designed to cool the unit AVZ-180 and RF electrode. System is based on the installation of refrigeration TDC-20.

Process parameters of RF capacitive discharge in a vacuum chamber with planar symmetrical electrodes are the following: gas pressure 20 - 25 Pa, the gas flow rate 0.01 - 0.1 g/s, the power delivered to the electrodes 1,5 - 1,8 kW.

The tubular product in the installation for the processing of inner surfaces is isolated from the main body of the vacuum plant with quartz inserts. To the lower and upper parts of products electrical contacts are provided through which the product are fed with the RF voltage from the LC - circuit with a frequency of 13.56 MHz. Thus, the generated radio frequency electric fields are closed to the grounded to the portions tooling followed after insulators. To equalize the temperature along the length of the product an additional supply of DC voltage is provided.

There is a potential difference between the electrodes that creates an electric pulling field within a tube channel that allows penetration of the plasma over the entire length of the workpiece for uniform processing.

The dynamic quadrupole mass spectrometer monitoring the gas composition was done in a vacuum chamber. The method is based on determining the mass to charge ratio of ions formed in the ionization of the gas supply during the generation of high-frequency jet low pressure discharge, it allows to make a quantitative assessment of the composition of the gas inside the chamber to determine the characteristics of the plasma flow, making the major contribution to the modification of the surface. In all cases in the chamber after evacuation, water is presented in an amount of 5-7% and a large amount of hydrogen - 23% in a mass spectrum by methane treatment. Maximum decomposition of methane, which can be estimated from the amount of hydrogen in the chamber corresponds to the ratio of argon gas mixture with methane 80:20.

Plasma measurements of the flow rate in the vacuum chamber with planar electrodes have shown that with increasing gas flow rate the velocity increases approximately linearly. The speed of the plasma in the gas mixture on average 5% less than the velocity of the argon plasma. Flow velocity decreases near the metal surface when the article is introduced into the plasma jet. This happens due to the fact that when the body is introduced into the plasma flow in the surface layer flow temperature partially drop due to the difference arising plasma column and the sample temperature. With the same power input to the discharge temperature of the atoms and ions in the gas mixture is smaller than in an argon plasma. Thus, the kinetic energy of the particles significantly affects the discharge flow rate.

The gas-dynamic characteristics of plasma flows in a tube with a diameter ratio to the length of the tubular article 1: 100 were investigated. The flow rate along the length of the product increases, because gas pressure in the pumping zone is significantly lower than the inlet zone.

By the electron density studies it was revealed that the concentration in the jet RF discharges of low pressure increases in the range of pressure 10 to 40 Pa electron. According to the increasing of pressure in a vacuum chamber in the area between the planar electrodes loss of charged particles is reduced due to their diffusion and increasing of the frequency of ionizing collisions with heavy particles. Analysis of ion energy is shown that 10-60 eV is enough for the surface modification of metal cutting tools made of high speed steel and tungsten and cobalt alloys.

References:

1. Saifutdinov A.I. Dynamics contraction of DC glow discharge in argon /A.I. Saifutdinov, A.A. Saifutdinova, N.F. Kashapov, SA. Fadeev //(2016) Journal of Physics: Conference Series, 669 (1). – art. no. 012045.

2. Lopatin I.V. Independent glow discharge of low pressure hollow cathode at a current of tens of amperes /I.V. Lopatin P.M. Schanin, Y.K. Akhmadeev, S.S. Kowalski, N.N. Koval // Plasma physics.-2012.-№7.-V.38.-P. 639-643.

3. Patent. The method of the vacuum tube inner surface processing, RU 2039845.

4. Calanda, N.A. Magnetic and magnetoresistive properties of nanoheterostructures Al2O3-Sr2FeMoO6-δ-Al2O3 / N.A. Calanda, G.G. Peas, M.V. Yarmolich, A.A. Lozovenko, E.J. Buzzards // Physics of solid substance.-2016.-№2.-V.58.-P. 341-348.

5. Khristoliubova, V.I. Gas and plasma dynamics of RF discharge jet of low pressure in a vacuum chamber with flat electrodes and inside tube, influence of RF discharge on the steel surface parameters / V.I. Khristoliubova, N.F. Kashapov, M.F. Shaekhov // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2016. – V. 134. – 012017.

 Makhotkina , L.Yu. Design of special purpose products made of nanomodified leather / L.Yu. Makhotkina, V.I. Khristoliubova, L.R. Khannanova-Fakhrutdinova // IEJME – Mathematics education. – 2016. – V. 11, № 6. – P. 1495-1503.

HOLLOW IONS EMISSION FROM DENCE LASER PLASMA PRODUCED BY PW LASER PULSES

M.A. Alkhimova^{1,2}, S.A.Pikuz^{1,2}, I. Yu. Skobelev^{1,2}, A. Ya. Faenov^{1,3}, T.A. Pikuz^{1,4}.

