

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ
XII КОНФЕРЕНЦИИ**

**МОСКВА, НИЯУ МИФИ,
16-18 ДЕКАБРЯ 2020 г.**

МОСКВА 2020

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ РАН
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»**

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ XII КОНФЕРЕНЦИИ

**МОСКВА, НИЯУ МИФИ,
16-18 ДЕКАБРЯ 2020 Г.**

МОСКВА 2020

ББК 22.333Я5

УДК 533.9 (06)

С 56

Современные средства диагностики плазмы и их применение: сборник тезисов докладов XII конференции. Москва, 16-18 декабря 2020 г. [Электронный ресурс]. М.: НИЯУ МИФИ, 2020. - 164 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных и стендовых докладов на XII конференции». Так как целью проведения конференции является обмен опытом в области современных достижений в диагностике 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 вопросы диагностики плазмы в термоядерных установках, а также вопросы диагностики импульсных и стационарных газовых разрядов в исследовательских и технологических установках. Представлены также работы по исследованию различных плазменных объектов, в том числе космических и образуемых под действием лазерного излучения. включенные в сборник материалы приведены в авторской редакции.

Редакционная коллегия: В.А. Курнаев, А.С. Савёлов, Ю.М. Гаспарян

Тезисы издаются в авторской редакции.

Статьи получены до 16.12.2020.

ISBN 978-5-7262-2721-4

© *Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2020*

Подписано в печать 23.12.2020. Формат 60x84 1/8.

Печ. л. 20,5. Уч.-изд. л. 20,5.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
115409, Москва, Каширское ш., 31

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Кафедра физики плазмы
Институт лазерных и плазменных технологий Национального Исследовательского Ядерного
Университета «МИФИ»
Министерства науки Российской Федерации
Совет «Физика Низкотемпературной Плазмы» РАН
Государственная корпорация по атомной энергии «РОСАТОМ»

Программный комитет

- Гаранин С.Г. (РФЯЦ ВНИИЭФ) академик РАН
- Зимин А.М. (МГТУ им. Баумана)
- Романников А.Н. (ТРИНИТИ)
- Курнаев В.А. (НИЯУ МИФИ)
- Лебедев Ю.А. (ОФО РФ, ИНХС)
- Петров О.Ф. (ОИВТ РАН) академик РАН
- Пергамент М.И. (ТРИНИТИ)
- Савёлов А.С. (НИЯУ МИФИ)
- Мухин Е.Е. (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)
- Сергеев В.Ю. (СПбГТУ)
- Сон Э.Е. (ОИВТ РАН) академик РАН
- Мельников А.В. (НИЦ "Курчатовский институт")
- Химченко Л.Н. (Проектный центр ИТЭР, Росатом)

Организационный комитет

- Курнаев В.А. (НИЯУ МИФИ)
- Савёлов А.С. (НИЯУ МИФИ)
- Казиева Т.В. (НИЯУ МИФИ)
- Гаспарян Ю.М. (НИЯУ МИФИ)

ОГЛАВЛЕНИЕ

Е.Е.Мухин	
Диагностика томсоновского рассеяния: высокотехнологичные решения разработанные для ИТЭР и анализ реализации для крупных токамаков.....	8
Р.И. Хуснутдинов	
Алгоритмы восстановления профилей светимости спектральных линий атомов и ионов в пристеночном слое ИТЭР с помощью томографии с учётом отражений света от первой стенки.....	12
Е.А. Димитриева	
Измерение дифракционной эффективности голографических дифракционных решеток, используемых в двухканальном спектрометре-полихроматоре высокого разрешения для активной спектроскопии плазмы на установке ИТЭР.....	16
Д.С. Леонтьев	
Расчет отношения радиационных потерь в термоядерной плазме для быстрых тяжелых частиц и электронов.....	18
А.С. Дрозд	
Подготовка вертикального канала свч-интерферометра к физическому пуску токамака Т-15МД.....	22
Д.С. Панфилов	
Вертикальная система томсоновского рассеяния токамака Т-15МД	26
А.С. Белов	
Разработка гетеродинного интерферометра для измерения линейной плотности плазмы токамака МИФИСТ	29
А.Ю. Беляев	
Анализ сигнала Лазерно-Индукцированной Флуоресценции (ЛИФ) измерения концентрации электронов с помощью машинного обучения.....	31
Ю.М. Климачев	
Терагерцовый NH ₃ -лазер с оптической накачкой «длинными» (~100 мкс) импульсами CO ₂ -лазера для диагностики плазмы.....	36
А.М. Сагитова	
Широкополосный СО-лазер с внутриврезонаторным преобразованием частоты для диагностики плазмы	41

Д.С. Фридрихсен Сцинтилляционный детектор на основе кристалла паратерфенила для регистрации термоядерных нейтронов.....	44
И.С. Кудашевниц Анализ погрешности CXRS-измерений в плазме Т-10 методом Монте-Карло	47
Н.Д. Бухарский Применение нейронных сетей для восстановления полей в замагниченной плазме по данным протонной радиографии.....	48
А.А. Степаненко Влияние геометрии магнитного поля на параметры токово-конвективной турбулентности диверторной плазмы токамака.....	55
Е.О. Баронова, Восстановление радиального профиля плотности плазмы из интерференционных измерений	59
В.В. Лагунов Исследование диссоциации молекул кислорода в плазме тлеющего разряда методом диодной лазерной спектроскопии	63
Е.В. Воронова Температура поверхности смеси порошков PD + AL2O3 во время протекания цепных плазмохимических реакций, инициируемых излучением гиротрона.....	87
Ю.В. Кочетков Комплексная интерферометрия – применения и точность	71
А.В. Казиев Измерение потоков ионов CU^+ в магнетроне с горячей мишенью и его применение для металлизации керамических подложек.....	73
К.С. Лукьянов Разработка системы измерения электронной плотности плазмы на установке КСПУ-Т.....	75
А.А. Карташев Экспериментальное исследование плазменного потока гелия квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя.....	77
Г.Б. Васильев Измерения характеристик плазменного потока гелия с помощью одиночного зонда в квазистационарном плазменном сильноточном ускорителе.....	81

З.А. Заклецкий	
Методика определения коэффициента поглощения СВЧ-излучения гиротрона в смеси порошков Al_2O_3/PD	84
А.А. Летунов	
Использование атомных и молекулярных эмиссионных спектров для диагностики разрядов, возбуждаемых импульсами мощного гиротрона в металл-диэлектрических смесях.....	88
M. Zlobinski	
Laser-Induced Desorption as quantitative in situ diagnostic Method for Fuel retention in BE co- deposits.....	92
Е.Д. Маренков	
Оценка точности метода LIBS для определения накопления водорода в материалах первой стенки.....	93
В.В. Лычковский	
Интенсификация плазмообразования и абляции кремния в воздухе при комбинированном лазерном воздействии на длинах волн 355 и 532 нм.....	96
А.В. Грунин	
Модификация универсального материаловедческого зонда для токамака КТМ.....	100
А.А. Пикалев	
Optogalvanic diagnostics of the heartbeat instability in complex plasmas.....	102
Н.Е. Ефимов	
Лабораторная система лазерной диагностики накопления изотопов водорода в материалах ТЯУ.....	106
С.Г. Асанина	
Определение концентрации нейтральных атомов алюминия по спектру поглощения.....	109
И. Антонова	
Химическое осаждение композитных пленок SiC-алмаз в СВЧ разряде в смесях $H_2-CH_4-SiH_4$: диагностика плазмы оптической эмиссионной спектроскопией.....	112
Э.А. Саметов	
Влияние состава плазмообразующего газа на взаимодействие макрочастиц в газовых разрядах.....	116
М.А. Алхимова	
Investigation of pre-pulse influence on high-Z plasma formation in experiments with intense (up to $10^{22}W/cm^2$) femtosecond laser pulses by means of X-ray spectroscopy.....	120
Н.С. Сергеев	
Диагностика плазмы высокочастотного разряда в HE при давлениях 1–100 Па.....	122

Д.В. Колодко	
Измерение потоков ионов различных сортов в магнетронных разрядах.....	124
С.С. Ковальский	
Исследования параметров плазмы в импульсном режиме горения несамостоятельного дугового разряда.....	126
А.А. Котков	
Криогенная плазма барьерного разряда в кислороде.....	130
И.Б. Савватимова,	
ICP масс-спектрометрия в анализе феномена низкоэнергетических ядерных реакций, инициируемых в металлах в условиях тлеющего разряда	134
А.В. Бернацкий	
Трансформация функции распределения электронов по энергиям вблизи полого катода.....	138
В.В. Кравченко	
Применение интенсивного мягкого рентгеновского излучения лазерной плазмы для изучения состава различных органических материалов.....	142
А.С. Соколов	
Исследование микроволнового пробоя в смесях порошков в первой фазе цепных плазмохимических процессов.....	146
В.А. Костюшин	
Диагностика быстропротекающих процессов при взаимодействии мощного плазменного потока с твердым телом и газа.....	150
А.К. Козак	
Электронный журнал данных плазмохимического синтеза материалов в микроволновых разрядах, инициируемых излучением импульсного гиротрона в смесях порошков металлов и диэлектриков.....	155
А.В. Чистолинов	
Исследование пространственного распределения эмиссионных спектров разряда с жидким катодом.....	159

ДИАГНОСТИКА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ: ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫЕ РЕШЕНИЯ РАЗРАБОТАННЫЕ ДЛЯ ИТЭР И АНАЛИЗ РЕАЛИЗАЦИИ ДЛЯ КРУПНЫХ ТОКАМАКОВ

Е.Е.Мухин¹, Г.С.Курскиев¹, С.Ю.Толстяков¹, А.Б.Кукушкин^{2,3}, Н.С. Жильцов¹, Н.А.Бабинов¹, А.Н.Баженов¹, И.М.Букреев¹, П.В.Чернаков⁴, Ал.П.Чернаков¹, А.П.Чернаков¹, А.А.Чиронова¹, А.М.Дмитриев^{1,3}, А.В.Горбунов², Д.И.Елец^{1,3}, И.А.Ходунов¹, А.Н.Коваль¹, А.Е.Литвинов¹, А.Г.Раздобарин¹, П.А.Сдвиженский², В.А.Сениченков¹, Д.С.Самсонов¹, В.А.Соловей¹, И.Б.Терещенко¹, Л.А.Варшавчик¹, П.А.Затылкин^{1,4}, А.Н.Мокеев⁵

¹. ФТИ им Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая 26, Россия

². НИЦ Курчатовский институт, Москва, 123182, Академическая Курчатова пл., 1, Россия

³. НИИУ МИФИ, г. Москва, 115409, Каширское ш. 31, Россия

⁴. ЗАО Спектрал-Тех, Санкт-Петербург 194223, Курчатова, 10, Россия

⁵. Институт «Проектный центр ИТЭР» ДА РФ, Москва, 123182, акад. Курчатова кв. 1, Россия

В докладе изложены высокотехнологичные решения разработанные в рамках работ по созданию диагностики томсоновского рассеяния (ТР) для ИТЭР и проведен анализ специфики реализации такой диагностики для применения ее на крупных современных токамаках и будущих токамаках-реакторах. Основной спецификой такой диагностики является большое расстояние от исследуемой плазмы до границы вакуума и облучение интенсивными потоками нейтронов и гамма квантов. Сложная радиационная обстановка определяет необходимость использования сложных зеркальных систем как для ввода в плазму лазерного излучения, так и крупногабаритных зеркал системы сбора рассеянного излучения. Передача излучения зеркалами на значительные расстояния требует использование конструкций, гарантирующих сверх-высокоточное угловое позиционирование в сочетании с необходимостью подстройки положения в случае изменения геометрических размеров вакуумной камеры при откачке и нагреве. Запыление оптических компонент продуктами эрозии материалов первой стенки, привело к необходимости разработки плазменной очистки [1, 2], оптимизации ее параметров, включая разработку кода для оптимизации формы диагностических каналов конструкция первых зеркал [3], методики спектральной и абсолютной калибровок [4]. Специально разработанное лазерное [5, 6] и спектрально-аналитическое оборудование [7, 8] также обсуждается. Целью диагностики ТР крупных токамаков, т.е. токамаков с длительностью плоской вершины разряда от нескольких секунд до нескольких десятков секунд, как является измерение медленных изменений T_e , n_e в центральной плазме так и их быстрых изменений во время переходных процессов, характерных для края и диверторной плазмы. Диагностика ТР медленных процессов в плазме токамака может выиграть от накопления [9] сигналов ТР. В

больших токамаках трудно найти противоположные диагностические порты, что вынуждает использовать поглотители лазерного излучения на внутренней стенке [10]. Протяженные хорды зондирования в плазме активной зоны требуют обеспечения длинной перетяжки лазерного пучка, что противоречит требованию иметь низкую плотность мощности лазера одновременно на входном окне и на внутренней стенке токамака [11]. Это противоречивое требование можно удовлетворить с помощью оптических схем с использованием хорды зондирования перестраиваемым положением перетяжки лазерного луча или нескольких лазеров с различными точками расположения перетяжки. Малые углы между хордами зондирования и наблюдения, близкие к рассеянию вперед или назад, соответствуют минимальному размеру (светосиле) собирающей оптической системы, но ухудшают пространственное разрешение много-хордовой системы сбора света. Крайним случаем диагностики ТР с использующей рассеяние назад является методика ЛИДАР, где пространственное разрешение достигается с помощью анализа времени пролета обратно-рассеянного света [12]. Т_e центральной плазмы в больших токамаках может быть довольно высокой, достигая 10-30 кэВ [10, 13, 14], а геометрия обратного рассеяния приводит к широкому спектру ТР с выраженным синим смещением, вызванным эффектом релятивизма [10, 13]. Возникающие в этом случае проблемы и возможные технические пути их преодоления обсуждаются, включая чувствительность детектирующей аппаратуры, потемнение в потоках нейтронов и гамма-квантов линзовой оптики, окон и волокон на синем крыле спектров ТР [10]. В частности, для измерения широких спектров ТР с использованием ограниченного спектрального окна можно использовать несколько длин волн лазера, обеспечивающих информацию в нескольких взаимодополняющих фрагментах спектров ТР [15]. Альтернативный подход заключается в использовании геометрии рассеяния вперед, если она не ограничена конструкцией конкретной машины [16]. При диагностике ТР диверторной и краевой плазмы можно использовать более короткие хорды зондирования и поэтому иногда можно работать без ловушки лазерного излучения на внутренней стенке [10]. В этом случае для изучения областей характеризующихся низкими электронными температурами предпочтительнее использовать оптические схемы использующие рассеяние назад. На токамаках-реакторах, то есть токамаках с продолжительностью горения от ста секунд и до непрерывного режима работы внедрение диагностики ТР будет довольно сложной задачей. Большой размер вакуумного объема, наличие бланкета для наработки трития, ограничивающего доступ через порты, и большое расстояние от границы вакуума до границы плазмы требует использования диагностических компонентов внутри вакуумного объема спроектированных еще на стадии инженерного проекта [17]. Наряду с техническими аспектами в докладе будут обсуждаться альтернативные методы диагностики, включая поляриметрию ТР [18, 3] с

использованием релятивистских эффектов деполяризации, которые становятся значительными для высокой температуры электронов > 10 кэВ.

Литература:

1. Фамилиа И.О. М: НИЯУ «МИФИ», 2009, с.10-15.
2. Фамилиа И.О. // Журнал, 1999, т.1, №1, с.1-10.
1. Razdobarin, A.G. et al, RF discharge for in situ mirror surface recovery in ITER Nucl. Fusion 55 (2015) 093022
2. Dmitriev, A.M. et al, RF plasma cleaning of water-cooled mirror equipped with notch filter based on shorted $\lambda/4$ line
3. Mukhin, E.E. et al, Integration of Thomson scattering and laser-induced fluorescence in ITER divertor 2019 Nucl. Fusion 59 086052
4. Kornev, A.F. et al, Nd:YAG lasers for ITER divertor Thomson scattering Fusion Engineering and Design 146, Part A, September 2019, 1019-1022
5. Hatae, T. et al, Development of a YAG laser system for the edge Thomson scattering system in ITER The Review of scientific instruments 83(10) October 2012 10E344
6. Asadulin, G.M. et al, Polychromator test for the T-15md tangential Thomson scattering system on the T-10 diagnostics base Problems of Atomic Science and Technology, Series Thermonuclear Fusion
7. Chernakov, A. et al, Framework for development of software for laboratory equipment and experimental setup subsystems integrated into large scale DAQ systems (LabBot), Fusion Engineering and Design 2020
8. Togashi, H. et al, Thomson scattering measurements in low-density plasmas in the TST-2 spherical tokamak Journal of Instrumentation, 10(12), (2015). [C12020].
9. Bassan, M. et al, Thomson scattering diagnostic systems in ITER JINST 11 C01052
10. Kurskiev, G.S. et al, 2016 ITER core Thomson scattering: objective and error analysis Preprint: 2016 IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 17–22 October 2016) FIP/P4-272 (<https://www.iaea.org/es/26th-iaea-fusion-energy-conference>)
11. Salzmann, H. et al, The LIDAR Thomson scattering diagnostic on JET (invited) Review of Scientific Instruments 59, 1451 (1988)
12. Beausang, K.V. et al, Detecting non-Maxwellian electron velocity distributions at JET by high resolution Thomson scattering Review of Scientific Instruments 82, 033514 (2011)
13. Hatae, T. et al, YAG laser Thomson scattering diagnostic on the JT-60U Review of Scientific Instruments 70, 772 (1999)
14. Kurskiev, G.S. et al, A study of core Thomson scattering measurements in ITER using a multi-laser approach Nucl. Fusion 55 (2015) 053024

15. Asadulin, G.M. et al, Tangential Thomson scattering system for tokamak T-15 Problems of Atomic Science and Technology, Series Thermonuclear Fusion
16. Encheva, A. et al, Integration of ITER in-vessel diagnostic components in the vacuum vessel Fusion Engineering and Design 84(2) (2009) 736-742
17. Mukhin, E.E. et al, First mirrors in ITER: material choice and deposition prevention/cleaning techniques Nucl. Fusion 52 (2012) 013017
18. Giudicotti, L. et al, First observation of the depolarization of Thomson scattering radiation by a fusion plasma Nucl. Fusion 58 (2018) 044003

АЛГОРИТМЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ СВЕТИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМОВ И ИОНОВ В ПРИСТЕНОЧНОМ СЛОЕ ИТЭР С ПОМОЩЬЮ ТОМОГРАФИИ С УЧЁТОМ ОТРАЖЕНИЙ СВЕТА ОТ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

Р.И. Хуснутдинов^{1,2}, В.С. Неверов², А.Б. Кукушкин^{1,2}

^{1.} *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

^{2.} *НИЦ Курчатовский институт*

Предложены методы томографической реконструкции с учетом отражений света от стенок камеры двумерных (аксиально-симметричных) профилей светимости спектральных линий водорода и трёхмерных профилей светимости спектральных линий бериллия в видимом диапазоне длине волн в ИТЭР. В обоих случаях применен метод матриц переноса лучей [1], содержащих коэффициенты трансформации сигналов от индивидуальных объёмных источников света единичной светимости в сигналы, регистрируемые индивидуальными пикселями на детекторе, и выполняющих роль функций Грина, однако алгоритмы восстановления светимости в случае водорода и бериллия отличаются.

Задача восстановления профиля светимости атомов водорода в линии $D\alpha$ решалась в рамках синтетической H-альфа диагностики [2]. Данная задача нужна в первую очередь для фильтрации отражённого света в сигналах, регистрируемых диагностикой «Спектроскопия водородных линий (СВЛ)» (H-альфа диагностики), поставляемой Россией для токамака ИТЭР [3]. Для расчета синтетических экспериментальных данных были использованы результаты моделирования параметров плазмы и нейтральных атомов и молекул дейтерия с пристеночном слое (СОЛ) и диверторе кодом SOLPS4.3 [4] (основанном на комплексном коде B2-EIRENE [5, 6]), дополненным кодом OEDGE [7]. Синтетические сигналы на детекторах и матрицы переноса лучей были рассчитаны с помощью численного кода Raysect [8] для трассировки лучей и численного кода Cherab [9] для моделирования спектроскопических сигналов из плазмы. Для учета отражений была применена модель двулучевой функции отражательной способности (BRDF) Кука-Торренса [10], которая учитывает оптические свойства материала стенки и шероховатость её поверхности.

Решение томографической задачи сводится к минимизации функционала:

$$\sum_j (G_{jk} L_k - I_j)^2 \rightarrow \min,$$

где G_{jk} – матрица переноса лучей, L_k – профиль светимости, I_j – сигнал на детекторах, k – индекс объёмного источника света (вокселя), а j – индекс пикселя детектора. Несмотря на кажущуюся простоту, при решении томографических задач возникают следующие сложности:

1. требуется наблюдение одинаковых областей под разными углами (лучше перпендикулярными), иначе обратная задача недоопределена,
2. для двумерных детекторов и трехмерных профилей светимости матрицы переноса лучей могут иметь объем в десятки гигабайт,
3. характеристики отражения света первой стенкой не известны точно.

В случае водорода решение обратной задачи сильно усложнено наличием мощных (на несколько порядков выше по мощности излучения, чем в СОЛ) источников света в диверторе, и, как следствие, сильного рассеянного диверторного света (РДС) от металлических стенок вакуумной камеры [3, 11]. В этом случае томографическая задача решается в три этапа:

1. Строится карта источников света и по ней рассчитываются матрицы переноса лучей для всех источников света и всех приемников.
2. Восстанавливается профиль светимости в диверторе с помощью массивов хорд наблюдения диагностики DIM (Divertor Impurity Monitor) и сегментов изображений с фильтровых камер диагностики Vis/IR TV.
3. Полученное решение для дивертора используется в качестве начального приближения в задаче восстановления профиля светимости для всех источников света, теперь с использованием не только детекторов DIM, но и всех доступных изображений с камер Vis/IR TV.

Все источники берутся тороидально-симметричными. Площадь сечения источников варьируется от 16 см² в СОЛ до 0,25 см² вблизи страйк-поинтов в диверторе. При решении обратной задачи использовалась регуляризация, требующая локальную гладкость профиля светимости.

Полученные результаты [12] показали возможность восстановления профиля светимости и фильтрации отраженного света в случаях, когда параметры отражения света известны лишь с некоторой точностью. В частности было показано, что в разрядах с отношением мощности излучения $D\alpha$ в СОЛ основной камеры к мощности, излучаемой в диверторе ($P_{D\alpha}^{SO\!L} / P_{D\alpha}^{Div}$) выше 0,06, метод позволяет восстановить полезный сигнал (без вклада отражённого света) в СОЛ на стороне сильного поля и в нижней части СОЛ на стороне слабого поля в полях обзора диагностики «СВЛ» с точностью 30%, даже если истинные BRDF-функции немного отличаются от предполагаемых, а именно, если предполагаемое значение параметра шероховатости поверхности находится в пределах 0,75 – 1,15 от истинного значения. В нижней

части поля обзора камеры из EP 12 на стороне сильного поля такая же точность может быть достигнута в разрядах с $P_{D\alpha}^{SOL} / P_{D\alpha}^{Div} > 0,025$.

Задача восстановления профиля светимости и потоков бериллия в СОЛ также решалась в рамках синтетической диагностики Н-альфа. Тороидальная асимметрия бериллиевых модулей blankets первой стенки ИТЭР приводит к отсутствию тороидальной симметрии в распределении светимости атомов и ионов бериллия в СОЛ, что усложняет задачу. Однако, профили светимости бериллия не имеют сильно локализованных мощных источников излучения в диверторе, и светимость можно восстанавливать сразу во всём СОЛ, исключив шаг 2 из приведённого выше алгоритма. Для расчёта синтетических сигналов использовались трёхмерные профили светимости бериллия, рассчитанные с помощью транспортного кода ERO 2.0 в различных ожидаемых режимах работы ИТЭР [13].

Для примесей, в отличие от водорода, применим метод SXB [14, 15], который при известных с достаточной точностью значениях электронной плотности и температуры в СОЛ позволяет восстанавливать потоки бериллия со стенки в плазму по измеренным интенсивностям излучения в спектральных линиях примесей. Отраженный свет не позволяет применить метод SXB непосредственно к регистрируемой сигналу, однако успешная томографическая реконструкция профиля светимости бериллия решает эту проблему. В частности, расчёты показали, что интегральные по модулю blankets потоки бериллия могут быть восстановлены с ошибкой менее 30% для большинства модулей с наиболее сильной эрозией в данном режиме работы, в то время как не учёт отражений света приводит к двухкратному завышению восстановленного полного потока бериллия со стенки в плазму по сравнению с его истинным значением.

Благодарности:

Работа выполнена при финансовой поддержке Частного учреждения Госкорпорации «Росатом» «Проектный центр ИТЭР». Авторы благодарны всем авторам работ [12] и [13].

Литература:

1. Kajita S., Veshchev E., Barnsley R. and Walsh M. 2016 Contrib. Plasma Phys. 56 (9), 837
2. Kukushkin A.B., Neverov V.S., Alekseev A.G., Lisgo S.W. and Kukushkin A.S. 2016 Fusion Sci. Tech. 69 628
3. Kukushkin A.B. et al 2012 Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conference (San Diego, USA, 8-13 October 2012) ITR/P5-44
4. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W. and Reiter D. 2011 Fusion Eng. Des. 86 (12) 2865

5. Braams B.J. 1986 Computational studies in tokamak equilibrium and transport, PhD thesis (Utrecht: Rijksuniversitet)
6. Reiter D., Baelmans M. and Börner P. 2005 Fusion Sci. Tech. 47 (2) 172
7. Lisgo S.W., Börner P., Kukushkin A., Pitts R.A., Polevoi A. and Reiter D. 2011 J. Nucl. Mater. 415 (1) S965
8. A. Meakins and M. Carr, “Raysect Python raytracing package,” version v0.6.1, Zenodo, (2020)
9. C. Giroud et al., “CHERAB spectroscopy modelling framework,” Zenodo, version v1.2.0, (2019)
10. Cook R.L. and Torrance K.E. 1982 ACM Trans. Graphics 1 7
11. Kajita S. et al 2013 Plasma Phys. Contr. Fusion 55 (8) 085020
12. Neverov V.S., et al 2020 Plasma Phys. Contr. Fusion 62 115014
13. J. Romazanov et al., Contrib. Plasma Phys., 2020, 60, e201900149
14. K.H. Behringer, J. Nucl. Mater., 1987, 145–147, 145.
15. A. Pospieszczyk, et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2010, 43, 144017.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ДВУХКАНАЛЬНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ- ПОЛИХРОМАТОРЕ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ИТЭР

Е. А. Димитриева^{1,2}, Н. В. Кузьмин², С. Н. Тугаринов²

¹ *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*

² *Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»*

«Проектный центр ИТЭР»

dimmjenny@gmail.com

Управление работой реактора ИТЭР требует разработки и создания необходимых средств диагностики термоядерной плазмы. Одним из них является так называемый метод активной спектроскопии. Активная спектроскопия (Charge Exchange Recombination Spectroscopy – CXRS) с использованием диагностического или нагревного пучка атомов широко используется практически на всех современных токамаках [1, 2]. Активная спектроскопия позволяет измерять такие параметры, как ионная температура, скорость тороидального и полоидального вращения плазмы, концентрация легких примесей (в том числе гелиевой золы) по всему сечению плазменного шнура с высоким пространственным разрешением.