^{1.} Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow

² National Research Nuclear University MEPhI

³ Institute for Academic Initiatives, Osaka University

⁴. PPC Osaka University and JST

The ability of power X-ray sources to pump exotic material states with multiple inner-shells electron transition has become a great interest in a wide range of physical research. Experimental facilities such as next-generation petawatt laser (PWL) facilities and free-electron XFELs are able to generate high intensity x-ray fields which have been used to create novel states of matter with empty inner subshells transition when electrons from deep atomic shells could be directly removed under the bright photon flux influence [1-3]. Obtained atomic structures, i.e. when K shell or sometimes L shell is partly stripped, are known as hollow atoms (or hollow ions). Hollow atoms transition are diagnosed though the observation of unique spectral lines. Recent investigations demonstrate that hollow ions emission could be used to explore the Radiation domination kinetic regime (RDKR) [4]. Additionally hollow atoms emission stays very sensitive to main laser pulse parameters and foil-target materials and thickness.

In this work we demonstrate indicative features of hollow ions emission from thin Al foil-targets irradiated by different energies PW laser pulses with pico- and femto- second duration. Properties of hollow atoms emission have been primarily investigated in the sets of experiments at Vulcan PWL at Rutherford Appleton Laboratory [5], which generates a beam using OPCPA technology with central wavelength $\lambda = 1.054$ Å and pulse duration t ~ 0.5-1 ps. Laser energy was contained at the focal spot with d ~ 7 µm resulting in intensity on the target I ~ 3 · 10²⁰ W/cm². Another measurements were made at J-KAREN laser facility at Kansai Photon Science Institute [6]. Ti:Saph laser beam focused by f/1.4 off-axis parabola in the focal spot diameter d ~ 1.5 ÷ 2 µm reached energy magnitude in pulse $E_{las} \sim 22$ J at the pulse duration $\tau \sim 35$ fs and irradiated 2 µm Al foil-targets to generate dense laser

plasma. For X-ray spectra measurements the x-ray spectrometer with high spatial resolution equipped by bent mica crystal (R=150 mm, lattice spacing 19.632 Å) was applied. X-ray spectra measured at the energy range 1450 - 1820 eV are shown, as an example, in figure 1.





Fig.1. X-ray spectra emitted from 2 µm Al foils irradiated by laser pulses with different parameters.

Fig.2. KK-hollow ions emission appearance on x-ray spectra at the energy range 1.6 ÷ 1.7 keV for various A1 foils thickness and laser pulses with different parameters.

It is clearly seen that hollow ions emission lines appeared when target is rather thick to region near focal spot be heated by plasma formed x-ray source. Green curve on Fig.1 probably corresponds to the case of fast burn target by laser pre-pulse. Spectrum obtained for fs laser pulse consists of some low intensity features between Al Ly_{α} and Al He_{α} lines which could be attributed to hollow ions only after confirmation by complementary simulations as it was done in [2,3,7]. Previous investigation shows that hollow ions emission are very sensitive primarily to laser contrast which should be not less than 10^9 to clearly determinate hollow ions transitions lines. For fs laser pulse contrast was not exceed 10^7 that make rather difficult to interpretive any transitions as hollow ions lines based only x-ray spectra comparison. However, choice of optimal experimental conditions leads to appearance of similar transitions lines on x-ray spectra at the energy range 1620 -1710 eV (see Fig.2). We suggest that this transitions on all curves could be attributed to KK-hollow ions emission based on likeness between measured x-ray spectra painted by violet and blue curves where existence of KK-hollow ions lines has been confirm by simulations presented in [7,9] with spectra marked rose curve.

Accordingly the influence of Al target thickness and laser energy in pulse value to plasma formed x-ray source intensity was considered at [7,8] and non-liner growth of x-ray intensity for various magnitude of laser energy in pulse is described

in [9]. All comparisons of measured and following calculated x-ray spectra of Al laser plasma, obtained for different experimental conditions confirm that impact of X-ray radiation field produced by refluxing electrons through thin target is the most probable mechanism for production of the double-K-shell vacancy hollow ions emission. Our results allow coincidence that hollow ions generation in the case of Al foils application stays possible for plasma-based X-ray radiation source with the intensity exceeding 10^{18} W/cm², and the plasma possesses the kinetics dominated by radiation excitation.

Reference:

1 Pikuz S. A. et al. Production of exotic states of matter with the use of X-rays generated by focusing a petawatt laser pulse onto a solid target //Physics-Uspekhi. – 2014. – T. 57. – N $_{2}$. 7. – C. 702.

2 Colgan J. et al. Exotic dense-matter states pumped by a relativistic laser plasma in the radiation-dominated regime //Physical review letters. – 2013. – T. 110. – №. 12. – C. 125001.