На установке ИТЭР для осуществления АС диагностики необходимо проводить измерения в трех спектральных диапазонах (468 ± 6 нм, 529 ± 6 нм и 656 ± 8 нм). При этом для измерения полуширины спектрального профиля линии, спектрального сдвига и интегральной интенсивности линий необходимо иметь высокое спектральное разрешение. Вдобавок для необходимого соотношения сигнал/шум при измерениях на ИТЭР требуется высокая светосила.

В результате исследовательских работ была предложена оптическая схема трехдиапазонного спектрометра [3], планируемого для использования как для диагностики плазмы ИТЭР, так и для экспериментов по активной спектроскопии на токамаке EAST [4]. Данная схема представляет собой три последовательные прозрачные голографические дифракционные решетки (ГДР), расположенные друг за другом: первая решетка эффективна для диапазона длин волн 468 ± 6 нм, вторая – для 529 ± 6 нм, третья – для 656 ± 8 нм. При этом

остальное излучение проходит дальше сквозь прозрачные решетки. Углы падения и дифракции для всех трех решеток составляют $60 \pm 1^\circ$.

С ГДР, входящими в состав спектрометра, были проведены лабораторные тесты для измерения дифракционной эффективности на рабочих длинах волн, а также эффективности прошедшего сквозь решетку излучения (нулевой порядок дифракции) в случае неполяризованного света.

В докладе описывается измерение дифракционной эффективности ГДР на разных длинах волн. Для измерений использовались полупроводниковые лазеры с длинами волн 473, 532 и 656 нм, а также измерительный комплекс Ophir Nova с полупроводниковым светочувствительным диодом Ophir PD-300. Технические характеристики всех дифракционных решеток исследовались на трех длинах волн. ГДР имеют высокую плотность штрихов (порядка 3000 штр/мм), поэтому эффективность решеток зависит от поляризации излучения. На установке ИТЭР решетки будут работать в естественном (неполяризованном) излучении. Так как полупроводниковые лазеры, используемые в работе, на выходе дают линейно поляризованное излучение, то в следствие этого измерения проводились для излучения, имитирующего естественное, и поляризация лазерного излучения была ориентирована под углом 45° .

Литература

1. Диагностика плазмы / Под ред. М.И. Пергамента. М.: Энергоатомиздат, 1990. Вып. 7. С. 56–111.
2. Von Hellermann M.G., Mandl W., Summers H.P., Weisen H., Boileau A., Morgan P.D., Morsi H., Koenig R., Stamp M.F., Wolf R. // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. № 11. P. 3479; <http://dx.doi.org/doi.10.1063/1.1141975>
3. С. Н. Тугаринов, А. А. Белокопытов, Д. М. Кулаков, А. В. Лукин, Н. Н. Науменко, Ф. А. Саттаров, В. В. Серов, М. А. Усольцева, Ф. О. Хабанов, Н. М. Шигапова, В. П. Ярцев // Трехдиапазонный спектрометр высокого разрешения для диагностической системы «Активная спектроскопия», 2016.
4. Y.Y.Li, X.H. Yin, J. Fu, D. Jiang, S.Y. Feng, B. Lyu, Y.J. Shi, Y.Yi, X.J. Zhou, C.D. Hu, M.Y. Ye, and B.N. Wan, First measurement of the edge charge exchange recombination spectroscopy on EAST tokamak, Review of Scientific Instruments 87, 11E501 (2016); <https://doi.org/10.1063/1.4955279>

РАСЧЕТ ОТНОШЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ В ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЕ ДЛЯ БЫСТРЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ И ЭЛЕКТРОНОВ

А.В. Демура¹, Д.С. Леонтьев¹, В.С. Лисица¹, В.А. Шурыгин¹

¹Российский научный центр Курчатовский институт

Радиационные потери плазмы на примесях тяжелых ионов, вызванные возбуждением электронами, важны для определения эффективности работы термоядерного реактора. Основную роль играет возбуждение электронами примесных ионов, которое сопровождается их высвечиванием. От этого зависит энергетический баланс плазмы, так как радиационные потери энергии электронами могут привести к гашению термоядерной реакции при критической (летальной) концентрации примесей. Величины летальных концентраций зависят от заряда ядра, и для тяжелых элементов типа вольфрама доля может достигать до 0.02% [1]. Для проекта ИТЕР оценка летальной концентрации вольфрама составляет 10^{-5} от концентрации электронов. В данной работе предполагается рассмотреть и другой канал радиационных потерь, связанный с возбуждением ионов примеси быстрыми тяжелыми частицами, и сравнить его с величиной аналогичными потерями электронов. В качестве примесных ионов взят вольфрам, поскольку он является одним из основных конструкционных материалов диверторных пластин, а при температурах, близких к протеканию термоядерной реакции, в нем остается значительное число связанных электронов. Кроме того, так как электронная структура многозарядного иона довольно сложна, то квантовомеханические расчеты представляют сложную задачу, и поэтому необходимо развитие методов, позволяющих их облегчить. Одним из таких методов является статистическое приближение, которое применимо в данном случае, так как в ионе сохраняется большое число связанных электронов. Согласно этому подходу удельные (на одну частицу и один ион примеси) радиационные потери $q_{e,\alpha}$ выражаются через статистические сечения фотовозбуждения $\sigma_{ph}(\omega)$ и поток эквивалентных фотонов, создаваемого налетающей заряженной частицей, которая движется в поле многоэлектронного иона по классической траектории. Интенсивность данного потока определяется квадратом фурье-разложения электрического поля рассматриваемой налетающей частицы, действующей на связанные электроны иона [2]. Эти сечения фотовозбуждения следует умножить на энергию фотона, скорость налетающей частицы и проинтегрировать по всем поглощаемым частотам

$$q = \hbar \omega v \cdot \sigma_{exc}(E) = \int_0^{\omega_{max}} d\omega \cdot N(\omega) \cdot \sigma_{ph}(\omega) \cdot \hbar \omega, \quad (1)$$

где $N(\omega)$ – число эквивалентных фотонов с частотой в интервале $d\omega$, создаваемое налетающей частицей, двигающейся по классической траектории. При этом число эквивалентных фотонов определяется при помощи функции распределения частиц по скоростям, для электронов она взята максвелловской, в то время как для альфа-частиц она определялась их кулоновской релаксацией [3]

$$f_{\alpha}(v_{\alpha}) = \frac{p(T_e)\tau_s(T_e)}{4\pi N_{\alpha}} \frac{1}{v_{\alpha}^3 + v_*^3}, N_{\alpha} = p(T_e)\tau_s(T_e) \int_0^1 dy \frac{y^2}{y_{\alpha}^3 + y_*^3}, y = \frac{v_{\alpha}}{v_{max}}, y_* = \frac{v_*}{v_{max}} = \frac{1}{\sqrt{15}}$$

$$p(T) = \frac{\langle \sigma v \rangle_{dt} N_e}{4} \quad (2)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{dt} = 9.1 \cdot 10^{-16} e^{-0.572 \cdot \ln\left(\frac{T_e}{64.2}\right)^{2.13}} [cm^3 / c]$$

$$\tau_s = \frac{0.02}{\lambda_e} 10 \frac{m_{\alpha} z_e^2}{m_e z_{\alpha}^2} \frac{(T_e, кэВ)^{3/2}}{N_e (M^{-3}) / 10^{20}} [c]$$

Здесь v^* – скорость термализации альфа-частиц.

В статистической модели сечение фотопоглощения можно выразить через распределение сил осцилляторов по частотам [4]

$$\sigma_{abs}(\omega) = \frac{2\pi^2 e^2}{m_e c} \cdot \frac{df}{d\omega} = \frac{2\pi^2 e^2}{m_e c} \int d^3 r \cdot n(r) \delta(\omega - \omega(r)) \quad (3)$$

В статистическом подходе рассматриваются коллективные возбуждения электронных оболочек с частотами $\omega(r)$, зависящими от расстояния от ядра. Было предложено две модели такой зависимости: модель локальной плазменной частоты (ЛПЧ) [5–7] и модель, основанная на принципах крамеровской электродинамики (модель Роста) [8], селективная по орбитальному моменту остова. В модели локальной плазменной частоты спектр возбуждения аппроксимируется плазменными частотами, зависящими от распределения электронной плотности, а в модели Роста предполагается, что излучение происходит вблизи точек поворота электронных траекторий в атоме. На этих участках из-за того, что кинетическая энергия электрона много больше потенциальной, можно пренебречь интегралом энергии, и единственным интегралом движения останется изменение орбитальный момент электрона L . При этом характерной частотой перехода будет равна изменению угловой скорости вращения вблизи точки поворота.

Результаты расчетов статистических моделей сравнивались с результатами, выполненными в Кулон-Борновском приближении [9]. Для расчета радиационных потерь

следует взять приведенные в [9] скоростные коэффициенты возбуждения и проинтегрировать (просуммировать) их по всем возбуждаемым частотам.

Важным параметром, необходимым для мониторинга плазмы, является соотношение между радиационными потерями альфа-частиц и электронов

$$R_{\alpha/e} = \frac{Q_{\alpha}}{Q_e} = \frac{N_{\alpha}}{N_e} \cdot \frac{q_{\alpha}}{q_e}, \quad (4)$$

где N_{α} — плотность альфа-частиц, а N_e — плотность электронов в плазме. Отношение плотностей N_{α}/N_e можно найти из баланса между скоростями рождения и термализации альфа-частиц

$$\frac{N_{\alpha}}{N_e} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{dt}(T_e) \tau_s(T_e) N_e}{4} \quad (5)$$

Порядок отношения плотностей при температуре $T_e=20$ кэВ — 10^{-2} . Сравнение отношений радиационных потерь альфа-частиц к электронам приведено на рис.1.

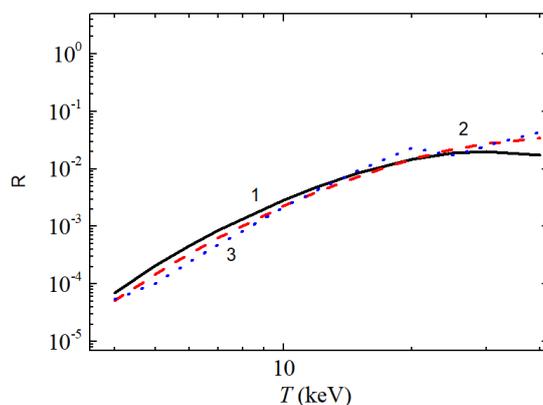


Рис. 1 Зависимость от температуры плазмы T_e отношения полных на один примесный ион радиационных потерь R альфа-частиц и электронов (с учетом тормозного, рекомбинационного излучения и излучения при диэлектронной рекомбинации) [10]: 1 – модель Роста; 2 – модель ЛПЧ; 3 – Кулон-Борновское приближение.

Из рис.1 видно, что все модели дают близкие друг к другу результаты, при этом при росте температуры наблюдается возрастание отношения потерь. При этом, данное отношение составляет до 1-5%, что гораздо ниже первоначальных грубых оценок в 20%, выполненных при помощи общего сечения для неупругих переходов.

Литература:

1. Гервидс В.И., Жидков А.Г., Марченко В. С., Яковленко С. И. Кинетика излучения многозарядных ионов в термоядерной плазме // Вопросы теории плазмы. 1982. Вып. 12. С. 156–204.
2. Fermi E. Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen // Zeitschrift für Phys. 1924. Vol. 29, № 1. P. 315–327.
3. С.В. Путвинский. Альфа-частицы в токамаке // Вопросы теории плазмы. 1990. Вып. 18. С.

209–318.

4. Гаранин С.Ф., Кравец Е.М. Расчет спектральных и ресселандовых пробегов в плазме с многозарядными ионами на основе статистического подхода // ЖЭТФ. 2012. Вып. 142, № 5. С. 1052–1066.
5. Demura A. V. et al. Statistical model of radiation losses for heavy ions in plasmas // JETP Lett. 2014. Vol. 98, № 12. P. 786–789.
6. Demura A. V. et al. Tungsten ions in plasmas: Statistical theory of radiative-collisional processes // Atoms. 2015. Vol. 3, № 2. P. 162–181.
7. Demura A.V. et al. Universal statistical approach to radiative and collisional processes with multielectron ions in plasmas // High Energy Density Phys. Elsevier Ltd, 2015. Vol. 15. P. 49–58.
8. Kogan V.I., Kukushkin A.B., Lisitsa V.S. Kramers electrodynamics and electron-atomic radiative-collisional processes // Phys. Rep. 1992. Vol. 213, № 1–2. P. 1–116.
9. Skobelev I.Y., Vinogradov A. V. Coulomb-Born and unitarised Coulomb-Born cross sections and rates of inelastic transitions in ion-ion collisions // J. Phys. B At. Mol. Phys. 1978. Vol. 11, № 16. P. 2899–2905.
10. Pütterich T. et al. Calculation and experimental test of the cooling factor of tungsten // Nucl. Fusion. 2010. Vol. 50, № 2.

ПОДГОТОВКА ВЕРТИКАЛЬНОГО КАНАЛА СВЧ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА К ФИЗИЧЕСКОМУ ПУСКУ ТОКАМАКА Т-15МД

Дрозд А.С.^{1,2}, Сергеев Д.С.¹.

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

Электронная плотность является одним из важнейших параметров высокотемпературной плазмы в разрядах на установках типа токамак. Интерферометрия является классическим методом измерения электронной плотности. Зондирование волнами СВЧ диапазона давно используется в интерферометрии [1, 2]. Электромагнитные волны, прошедшие через плазму, несут в себе информацию о средней концентрации электронов на своем пути.

Показатель преломления для распространяющейся в плазме электромагнитной волны отличен от показателя преломления вакуума. Поэтому зондирующий луч приобретает дополнительный набег фазы $\Delta\varphi$. Для распространяющейся в плазме обыкновенной волны частотой много больше плазменной, изменение фазы связано с величиной линейно интегрированной электронной плотности следующим соотношением:

$$\Delta\varphi = -\frac{\lambda e^2}{m_e c^2} \int_0^l n_e dl',$$

где λ – длина волны электромагнитного излучения, e – элементарный электрический заряд, m_e – масса электрона, c – скорость света в вакууме, n_e – электронная плотность, интеграл берется вдоль линии зондирования плазменного шнура.

Современные методы интерферометрии в субмиллиметровом диапазоне предполагают проведение измерений на промежуточной частоте, что позволяет упростить обработку сигналов интерферометра, а также для однозначности определения набег фазы [1, 3, 4].

На 2021 год в НИЦ «Курчатовский институт» запланирован физический пуск токамака Т-15МД [5]. Ток плазмы в установке планируется до 2 МА, величина тороидального поля на оси плазмы – до 2 Тл, мощность дополнительного нагрева – до 20 МВт, большой радиус составляет 1,48 м, малый радиус – 0,67 м, вытянутость 1,7-1,9, треугольность 0,3-0,4. Токамак Т-15МД позволит проводить эксперименты с вытянутым сечением и диверторной конфигурацией.

Рефракция волн в плазме (искривление траектории распространения лучей) может играть существенную роль и препятствовать проведению измерений. Для оценки влияния

рефракции были проведены численные расчеты распространения пучков СВЧ-излучения в камере токамака. Траектория пучка рассчитывалась путем интегрирования хода луча:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dh}$$

где r – радиус кривизны траектории, μ – показатель преломления, $\frac{d\mu}{dh}$ – его градиент в направлении, перпендикулярном распространению волны. При расчетах использовался профиль распределения электронной плотности по радиусу, близкий к параболическому, с максимальным значением плотности $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Осевое смещение пучка не превысило 3 см при смещении шнура до 10 см, величина относительного изменения набега фазы из-за рефракции не превысила 5%.

Блок-схема СВЧ-интерферометра токамака Т-15МД [6, 7] разработанная ООО «ДОК» по договору с НИЦ КИ изображена на рис. 1. В синтезаторе генерируются от одного задающего кварцевого резонатора REF сигналы с частотами 7,282 ГГц, 7,280 ГГц, 85 МГц, а также выводится задающий (опорный) сигнал частотой 10 МГц. Первый сигнал поступает в передатчик, где происходит умножение частоты 7,282 ГГц в 44 раза и полученным излучением с частотой 320,4 ГГц осуществляется зондирование плазмы в токамаке.

Второй сигнал поступает в приемник, где его частота умножается в 22 раза, и передается в блок смешивания с сигналом, пришедшим из вакуумной камеры. На выходе из блока смешивания формируется сигнал промежуточной частоты (ПЧ1) 80 МГц. Далее этот сигнал по коаксиальному кабелю передается в блок синтезатора, где он поступает на ещё один блок смешивания, на второй вход которого поступает сигнал частотой 85 МГц. В результате формируется сигнал частотой 5,0 МГц (ПЧ2),

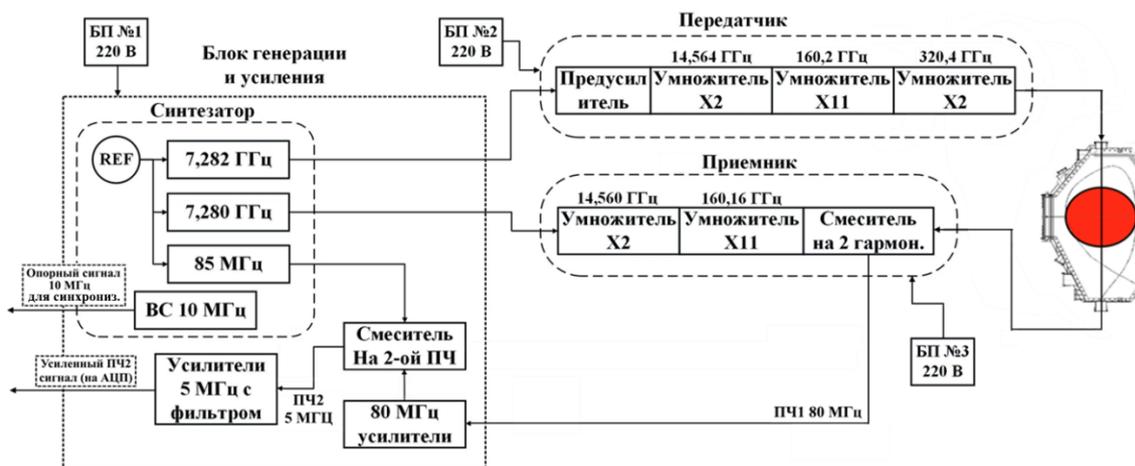


Рис. 1. Блок-схема вертикального канала СВЧ-интерферометра

фаза которого несёт информацию о средней электронной плотности прозондированной плазмы. Этот сигнал, вместе опорным сигналом, поступает в систему регистрации и математической

обработки в режиме реального времени эксперимента сигналов многоканального СВЧ-интерферометра [8, 9].



Рис. 2. Модели антенн для ввода и приема зондирующего излучения, расположенных в нижней (слева) и в верхней (справа) частях камеры

В лабораторных условиях был получен сигнал ПЧ2 (5 МГц), при этом расстояние между источником и приемником составляло 5 метров, и введено дополнительное затухание 15 дБ. В настоящее время работы по повышению стабильности сигнала в диагностическом канале продолжаются.

СВЧ-излучение подводится к камере токамака по сверхразмерным жестко скрепленным между собой сверхразмерным лучеводам [10]. Для ввода в вакуумную камеру токамака Т-15МД и приема зондирующего излучения из неё используются цилиндрические конические антенны. Для возможности юстировки в конструкции предусмотрено сильфонное соединение, а вакуумные соединения выполнены по вакуумному стандарту ConFlat. В настоящее время производится монтаж частей вертикального канала СВЧ-интерферометра в зале токамака Т-15МД.

Работа выполнена при финансировании Госкорпорации «Росатом».

Литература

1. Горбунов Е.П. Методика измерения средней электронной плотности в плазме на установках токамак. сборник «Диагностика плазмы». М.: Госатомиздат, 1963, с. 68.
2. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. ЖТФ, 1960, т. 30, с. 1265.
3. Багдасаров А.А., Бузанкин В.В. и др. Девятиканальный интерферометр субмиллиметрового диапазона для измерения концентрации электронов на установке «Токамак Т-10». В сб.: Диагностика плазмы, вып. 4 (11). - М.: Энергоатомиздат, 1981, с. 141 - 146.
4. Veron D. Submillimeter Interferometry of High-Density Plasmas, in Infrared and Millimeter Waves. New York: Academic Press, 1979.
5. Хвостенко П.П. и др. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15 - 38.
6. Сергеев Д.С., Неруш М.Н. Анализ возможности измерения электронной концентрации плазмы токамака Т-15МД зондированием электромагнитными волнами субмиллиметрового диапазона. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 49 - 56.

7. <http://dokltd.ru/products/>

8. DASPhase // Патент России № 2018613851. 2018. Бюл. № 4. /Соколов М.М., Игонькина Г.Б.

9. Система управления электронной плотностью плазмы на установках типа токамак // Патент России № 2654518. 2018. Бюл. № 15. /Соколов М.М., Игонькина Г.Б., Байков В.М.

10. Горшко А.И., Кулешов Е.М. Исследование полого диэлектрического лучевода миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн. Радиотехника (Харьков, Харьковский гос. ун-т), 1972, вып. 21.

СИСТЕМА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ ТОКАМАКА Т-15МД С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ЗОНДИРОВАНИЕМ ПЛАЗМЫ

Д.С. Панфилов ^{1,2}, А.В. Горшков ², Г.М. Асадулин ², И.С. Бельбас ²

¹. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

². Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» готовится к физическому пуску новый токамак Т-15МД [1]. Для изучения физических процессов происходящих в плазме разрабатывается комплекс диагностик, одной из которых является диагностика томсоновского рассеяния (ТР). Она позволяет измерять пространственное распределение температуры и плотности электронов плазмы. Из-за D-образного сечения плазмы токамака Т-15МД на нем будут реализованы две системы диагностики ТР как с вертикальным, так и с тангенциальным зондированием плазмы [2].

Данная работа посвящена разработке диагностики томсоновского рассеяния с вертикальным зондированием плазменного шнура. Основные особенности реализации данной системы:

- Лазер - 2-я гармоника Nd:YAG лазера (532 нм, 10 нс, 2.5 Дж, 100 Гц);
- Многопроходная система ввода-вывода лазерного излучения в камеру токамака;
- Система регистрации на основе электронно-оптического преобразователя (ЭОПа) и CMOS камеры.

В ходе разработки был выполнен расчет основных оптических узлов регистрирующей части диагностики. Данная оптическая система состоит из собирающего объектива, оптоволоконного коллектора, который служит для передачи света в диагностическое помещение с полихроматорами. Конструкция оптических узлов разрабатывалась на основе диагностики ТР установки Т-10 [3,4], но имеет свои особенности, которые представлены ниже.

Собирающий объектив фокусирует рассеянный свет с лазерной хорды длиной 2200 мм на входной торец оптоволоконного коллектора (численная апертура оптоволокна $NA=0.22$), который имеет сферическую форму. Фокусное расстояние 187 мм, относительное отверстие объектива 1:2.1; угол поля зрения 90°. Длина дуги оптоволоконного коллектора 318 мм.

Для увеличения количества собранного света и для согласования собирающего объектива с детектором (ЭОПом) применяется трансформация оптоволокна. В поле изображения мы имеем оптоволоконный коллектор, который состоит из 159 единичных оптоволоконных сборок с высотой 2 мм и шириной 1 мм (общая длина 318 мм, ширина 1 мм).

Далее, каждые 53 оптоволоконные сборки присоединяются к системе согласующей оптики. Из-за поворота каждой оптоволоконной сборки на 90° на выходе мы имеем плоский торец с высотой 53 мм и шириной 2 мм. В результате, ограничивающим параметром разрешения диагностики ТР выступает высота единичной оптоволоконной сборки, а не разрешение объектива.

Система согласующей оптики служит для передачи света от выходного торца оптоволоконной сборки (высота 53 мм, ширина 2 мм) к входной щели полихроматора (высота 200 мм, ширина 8 мм). Было спроектировано два типа системы согласующей оптики. Первая имеет оригинальную конструкцию и состоит из 4х зеркал и двухлинзового объектива. Вторая состоит из трех трехлинзовых объективов и двух полевых линз и похожа своей конструкцией на систему Т-10. Использование зеркальной согласующей оптики позволило увеличить коэффициент пропускания света до 1.5 раз (в области длин волн от 400 до 532 нм) по сравнению с линзовой системой при сохранении необходимого разрешения.

Полихроматор (Рис.1.) построен по автоколлимационной схеме Литтроу.

Он состоит из входной щели, двухсекционного поворотного сферического зеркала, тороидальной голографической дифракционной решетки и высокоскоростной камеры с ЭОПом. Свет распространяется от входной щели через вырез в двухсекционном зеркале к тороидальной дифракционной решетке. Тороидальная решетка выполняет две функции: раскладывает свет в спектр и фокусирует его на двухсекционное зеркало. Свет с лазерной длиной волны (532 нм) попадает в разрез двухсекционного зеркала из-за поворота решетки на угол $\sim 10^\circ$ и не регистрируется ЭОПом.

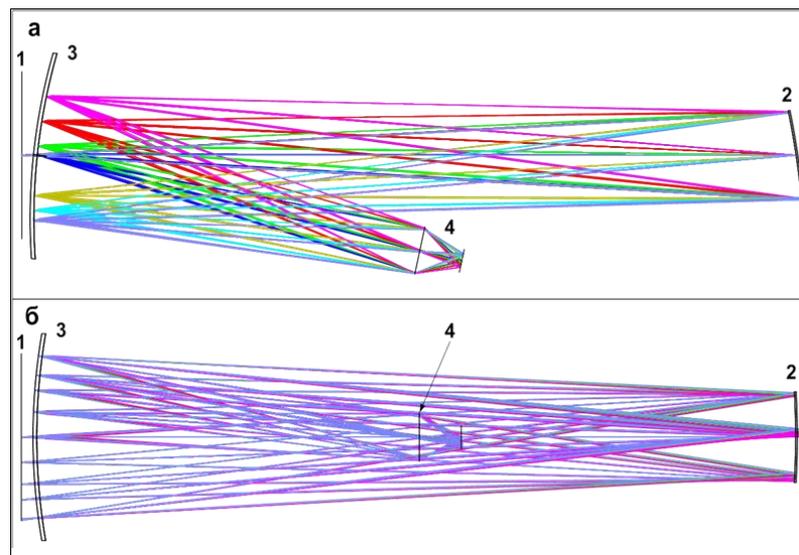


Рис.1. Оптическая схема полихроматора. 1 - Входная щель. 2 - Тороидальная дифракционная решетка. 3 - Двух секционное зеркало (с прорезью по центру зеркала). 4 - Объектив ЭОПа.
а – Вид сверху. б – Вид сбоку.

Произведена оценка точности измерений, с учетом рассчитанных оптических узлов на основе работ [5,6]. В итоге система вертикальной диагностики ТР Т-15МД позволит измерять эволюцию профилей электронной температуры с ошибкой менее <10% в диапазоне от 10 эВ до 20 КэВ при плотности электронов $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ с пространственным разрешением для центра плазменного шнура ~11 мм, для периферийной области ~15 мм.