3 Hansen S. B. et al. Detailed analysis of hollow ions spectra from dense matter pumped by X-ray emission of relativistic laser plasma //Physics of Plasmas (1994-present). $-2014. - T. 21. - N_{\odot}. 3. - C. 031213.$

4 Colgan J. et al. Evidence of high-n hollow-ion emission from Si ions pumped by ultraintense x-rays from relativistic laser plasma //EPL (Europhysics Letters). – 2016.
- T. 114. - №. 3. - C. 35001.

5 Danson C. N. et al. Vulcan petawatt: Design, operation and interactions at 5× 10 20 Wcm− 2 //Laser and Particle beams. – 2005. – T. 23. – №. 01. – C. 87-93.

6 Kiriyama H. et al. High-contrast, high-intensity petawatt-class laser and applications //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. -2015. - T.21. $- N_{2}$. 1. - C. 232-249.

7 Pikuz S. A. et al. Measurement and simulations of hollow atom X-ray spectra of solid-density relativistic plasma created by high-contrast PW optical laser pulses //High Energy Density Physics. $-2013. - T. 9. - N_{\odot}. 3. - C. 560-567.$

8 Faenov A. Y. et al. Diagnostics of warm dense matter by high-resolution X-ray spectroscopy of hollow ions //Laser and Particle Beams. – 2015. – T. 33. – №. 01. – C. 27-39.

9 Faenov A. Y. et al. Nonlinear increase of X-ray intensities from thin foils irradiated with a 200 TW femtosecond laser //Scientific reports. – 2015. – T. 5

СПИСОК АВТОРОВ

Агафонов А.В. – 11 Амосов В.Н. – 94 Ахмадуллина Н.С. – 4 Байдин И.С. – 11 Баловнев А.В. – 45 Баринов Н.А. - 8 Барминова Е.Е. – 16, 18 Баронова Е.О. – 211 Басманов Д.В. – 8 Башутин О.А. – 49, 52, 55, 112 Беграмбеков Л.Б. – 63 Белый В.В. – 210 Бернацкий А.В. - 21 Бидлевич О.А. – 63 Богачев Н.Н. – 25, 169 Болотов М.Д. – 154 Бориев И.А. - 29 Валлинкоски М.К. – 160 Варзарь С.М. – 110 Василяк Л.М. – 157 Вещев Е.А. – 63 Викторов М.Е. – 150 Вихрев В.В. – 211 Владимиров В.И. – 157 Вовченко Е.Д. – 90, 186 Водопьянов А.В. – 96, 150 Войтюк А.Н. - 63 Галаджева О.В. – **33**, Гафаров И. – 38 Гончаров В.К. - 86 Гончаров М.В. – 126 Горбунов С.П. – 195 Гостеев С.Г. – 204 Градов В.М. – 68 Григорьева И.Г. – 42, 45, 49, 52, 55 Губский К.Л. – 130 Гурей А.Е. – 124 Гусейн-заде Н.Г. - 25 Гуторов К.М. – 154 Двоеглазов Я.М. – 75, 181

Депутатова Л.В. – 157 Джаманкулов А.М. – 124 Доброцветов Д.М. - 58 Додулад Э.И. – 55 Драбинский М.А. – 62 Душина Л.А. – 213 Егоров И.Д. - 72 Елисеев Л.Г. – 62, 167 Жвания И.А. - 110 Жежера А.И. - 62 Захаров А.М. – 63 Земпов И.А. – 68 Зенин В.Н. – 62 Зимин А.М. – 68 Ионин А.А. – 78, 173 Исаев А.А. – 186, 198 Какурин А.М. – 167 Кангас Й. – 160 Каргин Ю.Ф. – 4, Кащук Ю.А. – 209 Киняевский И.О. – 78, 173 Кирко Д.Л. - 72, 75 Климачев Ю.М. – 78, 173 Клинов Д.В. – 8 Ковалев А.О. - 209 Козадаев К.В. – 86 Козачек А.С. – 62 Козлов А.Ю. – 78, 173 Козловский К.И. – 90, 186, 198 Колодко Д.В. - 190 Комаров А.Д. – 62 Кончеков Е.М. – 4, Кормилицын Т.М. – 94 Корнев Р.А. – 96, 200 Костюшин В.А. – 42, 45, 75 Котков А.А. – 78 Кочетов И.В. - 21 Кравченко А.Г. – 213 Крупник Л.И. - 62 Кузнецов А.П.

Купишев Е.Б. – 100 Курнаев В.А. – 101, 130 Лапицкий Д.С. – 103, 157 Лебедев Ю.А. – 177 Лисовский М.И. – 186 Литвин Д.Н. – 213 Левченко А.О. – 173 Леонтьев Д.С. – 107 Макаров С.С. – 110 Малахов Д.В. – 169 Мамедов Н.В. – 190 Манохин И.Л. – 42, 45 Мансфельд Д.А. – 150 Мартыненко А.С. – 112, 186 Маслов С.А. - 112 Машеров П.Е. – 120 Мельников А.В. - 62, 167 Мещанинов С.А. – 94 Мисько В.В. – 213 Мунтян А.Н. - 58 Нефедов В.И. – 25, 169 Никулин В.Я. – 124 Образцова Е.А. – 4, 8, 33 Огинов А.В. – 11 Очкин В.Н. - 21 Паперный В.Л. – 195 Перегудова Е.Н. – 124 Петров С.И. – 58 Печеркин В.Я. – 157 Пикуз С.А. – 110, 163 Пикуз Т.А. - 110 Пинегин А.В. – 213 Пискунков А.Ф – 120. Полевой А.Р. – 209 Полухин С.Н. – 124 Понизовский А.З. – 204 Портнов Д.В. – 209 Пузырев М.В. –126 Раевский И.Ф. - 130, 181 Райханов М.Б. – 136 Рамазанов А.М. – 130

Реве Г. – 163 Родионов А.А. – 11 Романова Н.М. – 58 Рябый В.А. – 120 Рязанцев С.Н. – 163 Савёлов А.С. – 49, 55, 72, 130 Савичкин Д.О. – 138 Салахутдинов Г.Х. -42, 45, 49, 52, 55 Саранцев С.А. – 130, 181 Саратовских М.С. – 18 Сарычев Д.В. - 100 Седов Д.С. – 213 Сенников П.Г. – 96, 200 Серушкин С.В. – 68 Сидоров А.В. - 150 Сидоров П.П. – 112, 142, 146 Силин П.В. - 124 Синельников Д.Н. . – 190 Синцов С.В. - 96, 150 Скаков М.К. – 101 Скворцова Н.Н. – 4, 33, 169 Скобелев И.Ю. - 110, 163 Смирнов В.А. – 112 Шигин П.А. - 63 Сорокин И.А. – 154, 190 Шиканов А.Е. – 90 Стародубцев К.В. - 213 Шипилова О.И. -195 Степанищев В.В. – 173 Шишилов О.Н. – 4 Степахин В.Д. – 4, 33 Шпаков К.В. – 11 Ступакевич В.Ю. – 126 Шутов А.В. – 173 Сыроватка Р.А. – 157 Щёголев П.Б. – 211

Таран С.С. – 58 Тачаев Г.В. – 213 Тимофеев Е.Е. – 160 Тройнов В.И. – 68

Успенский С.А. – 112

Фаенов А.Я. – 110 Филинов В.С. – 103, 157 Филиппов Е.Д. - 163 Фукс Дж. - 163 Хабанов Ф.О. – 62, 167 Ханенко П.О. – 21 Харчевский А.А. – 112, 169 Хафизов И.Ж. – 173 Хиггинсон Д.П. – 163 Чектыбаев Б.Ж. – 100, 101, 136 Чен С.Н. – 163 Черных А.А. -195 Шалимов С.Л. – 100, 160 Шаповалов Г.В. – 101, 136 Шахатов В.А. – 177