Литература

1. Хвостенко П. П. и др. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД //ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2019. – Т. 42. – №. 1. – С. 15-38.
2. Асадулин Г. М., Бельбас И. С., Горшков А. В. Тангенциальная система диагностики томсоновского рассеяния для токамака Т-15 //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2016. – Т. 39. – №. 2. – С. 91-95.
3. A.V.Gorshkov. High resolution Thomson scattering on T-10 tokamak / A.V. Gorshkov et al. // Proceedings of 11th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, P-20 (2003)
4. Asadulin G., Bel'bas I., Gorshkov A. 100-Hz Thomson scattering diagnostics on T-10 tokamak. — In: Proc. of 43rd European Physical Society Conf. on Plasma Physics, 2016.
5. Mattioli M., Papoular R. Analysis of light scattering data from relativistic plasmas //Plasma Physics. – 1975. – Т. 17. – №. 3. – С. 165.
6. Sheffield J. The incoherent scattering of radiation from a high temperature plasma //Plasma Physics. – 1972. – Т. 14. – №. 8. – С. 783.

РАЗРАБОТКА ГЕТЕРОДИННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА МИФИСТ

А.С. Белов, К.Л. Губский, А.П. Кузнецов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Электронная плотность является одним из основных параметров, используемых для контроля режимов работы токамаков. Системы измерения электронной плотности, работающие в режиме реального времени, успешно используются для формирования управляющих сигналов на большинстве существующих крупных плазменных установок [1-3]. Внесение зондов в долгоживущую высокотемпературную плазму не представляется возможным, поэтому для задач измерения электронной плотности используются дистанционные оптические методы, фиксирующие концентрацию свободных носителей заряда по сопутствующему изменению показателя преломления среды.

Для измерения электронной плотности плазмы на токамаке МИФИСТ был выбран гетеродинный интерферометр, удовлетворяющая заданным параметрам: временное разрешение $1 \div 10$ мкс, регистрация электронной плотности плазмы $10^{12} \div 10^{14}$ см⁻³ с погрешностью измерений порядка 10^{10} см⁻³, выбростойчивость, возможность включения интерферометра в петлю обратной связи индуктора токамака.

Принципиальная схема гетеродинного интерферометра представлена на рис. 1. Лазерный пучок делится акустооптическим модулятором на две равные части, при этом один из пучков сдвигается по частоте на 40 МГц. Излучение в измерительном канале проходит через плазменную камеру по диагностической хорде, длина которой составляет примерно 70 см и набирает фазовый сдвиг. Оба пучка совмещаются на зеркале М и падают на фотодиод Д.

В интерферометре выбрана длина волны излучения 10,6 мкм, при этом фазовый сдвиг, вносимый электронной составляющей плазмы плотностью 10^{13} см⁻³, составляет 0,23 радиан. В работе используется одночастотный углекислотный лазер LCD-10WG-24 с максимальной мощностью 10 Вт.

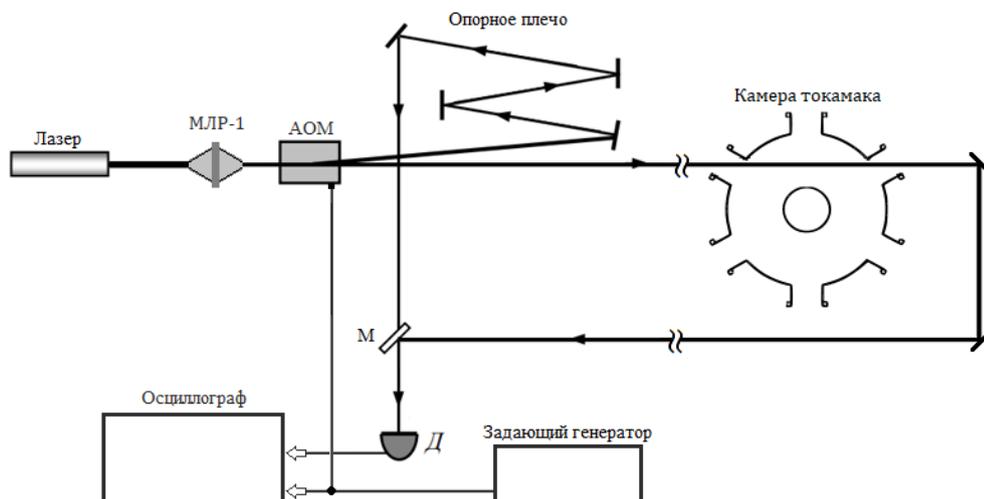


Рис. 1. Схема гетеродинного интерферометра

Частотный сдвиг в схеме задается использованием акустооптического модулятора МЛ-206, обеспечивающего 50% эффективность дифракции при ВЧ мощности накачки 20 Вт.

Прием гетеродинного сигнала осуществляется фотодиодом ФД-294-2, работающим при криогенных температурах. Для его работы был разработан усилитель сигнала с полосовым частотным фильтром шириной 6 МГц.

Сигнал с фотодиода записывается напрямую, осциллографом LeCroy WaveRunner 640Zi с полосой пропускания 4 ГГц. Планируется работать на частоте дискретизации 1 ГГц, при этом используется память в 35 млн. отсчетов на каждый канал. Что позволяет отказаться от обратного гетеродинирования радиоэлектронными методами и повысить точность измерений за счет использования цифровых алгоритмов обработки.

На данный момент интерферометр собран на оптическом столе и проходит тестирование, после завершения которого он будет смонтирован на токамаке МИФИСТ.

Литература:

1. T. N. Carlstrom. Real-time, vibration-compensated CO₂ interferometer operation on the DIII-D tokamak. *Review of Scientific Instruments* 59, P. 1063 (1988).
2. P. Kornejew, M. Hirsch, T. Bindemann, A. Dinklage, H. Dreier, and H.-J. Hartfuß. Design of multichannel laser interferometry for W7-X, *Review of Scientific Instruments* 77, 10F128 (2006); <https://doi.org/10.1063/1.2349745>
3. Pablo Acedo, Horacio Lamela, Miguel Sánchez, Teresa Estrada, and Joaquín Sánchez. CO₂ He–Ne two-color laser interferometry for low and medium electron density measurements in the TJ-II Stellarator, *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, VOLUME 75, NUMBER 11, NOVEMBER 2004

АНАЛИЗ СИГНАЛА ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ (ЛИФ) С ПОМОЩЬЮ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ.

А.Ю. Беляев¹, А.В. Горбунов², Д.А. Захарова¹, А.Ю. Летунов^{1,2}

¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

²*НИЦ «Курчатовский институт»*

Технологии машинного обучения за последние 10 лет совершили большую революцию и сегодня они используются повсеместно как в прикладных задачах, так и в науке. Мы ощущаем влияние этих технологий на себе все чаще. Эти алгоритмы широко применяются в спектроскопии и помогают анализировать результаты работы [1-3]. Следующим логичным шагом является внедрение технологий машинного обучения для обработки эксперимента, в частности для диагностики плазмы.

В данной работе продемонстрирован метод обработки и интерпретации данных в экспериментах по Лазерно-Индукционной Флуоресценции (ЛИФ). Измерение концентрации электронов в токамаке является технически сложной задачей. Однако, технологии машинного обучения позволяют за короткое время решать обратную задачу и определять локальные характеристики плазмы. Контроль параметров плазмы с помощью различных диагностических методик является важной задачей при исследовании разреженных сред. Лазерно-индуцированная флуоресценция метод диагностики основанный на использовании лазерного возбуждения разрешенного перехода и наблюдения флуоресцентного ответа в той же или другой линии (ях) [4,5]. Преимущество ЛИФ по сравнению с другими оптическими методами, например, с методами эмиссионной спектроскопии, определяется тем, что ЛИФ является более точным методом определения параметров исследуемой среды [6]. Применение диагностики ЛИФ является актуальной задачей, так как дает возможность получать локальную информацию о параметрах исследуемых объектов с высоким пространственным, временным и спектральным разрешением. ЛИФ позволяет проводить измерения параметров объекта в условиях затрудненного доступа к плазме и при наличии целого ряда неблагоприятных факторов. Данный процесс происходит на модернизированном токамаке Глобус-М ЛИФ и измеряет распределения He I в диверторной плазме. Уникальная научная установка **Глобус-М** представляет собой сферический токамак нового поколения, предназначенный для исследования физических процессов в плазме сферической конфигурации и отработки инженерных рекомендаций для сферических токамаков мегаамперного диапазона.

Временная форма сигналов флуоресценции атома гелия сильно зависит от значения плотности электронов (n_e) в точке наблюдения. Регистрируя сигналы и сравнивая их с рассчитанными с помощью столкновительно-излучательной модели (СИМ), можно рассчитать значения концентрации электронов [7-9]. Столкновительно-излучательная модель позволяет рассчитать изменение населённости на возбуждённых состояниях атома во время лазерного импульса. СИМ позволяет моделировать сигналы флуоресценции в зависимости от временного профиля лазерного импульса накачки и локальных значений n , T_e и др:

$$I_{Flu} = f(p_L, n_e, T_e), \quad (1)$$

Благодаря этим средствам был сформирован массив данных(датасет), с помощью которого обучали модель машинного обучения для решения поставленной задачи. Величина интенсивности пронормирована на интеграл по времени. Сама модель решает классическую в анализе данных задачу регрессии, то есть устанавливает соответствие между величинами, отражающее связь между зависимой переменной y и независимыми переменными x при условии, что это выражение будет иметь статистическую значимость переменными. Полученный датасет разделен на обучающую выборку, для установки соответствия, тестовую выборку для расчета точности и результативности модели. В процессе были протестированы несколько архитектур моделей, но наилучшей и наиболее интерпретируемой оказалась модель построенная на основе деревьев принятия решений(решающие деревья). Решающее дерево — это граф. В общем случае — это k -ичное дерево с решающими правилами в нелистовых вершинах (узлах) и некотором заключении о целевой функции в листовых вершинах (прогнозом) [10].

В статистике хорошо известно интуитивное соображение, согласно которому усреднение результатов наблюдений может дать более устойчивую и надежную оценку, поскольку ослабляется влияние случайных флуктуаций в отдельном измерении. На аналогичной идее было основано развитие алгоритмов комбинирования моделей, в результате чего построение их ансамблей оказалось одним из самых мощных методов обучения, нередко превосходящим по качеству предсказаний другие методы [11]. Для получения устойчивого прогноза частные предсказания этих моделей тем или иным образом комбинируют, например, с помощью простого усреднения или голосования (возможно, взвешенного). Случайный лес **RF (random forest)** — это множество решающих деревьев. В задаче регрессии их ответы усредняются, показывая лучшие результаты в сравнении с одиночными моделями.

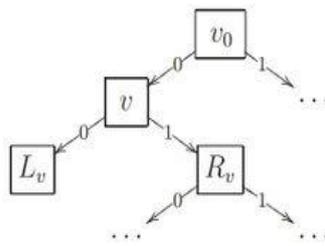


Рис.1. Решающее дерево

В результате были обучены модели на теоретических данных. Рассматривался переход He I 587.6 нм $1s3d^3D \rightarrow 1s2p^3p$. Накачка происходила с уровня $1s2s^3S \rightarrow 1s3p^3P$. Полученный коэффициент детерминации R^2 оказался равен 0.96. Коэффициент детерминации для модели принимает значения от 0 до 1. Чем ближе значение коэффициента к 1, тем сильнее зависимость. При оценке регрессионных моделей это интерпретируется как соответствие модели данным. Модели с коэффициентом детерминации выше 80% можно признать достаточно хорошими (коэффициент корреляции превышает 90%). Равенство коэффициента детерминации единице означает, что объясняемая переменная в точности описывается рассматриваемой моделью. Средняя ошибка составляет 10%:

$$R^2 = 1 - \frac{D[y|x]}{D[y]} = 1 - \frac{\sigma^2}{\sigma_y^2} \quad , \quad (2)$$

где $D[y]$ — дисперсия случайной величины y , а $D[y|x]$ — условная (по факторам x) дисперсия зависимой переменной (дисперсия ошибки модели).

$1s3d^3D \rightarrow 1s2p^3p$, 587.6 нм

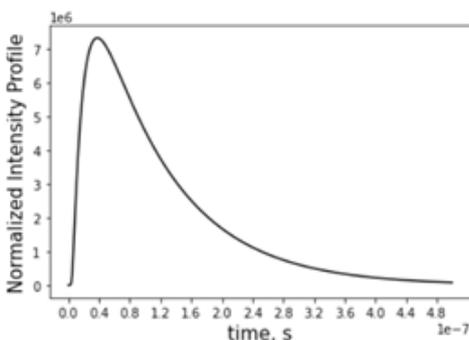


Рис.2. Теоретическая кривая сигнала флуоресценции на основе СИМ

$$n_e = 1e+18 \quad T_e = 1eV.$$

Предсказанное значение:

$$n_e = 1.0152e+18, \quad T_e = 1eV$$

$1s3d^3D \rightarrow 1s2p^3p$, 587.6 нм

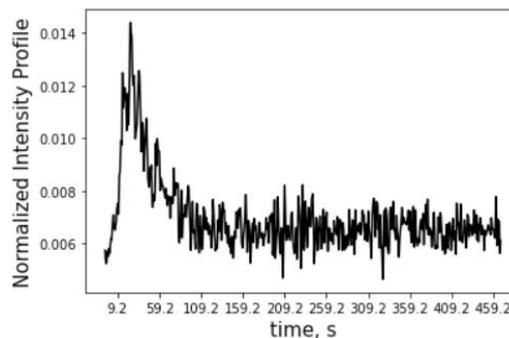


Рис.3. Экспериментальная кривая сигнала флуоресценции

$$n_e = 2.5119e+19, \quad T_e = 1eV.$$

Предсказанное значение:

$$n_e = 2.7674360e+19, \quad T_e = 1eV$$

Затем смодулирован шум для приближения к реальным данным и проведена аналогичная работа и коэффициент детерминации равен $R^2 = 0.78$. Этот метод позволяет решать обратную задачу и определять концентрацию и температуру с погрешностью на теоретических данных около 4%. На зашумленных данных средняя погрешность составляет порядка 10%. Однако, такая модель позволяет мгновенно решать задачу по полученным кривым, что полезно при эксперименте.

Литература:

1. Acquarelli J. et al. Convolutional neural networks for vibrational spectroscopic data analysis //Analytica chimica acta. – 2017. – Т. 954. – С. 22-31.
2. Brudzewski K. et al. Gasoline quality prediction using gas chromatography and FTIR spectroscopy: An artificial intelligence approach //Fuel. – 2006. – Т. 85. – №. 4. – С. 553-558.
3. Gniadecka M. et al. Melanoma diagnosis by Raman spectroscopy and neural networks: structure alterations in proteins and lipids in intact cancer tissue //Journal of investigative dermatology. – 2004. – Т. 122. – №. 2. – С. 443-449.
4. Gorbunov A. V. et al. Laser-induced fluorescence of helium ions in ITER divertor //Fusion Engineering and Design. – 2019. – Т. 146. – С. 2703-2706.
5. Горбунов А. В. и др. Определение оптимальной спектральной плотности мощности перестраиваемого источника зондирующего излучения лиф-диагностики диверторной плазмы итэр //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. – 2011. – №. 1. – С. 68-72.
6. Горбунов, А. В., Мухин, Е. Е., Скрылев, А. В., Бабинов, Н. А., Вуколов, К. Ю., Толстяков, С. Ю., Левашова, М. Г. Измерение концентрации водорода методом лазерной индуцированной флуоресценции.
7. Горбунов А. В., Шуваев Д. А., Москаленко И. В. Временная эволюция сигнала лазерной флуоресценции на атомарном гелии как метод определения электронной концентрации в пристеночной плазме токамаков //Физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – №. 7. – С. 627-627.
8. Горбунов, А. В., Лисица, В. С., Левашова, М. Г., Мухин, Е. Е., Вуколов, К. Ю., Курскиев, Г. С., & Толстяков, С. Ю. Оптимизация методики ЛИФ измерений параметров диверторной плазмы ИТЭР.
9. Горбунов, А. В. "Специфика измерений параметров плазмы методом лазерной индуцированной флуоресценции в диверторе ИТЭРа."

10. Генрихов И. Е., Дюкова Е. В., Журавлёв В. И. О полных регрессионных решающих деревьях //Машинное обучение и анализ данных. – 2016. – Т. 2. – №. 1. – С. 116-126.
11. Liaw A. et al. Classification and regression by randomForest //R news. – 2002. – Т. 2. – №. 3. – С. 18-22.

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ NH₃-ЛАЗЕР С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ «ДЛИННЫМИ» (~100 МКС) ИМПУЛЬСАМИ СО₂-ЛАЗЕРА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

Зазымкина Д.А.¹, Ионин А.А.¹, Киняевский И.О.¹, Климачев Ю.М.¹, Козлов А.Ю.¹,
Кормашова Д.И.¹, Котков А.А.¹, Лампин Ж.Ф.², Митягин Ю.А.¹, Савинов С.А.¹, Сагитова А.М.
¹, Сеницын Д.В.¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Институт электроники, микроэлектроники и нанотехнологии, Лилль, Франция

Для решения широкого круга задач (например, диагностики плазмы [1], дистанционного детектирования взрывчатых веществ за препятствиями [2], спектроскопии и др.) представляет интерес разработка источников лазерного излучения в терагерцовом диапазоне. Одним из наиболее хорошо изученных в спектроскопическом отношении газовых лазеров такого типа является NH₃-лазер. Терагерцовое излучение на переходах NH₃ возможно получить за счёт оптической накачки СО₂-лазером, который является эффективным и хорошо отработанным в техническом плане источником излучения. В работе [3] обсуждаются параметры лазера терагерцового диапазона, удовлетворяющие условиям проведения диагностики плазмы в электродинамических ускорителях и токамаках с сильным магнитным полем. Выполнено численное моделирование генерации терагерцового излучения NH₃-лазера с длиной волны 151.5 мкм под действием мощной импульсной оптической накачки излучением СО₂-лазера на переходе 10P(32) с длительностью генерации от 0.1 до 0.5 мкс. Для условий расчета, время колебательной релаксации составляло 0.2 мкс, а время вращательной релаксации – 0.01 мкс. Эти времена оказываются сравнимы с характерным временем импульса накачки 0.1 мкс, поэтому длительность генерации NH₃-лазера выше в два раза длительности оптической накачки. При увеличении длительности импульса накачки указанные времена релаксации становятся меньше характерного времени импульса накачки, поэтому временная зависимость интенсивности ТГц-излучения по форме повторяет излучение накачки. Проведенные расчеты показали, что добавление буферного газа (аргон или азот) в ячейку с аммиаком позволяет примерно в полтора раза увеличить эффективность преобразования, которая может достигать 4%.

В работе [4] резонатор терагерцового излучения был организован вдоль оси газовой ячейки с NH₃, а поперечный зигзагообразный резонатор обеспечивал оптическую накачку импульсами ТЕА СО₂-лазера с энергией ~0.38 Дж на линии 10P(32) с длительностью ~200 нс. В

реализованной оптической схеме использовалась модуляция добротности резонатора (МДР) для терагерцового излучения. Пиковые значения мощности на длине волны 152 мкм приближались к 10 кВт при импульсах длительностью 5 нс и были получены при частоте повторения импульсов 12 Гц. Было исследовано оптимальное время включения МДР относительно начала импульса CO₂-лазера, которое имело, как отмечал автор, «удивительную» задержку 1.5–2.0 мкс, т.е. на порядок большую, чем длительность самого импульса накачки.

Научная группа из Huazhong University of Science and Technology [5, 6] упростила оптическую схему лазерной системы, отказавшись от сложных зеркал с металлической сеткой [5]. При этом были получены следующие линии: 90 мкм (130 мДж) при накачке линией 9R(16) и 151.5 мкм (204 мДж) при накачке линией 10P(32). Эффективность преобразования фотонов составляла 6% и 18%, соответственно. Профиль пучка ТГц-излучения с длиной волны 90 мкм имел вид, близкий к Гауссову. Дальнейшее улучшение схемы [6] позволило увеличить эффективность преобразования фотонов до 41.5% для терагерцового излучения с длиной волны 151.5 мкм.

Применение мощного импульсного ТЕА CO₂-лазера позволило получить генерацию на десятках переходах в оптических ячейках с NH₃ за счёт использования почти «глухих» терагерцовых резонаторов с вводом и выводом излучения через миллиметровые отверстия (см., например [7, 8]). В частности, было обнаружено, что при накачке линией 9R(30) NH₃-лазер может генерировать более десятка длин волн терагерцового диапазона, а при накачке линией 9R(16) – до пяти. На многих других линиях накачки было получено от 2 до 4 линий генерации NH₃-лазера.

Необходимо отметить что, каскадный механизм генерации ТГц-излучения в NH₃-лазере при оптической накачке излучением CO₂-лазера подробно не исследовался. Временные формы импульсов NH₃ лазера исследовались либо при короткой длительности накачки (~200 нс) [4], либо при временном разрешении не лучше ~20 нс и длительности накачки до ~3 мкс [9].

Представляет большой интерес исследования характеристик NH₃ лазера при накачке импульсами CO₂ лазера с длительностью на порядки превышающими время колебательной релаксации (~0.1 мкс), т.е. организация квази-непрерывного режима накачки. В данной работе нами были измерены с наносекундным разрешением одновременно импульсы излучения NH₃ лазера и импульсы электроионизационного (ЭИ) CO₂ лазера с длительностью генерации до ~100 мкс, использованного для оптической накачки.

Измерения были проведены при накачке излучением селективного CO₂ лазера на линиях 9R(30) ($\lambda \approx 9.22$ мкм) и 9R(16) ($\lambda \approx 9.29$ мкм). Длительность импульсов накачки достигала ~100 мкс, а энергия импульсов накачки - ~1 Дж. Нами применялась оптическая схема, аналогичная использованной в работе [8]. Аммиак содержался при давлении от 2 до 10 мбар в кювете

длиной 20 см, ограниченной с одной стороны окном из ВаF₂, а с другой – окном из лавсана толщиной 0.05 мм. Внутри кюветы были расположены два плоских латунных зеркала на расстоянии 12 см с отверстием 2 мм на оси кюветы, через которые осуществлялся ввод излучения накачки (со стороны окна из ВаF₂) при фокусировке линзой с f=90 мм и вывод терагерцового излучения (с другой стороны). Излучение CO₂ лазера отсекалось кристаллическим кварцем и черным полиэтиленом. Импульс NH₃ лазера измерялся болометром RS 0.4-4 Т (ЗАО “Сконтел”, спектральный диапазон ~50-3000 мкм, разрешение ~1 нс), охлаждаемым жидким гелием.

Результаты измерений импульсов излучения NH₃ лазера и ЭИ CO₂ лазера представлены на рис. 1. На врезках представлены начальные участки импульсов. Временная форма импульсов ЭИ CO₂ лазера откалибрована на измеренные значения энергии импульсов E_{имп}. Момент времени t=0 соответствует началу импульса ЭИ разряда. Если из рис. 1 видно, что форма излучения NH₃ лазера повторяет форму наиболее мощной части импульса накачки, то на рис. 2 мы наблюдаем два явно выраженных максимума в генерации терагерцового излучения при достаточно стабильной мощности излучения CO₂-лазера. Мы предполагаем, что это проявление каскадного механизма генерации NH₃ лазера, предложенного для объяснения многочастотной генерации при накачке излучением именно этой линией CO₂-лазера, наблюдавшейся, в частности, в работе [7].

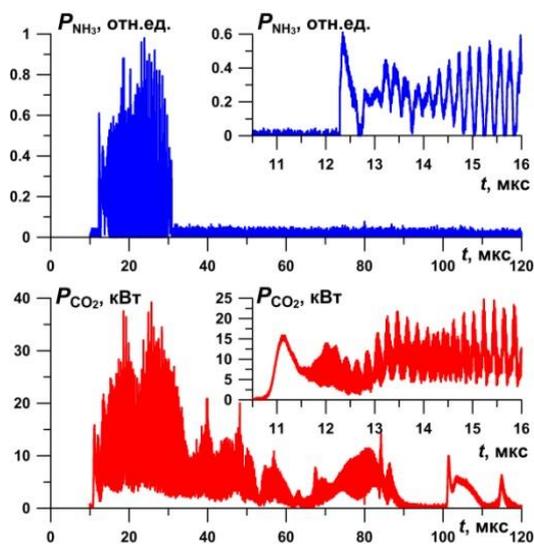


Рис. 1. Импульсы излучения CO₂ лазера (нижний) и NH₃ лазера (верхний) при накачке линией 9R(16). E_{имп} = 0.59 Дж

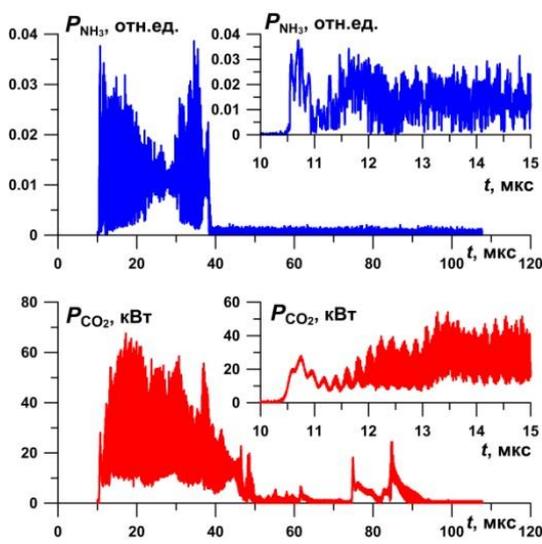


Рис. 2. Импульсы излучения CO₂ лазера (нижний) и NH₃ лазера (верхний) при накачке линией 9R(30). E_{имп} = 0.91 Дж

На рис. 3 и 4 представлены зависимости задержки начала генерации относительно начала импульса накачки и длительности импульсов NH₃ лазера от энергии импульса CO₂-лазера для линий 9R(16) (а) и 9R(30).

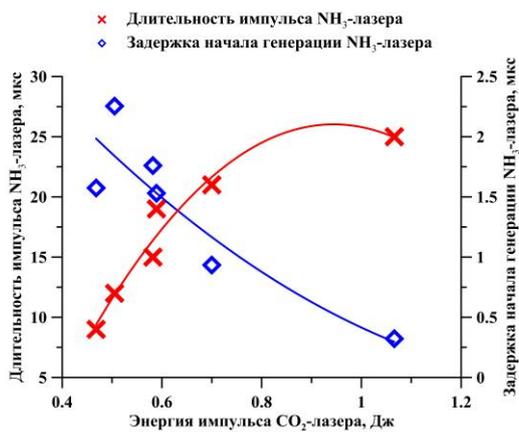


Рис.3. Зависимость длительности и задержки начала генерации импульса NH₃-лазера от энергии импульса CO₂-лазера при накачке линией 9R(16).

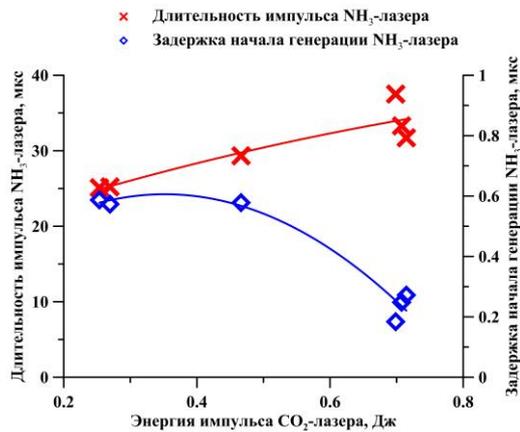


Рис.4. Зависимость длительности и задержки начала генерации импульса NH₃-лазера от энергии импульса CO₂-лазера при накачке линией 9R(30).

Из рис. 3 и 4 видно, что при одних и тех же значениях энергии накачки длительность импульсов NH₃ лазера была больше при линии 9R(30), чем для линии 9R(16). В обоих случаях задержка начала генерации NH₃ лазера уменьшалась, а длительность генерации росла с увеличением энергии CO₂ лазера. Задержка начала генерации NH₃ лазера составила ~0,3 – 2,5 мкс для линии 9R(16) и ~0,2 – 0,6 мкс для линии 9R(30). Длительность генерации NH₃ лазера в зависимости от энергии импульса CO₂ лазера лежала в диапазоне от 10 до 25 мкс и от 25 до 40 мкс для линий 9R(16) и 9R(30), соответственно. Оптимальное давление в кювете с аммиаком для линий 9R(16) и 9R(30) составило 8 мбар и 2 мбар, соответственно. Для измерения длины волны ТГц излучения была использована решетка 6 штр./мм с углом блеска 12°. Удалось зафиксировать только одну линию генерации NH₃ с длиной волны 83,5±1,7 мкм (при накачке линией 9R(30)).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-52-16019).

Литература

1. Верещинский З., Герасимов В.Г., Горбунов и. др. // Физика плазмы. – 1992. – Т. 18. – №. 2. – С. 198.
2. Federici J. F., Gary D., Barat R., and Michalopoulou Z.-H., 'Chapter 11 - Detection of Explosives by Terahertz Imaging', in Counterterrorist Detection Techniques of Explosives, J. Yinon, Ed. Amsterdam: Elsevier Science B.V., – 2007. – Pp. 323–366.
3. Мищенко В. А., Петрушевич Ю. В., Соболенко Д. Н., Старостин А. Н., // Физика плазмы, 2012. – Т. 38. – № 6. – с. 506–512
4. Wilson T. E. // Int. J. of infrared and millimeter waves. – 1993. – V. 14. – №. 2. – Pp. 303-310.

5. Jiu Z., Zuo D., Miao L. et al. // *Int. J. of infrared and millimeter waves.* – 2010. – V. 31. – №. 12. – Pp. 1422-1426.
6. Miao L., Zuo D., Lu Y., Cheng Z. // *Proc. SPIE* – 2010. – V. 7854. – P. 78540F.
7. Gullberg K., Hartmann B. and Kleman B. // *Phys. Scr.* – 1973. – V. 8, – P. 177.
8. Nishi Yo., Horiuchi Ya., Wada S. et al. // *Japanese J. of Applied Physics* – 1982. – V. 21. – P. 719.
12. Woskoboinkow, P., Machuzak, J., & Mulligan, W. // *IEEE J. of Quantum Electronics,* – 1985. – V. 21. – №. 1. – Pp. 14–17.

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ СО-ЛАЗЕР С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Сагитова А.М.,
Синицын Д.В.

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. На сегодняшний день существует большое количество таких интерферометров с использованием двух лазеров в различных комбинациях: в частности, СО₂-лазер (10.6 мкм) и СО₂-лазер (9.27 мкм); СО₂-лазер (10.6 мкм) и СО-лазер (5.3 мкм); СО₂-лазер (10.6 мкм) и He-Ne лазер (0.63 мкм) и др [1]. Представляет большой интерес создание лазера, сразу работающего на двух длинах волн, сильно отстоящих по спектру.

В лаборатории Газовых лазеров ФИАН создана компактная лазерная установка планарного ВЧ СО-лазера, излучающего в режиме модуляции добротности резонатора (МДР) ~90 линий в диапазоне длин волн $\lambda = 5.0\text{--}6.6$ мкм, на которой с помощью внerezонаторного преобразования в нелинейном кристалле ZnGeP₂ было получено более 200 линий суммарных частот ($\lambda=2.5\text{--}3.2$ мкм) [2]. При этом при пиковой мощности излучения СО-лазера ~2.5 кВт эффективность преобразования внутри кристалла составила 8%. В экспериментах с более мощным лазером (пиковая мощность до 100 кВт) осуществлялось удвоение частоты ($\lambda=2.6$ мкм) электроионизационного селективного ($\lambda=5.2$ мкм) СО-лазера, генерирующего короткий цуг (~1 мкс) наносекундных импульсов. В этих экспериментах эффективность преобразования внутри кристалла ZnGeP₂ достигала 37% [3].

В данной работе впервые экспериментально исследовалась внутррезонаторная генерация суммарных частот (ГСЧ) излучения СО-лазера в нелинейном кристалле ZnGeP₂, причём перестройка фазового синхронизма (ФС) осуществлялась за счет изменения температуры кристалла. Внутррезонаторное преобразование позволяет упростить устройство лазерной системы по сравнению с внerezонаторным и использовать непросветлённый

нелинейный кристалл как выходное зеркало лазерной системы. Однако в этом случае невозможно изменение угла ФС за счет поворота кристалла, т.к. это приводит к дополнительным потерям из-за отражения излучения от непросветленных граней кристалла. С помощью температурной перестройки ФС возможно осуществить плавную перестройку спектра без поворота кристалла.

В экспериментах использовался многочастотный щелевой СО-лазер с ВЧ накачкой и МДР, подробно описанный в работе [2]. Схема эксперимента была той же, что и в работе [4], только вместо кристалла $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ использовался кристалл ZnGeP_2 длиной 8 мм и с углом среза $46.9 \pm 0.1^\circ$ (рис. 1), выращенный в ООО «Лаборатория оптических кристаллов» (г. Томск).

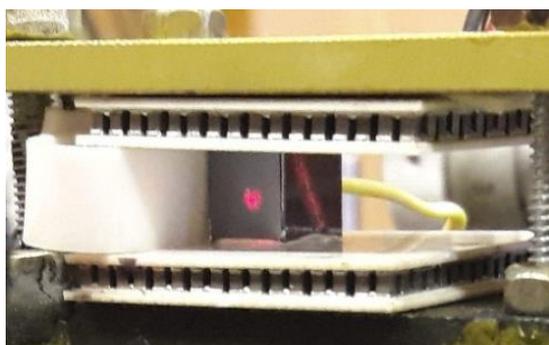


Рис.1. Внешний вид кристалла ZnGeP_2 , нагревательных элементов Пельтье и излучения He-Ne лазера

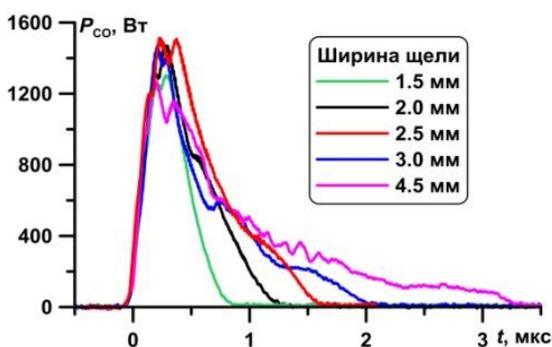


Рис.2. Форма импульсов излучения СО-лазера при различной ширине щелевой диафрагмы

Использовались следующие выходные зеркала лазерного резонатора: сам кристалл ZnGeP_2 (пропускание $T \sim 60\%$ для $\lambda = 2.5 - 6.0$ мкм), или кристалл ZnGeP_2 с пластиной из германия Ge ($T \sim 50\%$ для $\lambda = 2.5 - 6.0$ мкм) или выходным зеркалом от лазера ИЛГН-706 ($T \sim 60\%$ для $\lambda = 2.5 - 3.0$ мкм и $T \sim 10\%$ для $\lambda = 4.8 - 6.0$ мкм). Для уменьшения потерь излучения ГСЧ на окне Брюстера лазерной камеры внутри резонатора между нелинейным кристаллом и окном помещалось дополнительное зеркало с $T \sim 1\%$ для $\lambda = 2.5 - 3.0$ мкм и $T \sim 90\%$ для $\lambda = 4.8 - 6.0$ мкм. Длительность импульса лазерного излучения регулировалась с помощью щелевой диафрагмы, установленной вблизи нелинейного кристалла внутри резонатора. Для получения наибольшей пиковой мощности излучения основной полосы СО-лазера с выходным зеркалом пластиной из Ge оптимальная ширина щелевой диафрагмы составляла 2.5 мм, при этом пиковая мощность P_{CO} достигала 1.5 кВт, а средняя мощность $\langle P_{CO} \rangle = 116$ мВт (см. рис. 2). Средняя мощность излучения ГСЧ в этом случае достигала $\langle P_{ГСЧ} \rangle = 1.56$ мВт. Дальнейшие эксперименты проводились при этом размере щелевой диафрагмы.

В следующей серии экспериментов температура кристалла изменялась с помощью термостата на элементах Пельтье от комнатной ($\sim 26^\circ\text{C}$) до 147°C . Температура измерялась термопарой. На рис. 3 показаны характеристики лазерного излучения для разных выходных зеркал при различных температурах нелинейного кристалла ZnGeP_2 . Из рис. 3 видно, что

использование более оптически плотных выходных зеркал приводило к уменьшению средней мощности СО-лазера, однако средняя мощность ГСЧ росла пропорционально мощности СО-лазера в резонаторе благодаря запираанию большей доли излучения СО-лазера в резонаторе.

Нагрев кристалла приводил к уменьшению как средней мощности излучения СО-лазера, так и мощности излучения ГСЧ для всех вариантов выходных зеркал. Доля излучения суммарных частот по отношению к излучению СО-лазера при этом также уменьшалась. Для наименее оптически плотного выходного зеркала (кристалла $ZnGeP_2$) максимальная средняя мощность СО-лазера составила 194 мВт, тогда как для более плотных зеркал – 137 мВт для Ge и 44 мВт для зеркала ИЛГН-706. В случае кристалла $ZnGeP_2$ средняя мощность ГСЧ составляла 0.84 мВт, а для пластинки из Ge и зеркала от ИЛГН-706 она достигала 1.57 и 6.98 мВт, соответственно. Отношение средней мощности ГСЧ к средней мощности основной частоты составило $\sim 0.4\%$ для $ZnGeP_2$, $\sim 1.4\%$ для пластинки из Ge и $\sim 15.8\%$ для зеркала ИЛГН-706.

На рис. 4 показано, как изменение температуры кристалла влияло на спектр суммарных частот: нагрев кристалла приводил к смещению спектра преобразованного излучения в коротковолновую область. При комнатной температуре ширина спектра ГСЧ составила 0.23 мкм, а число линий достигало 88. При увеличении температуры до 115°C ширина спектра сузилась до 0.12 мкм, а число линий ГСЧ сократилось до 55.

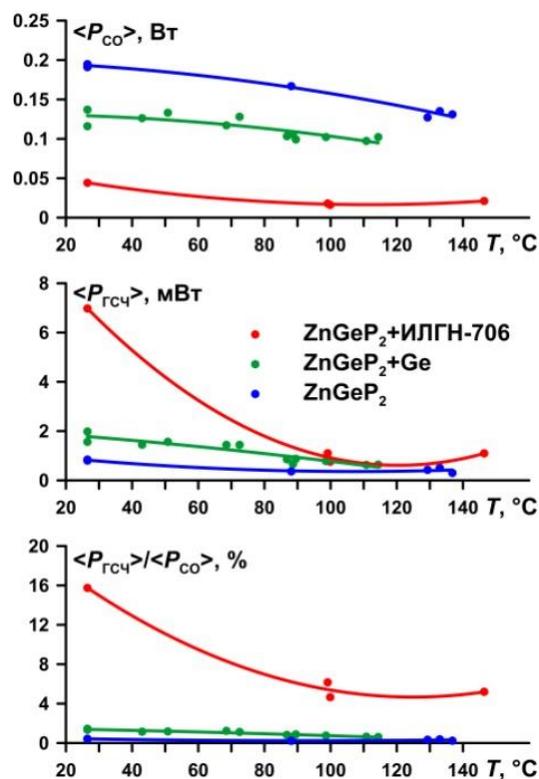


Рис.3. Зависимости характеристик излучения от температуры кристалла при различных вариантах выходных зеркал

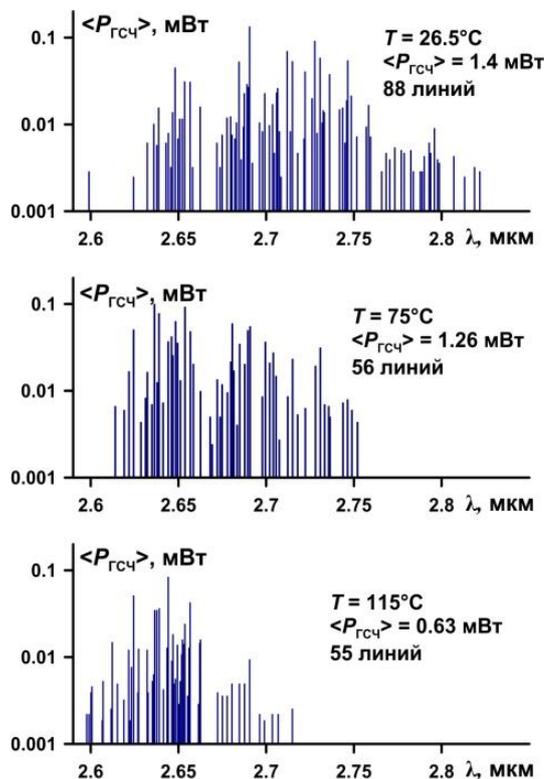


Рис.4. Спектры ГСЧ излучения с выходным зеркалом – пластиной из Ge при разных температурах кристалла

Таким образом, максимальная средняя мощность ГСЧ при внутриврезонаторном преобразовании была получена для варианта с выходным зеркалом ИЛГН-706 и кристаллом ZnGeP_2 при комнатной температуре и достигала ~ 7.0 мВт. Отношение мощностей излучения суммарных частот и СО-лазера, выходящих из резонатора, составило $\sim 16\%$. Оно оказалось выше, по сравнению с результатами, полученными с кристаллом $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ (11.5%) на той же лазерной установке [5].

Работа проведена при поддержке РФФ (грант № 16-19-10619).

Литература:

1. Кузнецов А.П. Дисс. ... докт. физ.-мат. наук: 01.04.21: М: НИЯУ «МИФИ», 2012, 278с.
2. Ionin A.A. et al. // Laser Physics. 2018. Vol. 28, № 2. P. 025401.
3. Andreev Yu.M., et al. // Optics Lett. 2015, V. 40. № 13. P. 2997.
4. Ionin A.A. et al. // Optics Letters. 2018. Vol. 43, № 18. P. 4358–4361.
5. Ionin A.A. et al. // Optics & Laser Technology. 2019. Vol. 115. P. 205–209.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА ПАРАТЕРФЕНИЛА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ

Фридрихсен Д.С., Чернев И.Ф., Обудовский С.Ю., Джурик А.С., Кашук Ю.А.

Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»

e-mail: fridrihsen.ds@triniti.ru - Фридрихсен Д.С.,

Chernev.i@triniti.ru - Чернев И.Ф.,

obud@triniti.ru – Обудовский С.Ю.,

adzhuurik@triniti.ru – Джурик А.С.,

kasch@triniti.ru – Кашук Ю.А.

На современных термоядерных установках в основном проводятся эксперименты с дейтериевой плазмой. Исследования дейтерий-тритиевой плазмы в настоящее время проводятся на токамаке JET и будут продолжены на экспериментальном токамаке-реакторе ITER. Такая плазма является источником интенсивного ионизирующего излучения (термоядерные нейтроны и сопутствующие гамма-кванты), свойства которого важно знать для контроля протекания термоядерной реакции в режиме реального времени. Таким образом, необходимо уметь определять основные характеристики излучения, такие как поток частиц и их распределение по энергиям, что реализуется с помощью различного рода диагностики.

В нашей работе в качестве детектора ионизирующего излучения использован органический сцинтиллятор – кристалл паратерфенила (C₁₈H₁₄) размером 40мм x 40мм. Для работы в спектрометрическом режиме его необходимо откалибровать. Для этой задачи использовались следующие источники ионизирующего излучения: нейтронный генератор ИНГ-07Д (DD-нейтроны) с $E_n \sim 2,5$ МэВ; нейтронный генератор ИНГ-07Т (DT-нейтроны) с $E_n \sim 14$ МэВ; образцовые спектрометрические гамма-источники – Cs137, Co60, Na22, AmBe. Чтобы получить более точную калибровочную зависимость в области энергий нейтронов 2,5-3 МэВ было использовано свойство анизотропии выхода DD-нейтронов, описание которой производится на основе теоретических расчетов. Серия экспериментов проведена на «Стенде нейтронной диагностики плазмы» в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ». Регистрация нейтронов производилась по протонам отдачи (упругое рассеяние на водороде). Регистрация гамма-квантов - по рассеянным комптоновским электронам (эффект Комптона). Сигналы регистрировались быстрым АЦП Spectrum 500MHz с помощью специального ПО,

позволяющего провести разделение сигналов по форме импульса PSD (Pulse Shape Discrimination).

В ходе работы были отработаны методики обработки измеренных спектров и калибровки энергетической шкалы спектрометра. Проведена калибровка детектора с органическим сцинтиллятором из паратерфенила. Полученные калибровочные зависимости позволяют проводить измерение спектров ионизирующего излучения в широком диапазоне энергий: 2,45–14,7 МэВ для нейтронов и 0,34–4,2 МэВ для гамма-квантов.

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТИ CXRS-ИЗМЕРЕНИЙ В ПЛАЗМЕ Т-10 МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В.А. Крупин¹, И.С. Кудашев^{1,2}, М.Р. Нурғалиев¹, И.А. Земцов^{1,3}, А.Р. Немец¹, С.Н. Тугаринов¹,
Н.Н. Науменко⁴

- ¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
- ² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
- ³ Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана
- ⁴ Институт физики им. Б. И. Степанова национальной академии наук Беларуси

Активная перезарядочная спектроскопия (CXRS) является одной из важнейших диагностик в современных термоядерных установках. Она позволяет определять такие важные параметры, как ионная температура T_i , концентрация ионов n_i , скорость полоидального, v_{pol} , тороидального, v_{tor} , вращений плазмы. Знание данных параметров требуется во многих физических исследованиях плазмы термоядерных установок.

На токамаке Т-10 (большой радиус $R_0 = 1,5$ м, малый радиус $a = 0,3$ м) CXRS-диагностика реализована на диагностическом инжекторе нейтральных атомов ДИНА-6 с основной энергией атомов водорода $E_0 = 30$ кэВ. Распределение концентраций атомов по энергиям в пучке $n(E_0):n(\frac{E_0}{2}):n(\frac{E_0}{3}) \sim 0,85 : 0,09 : 0,06$. Диаметр пучка ~ 5 см, ток атомов пучка ~ 70 А/м² [1]. Схема CXRS-диагностики представлена на рис. 1.

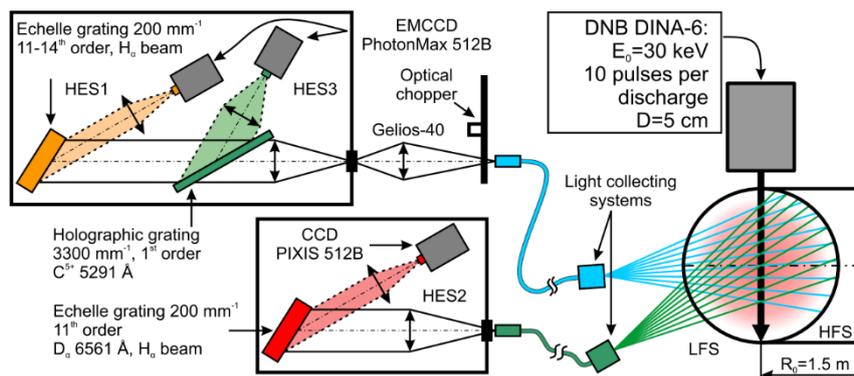
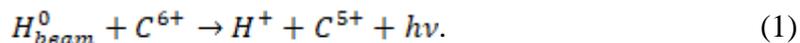


Рис.1. Схема CXRS-диагностики токамака Т-10

Для измерений используются 2 системы сбора света (3,8° и 30° к экваториальной плоскости). Сбор осуществляется при помощи 9-канального оптоволоконного коллектора. Размер каждого канала составляет 2×2 мм, а толщина отдельных волокон – 100 мкм. Спектры регистрируются одновременно в двух спектральных диапазонах: в районе 5290,7 Å (линия C_{VI} $n = 8-7$) и 6561 Å (линия D_α $n = 3-2$).

Спектр в области линии углерода C VI имеет активную и пассивную составляющие. В состав пассивного спектра входит непрерывное тормозное излучение, линейчатый молекулярный квазиконтинуум и пассивная линия иона C VI, излучаемая на периферии шнура [2]. Активный спектр является результатом процесса перезарядки быстрых атомов пучка H_{beam}^0 на ядрах углерода C^{6+} :



Излучение активного спектра регистрируется из локальной зоны пересечения пучка и хорды наблюдения. Активный спектр выделяется на фоне суммарного активного + пассивного спектров путем вычитания из него отдельно измеряемого пассивного спектра. При этом интенсивность пассивного спектра, может значительно превышать интенсивность активного. Данный способ выделения активного спектра обуславливает высокий уровень статистических шумов на активном сигнале, которые в свою очередь создают основной источник погрешности измерений.

Выполнен расчет затухания пучка в плазме путем решения стационарного уравнения непрерывности потока атомов пучка:

$$\nabla n_0 \bar{v}_0 = \bar{v}_0 \frac{\delta n_0}{\delta t} = -n_0 n_e S_e^{ion} - \sum n_0 n_i (S_i^{ion} + S_i^{cx}) \quad (2)$$

где n_0 , v_0 – концентрация и скорость атомов пучка, $S_{i,e}^{ion}$, S_i^{cx} – скоростные коэффициенты ионизации и перезарядки. В рассматриваемых режимах T-10 основная примесь – углерод. Для указанных процессов вводится эффективный коэффициент ослабления пучка S_{eff}^{bs} , полученный из базы данных ADAS [3].

Далее рассчитывалась интенсивность света в районе пересечения хорды наблюдения и пучка нейтралов $I \left[\frac{\text{фотоны}}{\text{м}^2 \text{с}} \right]$ с использованием эффективного скоростного коэффициента излучения Q_{eff}^{cx} [3]. Затем проводилось интегрирование по участку пересечения, накладывались доплеровское уширение и расщепления Зеемана и тонкой структуры, проводилась свертка с аппаратной функцией. С учетом данных расщеплений активный спектр описывается формулой:

$$I = \sum_{n,k} A a_n a_k \exp \left(- \frac{(x - b_n - b_k - B)^2}{c_n^2 + C_{dop}^2} \right) \quad (2)$$

где суммирование по n относится к аппаратной функции, по k – к тонкой структуре и расщеплению Зеемана, A, B – параметры, отвечающие за высоту и положение спектра на

матрице, C_{dop} – доплеровская ширина линии, связанная с ионной температурой выражением:

$$T_i = \frac{m_i(C_{dop}D_i S_{pxi})^2}{\lambda^2}, \text{ где } m_i \text{ – масса иона, } \lambda \text{ – длина волны.}$$

Расчет активного спектра позволил провести оценку чувствительности CXRS-метода. Для этого кратно изменялись величины n_e , n_{C6+} и T_{C6+} и вычислялась квадратичная разность между синтетическим и экспериментальным сигналом с матрицы. Средний уровень шума для опорного сигнала оценивался аналогично. Установлено, что уровень ошибки в минимуме сопоставим с уровнем шума на матрице.

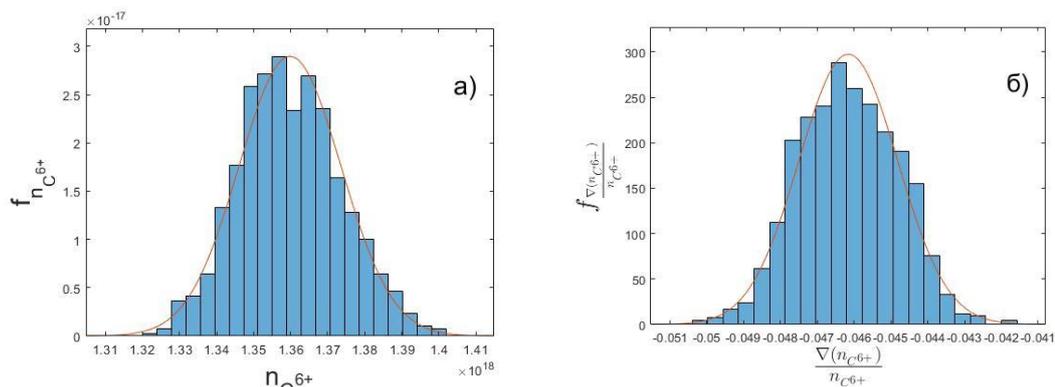


Рис. 2. Функции распределения плотности и градиента плотности ядер углерода

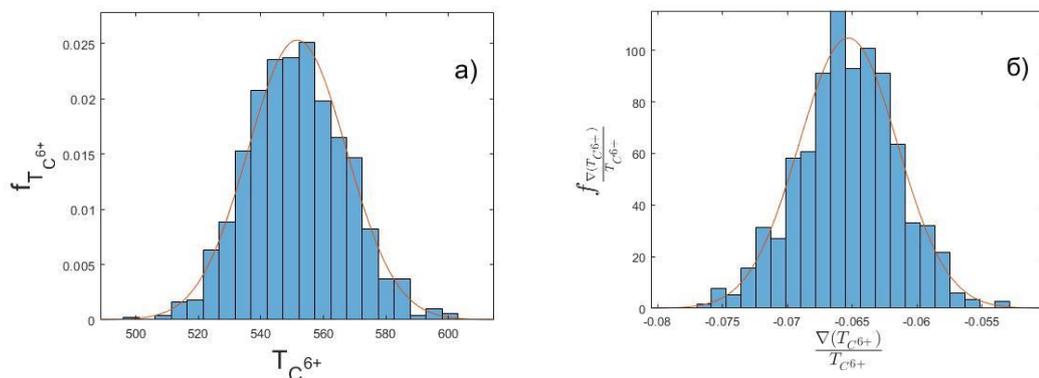


Рис. 3. Функции распределения T_{C6+} и градиента температуры ионов

Для генерации выборки синтетических спектров линий CVI и H_α пучка методом Монте-Карло использовалось стандартное отклонение, зависимость которого от величины сигнала была получена путем статистической обработки. Для этого для каждого разряда анализировался набор спектров с матрицы. Данные спектры сглаживались, и оценивался уровень шума как разность между сглаженным и исходным сигналом. Затем находилась зависимость стандартного квадратичного отклонения от уровня сигнала. Далее с учетом полученной зависимости стандартного отклонения накладывался шум на сглаженные полный и пассивный спектры. Активный спектр получался разностным методом.

Для каждого из синтетических сигналов определялись $T_{C^{6+}}, n_{C^{6+}}, \frac{\nabla T_{C^{6+}}}{T_{C^{6+}}}, \frac{\nabla n_{C^{6+}}}{n_{C^{6+}}}$.