Alkhimova M.A. – 221 Faenov A.Ya. - 221

Khristoliubova V.I. - 217

Makhotkina L.Yu. - 217

Nikravech M – 38

Paskalov G. - 38 Pikuz S.A. – 221 Pikuz T.A. – 221

Shaekhov M.F. – 217 Skobelev I.Yu. - 221

СОДЕРЖАНИЕ

1	Н.С. Ахмадуллина, Н.Н. Скворцова, Е.А. Образцова, В.Д.	
	Степахин, Е.М. Кончеков, Ю.Ф. Каргин, О.Н. Шишилов	
	РАЗРЯД СВЕРХМОЩНОГО ГИРОТРОНА КАК МЕТОД СИНТЕЗА	
	ОКСИДНЫХ И НИТРИДНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	
	ЭЛЕМЕНТОВ III И IV ГРУПП	4
2	Е.А. Образцова, Д.В. Басманов, Н.А. Баринов, Д.В. Клинов	
	СИНТЕЗ И ПРИМЕНЕНИЕ РАЗВЕТВЛЕНЫХ	
	НАНОУГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУР	8
3	И.С.Байдин, А.В. Агафонов, А.В. Огинов, К.В. Шпаков, А.А.	
	Родионов	
	ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА	
	БАЗЕ БЫСТРЫХ ФЭУ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЖЕСТКИХ	
	ИЗЛУЧЕНИИ	11
4	Е. Е. Барминова	
	ПРОТОННАЯ РАДИОГРАФИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛОТНОИ	
	ПЛАЗМЫ	16
5	Е. Е. Барминова, М. С. Саратовских	
	ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММЫ САМЕТ ДЛЯ КОРПУСКУЛЯРНОИ	10
	ДИАГНОСТИКИ ИСТОЧНИКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ	18
6	А.В. Бернацкий, В.Н. Очкин, И.В. Кочетов, П.О. Ханенко	
	ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ	
	КИСЛОРОДА И ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕ С ПРИМЕСЯМИ ПАРОВ	0.1
	ВОДЫ	21
/	Н.Н. Богачев, Н.Г. Гусейн-Заде, В.И. Нефедов	
	ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ И СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ	25
0	ПЛАЗМЕННОЙ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ВИБРАТОРНОЙ АНТЕННЫ	23
8	И.А. БОРИЕВ	
	ФИЗИКА ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА (ДРЕИФА) ЭЛЕКТРОНОВ В	
	БЫСТРОГО ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА И При изрестной шиффузии гома	20
0	ПРИ ИЗВЕСТНОЙ ДИФФУЗИИ БОМА	29
9	О.Б. Галаджева, Е.А. Ооразцова, В.Д. Степахин, Н.Н. Скворцова молижии мика подеруности нерумоеющей стали р	
		22
10	ПОРОШКОВ МОЛИВДЕНА И ВОРА И. Fathenen, C. Baskalay, M. Nikrayash	32
10	MARTON PASSAGOV, WE NIKRAVECH MARTON $MARTON MARTON MARTON MARTON MARTON MARTON MARTON MARTON MARTON MARTON MArtin Marton Martine Marton Martine Marton Marton$	
		28
11		38
11	и.л. манохин, и.г. григорьсва, д.А. Костюшин, г.А. Содоуутлинов	
	Салахундинов ЛИАГНОСТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС	
	ΑΠΕΚΤΡΙΑΤΕΓΙΑΤΙ ΤΙΣΙΑ ΕΙΔΙΕΙ Ο ΠΙΔΙΑ ΠΙΠΕΣΤΟ ΠΟΙΑ ΑΠΕΚΤΡΙΑΤΕΓΚΑΧ ΡΑ3ΡΙΠΟΒ	42
		74

12	А.В. Баловнев, И.Л. Манохин, И.Г. Григорьева, В.А. Костюшин,		
	Г.Х. Салахутдинов		
	ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ДЕТЕКТОРОВ В		
	ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ	45	
13	О.А. Башутин, И.Г. Григорьева, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов		
	ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ		
	ХАРАКТЕРИСТИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ		
	МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА ОТ ТОКА РАЗРЯДА	49	
14	О.А. Башутин, И.Г. Григорьева, Г.Х. Салахутдинов		
	ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЫ		
	МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ		
	КОНФИГУРАЦИИ РАЗРЯДНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ	52	
15	О.А. Башутин, И.Г. Григорьева, Э.И. Додулад, А.С. Савелов, Г.Х.		
	Салахутдинов		
	ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПЛАЗМЫ		
	МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ТИПА		
	«НИЗКОИНДУКТИВНАЯ ВАКУУМНАЯ ИСКРА»	55	
16	Л. М. Лоброцветов, А. Н. Мунтян, С. И. Петров, Н.М. Романова,		
	С. С. Таран		
	МЕТОЛИКА РЕГИСТРАНИИ ЛИНАМИКИ ГЕНЕРАНИИ		
	РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МИШЕНИ «ГАЗОВЫЙ		
	МЕШОК»	58	
17	М.А. Лрабинский, Л.Г. Елисеев, В.Н. Зенин, А.И. Жежера, Л.И.		
- /	Крупник, А.С. Козачек, А.Л. Комаров, А.В. Мельников, Ф.О.		
	Хабанов		
	ОТЛАЛКА ЭМИТТЕРНО-ЭКСТРАКТОРНОГО УСТРОЙСТВА		
	УСКОРИТЕЛЯ И ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЗППТИ		
	ΤΟΚΑΜΑΚΑ Τ-10	62	
18	Л.Б. Беграмбеков. А.Н. Войтюк. А.М. Захаров. О.А. Биллевич.		
10	Е.А. Вешев. П.А. Шигин		
	ЭФФЕКТИВНОСТЬ СБОРА ВОЛЬФРАМОВОЙ ПЫЛИ		
	РАЗЛИЧНОГО ТИПА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ЗОНЛОМ	63	
19	ВМ Градов АМ Зимин ИА Земнов С.В. Серушкин	05	
17	В.И. Трайнар		
	ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РАСПРЕЛЕПЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ		
	ΥΑΡΑΚΤΕΡΙΑCΤΙΚ ΚΟΜΠΑΚΤΗΟΓΟ ΜΑΓΗΕΤΡΟΗΗΟΓΟ		
		68	
20	ГАЗГЛДА И П. Бранар. П. П. Кириа, А.С. Сарадар	08	
20	и.д. Бгоров, д.л. Кирко, А.С. Савелов измненияе роздейстрия капиларного разрала на		
	ИЗУ ЧЕПИЕ БОЗДЕИСТВИЛ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА ПА МЕТА ПЛИЛЕСИИЕ ФОЛГЕИ И УМЛИИЙ АЗОТ	70	
21		12	
21	Д.Л. КИРКО, В.А. КОСТЮШИН, Я.М. ДВОЕГЛАЗОВ СРОЙСТРА РАЗРИНА РЕНИЗИ ПОРЕРУНОСТИ ОНЕКТРОНИТА	75	
	СВОИСТВА РАЗРЯДА ВЪЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОЛИТА	/3	
22	А.А. ИОНИН, И.О. КИНЯЕВСКИЙ, Ю.М. КЛИМАЧЕВ, А.Ю. КОЗЛОВ,		
	ШИРОКОПОЛОСНЫИ ЛАЗЕРНЫИ ИСТОЧНИК ИК ИЗЛУЧЕНИЯ	-	
	(2.5 - 17 МКМ) ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ (ОБЗОР)	/8	
23	В.К. Гончаров, К.В. Козадаев		
	ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ОСАЖДЕНИЕ ГКР-АКТИВНЫХ	a -	
	КОЛЛОИЛОВ ЗОЛОТА	86	