Концентрация $n_{C^{6+}}$ определялась по формуле:

$$n_{C^{6+}} = n_e \frac{I_{CVI}}{I_{H\alpha}} \frac{Q_{H\alpha}}{Q_{eff}^{CX}}, \quad (3)$$

где $Q_{H\alpha}$ – скоростной коэффициент для линии $H\alpha$ пучка [3]. Затем определялось их среднее значение и ошибка метода данных измерений. На рис. 2 и 3 представлены гистограммы и распределения полученных величин для одного из каналов.

В результате работы была отработана методика определения ошибки CXRS-измерений методом Монте-Карло. Также было установлено, что вызванная статистическими шумами ошибка метода определения $T_{C^{6+}}$ составляет до 6%, $n_{C^{6+}}$ – до 2%, $\frac{\nabla T_{C^{6+}}}{T_{C^{6+}}}$ – до 30%, $\frac{\nabla n_{C^{6+}}}{n_{C^{6+}}}$ – до 20%.

Литература:

1. Крупин В.А., Тугаринов С.Н., Барсуков А.Г. Активная спектроскопическая диагностика ионной температуры плазмы на токамаке Т-10. // Физика плазмы, 2013, т.39, №8 с.712-724.
2. Крупин В.А. Спектроскопические методы измерения температуры ионов в плазме токамака: дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / НИЦ «Курчатовский институт» – М., 2020. – с.47-50.
3. Summers H.P. The ADAS User Manual, version 2.6. 2004. URL: <http://www.adas.ac.uk/>.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЕЙ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ПО ДАННЫМ ПРОТОННОЙ РАДИОГРАФИИ

Н.Д. Бухарский¹, Ю.В. Кочетков¹, Ф.А. Корнеев^{1,2}, В.В. Степанищев¹, Дж.Дж. Сантос³, М.
Эрет^{3,4}, Ю. Абэ⁵, К.Ф.Ф. Ло⁵

^{1.} *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

^{2.} *Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

^{3.} *Университет Бордо, Франция*

^{4.} *Дармштадтский Технический Университет, Германия*

^{5.} *Университет Осаки, Япония*

Одним из перспективных способов создания замагниченной плазмы с высокой плотностью магнитной энергии является метод, основанный на воздействии мощного короткого лазерного импульса на миниатюрную структурированную мишень, например мишень типа «улитка» [1]. Наличие «завихренности» в облучаемой мишени приводит к генерации в области с размерами, приблизительно сопоставимыми с размерами мишени, сильного аксиального магнитного поля, величина которого может достигать сотен Тесла. Квазистационарные магнитные поля такой величины имеют множество приложений, связанных с управлением пучками высокоэнергетических заряженных частиц [2], созданием замагниченной плазмы для экспериментов по лабораторной астрофизике [3] и решением других задач в области физики высоких плотностей энергии.

В качестве диагностики магнитных полей в экспериментах по созданию замагниченной плазмы с использованием структурированных мишеней широкое распространение получила протонная радиография. Содержащий протоны различных энергий (от одного до нескольких десятков МэВ) диагностический пучок частиц, который может быть создан, например, посредством TNSA-механизма [4], направляется в область исследуемой мишени (Рис. 1, слева). Под действием силы Лоренца протоны отклоняются от первоначальных траекторий, в результате чего в диагностическом пучке формируется определенная структура. Эта структура регистрируется в виде двумерного изображения (Рис. 1, справа) с помощью стопки радиохромных пленок.

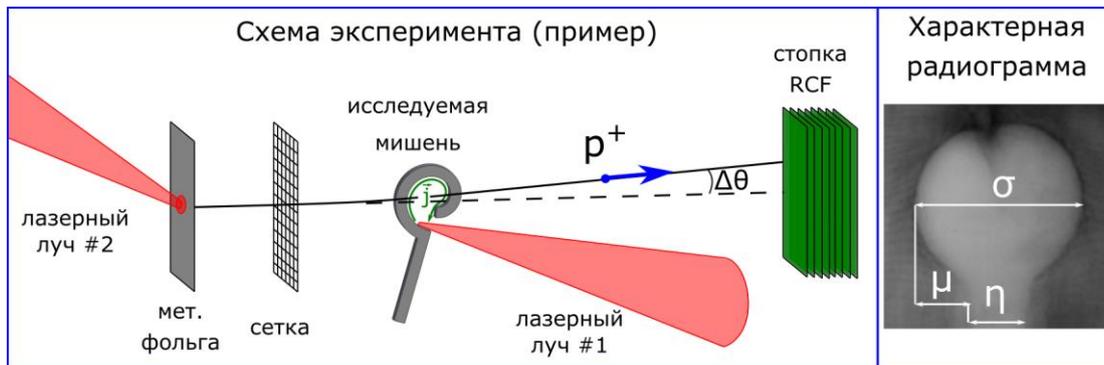


Рис. 1. Схема эксперимента по протонной радиографии создаваемой с помощью структурированной мишени замагниченной плазмы (слева) и пример характерной радиограммы для мишени типа «улитка» (справа).

Восстановление электромагнитных полей по записанным на пленках изображениям представляет собой трехмерную обратную задачу, которая не имеет универсального алгоритма решения. В данной работе рассматривается возможность применения нейронных сетей для извлечения параметров электромагнитных полей в исследуемой области, впервые предложенная в публикации [5]. Используя различные модельные распределения магнитных и электрических полей, с помощью численных симуляций можно синтезировать набор протонных радиограмм. При этом параметры полей для каждой из радиограмм этого набора будут известны, что позволяет использовать его для обучения нейронной сети. При правильном выборе архитектуры нейронной сети и тренировочной выборки данных в ходе обучения она приобретает возможность восстанавливать параметры электромагнитных полей при загрузке в нее экспериментальных радиограмм.

В данной работе использовалась сверточная нейронная сеть, состоящая из трех конволюционных слоев и одного полносвязного слоя с 20 нейронами. С помощью этой нейронной сети была выполнена обработка экспериментальных данных, полученных на лазерной установке PHELIX в GSI, Дармштадт. Данные представляли из себя радиограммы, содержащие информацию об электромагнитных полях, создаваемых при воздействии на мишень типа «улитка» (Рис. 1, слева) лазерного импульса длительностью ~ 0.5 пс с энергией около 50 Дж. На Рис. 2 приведено сравнение магнитных полей в центре мишени, полученных с использованием параметров, извлеченных нейросетью, и оцененных с помощью стандартного метода - параметрического подбора, основанного на поиске полей, для которых отдельные геометрические параметры структуры (σ , μ и η на Рис. 1, справа) на синтезированных изображениях соответствуют экспериментальным.

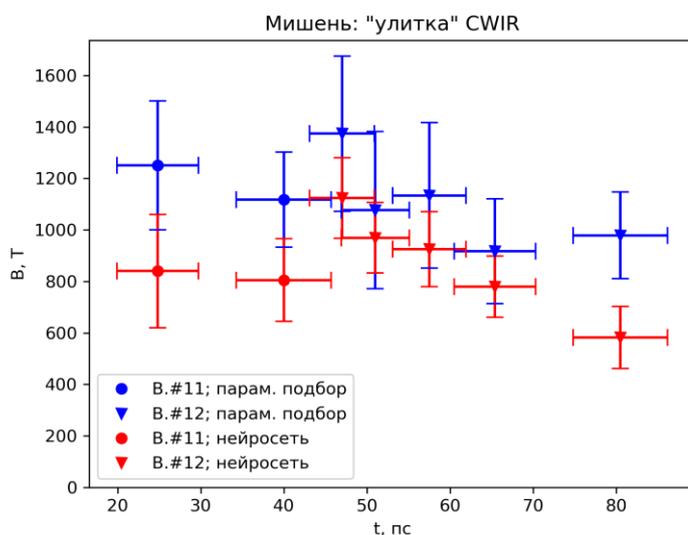


Рис. 2. Сравнение магнитных полей в центре мишени, полученных параметрическим подбором и с помощью нейронной сети.

Как видно, для 6 из 7 радиограмм восстановленные значения полей совпадают в пределах погрешности, а графики имеют схожий вид. Однако можно заметить, что средние значения, полученные с помощью метода параметрического подбора, систематически оказываются выше значений, основанных на извлеченных нейронной сетью параметрах.

С целью определения того, какой из двух методов дает более точную оценку магнитного поля, был проведен дополнительный анализ, в рамках которого рассчитывалась кросс-корреляция реального изображения с синтезированными. Величина магнитного поля варьировалась около полученных обоими методами значений, и определялась отстройка подобранных значений магнитных полей от значений, для которых корреляционный пик достигает максимума. Для метода на основе параметрического подбора среднее отклонение составило 140 Тл, при этом знак этого отклонения был одинаковым для всех радиограмм. В то же время для нейросетевого метода среднее значение отклонения составило 60 Тл, а само отклонение имело случайный знак.

Таким образом, с помощью корреляционного анализа радиограмм для мишени типа «улитка» было продемонстрировано, что нейронная сеть дает достаточно точную оценку магнитного поля в центре мишени, и не имеет систематической ошибки, которая наблюдается при использовании метода параметрического подбора. Этот факт может быть связан с тем, что при обработке радиограммы с помощью нейронной сети входные данные являются более полными, так как содержат информацию о всей радиограмме, а не только ее отдельных геометрических параметрах, что позволяет получить более корректный результат и делает нейросетевой метод обработки привлекательным для анализа более сложных распределений магнитного поля, создаваемых при иных геометриях лазерно-плазменного воздействия.

Література:

1. Korneev Ph., d'Humières E. and Tikhonchuk V. Gigagauss-scale quasistatic magnetic field generation in a snail-shaped target // *Physical Review E*, 2015, Vol. 91, Iss. 4, P. 043107.
2. Santos J.J. et al. Laser-driven strong magnetostatic fields with applications to charged beam transport and magnetized high energy-density physics // *Physics of Plasmas*, 2018, Vol. 25, Iss. 5, P. 056705.
3. Law K.F.F. et al. Relativistic magnetic reconnection in laser laboratory for testing an emission mechanism of hard-state black hole system // *Physical Review E*, 2020, Vol. 102, Iss. 3, P. 033202.
4. Roth M. and Schollmeier M. Ion Acceleration — Target Normal Sheath Acceleration // *Proc. of the CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration*, Geneva, Switzerland, Nov. 2014. P. 23–29.
5. Chen N.F.Y. et al. Machine learning applied to proton radiography of high-energy-density plasmas // *Physical Review E*, 2017, Vol. 95, Iss. 4, P. 043305.

MAGNETIC GEOMETRY EFFECTS ON PARAMETERS OF CURRENT-CONVECTIVE TURBULENCE IN TOKAMAK DIVERTOR PLASMA

A.A. Stepanenko¹, H.Q. Wang², S.I. Krasheninnikov³

¹ *National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)*

² *General Atomics, P.O. Box 85608, San Diego, California 92186-5608, USA*

³ *Department of Mechanical and Aerospace Engineering, University of California, San Diego, 9500 Gilman Drive, La Jolla, California 92093, USA*

The detachment regime is considered as one of the key elements in controlling the power and particle exhaust in a tokamak-based fusion reactor, such as ITER [1]. Much effort has been put to build the complete physical picture of processes governing dynamics of detached plasmas [2]. Nevertheless, there still exist phenomena, the driving mechanisms of which are yet to be elucidated.

Observations of divertor plasma dynamics in the fluctuating state of detachment, reported at ASDEX Upgrade (AUG) [3], have shown the onset of low-frequency large-amplitude fluctuations of the plasma radiation intensity in the vicinity of the machine X-point [3, 4]. The oscillations arose, when plasma detachment was attained in the inner divertor, while plasma in the outer divertor still remained attached. Herein the oscillations got terminated, when the state of complete detachment was achieved. Analogous fluctuations of plasma parameters (the electron temperature, plasma current, magnetic field) were also found in DIII-D [5] under detachment conditions, similar to AUG. The oscillations also ceased, when plasma became fully detached in both divertors.

One of the mechanisms, suggested as the driver for such fluctuations, is the current-convective instability (CCI) [6]. The CCI is caused by the strong parallel electric field, formed by the significant difference in plasma temperatures of the cold detached plasma in the inner divertor and of hot attached plasma in the outer divertor. Coupled with transverse inhomogeneities of the distribution of the plasma electrical conductivity, the E field makes plasma displacements across the magnetic field lines grow, resulting in the instability. The estimates of the instability increment based on the linear theory [6] have shown that the CCI can be a plausible mechanism responsible for radiation fluctuations observed in AUG. The first simulations of CCI dynamics in the AUG-like setup have demonstrated that the saturated current-convective turbulence (CCT) can exhibit temporal characteristics very similar to those found in experiments [7]. The CCT simulations under the DIII-D-like conditions [8, 9] also yielded results, which are qualitatively similar to the AUG-like case and comply with frequencies, wavelengths and spatial localization of the unstable modes, measured in DIII-D [5]. The CCT

simulations with the CCI model incorporating effects of the parallel plasma convection [10] resulted in the amplification of turbulence levels, herein frequency and spatial spectra of turbulence remained similar to those found in Refs. [8,9]. Despite complying with spatiotemporal parameters of turbulence, results of CCT modeling differed from the experimental measurements in that the amplitudes of fluctuations were low compared to the background values of the plasma parameters, indicating that additional physical components driving larger turbulence levels had to be incorporated into the instability model.

One of such mechanisms, which were absent in previous CCT simulations [7-10], is the interchange drive associated with the curvilinear topology of the magnetic field lines in the tokamak. In this study, we investigate the impact of the magnetic geometry effects on dynamics and characteristics of CCT in divertor plasma. For modeling, we use the instability model of Refs. [7-9], extended to include the curvature drive, and the set of DIII-D-like magnetic and plasma parameters, analogous to [8,9]. The scans over the magnetic field line curvature radius, connection and shear lengths, and the electron temperature are performed to elucidate the dependences of the turbulence spatial and temporal characteristics on these quantities.

Simulations have shown the decrease of the frequencies of the dominant modes in the frequency spectra of turbulence, compared to modeling with no curvature effects. The spectra comply with experimental data [5]. Fig. 1a shows an example of frequency spectra obtained in simulations. The amplitude of fluctuations in simulations increased, compared to previous modeling cases [8-10] and reached $\sim 0.5\text{-}2.0$ eV, or 10-15 % of the mean values of the electron temperature. The increase of the magnetic field line curvature radius resulted in the growth of the mode frequencies and decrease of the mode amplitudes. The reduction of the connection length of the magnetic field lines lead to the formation of several satellites with amplitudes comparable to and frequencies multiple of the dominant mode in the frequency spectra, making them more accurately resemble those observed in DIII-D experiments. The frequency and amplitude of fluctuations grew with the increase of the connection length (by approx. 1.5 times for the frequency, and by a factor 2-5 for amplitudes in different segments of the computational domain, provided the connection length varied in the range 10 to 18 m). The decrease of the shear length in the range 0.4 m to 0.7 m yielded the increase of the fluctuations amplitude and reduction of the oscillations frequencies (by approx. 1.5 times in both cases) for the dominant modes in spectra.

The found CCT spatial dynamics is similar to those previously found in modeling with no curvature drive taken into account [8-10]. The linear phase of the instability, characterized by the perpendicular (in the effective toroidal direction) mode numbers on the order of several tens, gives way to saturated turbulence dominated by modes with the effective toroidal mode number on the order of unity. The strong broadening of the region of turbulent mixing is observed, compared to previous

CCT modeling [8,9], see Fig. 1b. It is shown that the reduction of the magnetic field line curvature, increase of the magnetic field line length, and also the reduction of the electron temperature result in the widening of the region of turbulent fluctuations in plasma. The reduction of the magnetic field line connection length also results in the formation of additional components with the effective toroidal mode numbers $\sim 2, 3$ in the spatial spectra of turbulence, which is a result of the non-linear interplay between the growth of the parallel electric field in plasma (one of the key physical mechanisms setting the CCT) and parallel thermal conductivity suppressing the CCT fluctuations in plasma. Thus, it is concluded that high-frequency components in the frequency spectra of turbulence can be attributed to modes with the toroidal mode numbers greater than unity.

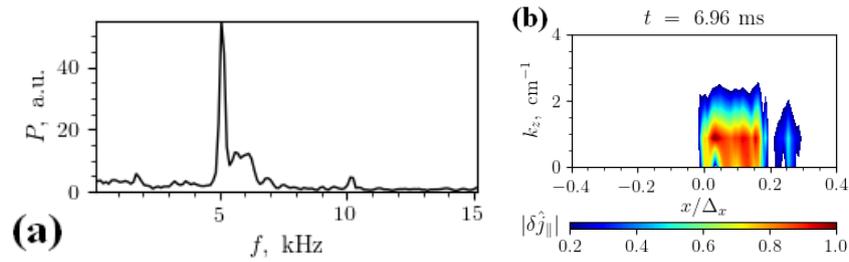


Fig. 1. Examples of the CCT frequency (a) and spatial (b) spectra obtained in modeling.

An additional parametric scan was performed to analyze the impact of the electron temperature on turbulence characteristics for a fixed magnetic geometry of the installation. The qualitative picture of the impact of this parameter on turbulence remained the same as in previous studies, i.e. the nonlinear increase of the fluctuations amplitude and frequency with the increase of the electron temperature. Herein, the mode frequencies remained smaller than their counterparts obtained in runs with no curvature drive.

The re-distribution of plasma parameters across the magnetic field lines during the turbulence is associated with the anomalous transport fluxes convectively carried across the magnetic field lines. To estimate the turbulent heat fluxes and thermal conductivity coefficients, the simulation results were processed producing distribution maps for these parameters, see Fig. 2. The application of data on the anomalous transverse thermal conductivity in transport codes, such as SOLPS [11], is discussed.

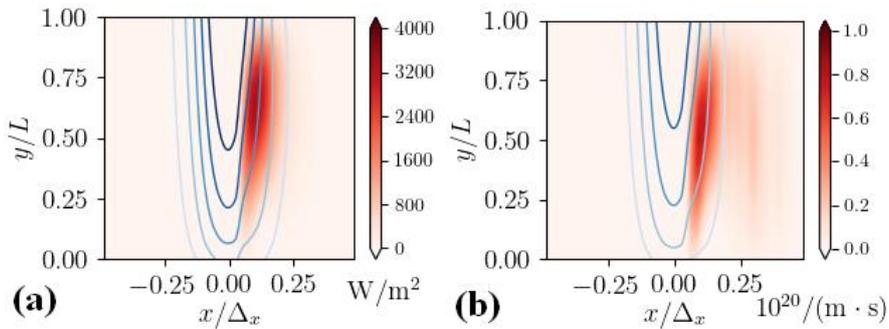


Fig. 2. The distribution of the turbulent heat flux (a) and anomalous thermal conductivity (b).

This work has been supported by the Russian Science Foundation under Grant No. 18-12-00329 (A.A.S., theoretical work shown in the study) and by the U.S. DoE under Awards No. DE-FC02-04ER54698 (H.Q.W., experimental work at DIII-D) and No. DE-FG02-04ER54739 at UCSD (S.I.K., PI, supervising the ongoing research).

References:

1. Pitts R.A., et al. // *Physica Scripta*. 2009. V. T138. P. 014001.
2. Krasheninnikov S.I., Kukushkin A.S.//*J. Plasma Phys.* 2017. V. 83. P. 155830501.
3. Potzel S., Wischmeier M., et al. // *Nucl. Fusion*. 2014. V. 54. P. 013001.
4. Heinrich P., et al. // *Nucl. Fusion*. 2020. V. 60. No. 7. P. .
5. Wang H.Q., Watkins J.G., et al. // *Phys. Plasmas*. 2020. V. 27. P. 022504.
6. Krasheninnikov S., Smolyakov A. // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23. P. 092505.
7. Stepanenko A., Krasheninnikov S. // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25. P. 012305.
8. Stepanenko A., Wang H.Q. // *Plasma Phys. Rep.* 2019. V. 45. P. 627.
9. Stepanenko A., Wang H., Krasheninnikov S. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. P. 122303.
10. Stepanenko A., Wang H., Krasheninnikov S. // 46 EPS Conf. Abstracts. 2019.
11. Schneider R., Bonnin X., et al. // *Contrib. Plasma Phys.* 2006. V. 46. P. 3.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ИЗ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Баронова Е.О., Вихрев В.В.

НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл.Курчатова, д.1.

Введение. Для физических объектов, обладающих цилиндрической симметрией, связь между радиальным распределением плотности $\varepsilon(r)$ и хордовой функцией $j(x)$, являющейся интегралом от $\varepsilon(r)$ вдоль хорды наблюдения, определена следующим образом:

$$\varphi(\xi) = Ab[\varepsilon(\rho)] = 2AR \int_{\xi}^1 \frac{\varepsilon(\rho)\rho d\rho}{(\rho^2 - \xi^2)^{1/2}} \quad (1)$$

$$\varepsilon(\rho) = Ab^{-1}[\varphi(\xi)] = \frac{-1}{\pi AR} \int_{\rho}^1 \frac{\varphi'(\xi)d\xi}{(\xi^2 - \rho^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

в которых A - константа, $r=r/R$, $x=x/R$ - относительные радиус и хорда; $e(1) \equiv 0$, $j(1) \equiv 0$. Обычно $e(r)$ вычисляется по измеренным значениям (x_i, j_i) при помощи выражения (2). В данной работе предлагается вычислительная схема, основанная на сквозной полиномиальной интерполяции функций $e(r)$ и $j(x)$, и применимая для обработки данных, полученных как с использованием классических, так и сдвиговых интерферометров.

Предложенная схема позволяет избежать ошибок в определении $\varepsilon(r)$, связанных с использованием в формуле (2) производной хордовой функции $j(x)$.

Схема вычислений. Предположим, что радиальная функция допускает степенное приближение

$$\varepsilon(\rho) = (1-\rho^2) \times \sum_{k=0}^m a_{2k} \times \rho^{2k}. \quad (3)$$

Подстановка (3) в (1) приводит к выражению для хордовой функции

$$\varphi(\xi) = 2AR \times (1-\xi^2)^{3/2} \times \sum_{k=0}^m b_{2k} \times \xi^{2k}, \quad (4)$$

причем коэффициенты a_{2k} и b_{2k} связаны между собой соотношениями, не зависящими от конкретных значений самих коэффициентов. Таким образом, найдя приближение (4) и затем выразив a_{2k} через b_{2k} , мы получаем решение в виде (3).

Для наиболее гладкого представления функций выбираем ортогональные полиномы Чебышева. Преобразуем правую часть (4) следующим образом:

$$\varphi(\xi) = 2AR \times (1-\xi^2)^{3/2} \sum_1 b_{2i} \times \xi^{2i} \equiv \sum_1 c_{2i} \times S_{2i}(\xi) \quad (5)$$

здесь S_{2i} - система четных ортогональных функций (Рис.1). Общие формулы для функций $S_{2i}(\xi)$ и нормировочных коэффициентов K_{2i} таковы ($k = 0, 1, \dots$):

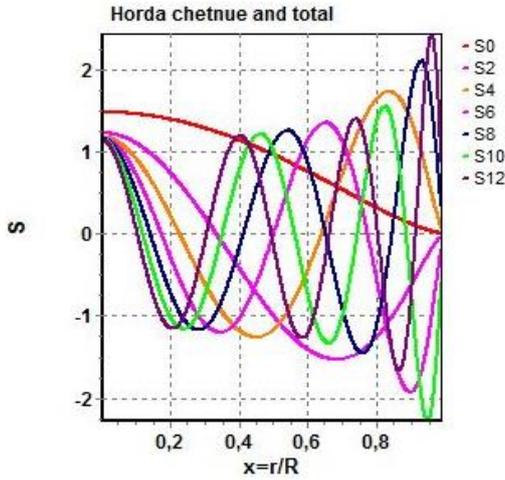


Рис.1. 7 четных хордовых функций

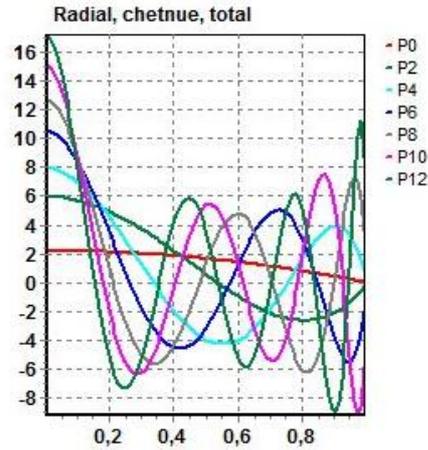


Рис.2. 7 четных радиальных функций

$$S_{2m}(\xi) = K_{2m} \times \sum_{k=0}^m (-1)^{k+m} \times \frac{(2m+2k+5)!}{2^{2k-1} k!(k+3)!(m-k)!(m+k+2)!} \times (1-\xi^2)^{k+\frac{3}{2}}, \quad (6)$$

$$K_{2m} = \left[\frac{256(4m+5)!}{(m)!(m+3)!(2m+2)!} \times \sum_{k=0}^m (-1)^{m+k} \times \frac{[(m+k+3)!]^2 (2m+2k+5)!}{k!(k+3)!(m-k)!(2m+2k+7)!(m+k+2)!} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Теперь m -ные приближения хордовой функции $j(x)$ принимают вид:

$$\varphi_m(\xi) = \sum_{k=0}^m c_{2k} \times S_{2k}(\xi), \quad (7)$$

$$c_{2k} = \int_0^1 \varphi(\xi) \times S_{2k}(\xi) \times d\xi.$$

Второе уравнение в (7) является основным при расчете коэффициентов радиальной функции (а, следовательно, и самой радиальной функции) и получается из первого умножением обеих его частей на S_{2k} и последующим интегрированием обеих частей, где в правой части в силу условия ортогональности в процессе суммирования по k пропадают все члены типа $S_{2k} \times S_{2i}$ при $i \neq k$. Подставляя $\varphi(\xi)$ в (2), получаем соответствующее решение для радиальной функции:

$$\varepsilon(\rho) = \frac{1}{2AR} \times \sum_{k=0}^m c_{2k} \times P_{2k}(\rho), \quad (8)$$

в которой функции $P_{2k}(\rho)$ есть:

$$P_{2m}(\rho) = K_{2m} \times \sum_{k=0}^m \frac{(-1)^{m+k} (2k+3)(2k+1)!(2m+2k+5)!}{2^{4k} (k!)^2 (k+1)!(k+3)!(m-k)!(m+k+2)!} \times (1-\rho^2)^{k+1} \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
P_0(\rho) &= L_0 \times (1 - \rho^2), \\
P_2(\rho) &= L_2 \times (1 - \rho^2) \times (13 - 45\rho^2), \\
P_4(\rho) &= L_4 \times (1 - \rho^2) \times (65 - 11\rho^2(62 - 91\rho^2)), \\
P_6(\rho) &= L_6 \times (1 - \rho^2) \times (389 - 195\rho^2(37 - 7\rho^2(19 - 17\rho^2))), \\
P_8(\rho) &= L_8 \times (1 - \rho^2) \times (943 - 3\rho^2(9252 - 119\rho^2(482 - 19\rho^2 \times \\
&\times (52 - 33\rho^2))), \\
P_{10}(\rho) &= L_{10} \times (1 - \rho^2) \times (121859 - 17\rho^2(298079 - 133\rho^2 \times \\
&\times (20902 - 3\rho^2(23906 - 253\rho^2(133 - 65\rho^2))))) , \\
P_{12}(\rho) &= L_{12} \times (1 - \rho^2) \times (113959 - 285\rho^2(22554 - \rho^2(291941 - 23\rho^2 \times \\
&\times (63956 - 33\rho^2(447 - 13\rho^2(366 - 145\rho^2))))) , \\
L_0 &= 2.218530, L_2 = 0.4598770, L_4 = 0.1225576, L_6 = 0.02712496, \\
L_8 &= 0.01345048, L_{10} = 0.0001239479, L_{12} = 0.0001516607.
\end{aligned}$$

Итак, процедура абелизации свелась к простейшим операциям численного интегрирования: по совокупности экспериментально измеренных значений хордовой функции (x_i, j_i) численным интегрированием по формуле (7) вычисляются коэффициенты c_{2m} и подставляются в решение (8). Ниже приведены выражения для первых семи четных хордовых (S_{2i}) :

$$\begin{aligned}
s_0(\xi) &= k_0 \times (1 - \xi^2)^{3/2} \\
s_2(\xi) &= k_2 \times (1 - \xi^2)^{3/2} \times (1 - 9\xi^2) \\
s_4(\xi) &= k_4 \times (1 - \xi^2)^{3/2} \times (1 - 11\xi^2(2 - 13/3 \times \xi^2)) \\
s_6(\xi) &= k_6 \times (1 - \xi^2)^{3/2} \times (1 - 13\xi^2(3 - \xi^2(15 - 17\xi^2))) \\
s_8(\xi) &= k_8 \times (1 - \xi^2)^{3/2} \times (1 - \xi^2(60 - 17\xi^2(30 - 19\xi^2(4 - 3\xi^2)))) \\
s_{10}(\xi) &= k_{10} \times (1 - \xi^2)^{3/2} \times (1 - 17\xi^2(5 - 19\xi^2(10/3 - \xi^2(14 - 23\xi^2 \times (1 - 5/9\xi^2)))))) \\
s_{12}(\xi) &= k_{12} \times (1 - \xi^2)^{3/2} \times (1 - 19\xi^2(6 - \xi^2(105 - 23\xi^2(28 - 15\xi^2 \times (5 - \xi^2(6 - 29/11 \times \xi^2)))))) ,
\end{aligned} \tag{10}$$

где k_{2i} — нормировочные коэффициенты:

$$\begin{aligned}
k_0 &= 1.479020, k_2 = 1.226339, k_4 = 1.176553, k_6 = 1.157332, \\
k_8 &= 1.147775, k_{10} = 1.142303, k_{12} = 1.138871.
\end{aligned}$$

Ошибки. В случае аппроксимации многочленом, встает вопрос выбора степени многочлена: слишком низкая степень будет описывать грубо, а многочлен высокой степени (близкой к $N-1$, где N — число экспериментальных точек) не будет сглаживать шум эксперимента, то есть на его коэффициентах будут сильно сказываться ошибки исходных данных. Если степень равна $N-1$, то многочлен точно описывает все точки, и значит, сохраняет весь шум. Если форма интерференционной полосы сложная, то может потребоваться большое количество экспериментальных точек, используется сглаживание, то есть замена экспериментальных точек другими, лежащими на гладкой кривой.