24	4 А.Е. Шиканов, К.И. Козловский, Е.Д. Вовченко		
	НЕИТРОННАЯ ДИАГНОСТИКА ДЕИТРОННЫХ ПОТОКОВ ИЗ		
	ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИИ В МАГНИТНОМ	0.0	
- 25		90	
25	І.М. Кормилицын, В.Н. Амосов, С.А. Мещанинов		
	ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕИТРОННОГО	0.4	
26	TEHEPATOPA HI -24M	94	
26	Р.А. КОРНЕВ, С.В. СИНЦОВ, А.В. ВОДОПЬЯНОВ, П.І. СЕННИКОВ		
	$CBY HHIEP \Psi EP OMETPHY AHMHYECKH-AKTHBHOH HJASMBI$	00	
27	ВЧЕ-РАЗРЯДА В СМЕСЯХ H_2 +SIF ₄ , H_2 +Ger ₄ и H_2 +BF ₃ .	90	
21	и в. шаповалов, б.ж. чектыоаев, е.б. купишев, д.б. Сарычев пиатностика ралиационных потеры плармы пла		
	ΔΗΑΙ ΠΟΟ ΓΗΚΑ ΓΑΔΗΑΙΗΟΠΠΒΙΑ ΠΟΤΕΓΒ ΠΠΑΣΙΜΒΙ ΔΠΑ ΦΗΣΗΠΕΛΥΩΓΩ ΠΎΛΥΑ ΤΟΥ ΑΜΑΥΆ ΥΤΜ ΠΑ ΟΛΊΩΡΕ		
	ΨΗΣΗ ЧΕСКОГО ΠΥΣΚΑ ΤΟΚΑΜΑΚΑ ΚΤΜ ΠΑ ΟCHODE ΠΙΑΡΟ ΠΕΚΤΡΑΠΕ ΚΥΡΑΙΕ ΑΓΚΑΤΟΡΑ	100	
28	$\Gamma \mathbf{R} = \mathbf{M} \mathbf{M} \mathbf{K} \mathbf{M} \mathbf{K} \mathbf{K} \mathbf{K} \mathbf{K} \mathbf{K} \mathbf{K} \mathbf{K} K$	100	
20	ик пиагностики токамака ктм ппя изучения		
	ВОЗЛЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ НА КАНЛИЛАТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ		
	ПЕРВОЙ СТЕНКИ	101	
29	Л.С. Лапинкий, В.С. Филинов	101	
	ВОЛНА ВОЗМУШЕНИЯ В КУЛОНОВСКОЙ СТРУКТУРЕ	103	
30	Д.С. Леонтьев		
	РАСЧЕТ ДИЭЛЕКТРОННОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В		
	ПРИБЛИЖЕНИИ КРАМЕРСОВСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ	107	
31	С.С. Макаров, С.А. Пикуз, И.А. Жвания, И.Ю. Скобелев, А.Я.		
	Фаенов, Т.А.Пикуз, С.М.Варзарь		
	МЕТОД ИОННОЙ КАМЕРЫ АБСКУРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО		
	УСКОРЕНИЮ ИОНОВ В ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ		
	ПЛАЗМЕ	110	
32	П.П. Сидоров, О.А. Башутин, А.С. Мартыненко, С.А. Успенский		
	РАЗРАБОТКА РАЗРЯДНОГО УСТРОИСТВА ПФМ/2-М С		
		112	
22	$\frac{C \Lambda}{C} = \frac{1}{2} $	112	
55	С.А. Маслов, А.А. Харчевский, Б.А. Смирнов ВЕЙВЛЕТ_АНАЛИЗ ФЛУКТУАНИЙ ФИЗИЧЕСКИХ		
	ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΒ ΑΤΜΟΓΦΕΡΗΜΧ ΒИΧΡΕЙ И ΠΠΑЗΜΜ		
	СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М	116	
34	П.Е. Машеров, А.Ф. Пискунков, В.А. Рябый	110	
	НОВЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЗОНДОВ ЛЕНГМЮРА	120	
35	С.Н. Полухин, А.М. Джаманкулов, А.Е. Гурей, В.Я. Никулин,		
	Е.Н. Перегудова ¹ ,П.В. Силин ¹		
	ИЗУЧЕНИЕ СТАДИИ РОЖДЕНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В		
	РАЗРЯДЕ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА	124	
36	М.В. Гончаров, М.В. Пузырев, В.Ю. Ступакевич		
	ДИНАМИКА СВЕЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ УГЛЕРОДА		
	ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМЕ	126	
37	А. П. Кузнецов, А.М.Рамазанов, К.Л. Губский, И.Ф.Раевский,		
	С.А. Саранцев, А.С. Савёлов		
	ИЗМЕРЕНИЕ ГАЗОКИНЕТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ПОТОКОВ		
	ПЛАЗМЫ В ОСЕВОМ НАПРАВЛЕНИИ МИКРОПИНЧЕВОГО	100	
	РАЗРЯДА С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА PDV	130	

38	Г.В. Шаповалов, Б.Ж. Чектыбаев, М.Б. Райханов		
	МОДИФИКАЦИЯ МНОГОХОРДОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО		
	ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ		
	ПЛАЗМЫ НА ТОКАМАКЕ КТМ.	136	
39	Д.О. Савичкин		
	ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ИОНОВ		
	РТУТИ НА ГРАНИЦЕ КАТОДНОГО СЛОЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА		
	В СМЕСИ С АРГОНОМ	138	
40	П.П. Сидоров		
	МЕХАНИЧЕСКОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОФОКУСНОГО		
	РАЗРЯДА НА АНОД РАЗРЯДНОГО УСТРОЙСТВА ПФМ72-М	142	
41	П.П Сидоров		
	ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА НА		
	АНОД РАЗРЯДНОГО УСТРОЙСТВА ПФМ72-М	146	
42	С.В. Синцов, А.В. Водопьянов, Д.А. Мансфельд, А.В. Сидоров,		
	М.Е. Викторов		
	ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ ИСТОЧНИКОВ АКТИВНОГО АЗОТА ДЛЯ		
	РОСТА НИТРИДНЫХ СОЕДИНЕНИЙ	150	
43	И.А. Сорокин, К.М. Гуторов, М.Д. Болотов		
	ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ		
	ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПР-2	154	
44	Р.А. Сыроватка, Л.В. Депутатова, Л.М. Василяк, В.И.		
	Владимиров, Д.С. Лапицкий, В.Я. Печеркин, В.С. Филинов		
	ВОЗДЕИСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ НА		
	ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ МИКРОННОГО РАЗМЕРА В		
	ЛИНЕИНОИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ	157	
15	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, Й.		
43	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И.		
43	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас		
43	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ		
43	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ		
45	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ	160	
45	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П.	160	
45	Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс	160	
43	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ 	160	
45	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ 	160	
45	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО ЕІSCAТ РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С 	160	
45	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ 	160	
45	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников 	<u>160</u> 163	
43	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ 	160 163	
43	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 	160 163 167	
43 46 47 48	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, 	160 163 167	
43 46 47 48	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хигтинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, H.H. Скворцова 	160 163 167	
43 46 47 48	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хигтинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, Н.Н. Скворцова РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ 	160 163 167	
43 46 47 48	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, Н.Н. Скворцова РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ 	160 163 167	
43 46 47 48	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО ЕІSCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, Н.Н. Скворцова РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М 	160 163 167 169	
43 46 47 48 49	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО ЕІSCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, Н.Н. Скворцова РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М 	160 163 167 169	
43 46 47 48 49	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО ЕІSCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, Н.Н. Скворцова РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М А.А. Котков, А.О. Левченко, В.В. Степанищев, И.Ж. Хафизов, 	160 163 167 169	
43 46 47 48 49	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, Н.Н. Скворцова РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М А.А. Ионин, И.О. Киняевский, Ю.М. Климачев, А.Ю. Козлов, А.А. Котков, А.О. Левченко, В.В. Степанищев, И.Ж. Хафизов, А.В. Шутов 	160 163 167 169	
43 46 47 48 49	 Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, И. Кангас ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СЛОЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИАГНОСТИРОВАННОГО EISCAT РАДАРОМ В НОЧНОМ ЗАПЫЛЁННОМ ДИНАМО СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ Е.Д. Филиппов, С.А. Пикуз, И.Ю. Скобелев, С.Н. Рязанцев, Д.П. Хиггинсон, Г.Реве, С.Н. Чен и Дж. Фукс ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ПОЛОИДАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ Ф.О. Хабанов, Л.Г. Елисеев, А.М. Какурин, А.В. Мельников ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЯ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МГД-КОЛЕБАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-10 А.А. Харчевский, Н.Н. Богачев, Д.В. Малахов, В.И. Нефедов, Н.Н. Скворцова РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО СВЧ ФИЛЬТРА ГИРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М А.А. Котков, А.О. Левченко, В.В. Степанищев, И.Ж. Хафизов, А.В. Шутов ЭЛЕКТРОИНИЗАЦИОННЫЙ СО2-ЛАЗЕР С АКТИВНОЙ 	160 163 167 169	