Выводы. Способ разложения радиальной и хордовой функций степенными рядами предполагает, что распределения ограничены классом гладких функций и их первых

производных. Вычисление коэффициентов c_{2i} по формулам (7) предполагает численное интегрирование, проведенное с хорошей точностью, иначе возможна ошибка в распределении $e(r)$. Следует помнить, что большинство методов численного интегрирования рассчитано на то, что подынтегральная функция задана через одинаковые интервалы независимой переменной.

Литература

1. Корн Г. и Корн Т. Справочник по математике. М., Наука, 1974.
2. Румшинский Л.З. Математическая обработка результатов эксперимента. М. Наука, 1971.
3. I.Baltog, M.Ganciu, L.Minut, V.Zambreanu, V.Zoita, Interferometric method for electronic density measurements in plasma focus device, Beitr.Plasma Phys.25(1985),p.263-275.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИССОЦИАЦИИ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА МЕТОДОМ ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.В. Бернацкий, В.В. Лагунов, В.Н. Очкин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия

В последнее время разрабатывается комплекс методов спектроскопии низкотемпературной плазмы [1-4]. Эти методы могут применяться в различных задачах, связанных с использованием плазмы, как в науке, так и на промышленных энергетических установках [5]. В данной работе использовался модифицированный метод высокочувствительной спектроскопии поглощения во внешнем оптическом резонаторе с перестраиваемым полупроводниковым лазером в качестве источника излучения [2-4]. В числе очевидных достоинств этого метода - неинвазивность, высокая чувствительность, спектральное и временное разрешение. Объектом исследования служила плазма положительного столба тлеющего разряда.

В данной работе использовалась измерительная аналитическая ячейка в виде кварцевой трубки с внутренним диаметром 2 см и длиной 45 см и рубашкой водяного охлаждения (Рис.1). Ячейка откачивалась с помощью насосного поста до остаточного давления 10^{-4} мбар. Установка оборудована многоканальной системой напуска газов. Давление в ячейке контролировалось датчиком с холодным катодом (Thyvacont VSM77DL). В ячейку впаяны 3 электрода (2', 2'', 2'''), что помимо зажигания разряда по всей длине ячейки, дает возможность измерять катодное падение.

Трубка одновременно служит в качестве базы оптического аналитического резонатора. На концах ячейки в юстировочных головках устанавливались зеркала с коэффициентом отражения 99,5%, что эквивалентно длине оптического пути в 90 м. С помощью поворотных зеркал излучение лазера на длине волны 763 нм (Specdilax V-763-OXY-MTE) заводилось ячейку с малым отклонением от ее оси с целью увеличения плотности собственных мод резонатора. В качестве основного детектора использовался ФЭУ (Hamamatsu R928) с трансимпедансным усилителем. Собственное излучение плазмы отрезалось стеклянным фильтром. Для контроля сканируемой частоты излучения лазера при перестройке использовался дополнительный канал с эталоном Фабри-Перо и фотодиодным детектором (Thorlabs PDA10CS-EC).

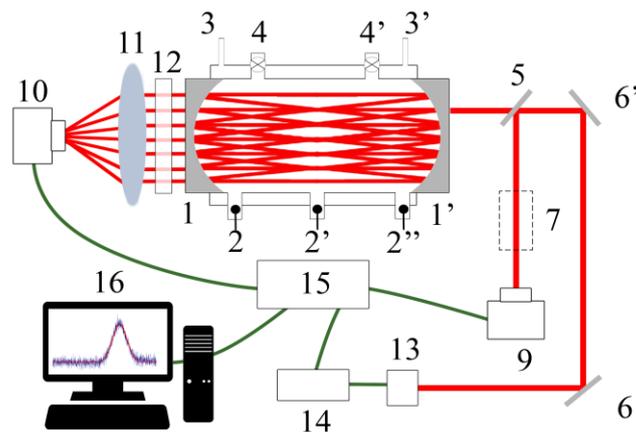


Рис. 1. Схема установки.

1, 1' – зеркала; 2, 2', 2'' – электроды; 3, 3' – ввод и вывод рубашки охлаждения; 4, 4' – каналы системы откачки и напуска; 5 – делительная пластина; 6, 6' – поворотные зеркала; 7 – эталон Фабри-Перо; 9 – фотодетектор; 10 – ФЭУ; 11 – линза; 12 – светофильтр; 13, 14 – лазер и его блок управления; 15 – плата ввода/вывода; 16 – ПК.

Исследовался разряд в смесях 0.5 мбар He + (0.5-3) мбар O₂. Во всех измерениях ток разряда составлял 4 мА. Вычисление концентрации из спектра поглощения осуществлялось по известным соотношениям [6]. В качестве основной аналитической линии использовалась линия перехода O₂ с волновым числом 13156.28 см⁻¹ [7].

Для повышения временного разрешения при исследовании динамики изменения концентрации молекул кислорода в плазме было разработано специальное программное обеспечение в среде LabVIEW. С помощью созданного алгоритма набирались и усреднялись выборки по 100 спектров поглощения и записывались в отдельные файлы для дальнейшей обработки. Время записи одного усредненного спектра составляло 1 с. Также, для решения задачи дальнейшей обработки, в среде LabVIEW была разработана программная система автоматизированной пакетной обработки спектров поглощения. Система выполняет считывание файлов спектров поглощения и опорного спектра пустого резонатора, который используется для вычисления результирующего спектра поглощения. В систему встроен алгоритмический фильтр Савицкого-Голая [8] для сглаживания зашумленных сигналов и реализована возможность контроля параметров фильтрации и визуализации результата сглаживания для выбора оптимальных значений. Результаты обработки набора экспериментальных спектров записываются системой в единый файл с пересчитанными в абсолютные единицы спектрами поглощения.

Методика измерений концентраций кислорода O₂ аналогична описанной в [2]. Обнаружено, что после приложения напряжения к электродам происходит быстрая (порядка 1 с) диссоциация ~30% молекул O₂ (см. Рис. 2). Далее происходит медленное линейное уменьшение концентрации O₂ со временем. Исходя из опыта исследования кинетики

диссоциации молекул CO_2 [9], можно допустить, что не экспоненциальный процесс связан с протеканием одновременно и объемных, и гетерогенных реакций, однако это требует дальнейших исследований.

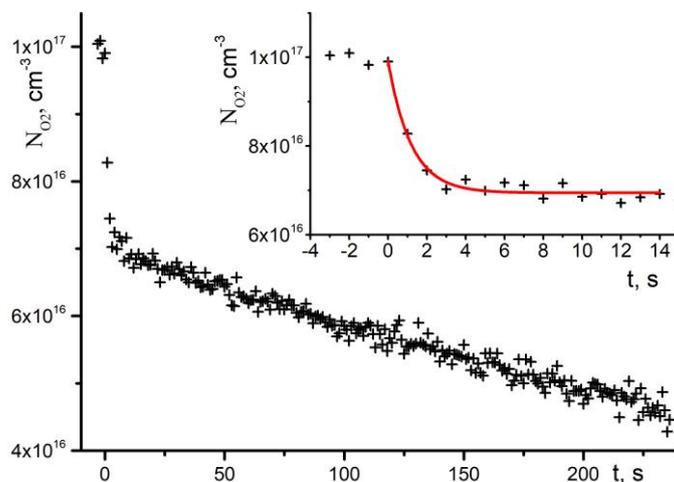


Рис. 2. Измеренная зависимость концентрации молекул O_2 от времени. Точки – эксперимент, сплошная линия – аппроксимация экспонентой. Смесь 0,5 мбар He + 3 мбар O_2

Измерение температуры газа в разряде проводилось по доплеровскому контуру аналитической линии поглощения кислорода. В связи с этим нами было проконтролировано возможное искажение контура при быстром сканировании частоты, недавно обнаруженное нами при работе со спектрами молекул воды [10]. Для максимальной в описанных условиях настоящей работы скорости перестройки $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ искажения контура линии не наблюдались, что коррелирует с результатами численного моделирования, выполненного по методике [10]. Температура газа в измерениях $T = 347 \text{ К}$.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00540).

Литература:

1. Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. Plasma Physics Reports, 46, 874 (2020) <https://doi.org/10.1134/S1063780X20090020>
2. Bernatskiy A.V., Lagunov V.V., Ochkin V.N., Tskhai S.N. Laser Physics Letters, 13(7):075702 (2016). <https://doi.org/10.1088/1612-2011/13/7/075702>
3. Bernatskiy A.V., Lagunov V.V., Ochkin V.N. Quantum Electronics, 49, 157 (2019) <https://doi.org/10.1070/QEL16819>
4. Bernatskiy A.V., Lagunov V.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. Physics of Plasmas, 26, 8, 083511 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5118830>
5. ITER, Final Design Report, 2001. G31 DDD 14 01_07-19 W0.1. Section 3.1 Vacuum pumping and fueling systems.

6. Paul J., Lapson L., Anderson G. *Applied Optics* 40, 4904–4910, (2001). <https://doi.org/10.1364/AO.40.004904>
7. Михайленко С.Н., Бабиков Ю.Л., Головки В.Ф. *Оптика атмосферы и океана*. 2005. Т. 18, № 09. С. 765-776.
8. Savitzky, A., Golay, M.J.E. *Analytical Chemistry*. 36, 8, 1627–39, (1964).
9. Соболев Н.Н., Очкин В.Н., Лоткова Э.Н., Гасилевич Е.С., Ярославский Н.Г. *Журнал прикладной спектроскопии*, 13, 4, 712-714 (1970).
10. Lagunov V.V., Nikolaev, I.V., Ochkin V.N. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 246, 119060 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.saa.2020.119060>

ТЕМПЕРАТУРА ПОВЕРХНОСТИ СМЕСИ ПОРОШКОВ Pd + Al₂O₃ ВО ВРЕМЯ ПРОТЕКАНИЯ ЦЕПНЫХ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА

Е.В. Воронова*, А.В. Князев, А.А. Летунов, В.П. Логвиненко, Н.Н. Скворцова, В.Д. Степахин

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
**e-mail: woronowa.elena@gmail.com*

1. Введение. Разработан плазмохимический метод синтеза структур микро- и наноразмеров со сложным химическим составом и фрактальной поверхностью, основанный на использовании микроволнового разряда в смесях порошков металл – диэлектрик, инициируемого импульсным излучением гиротрона высокой мощности [1, 2]. Инициация процессов синтеза происходит, когда температура поверхности смеси приближается к характерным температурам фазовых переходов (кипения или плавления) компонентов смеси, при которых начинается разлёт веществ, образующих поверхность, и синтез микро- и наноструктур в получающейся взвеси. В связи с этим определение температуры поверхности смеси является одним из важных диагностических методов в данных экспериментах.

Рассматриваемый метод синтеза структур может быть использован для приготовления катализаторов Pd/оксидный носитель из смесей соответствующих порошков. В настоящем докладе представлены эксперименты в смесях Pd + Al₂O₃, в которых инициировались реакции цепного плазмохимического синтеза вторичных композитов микро- и наноразмеров с включением палладия. В случае экспериментов с палладием реакции инициируются при приближении температуры поверхности смеси к температуре плавления палладия (при атмосферном давлении $T_{пл}^{Pd} = 1827$ К).

2. Метод определения планковской температуры. Спектр теплового излучения объекта с произвольной излучательной способностью $\varepsilon(\lambda, T)$ описывается выражением

$$I = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{C_2/\lambda T} - 1}, \quad (1)$$

где $C_1 = 37418$ Вт·мкм⁴/см², $C_2 = 14388$ мкм·град – постоянные Вина, длина волны – в микрометрах, интенсивность – в Вт/(см²·мкм).

Для области Вина, где $e^{C_2/\lambda T} \gg 1$, после преобразования получаем

$$\ln(\varepsilon C_1) - \frac{C_2}{\lambda T} = \ln(\lambda^5 I). \quad (2)$$

Для серого тела ($\varepsilon = \text{const}$) это выражение является уравнением прямой в плоскости (x, y), где $x = \ln(\lambda^5 I)$ и $y = C_2/\lambda$, наклон которой определяется температурой. При наличии

атомных линий и молекулярных полос это нижняя касательная к графику спектра в этих, т.н. виновских, координатах, по наклону которой сразу находим температуру излучателя в случае, если зависимость спрямляется, т.е., объект является серым телом [3].

3. Экспериментальные результаты. Ниже представлено определение планковской температуры нижней поверхности смеси порошков указанным способом во время разряда в смесях Pd с Al₂O₃ в разных пропорциях (1%, 5%, 10% Pd) по последовательным спектрам, регистрируемым спектрометром AvaSpec 2048 фирмы Avantes с пренебрежимо малым мертвым временем (спектральный диапазон 185 – 755 нм). Спектрометр регистрировал излучение из нижней части реактора.

На рис. 1 показаны спектры излучения плазмы в импульсе 58536 (1% Pd, длительность импульса гиротрона 4 мс, мощность 250 кВт), построенные в виновских координатах. Изображены спектры, зарегистрированные с экспозициями 1,1 мс, с задержками 0 (спектр 1), 1,1 (спектр 2), 2,2 (спектр 3), 3,3 (спектр 4), 5,5 (спектр 5) мс от начала импульса гиротрона. Поскольку для вычисления температуры значим только лишь угол наклона касательной приближающей прямой, для наглядности, спектры были разнесены вдоль оси ординат на всех трех рисунках.

На рис. 2 представлены спектры излучения плазмы в импульсе 58548 (5% Pd, длительность импульса гиротрона 4 мс, мощность 250 кВт). Изображены спектры, зарегистрированные через 1,1 (спектр 2), 2,2 (спектр 3), 3,3 (спектр 3), 4,4 (спектр 4), 5,5 (спектр 5) мс после начала импульса гиротрона.

На рис. 3 изображены спектры излучения плазмы в импульсе 58471 (10% Pd, длительность импульса гиротрона 4 мс, мощность 250 кВт). Представлены спектры, зарегистрированные через 0 (спектр 1), 2,5 (спектр 2), 5 (спектр 3), 5,5 (спектр 4), 7 (спектр 5) мс после начала импульса гиротрона.

В таблице 1 приведены результаты измерения температуры поверхностей смесей.

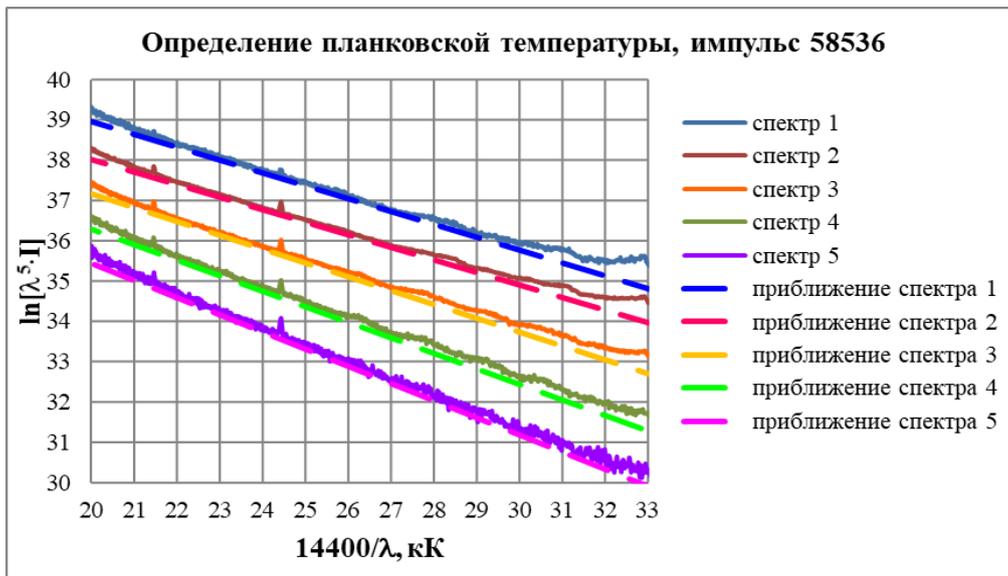


Рис. 1. Спектры излучения в импульсе 58536 (Pd 1% + Al_2O_3)

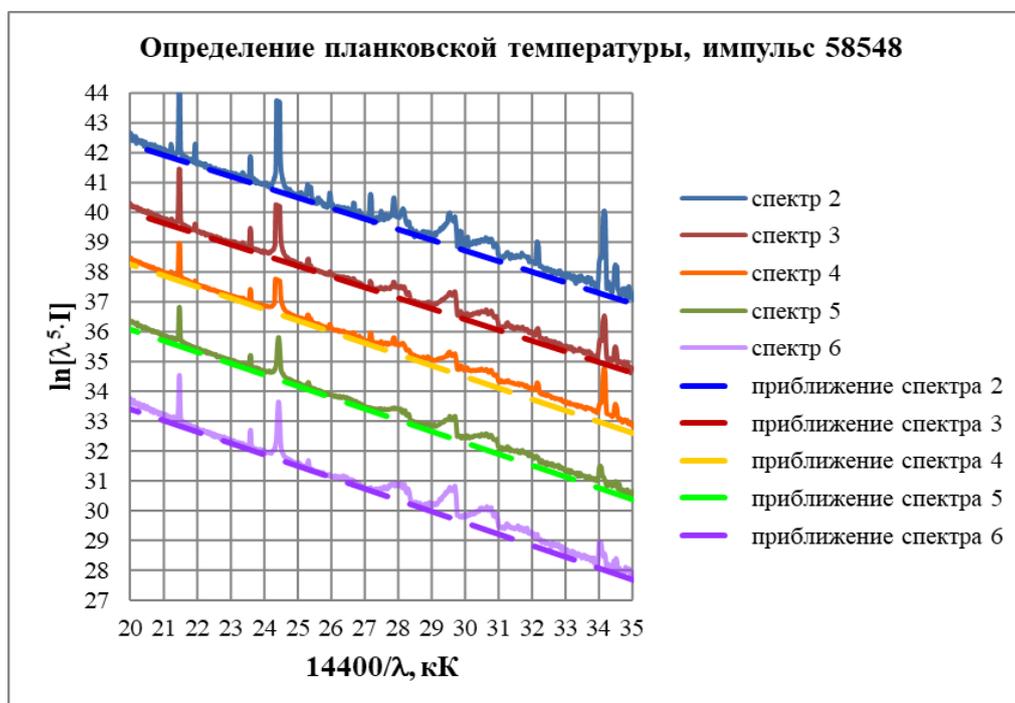


Рис. 2. Спектры излучения в импульсе 58548 (Pd 5% + Al_2O_3). Интенсивность излучения в спектре № 1 была недостаточной для вычисления температуры

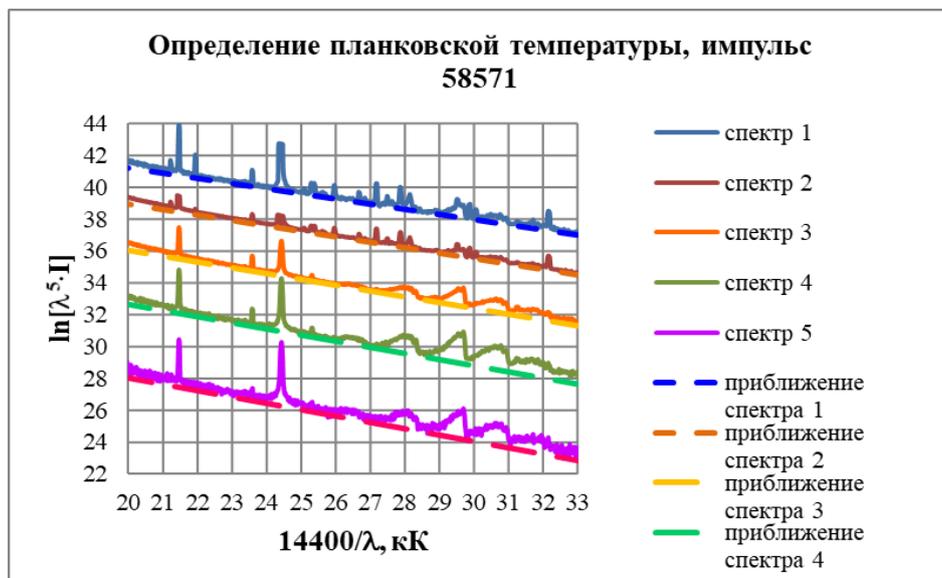


Рис. 3. Спектры излучения в импульсе 58571 (Pd 10% + Al₂O₃).

Таблица 1. Параметры порошков

Смесь порошков	% Pd	Δt_1 , мс	t_1 , мс	T_1 , κК	T_5 , κК
Pd + Al ₂ O ₃	1	0	1,1	$2,9 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$
Pd + Al ₂ O ₃	5	1,1	1,1	$2,8 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,2$
Pd + Al ₂ O ₃	10	0	2,5	$2,8 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$

Здесь Δt_1 – задержка регистрации первого представленного спектра относительно начала импульса гиротрона, t_1 – время экспозиции для каждого спектра в данном разряде, T_1 – температура, определённая по первому рассматриваемому спектру, T_5 – температура, определённая по последнему спектру.

Литература:

1. Скворцова Н.Н., Степахин В.Д., Малахов Д.В. и др. Создание рельефа на молибденовых пластинах в разрядах, инициируемых излучением гиротрона в порошках металл-диэлектрик // Известия высших учебных заведений, Радиофизика, 2015, т. 58, № 9, с. 779 – 788.
2. Skvortsova N.N., Shishilov O.N., Akhmadullina N.S и др. Synthesis of micro- and nanostructured materials via oscillating reactions initiated by high-power microwave pulses // Ceramics International, 2020. *In press*.
<https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2020.09.262>
3. Магунов А.Н. Измерение температуры объектов с неизвестной излучательной способностью методом спектральной пирометрии // Научное приборостроение, 2010, т. 20, № 3, с. 22 – 26.

КОМПЛЕКСНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ – ПРИМЕНЕНИЯ И ТОЧНОСТЬ

Ю.В. Кочетков¹, Т. Писарчук², М. Калал³, Т. Чодуковский², А. Зараз-Шидловска², З. Русиниак²,
Р. Дудзак^{4,3}, Й. Достал^{3,4}, М.Крупка^{3,4}, Ф.А. Корнеев^{1,5}

^{1.} *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва*

^{2.} *Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза, Варшава, Польша*

^{3.} *Институт физики плазмы Чешской Академии наук, Прага, Чехия*

^{4.} *Институт физики Чешской академии наук, Прага, Чехия*

^{5.} *Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

Лазерная плазма, создаваемая высокоэнергетичным лазерным излучением, обладает большой плотностью как тепловой энергии, так и энергии магнитного поля. Спонтанное магнитное поле в плазме может значительно изменить транспортные коэффициенты плазмы, тем самым изменив распределение плотности и температуры, коэффициент поглощения лазерного излучения и величину абляционного давления. Без знания распределения магнитного поля, генерируемого в плазме, и его влияния на движение быстрых электронов, проблематично решить широкий спектр задач лазерной плазмы.

Классическим подходом к измерению характеристик такой плазмы является одновременное использование двух отдельных видов диагностики - интерферометрии и поляриметрии – и последующее совмещение экспериментальных данных. Разные оптические пути и увеличения диагностик приводят к большим погрешностям измерений. Попытки извлечь информацию более точно привели к развитию комплексной интерферометрии [1], которая, при условиях аксиальной симметрии, позволяет восстанавливать распределение электронной плотности плазмы и напряженности магнитного поля, используя только один объект данных - комплексную интерферограмму (рис. 1). Однако увеличение сложности и универсальности диагностики требует более детального анализа извлеченных значений и их точности.

Анализ основан на обработке синтетических комплексных интерферограмм, созданных на основе аналитических выражений для распределений магнитного поля и электронной плотности плазмы. Были учтены экспериментальные эффекты, которые можно разделить на две категории - как влияющие на геометрические параметры плазмы (неидеальность облучения, плазменные неустойчивости и т.д.) и как влияющие на измеренную интенсивность (свечение и поглощение плазмой, неустойчивость распределения энергии в лазерном излучении и т.д.). В результате расчетов магнитного поля было определено, что относительная ошибка в области от 0.2 до 0.8 радиуса плазмы R_{mask} в случае добавления подобных эксперименту эффектов составляет 25%, сильно повышаясь у выбранной оси симметрии y_{plasma} . Оказалось, что ошибка у

оси связана с несовпадением реальной оси симметрии y_{real} , которую невозможно точно определить экспериментально, оси распределения плотности y_{plasma} и оси угла поворота y_{angle} вследствие как вышеупомянутых физических эффектов, так и математических эффектов обработки данных.