50	В.А. Шахатов, Ю.А. Лебедев		
	АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ		
	ДИАГНОСТИКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ		
	РАЗРЯДОВ ПО ИЗЛУЧЕНИЮ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ		
	МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА	177	
51	С.А. Саранцев, Я.М. Двоеглазов, И.Ф. Раевский		
	ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА ХАРАКТЕР		
	МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В		
	МИКРОПИНЧЕВОМ РАЗРЯДЕ	181	
52	К.И. Козловский, Е.Д. Вовченко, А.С. Мартыненко, М.И.		
	Лисовский, А.А. Исаев		
	ОСОБЕННОСТИ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ		
	ПОДАВЛЕНИЯ ТОКА ЭЛЕКТРОНОВ В ИМПУЛЬСНОМ ИОННОМ		
	ДИОДЕ	186	
53	Д.В. Колодко, Д.Н. Синельников, И.А. Сорокин, Н.В. Мамедов		
	КОРПУСКУЛЯНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ		
	ПЕННИНГОВСКОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА	190	
54	С.П. Горбунов, А.А. Черных, О.И. Шипилова, В.Л. Паперный		
	СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ПЛАЗМЕ		
	ВАКУУМНЫХ РАЗРЯДОВ	195	
55	А.А. Исаев, К.И. Козловский		
	ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ		
	БЫСТРОНАРАСТАЮЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ	198	
56	Р.А. Корнев, П. Г Сенников		
	ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ХИМИЧЕСКИ-АКТИВНОЙ		
	ПЛАЗМЫ ВЧЕ-РАЗРЯДА В СМЕСЯХ H ₂ +SiF ₄ , H ₂ +GeF ₄ И H ₂ +BF ₃ .	200	
57	А.З. Понизовский, С.Г. Гостеев		
	ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СТРИМЕРОВ		
	ЧАСТОТНОГО НАНОСЕКУНДНОГО КОРОННОГО РАЗРЯДА	204	
58	А.О. Ковалев, Ю.А. Кащук, Д.В. Портнов, А.Р. Полевой		
	МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ДИВЕРТОРНОГО		
	МОНИТОРА НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ТОКАМАКА ИТЭР В		
	РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕН	209	
59	В.В. Белый		
	КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В		
	НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ	210	
60	Е.О. Баронова, В.В.Вихрев, П.Б.Щёголев		
	КОМПЬЮТЕРНЫЙ КОД ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ		
	ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА В ПРОЦЕССЕ ИНЖЕКЦИИ АТОМНОГО		
	ПУЧКА	211	
61	Л.А. Душина, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, В.В. Мисько,		
	А.В. Пинегин, Д.С. Седов, К.В. Стародубцев, Г.В. Тачаев		
	МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ		
	ПРОЦЕССОВ В ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ В МИШЕНЯХ		
	НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5».	213	
62	V.I. Khristoliubova, M.F. Shaekhov, L.Yu. Makhotkina		
	GAS AND PLASMA DYNAMICS OF RF JET LOW PRESSURE		
	DISCHARGE IN A VACUUM CHAMBER WITH FLAT		
	ELECTRODES AND INSIDE THE TUBE	217	

63	M.A. Alkhimova, S.A.Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, T.A.	
	Pikuz.	
	HOLLOW IONS EMISSION FROM DENCE LASER PLASMA	
	PRODUCED BY PW LASER PULSES	221
	СПИСОК АВТОРОВ	
		224
	СОДЕРЖАНИЕ	226

МАТЕРИАЛЫ Х РОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

Современные средства диагностики плазмы и их применение

Москва, НИЯУ МИФИ, 14-16 ноября 2016 г.

Редакционная коллегия: В. А. Курнаев А. С. Савёлов С.А. Саранцев В.А. Костюшин

ISBN 5-7262-0683-5

Подписано в печать		Формат 60х84 1/16
Уч.изд.л. <mark></mark> _	Печ.л,	Тираж экз.
Изд. № <mark>623-1</mark>		Заказ

Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ» Питография НИЯУ МИФИ. П 5409, Москва, Каширское п., 31