Был предложен алгоритм коррекции данных, основанный на использовании узкой сдвиговой функции для компенсации нежелательных эффектов и совмещения осей плазмы и угла поворота [2]. Использование данного алгоритма на порядок снижает абсолютную ошибку у оси (рис. 2). Использование предложенного метода коррекции позволяет сделать комплексную интерферометрию более надежной диагностикой для более точных измерений пространственно-временных распределений электронной плотности плазмы и спонтанного магнитного поля.

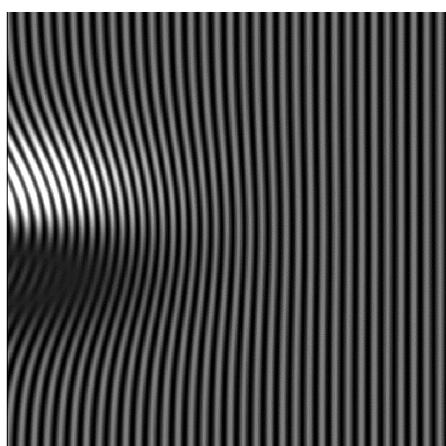


Рис.1. Синтетическая комплексная интерферограмма.

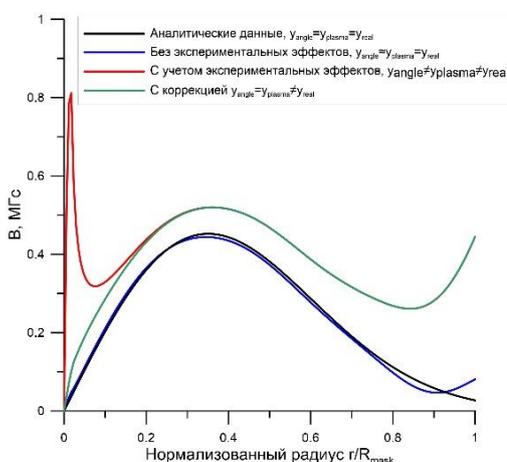


Рис.2. Сравнение восстановленного магнитного поля с заданным аналитическим.

Литература:

1. T. Pisarczyk et al. Space-time resolved measurements of spontaneous fields in laser-produced plasma // *Physics of Plasmas*, 2015, Vol.22, 102706.
2. Iu. Kochetkov et al. Characterization of magnetized laser plasma with complex interferometry: limitations and accuracy // *Journal of Applied Physics* (submitted)

ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВ ИОНОВ Cu^+ В МАГНЕТРОНЕ С ГОРЯЧЕЙ МИШЕНЬЮ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ МЕТАЛЛИЗАЦИИ КЕРАМИЧЕСКИХ ПОДЛОЖЕК

А.В. Казиев, В.Ю. Лисенков, А.В. Тумаркин, М.М. Харьков, Н.Н. Самотаев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Осаждение покрытий в магнетронном разряде с горячей (расплавленной) мишенью позволяет многократно повысить скорость роста пленки по сравнению с обычными магнетронными системами, до уровня десятков мкм/мин [1]. Кроме того, появляется возможность проводить процесс нанесения без рабочего газа, что положительно сказывается на структуре покрытия.

В настоящей работе проводилось измерение ионных потоков в плазме разряда с расплавленной медной мишенью с рабочим газом (Ar) и без него и осаждение медных покрытий на керамических подложках. Для корпускулярной диагностики использовался магнитный секторный масс-анализатор со специализированной системой экстракции [2]. Максимальная детектируемая масса при ускоряющем напряжении 1 кВ составляла 140 а.е.м. Для повышения чувствительности измерений в качестве детектора применялся вторичный электронный умножитель, подсоединенный к пикоамперметру. Массовые спектры измерялись в отдельных экспериментах.

На рис. 1 показан массовый спектр ионного потока на подложку в присутствии Ar. Без Ar в потоке остаются только ионы Cu^+ .

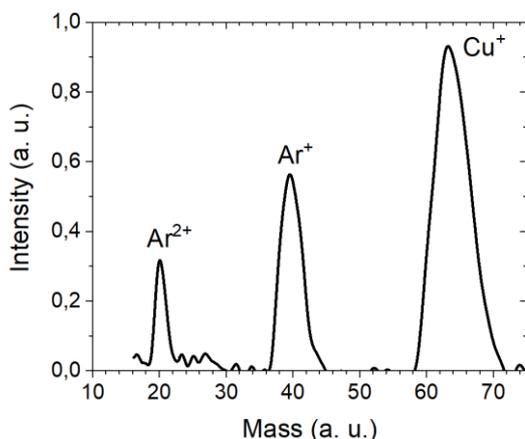


Рис. 1. Массовый спектр ионного потока на подложку в присутствии Ar

Абсолютные значения потока ионов Cu^+ , в зависимости от режима осаждения, составили $0,7-1,2 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В исследованных режимах проводилось осаждение медных покрытий с толщиной \sim десятков мкм.

Удельное сопротивление ρ полученных покрытий определялось четырехзондовым методом по формуле $\rho = \frac{U}{I} \frac{\pi}{\ln 2} t$, где напряжение U и ток I измерялись согласно схеме на рис. 2, t — толщина покрытия.

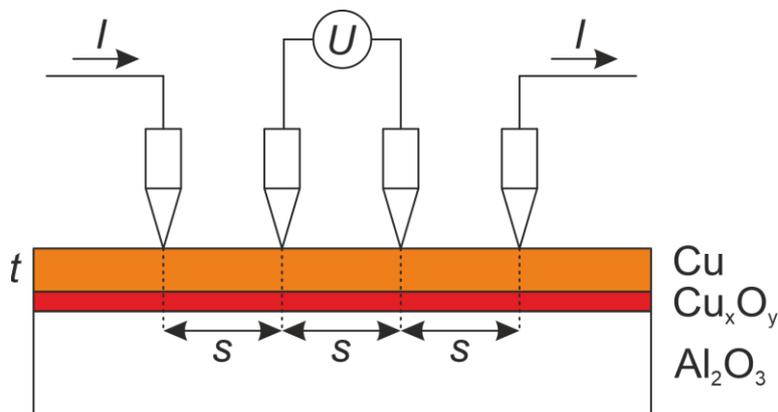


Рис. 2. Схема измерений удельного сопротивления пленки четырехзондовым методом

Получена серия покрытий толщиной 20 мкм (с подслоем CuO и без него), толщиной 60 мкм (с подслоем CuO), а также толщиной 80 мкм (с подслоем CuO). Хорошая адгезия наблюдалась вплоть до толщины 60 мкм. Удельное сопротивление покрытий составило $1,7-2,1 \times 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант 18-79-10242).

Литература:

1. Блейхер Г.А., Кривобоков В.П. Эрозия поверхности твердого тела под действием мощных пучков заряженных частиц. Новосибирск: Наука, 2014.
2. Kaziev A.V. et al. Journal of Instrumentation, 14 (2019) C09004
3. Поклонский Н.А., Белявский С.С., Вырко С.А., Лапчук Т.М. Четырехзондовый метод измерения электрического сопротивления полупроводниковых материалов. Минск: Белгосуниверситет, 1998.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ КСПУ-Т

К.С. Лукьянов, К.Л.Губский, И.Ю. Тищенко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Изучение потоков плазмы в квазистационарных сильноточечных плазменных ускорителях (КСПУ) представляет теоретический и практический интерес. Это связано с большим количеством направлений исследований, которые выполняются на данных установках [1,2]. Одним из прикладных направлений является использование КСПУ в качестве мощных электрореактивных ракетных двигателей (ЭРД) для космических аппаратов.

Интерес к ЭРД связан с фундаментальным ограничением удельного импульса реактивных двигателей на химическом топливе [3]. Оно не позволяет использовать такие двигатели для межпланетных полетов. Существующие ЭРД имеют удельный импульс на порядок больше, чем ракеты на жидком и твердом топливе, однако они не могут развить тягу достаточную для использования их в пилотируемых космических полетах. Такие ограничения создают предпосылки к разработке новых плазменных ЭРД.

В основе плазменных ЭРД лежит процесс ускорения плазмы до скоростей порядка 10 — 100 км/сек [4] Изучение устойчивости горения плазмы при разных режимах работы является необходимым этапом создания плазменного ракетного двигателя [5].

Для исследования потока плазмы была разработана система измерения электронной плотности на основе волоконного гетеродинного интерферометра с квадратурным фазометром. Была проведена серия измерений электронной плотности потока плазмы на установке КСПУ-Т. Однако вибрации, возникающие в установке в результате открытия напускного клапана и поджига плазмы, свидетельствуют о необходимости модификации системы крепления оптических элементов с целью уменьшить влияние вибраций на точность получаемых экспериментальных данных.

Литература:

1. Tereshin V.I., Bandura A.N., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Landman I., Makhraj V.A., Neklyudov I.M., Solyakov D.G., Tsarenko A.V.

Application of powerful quasi-steady-state plasma accelerators for simulation of ITER transient heat loads on divertor surfaces // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2007. V. 49. P. A231-A239

2. Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V. V., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., Kvasov N.T., Danilyuk L.A. Materials surface modification using quasi-stationary plasma accelerators // J. Surface and Coating Technology. 2004. V. 180-181. P. 392-395.
3. M. Lingam, A. Loeb. Limitations of Chemical Propulsion for Interstellar Escape from Habitable Zones Around Low-mass Stars // Research Notes of the (AAS) 2018.
4. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. — М.: Атомиздат, 1978.
5. Klimov, N.S. & Kovalenko, D.V. & Podkovyrov, V.L. & Kochnev, D.M. & Yaroshevskaya, A.D. & Urlova, R.V. & Kozlov, Andrey & Konovalov, V.S.. (2019). Experimental study of integrated characteristics of plasma stream and dis-charge of a quasi-stationary high-current plasma accelerator with its own magnetic field. Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion. 42. 52-63. 10.21517/0202-3822-2019-42-3-52-63.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ГЕЛИЯ В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ СИЛЬНОТОЧНОМ ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ

А.А. Карташева^{1, 2}, А.Д. Ярошевская¹, В.Л. Подковыров¹, К.М. Гуторов¹, Д.Л. Коваленко¹, Н. С. Климов¹

¹ Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации ТРИНИТИ»

² Институт Космических Исследований Российской академии наук

Импульсные плазменные установки генерируют высокоскоростной и плотный плазменный поток с большой тепловой плотностью. В такой плазме процессы протекают за очень короткие промежутки времени и требуют специальных методов диагностики.

В данной работе проведено экспериментальное исследование плазменного потока гелия, созданного в квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ) в диапазоне напряжений на конденсаторных батареях от 1.2 до 2 кВ. Для исследования пространственно-временной структуры потока плазмы и определения кинетических параметров свободного потока плазмы гелия была использована скоростная камера Phantom v2512. Видео регистрация производилась через прозрачное окно диаметром 20 см. Оптическая ось проходила перпендикулярно направлению движения плазменного пучка на расстоянии $L=90$ см от электродов. Размер исследуемой области имел длину $l=6$ и высоту $h=3$ см. Камера позволила получить серию кадров с временным разрешением 660000 к/с, экспозицией 1 мкс и пространственным разрешением 128 на 64 пикселя. Phantom v2512 запускалась от внешнего триггерного TTL сигнала и был синхронизован с запуском плазменного ускорителя с точностью до 1мкс. Передача данных с камеры на ПК осуществлялась по средствам Ethernet кабеля. Схема эксперимента представлена на рис. 1.



Высокоскоростная съемка позволила определить, что плазменный поток длительностью в среднем 500 мкс

Рис.1. Схема диагностики с использованием скоростной видеокамеры Phantom v2512

представлял собой неоднородную структуру. Начало потока длительностью около 50 мкс представляет собой структуру с ярким однородным свечением. Далее поток распространяется в виде чередующихся темных и светлых полос с постепенно затухающей интенсивностью. Скоростная съемка позволила рассчитать скорость распространения переднего фронта плазменного потока. От момента появления свечения, соответствующему пробоем в межэлектродном расстоянии, до момента регистрации плазмы камерой проходит 6 мкс. Разделив расстояние от электродов до оптической оси L на время прохождения плазменным потоком этого расстояния вычислим скорость переднего фронта плазменной струи. Скорость принимает значение равное 10 км/с, что по порядку соответствует ранее полученным данным [1, 2].

Временное разрешение камеры равное 1.5 мкс позволило оценить периодичность появления светлых и темных полос. На рис. 2 представлено распределение интенсивности свечения вдоль исследуемого промежутка длиной $l=6$ см для 4 последовательных кадров, начиная с 78 мкс от начала распространения потока. Из рисунка видно, что на оптической оси (пунктирная линия) интенсивность свечения падает до нуля за 3 мкс, а затем резко возрастает до исходного значения за 1.5 мкс. Следовательно, период распространения светлых и темных полос составляет 4.5 мкс.

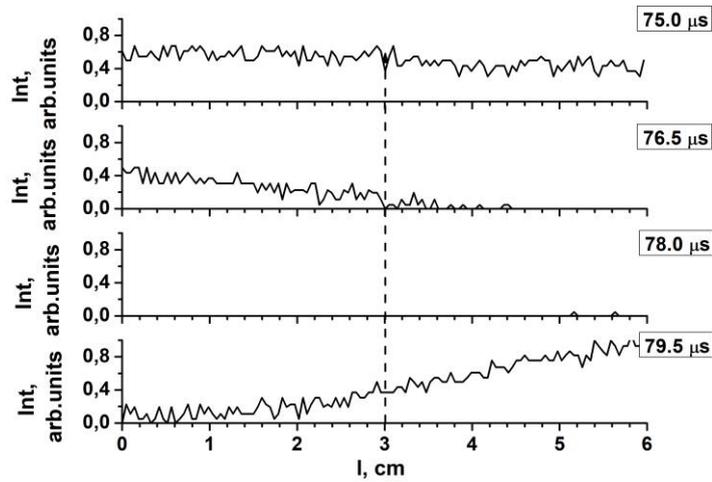


Рис.2. Распр распределение интенсивности свечения вдоль исследуемого промежутка 4 последовательных кадров, начиная с 78 мкс от начала распространения потока. Пунктирной линией отмечена оптическая ось.

В работе предложен еще один независимый экспериментальный метод определения скорости распространения переднего

фронта плазменного потока на основе использования поясов Роговского. В эксперименте было использовано 4 пояса: основной пояс для измерения тока разряда, расположенный на катоде. Три других устанавливались на оси распространения разряда на расстояниях 60 см, 110 см и 150 см от электродов соответственно. Временные характеристики тока разряда и токов плазменной струи скорелированные по времени представлена на рис. 3. Из полученных временных зависимостей видно, рис. 3 а, что задержка между сигналами с основного пояса и с первого пояса Роговского составляет 50 мкс. Разделив расстояние от электродов до первого пояса на время прохождения плазменным потоком расстояния 60 см вычислим скорость переднего фронта плазменной струи. Скорость принимает значение равное 12 км/с, что по порядку соответствует ранее полученным данным [1, 2] и хорошо соотносится с измерениями, полученными с помощью скоростной съемки. Из рис. 3 б можно сделать вывод, что меньше 10% энергии вложенной в разряд уходит в плазменный поток.

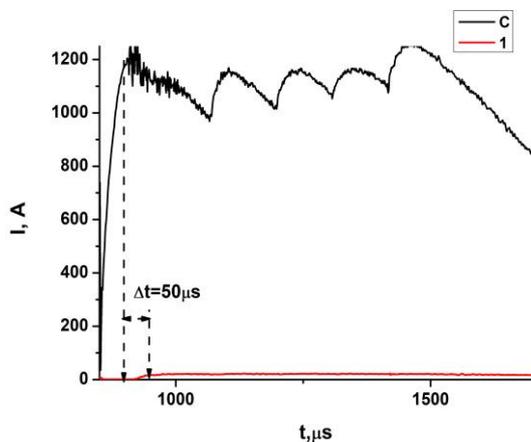


Рис.3. а. Временные характеристики тока разряда (черная кривая) и тока с первого зонда Роговского (красная кривая) скорелированные по времени

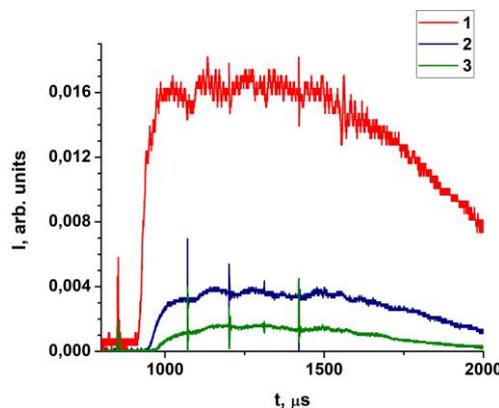


Рис.3. б. Временные характеристики токов с первого зонда Роговского (красная кривая), с второго зонда Роговского (синяя кривая), с третьего зонда Роговского (зеленая кривая)

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-29-21007_мк.

Литература:

1. Коваленко Д.В. и др. Получение потоков аргоновой плазмы и преобразование их энергии в излучение на установке КСПУ-Т для моделирования радиационных нагрузок, характерных для ослабленного срыва ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, с.39-48.
2. Климов Н.С. и др. Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 2, с. 52—61.

ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ГЕЛИЯ С ПОМОЩЬЮ ОДИНОЧНОГО ЗОНДА В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ ПЛАЗМЕННОМ СИЛЬНОТОЧНОМ УСКОРИТЕЛЕ

А.А. Карташева^{1, 2}, Г.Б. Васильев^{1, 3}, А.Д. Ярошевская¹, В.Л. Подковыров¹, С.Е. Панин¹, К.М. Гуторов¹, Д.Л. Коваленко¹

¹ Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации ТРИНИТИ»

² Институт Космических Исследований Российской академии наук

³ ФГБОУ ВО "Национальный исследовательский университет "МЭИ"

Импульсные плазменные установки генерируют высокоскоростной и плотный плазменный поток с большой тепловой плотностью. В такой плазме процессы протекают за очень короткие промежутки времени, поэтому применение одиночного зонда с разверткой по напряжению не представляется возможным. В таких условиях применяют либо зонд с плавающим потенциалом [1] и тройной зонд Ленгмюра [2, 3],

Для диагностики направленного потока плазмы был разработан и реализован цилиндрический одиночный зонд Ленгмюра. Зонд состоял из вольфрамового стрежня длиной 10 мм и диаметром 1 мм, заклеенного в керамическом кожухе. Данная конструкция помещалась в стальную трубу и закреплялась в вакуумной камере, см рис. 1. Торцевая поверхность цилиндра зонда располагалась перпендикулярно направлению распространения потока плазмы на расстоянии $L=120$ см. Падение напряжения на зонде относительно стенок камеры, U_f , снималось через согласующий резистор с сопротивлением, соответствующим волновому сопротивлению коаксиального кабеля. Перед осциллографом находился делитель напряжения, понижающий пришедший сигнал с зонда в 200 раз.

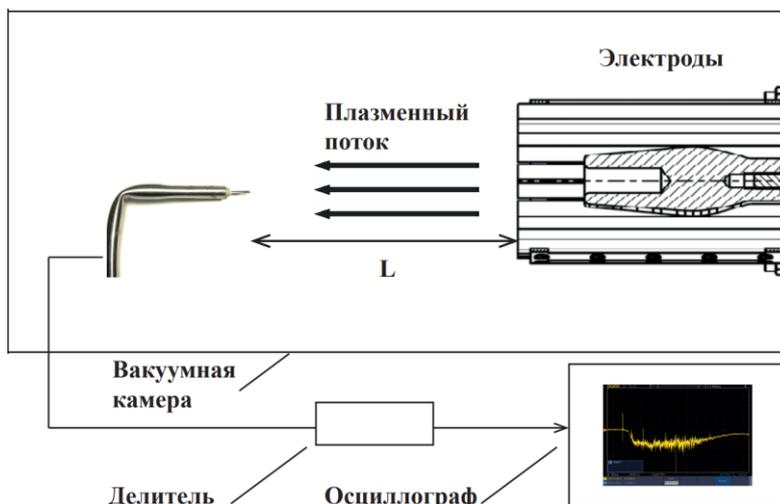


Рис.1. Схема проведения измерений одиночным зондом Ленгмюра.

Запуск осциллографа синхронизировался с запуском плазменного ускорителя. Временная зависимость падения напряжения между зондом

и стенкой вакуумной камеры, скоррелированная с осциллограммами тока и напряжения, разряда представлена на рис. 2. Напряжение на конденсаторных батареях было равно 2.2 кВ. Из рис. видно, что амплитуда U_f по модулю равна 96 В, что почти в 6 раз ниже значения амплитуды напряжения на разряде. Как известно, в случае гелиевой плазмы плавающий потенциал равен четырем электронным температурам [4]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что электронная температура в центре плазменного разряда составляла около 24 эВ.

Из рис. 3 видно, что задержка между сигналами с зонда и осциллограммами тока и напряжения составляет 100 мкс. Разделив расстояние от электродов до зонда L на время прохождения плазменным потоком этого расстояния вычислим скорость переднего фронта плазменной струи. Скорость принимает значение равное 12 км/с, что по порядку соответствует ранее полученным данным [5, 6].

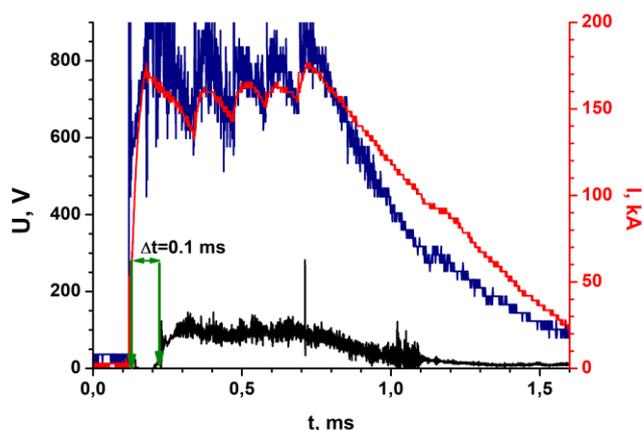


Рис. 2. Временная зависимость падения напряжения между зондом и стенкой вакуумной камеры (черная кривая), скоррелированная с осциллограммами тока (красная) и напряжения разряда (синяя)

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 20-21-00153 Росатом.

Литература:

1. Borthakur S., Talukdar N., Neog N.K., and Borthakur T.K. Study of plasma parameters in a pulsed plasma accelerator using triple Langmuir probe // PHYSICS OF PLASMAS, 2018, 25, 013532.
2. Chen S.L. and Sekiguchi T. Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe // T., J. Appl. Phys., 1965, 36, 2363.
3. Gatsonis N.A. et al. Current-mode triple and quadruple Langmuir probe methods with applications to flowing pulsed plasmas // IEEE Transactions on Plasma Science, 2004, 32, 5, pp.2118-2129.
4. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М: АТОМИЗДАТ, 1969, с. 68.
5. Коваленко Д.В. и др. Получение потоков аргоновой плазмы и преобразование их энергии в излучение на установке КСПУ-Т для моделирования радиационных нагрузок, характерных для ослабленного срыва ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, с.39-48.
6. Климов Н.С. и др. Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 2, с. 52—61.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ ГИРОТРОНА В СМЕСИ ПОРОШКОВ Al_2O_3/Pd

З.А. Заклецкий¹, Д.В. Малахов¹, Н.Н. Скворцова^{1,2}

¹ *Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия*

² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Для качественного анализа результатов полученных при плазмохимическом синтезе катализаторов на основе взаимодействия мощного гиротроного излучения и смеси порошков Al_2O_3/Pd (содержание палладия 1,5 10%) [1] необходимо использовать методику определения абсолютной мощности поглощенного излучения в таких смесях. В работе использовался способ определения мощности излучения гиротрона при помощи предварительно калиброванных вольт-ваттных характеристик детекторов Д-407 падающего (входящего), отраженного и прошедшего сигналов СВЧ-излучения.

Калибровка мощности СВЧ-излучения гиротрона и СВЧ-датчиков производилась с использованием водяного поточного калориметра. Вкладываемая в калориметр энергия в момент калибровки определялась как интеграл от разницы сигналов двух термосопротивлений Pt100 в момент работы 300 ваттного нагревателя воды в течении 20 секунд. Диапазон измерения мощности составлял от 100 до 350 кВт с шагом 25 кВт. В работе [2] было показано, что изменение тока детекторов Д-407 от мощности является линейной функцией в диапазоне напряжений от 10 до 100 мВ. Уровень сигнала с СВЧ-детектора падающего излучения при калибровочных выстрелах сопоставлялся с мощностью, выделившийся в калориметре. При определении калибровочных коэффициентов для отраженного излучения использовалась отражающая пластина с известным коэффициентом отражения [2]. Калибровочный коэффициент СВЧ-детектора для прошедшего излучения определялся за счет подачи СВЧ-излучения в пустой плазмохимический реактор. Таким образом можно было оценить полный энергетический баланс плазмохимической системы на основе данных о падающей, отраженной и прошедшей СВЧ-мощности.

Эксперименты по получению палладиевых катализатор производились сериями при различных мощностях и длительностях СВЧ-импульсов гиротрона. На рис. 1 приведена эволюция сигналов СВЧ-датчиков для одного из импульсов в экспериментальной серии $Al_2O_3/Pd-10\%$. В рамках работы одной экспериментальной серии задающие параметры работы

гиротрона поддерживаются неизменными, что обеспечивает стабильность падающего на реакционную смесь СВЧ-излучения от импульса к импульсу.

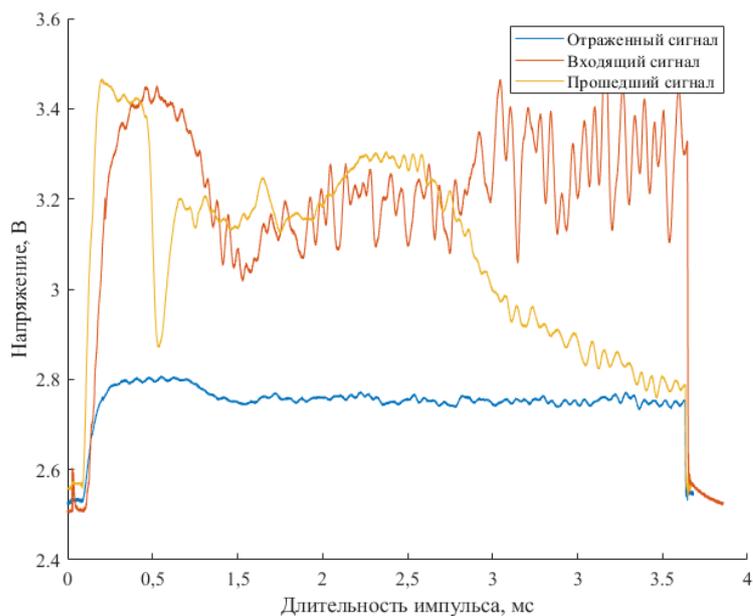
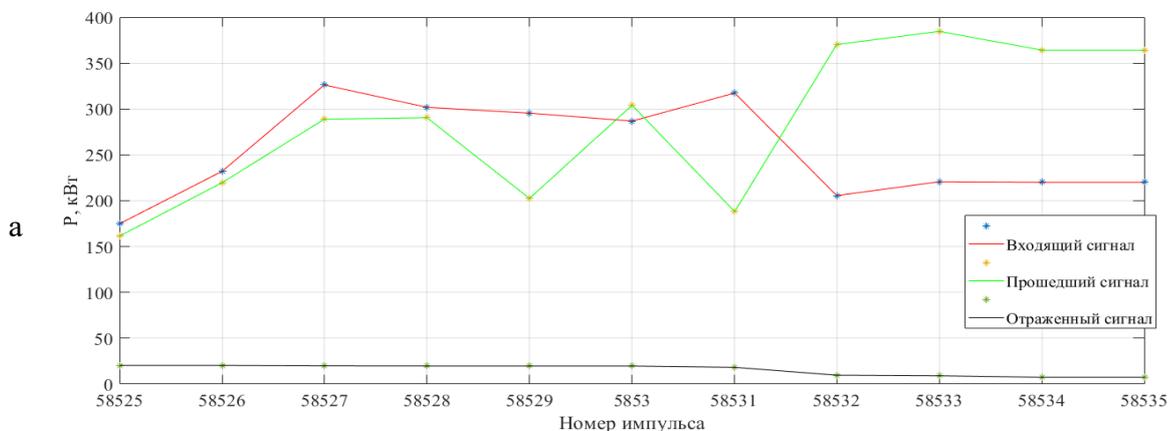


Рис. 1 Эволюция сигналов СВЧ-детекторов для падающего, прошедшего и отраженных сигналов в течении длительности импульса гиротрона

На рис. 2 представлены результаты вычисления абсолютной мощности излучения СВЧ-детекторов падающего, отраженного и прошедшего сигналов для серий с порошками (а) $AL_2O_3/Pd-1\%$, (б) $AL_2O_3/Pd-5\%$, (в) $AL_2O_3/Pd-10\%$ и (г) зависимость коэффициента поглощения в серии повторяющихся выстрелов $AL_2O_3/Pd-10\%$.

На основании балансных измерений можно определить, что в серии $AL_2O_3/Pd-1\%$ поглощений СВЧ-излучения не наблюдалось, что совпадает с косвенными показаниям других диагностик (высокоскоростная съемка плазмохимической реакции и спектрометрические измерения). В серии $AL_2O_3/Pd-5\%$ поглощение СВЧ наблюдалось при мощности импульса 250 и 300 кВт, максимальный коэффициент поглощения составлял 0,75 для 250 кВт.



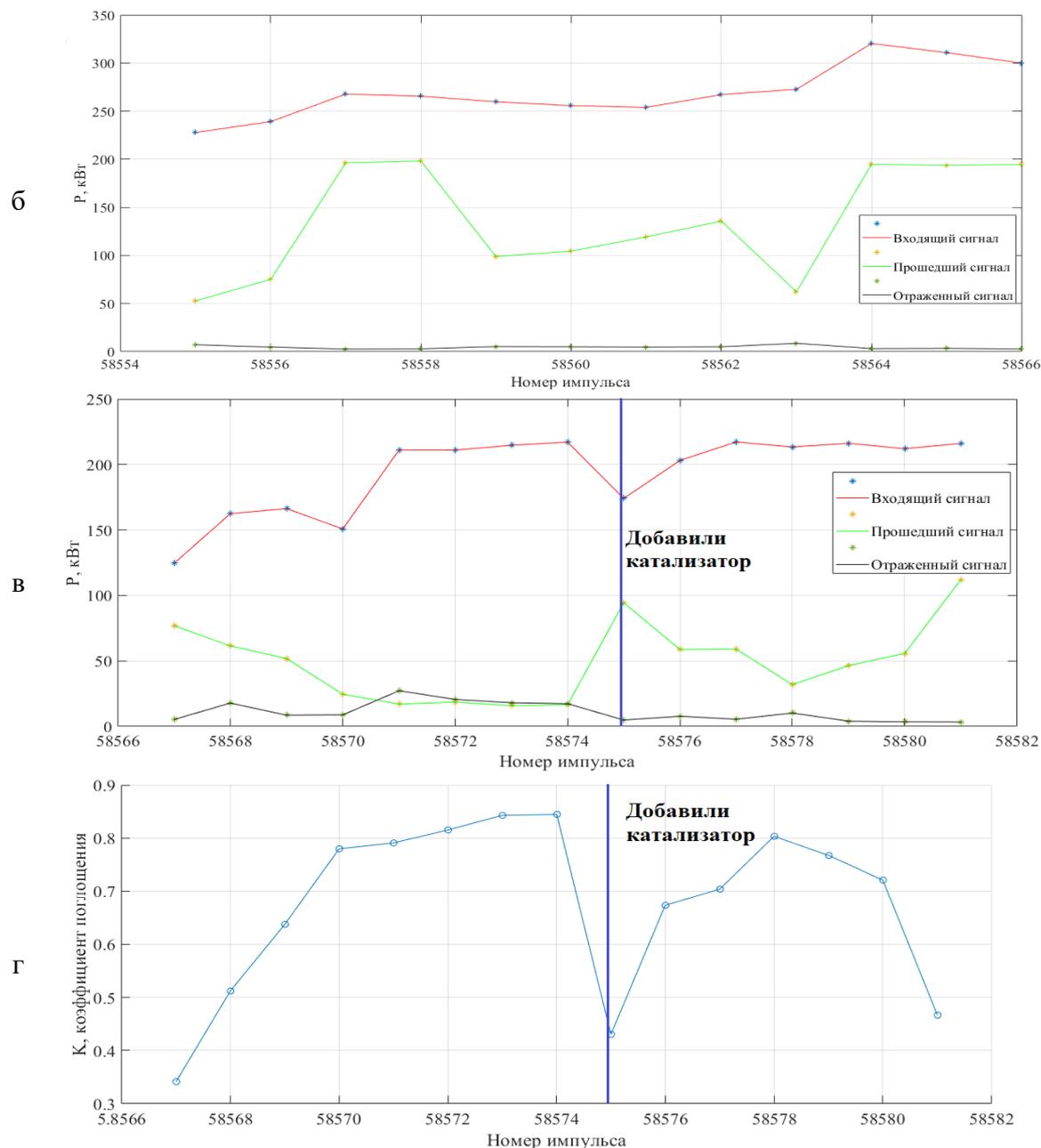


Рис. 2 Абсолютная мощность для СВЧ-датчиков падающего, отраженного и прошедшего сигнала в сериях со смесями порошков: (а) $Al_2O_3/Pd-1\%$, (а) $Al_2O_3/Pd-5\%$, (а) $Al_2O_3/Pd-1\%$; (г) коэффициент поглощения в серии $Al_2O_3/Pd-10\%$

Наибольший коэффициент поглощения СВЧ, равный 0,85 наблюдался для смеси порошков $Al_2O_3/Pd-10\%$ при падающей мощности 200 кВт. После добавления в отработанную смесь катализатора карборана наблюдается повторный пик поглощения СВЧ-излучения.

Следует отметить, что определение пороговых эффектов плазмохимических реакций с учетом мощности излучения гиротрона, с дальнейшим пересчетом данных в полную энергию системы является одной из важнейших задач в прикладных исследованиях такого рода. Использование вышеприведенной методики позволяет производить расчет энергобаланса плазмохимической реакции в момент проведения экспериментальной сессии, что в свою

очередь дает возможность качественно оценивать эффективность работы реакционной смеси в целом.

Литература:

1. German M Batanov et al. Microwave method for synthesis of micro- and nanostructures with controllable composition during gyrotron discharge. J.Nanophoton. 10 (1), 012520 (January 19, 2016); doi:10.1117/1.JNP.10.012520.

2. Батанов Г.М., Харчев Н.К., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Тараканова Е.Н., Борзосеков В.Д. и др. Устройство для ответвления и регистрации прямой и отраженной микроволновой мощности в квазиоптическом тракте [Патент]: 2548392. RU, Февраль 2015 г. [Batanov G.M. The device for coupling and direct-registration and reflected microwave power in a quasi-optical path. Patent. No. 2548392. RU (2015)] (in Russian).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АТОМНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАЗРЯДОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИМПУЛЬСАМИ МОЩНОГО ГИРОТРОНА В МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СМЕСЯХ

А.А. Летунов*, Н.Н. Скворцова, В.Д. Степахин, А.В. Князев, Е.В. Воронова, В.П. Логвиненко, В.Д. Малахов, Е.М. Кончеков, В.Д. Борзосеков

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

**e-mail: let@fpl.gpi.ru*

При разработке плазмохимического метода синтеза структур микро- и нано размеров со сложным физико-химическим составом и предельно развитой поверхностью, основанного на использовании разряда в смесях порошков металл-диэлектрик, инициируемого импульсным излучением мощного гиротрона [1], для диагностики параметров низкотемпературной плазмы измерялись эмиссионные оптические спектры. Исследовавшиеся процессы могут быть использованы для приготовления из порошковых смесей высокоактивного и высокоэффективного каталитического продукта на основе Pd на оксидном носителе [2].

В настоящем докладе представлены эксперименты в смесях Pd + Al₂O₃, в атмосфере воздуха или азота, с использованием карборана и меламина в качестве катализаторов плазмохимических реакций. В процессе микроволнового инициирования возникает пробой, предположительно в местах с близко расположенными острыми гранями частиц металла и диэлектрика, при полях на порядок ниже пробойных полей в газе-наполнителе. Благодаря рассредоточенности этих участков локального поглощения микроволнового излучения возникает высокий локальный энерговклад при умеренной плотности инициирующего излучения и создаются условия возникновения самоподдерживающегося в дальнейшем разряда.

Основная часть измерений спектров проводилась спектрометрами фирмы Avantes. Излучение в них заводилось световодами с микрообъективами, собиравшими его либо с поверхностей порошкового слоя, либо из области на расстоянии 2 – 3 см над ним.

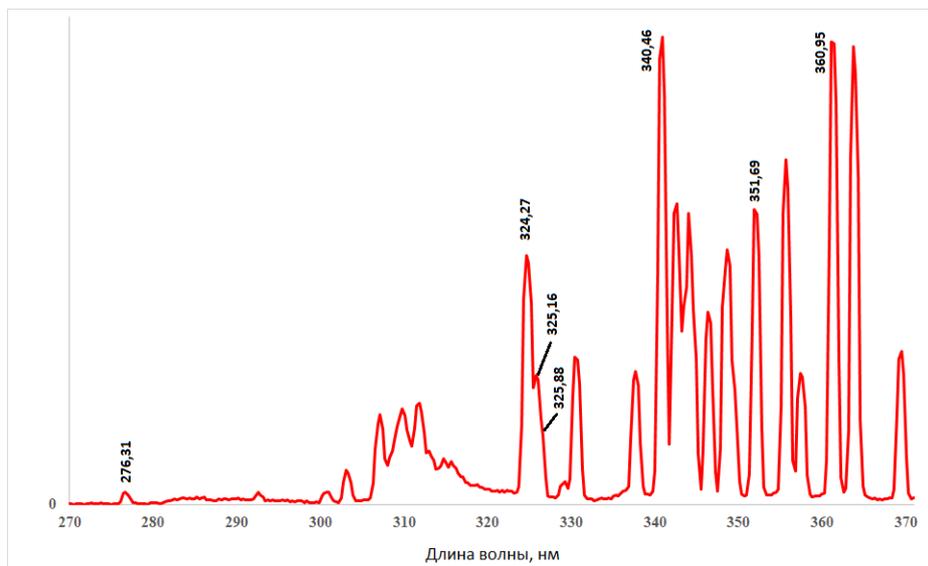


Рис. 1. Фрагмент нормированного спектра, регистрируемого через нижний иллюминатор реактора. Основу составляют линии палладия [3]. Указаны линии, используемые для оценки электронной температуры.

По интенсивностям отмеченных на рис. 1 линий, в предположении локального термодинамического равновесия, сделана оценка электронной температуры. Контур линии 324,27 нм искажен из-за недостаточного спектрального разрешения. Вклад двух довольно слабых соседей справа исключен путем приближенной оценки, что мало сказывается на итоговой точности, поскольку и сами вероятности спонтанных переходов известны с точностями 10 – 20%. Результирующая оценка электронной температуры плазмы в пазухах между частицами порошка составляет $4,2 \pm 0,8$ кК. Есть основания считать, что это характеристика плазмы внутри порошка, а не над ним, где активнее всего идут процессы синтеза, поскольку его слой оказался полностью непрозрачен для излучения юстировочных лазеров с длинами волн 632,8 и 532 нм, как до, так и после обработки. Это указывает на важную роль основного слоя порошка в развитии и поддержании процесса синтеза. Он не может рассматриваться только как изолирующая подложка и транзитный коридор для микроволнового излучения.

Пример использования в диагностике молекулярных спектров, характерных для применяемых в этих экспериментах смесей, представлен на рисунке ниже. Разряды инициировались в смеси Al + Al₂O₃ + меламин в азоте при атмосферном давлении импульсами мощностью 250 кВт и длительностью 6 мс. В последнем из них, после которого разряд перестал возбуждаться, была зарегистрирована следующая последовательность спектров

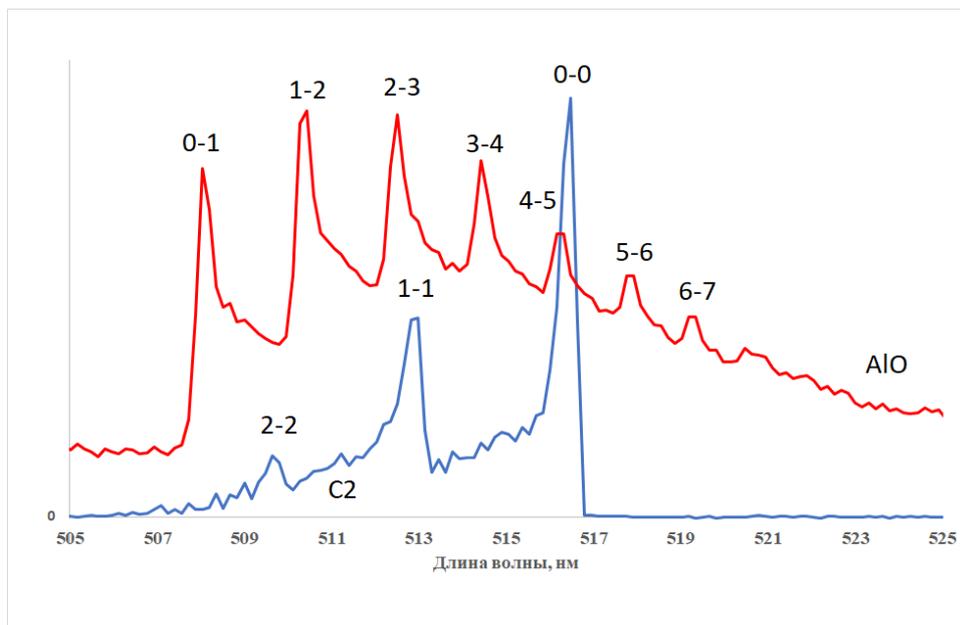


Рис. 2. Последовательно зарегистрированные с экспозицией 1 мс, в одном разряде фрагменты молекулярных спектров C_2 и AlO (пометки 0-0, 0-1 и т.д. обозначают колебательные переходы). Первый начале микроволнового импульса (синий) секвенция $dn = 0$ полосы Свана C_2 , и затем, спустя ~ 3 мс, ближе к концу шести миллисекундного микроволнового импульса (красный), секвенция $dn = +1$ электронного перехода $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ AlO

Мы видим, что в момент регистрации первого спектра в разряде еще отсутствует AlO , который образуется из Al_2O_3 только при температурах выше 3,5 кК. В то же время, в снятом позже спектре, уже отсутствует характерный элемент полосы Свана молекулы C_2

Из самой последовательности представленных на рис. 2. спектров, даже не делая попытки определения температур из молекулярных спектров, что при имеющемся спектральном разрешении довольно проблематично, можно сделать несколько существенных выводов. Во-первых, за мертвое время спектрометра – 3 миллисекунды, прошедшее между регистрациями двух спектров газовая температура в объеме разряда перешла через отметку 3,5кК. Во-вторых, отсутствие во втором спектре сколь-нибудь заметных следов C_2 свидетельствует о том, что в области, захваченной реакциями синтеза, произошло полное выгорание органики. Это показывает возможность использования разрабатываемого процесса еще и для повторного восстановления каталитической способности ранее наработанного или полученного другими методами каталитического продукта.

Литература:

1. Akhmadullina N.S., Skvortsova N.N., Obratsova E.A., Stepakhin V.D., Konchekov E.M., Letunov A.A., Konovalov A.A., Kargin Yu.F., Shishilov O.N. Plasma-chemical processes under high-power gyrotron's discharge in the mixtures of metal and dielectric powders // Chemical Physics, 2019, т. 516, с. 63 - 70.
2. Skvortsova N.N., Shishilov O.N., Akhmadullina N.S., Konchekov E.M., Letunov A.A., Malakhov D.V., Obratsova E.A., Stepakhin V.D. Synthesis of micro- and nanostructured materials via

oscillating reactions initiated by high-power microwave pulses // Ceramics International, 2020. *In press*.

<https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2020.09.262>

3. https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

LASER-INDUCED DESORPTION AS QUANTITATIVE IN SITU DIAGNOSTIC METHOD FOR FUEL RETENTION IN BE CO-DEPOSITS

M. Zlobinski¹, A. Huber¹, S. Brezinsek¹, G. Sergienko¹, R. Rayaprolu¹, A. Terra¹,
H. T. Lambertz¹, D. Nicolai¹, A. Bürger¹, G. Pintsuk¹, B. Unterberg¹, J. Oelmann¹, Ch. Linsmeier¹, G.
De Temmerman², P. Andrew², J. Likonen³, A. Widdowson⁴,
Ch. Rowley⁴, I. Coffey⁴, M. Maslov⁴, I. Jepu⁴, J. Figueiredo^{5,6} and JET Contributors

¹ *Forschungszentrum Jülich GmbH, Institut für Energie- und Klimaforschung – Plasmaphysik, Partner of the Trilateral Euregio Cluster (TEC), 52425 Jülich, Germany*

² *ITER Organization, Route de Vinon-sur-Verdon, CS 90 046, 13067 St Paul Lez Durance Cedex, France*

³ *VTT Technical Research Centre of Finland, P.O.Box 1000, FIN-02044 VTT, Finland*

⁴ *CCFE, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK*

⁵ *EUROfusion Programme Management Unit, Culham Science Centre, Abingdon, United Kingdom*

⁶ *Instituto de Plasmas e Fusão Nuclear, Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa, Lisboa, Portugal*

Laser-induced desorption (LID) can quantify the fuel retention in plasma facing components. A laser is used to heat a spot on the wall within milliseconds to thermally release the fuel spot by spot - and thus provide spatially resolved retention quantification by means of mass spectrometry. In preparation of this in situ diagnostic for JET and ITER[1], ex situ studies in the FREDIS facility[2] were carried out on a JET-ILW3 divertor tile. The fuel retention results and the very good agreement to other ex situ analyses of the same tile will be shown. Then the current design of the LID diagnostic as planned for JET will be described. It shall verify the in situ analysis capabilities of LID in the tokamak vessel equipped with the same material mix as in ITER.

Contact: m.zlobinski@fz-juelich.de

Literature

1. G. De Temmerman, et al., Nucl. Mater. En. 12 (2017) 267-272, [doi:10.1016/j.nme.2016.10.016](https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.10.016)

2. M. Zlobinski, et al., Fus. Eng. Des. 146 (2019) 1176–1180, [doi:10.1016/j.fusengdes.2019.02.035](https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.02.035)

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ МЕТОДА LIBS ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАКОПЛЕНИЯ ВОДОРОДА В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ ТОКАМАКА

Е.Д. Маренков¹, И.П. Цыгвинцев^{1,2}, Ю.М. Гаспарян¹

¹ *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

² *Институт прикладной математики им. Келдыша РАН*

Метод LIBS (laser induced ablation spectroscopy) планируется использовать для определения состава материала первой стенки токамака, в частности, накопления в ней изотопов водорода. В этом методе, мощный лазерный импульс приводит к абляции материала стенки и превращает его в плазму. Определяя состав этой плазмы, можно судить о составе аблированного материала.

Как правило, плотность такой лазерной плазмы достаточно большая для того, чтобы в ней выполнялись условия локального термодинамического равновесия (ЛТР). Более того, из-за сильного уширения линий, плазма оказывается прозрачной для излучения водорода. В таких условиях, для определения количества водорода можно использовать метод Саха-Больцмана (СБ), который позволяет определить температуру плазмы и полное количество излучающих частиц.

Соответствующие эксперименты показали, что эта методика действительно подходит для анализа образцов первой стенки токамаков. Однако, сравнение результатов LIBS с другими методами, например, NRA (nuclear reaction analysis), SIMS (secondary ions mass spectrometry), TDS (thermodesorption spectroscopy) приводит к противоречивым результатам о точности этого метода. Например, измерение накопления D в образцах W, проведенное в работе [1] привело к отличию LIBS и TDS порядка 100 раз. Напротив, в работе [2] аналогичные измерения, сделанные для образцов WBe, содержащих D, показало совпадение LIBS и TDS с точностью в несколько процентов, даже несмотря на некоторые трудности применения метода СБ.

Отметим, что в проекте ITER ожидается определение накопления изотопов водорода в материалах стенки и дивертора с точностью порядка 20%. Поэтому, с точки зрения практического применения LIBS для этих целей, важно более детальное понимание достижимой точности измерений. В этой работе мы оцениваем вклад различных факторов в точность метода СБ. Для этого мы выполнили численное моделирование динамики образования и разлета вольфрамовой плазмы при облучении мишени лазерным импульсом. Затем мы

«восстанавливали» содержание H в плазме методом СБ и сравнивали получившееся накопление с известным точным значением.

Динамика плазмы рассчитывалась в одножидкостном гидродинамическом коде 3DLINE [3]. Поглощение лазерного излучения определяется обратным тормозным поглощением. Перенос излучения W в облаке плазмы вычислялся в диффузионном приближении. Предполагалось, что существенного разделения W и H в облаке не происходит, так как характерное время передачи импульса между ними, порядка 2 нс, много меньше характерных времен задачи. Так что плотность H может быть определена как фиксированная доля от плотности W, которая была взята равной 1%.

Был рассмотрен лазерный импульс продолжительностью 10 нс и энергией 10^9 Дж/см², падающий перпендикулярно на поверхность мишени. На временах < 200 нс существенная доля водорода ионизована, а потому не может быть зарегистрирована методом СБ. Практически, в это время будет преобладать излучения континуума, а не линейчатое излучение. Поэтому для анализа был выбран момент времени 200 нс.

Перенос излучение водорода по известным профилям плотности и температуры рассчитывался в коде RADTRANSP. В этом коде задача переноса решается в квазиодномерном приближении с полным учетом поглощения и без предположения ЛТР. Профиль линий водорода вычислялся с учетом эффектов Штарка и Доплера. Необходимые для расчета сечения ионизации, рекомбинации, возбуждения электронным ударом и коэффициенты Эйнштейна брались из базы данных ADAS.

Расчет в коде RADTRANSP показал, что все линии водорода, кроме линии Лайман- α , прозрачны. Однако, несмотря на плотность плазмы порядка 10^{17} см⁻³, заметно существенное отклонение от ЛТР. В результате, расхождение между точным и определенным методом СБ количеством H составило порядка 80%. Ясно, что с дальнейшим остыванием облака плазмы, электронная плотность будет уменьшаться, что приведет к еще большему уходу от ЛТР и увеличению ошибки метода СБ. Поэтому, эта ошибка может служить оценкой максимальной точности метода LIBS для определения количества водорода в конструкционных материалах.

Литература:

1. Jiang X, Sergienko G, Schweer B et. al. An upgraded LIBS system on linear plasma device PSI-2 for in situ diagnostics of plasma-facing materials Fusion Eng. Des. 2019, 146, с. 96–9
2. Veis P, Marín-Roldán A, Dwivedi V et. al. Quantification of H/D content in Be/W mixtures coatings by CF-LIBS Phys. Scr. 2020

3. Krukovskiy A Y, Novikov V G and Tsygvintsev I P. 3D simulation of the impact made by a noncentral laser pulse on a spherical tin target. Math. Model. Comput. Simulations, 2017 т. 9, с. 48–59

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЫ И АБЛЯЦИИ КРЕМНИЯ В ВОЗДУХЕ ПРИ ПАРНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ НА ДЛИНАХ ВОЛН 355 И 532 НМ

В.В. Лычковский*, А.Н Чумаков

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, г. Минск, просп.
Независимости, 68-2; e-mail: v.luchkouski@dragon.bas-net.by*

Аннотация. Экспериментально исследовано образование приповерхностной плазмы и абляция кремния в воздухе при воздействии лазерного излучения (ЛИ) с длинами волн 355 и 532 нм и плотностью мощности до 5 ГВт/см^2 в зависимости от временного интервала и порядка следования наносекундных лазерных импульсов. Установлена интенсификация спектров эрозионной плазмы, а также усиление абляционного и откольного разрушений облучаемых плоских мишеней кремния при опережающем воздействии импульсов ЛИ с длиной волны 355 нм.

Введение. Лазерное воздействие на пластины кремния активно исследуется с целью оптимизации режимов их обработки и модификации в связи с широким использованием кремния в микроэлектронике [1-4]. При наносекундном лазерном воздействии на кремний формируются лазерные кратеры с выбросом частиц, что дало основание рассматривать взрывное кипение в качестве механизма выноса массы [1,3,4]. Аморфизация, плавление, рекристаллизация, испарение, абляция и образование периодических структур были выявлены при облучении кремния фемтосекундными импульсами ЛИ [2]. Результаты лазерного воздействия на материалы зависят, как правило, от длины волны ЛИ. Поэтому использование бихроматического лазерного излучения дает новые возможности влияния на динамику и параметры лазерной плазмы [5].

Цель настоящей работы состояла в определении закономерностей плазмообразования и абляции пластин кремния в атмосферном воздухе при их облучении наносекундными импульсами ЛИ с длинами волн 355 и 532 нм с регулируемым временным интервалом и порядком следования импульсов.

Техника эксперимента. Установка создана на основе двух Nd:YAG лазеров и системы синхронизации, обеспечивающей генерацию парных наносекундных импульсов лазерного излучения с длинами волн 355 и 532 нм длительностью 18 и 15 нс соответственно, следующих с регулируемым временным интервалом между ними и управляемым порядком следования.

Эмиссионные спектры лазерно-индуцированной плазмы регистрировались спектрометром SL40-2 (SOL instruments), интегральные снимки лазерного факела регистрировались камерой [6] на основе матрицы ICX415AL с объективом И-90У 4/75 ($f = 75$ мм).

Результаты и их обсуждение. В предварительных экспериментах было выявлено, что монохроматическое воздействие излучения $\lambda = 355$ нм на образец приводило к образованию светящегося плазменного факела уже при энергии лазерного импульса $\approx 0,1$ мДж (на пороге генерации лазера). Вероятно, это обусловлено превышением энергии кванта излучения $E_{355} = 3,49$ эВ энергии прямого перехода в кристаллической решетке кремния $E = 3,4$ эВ [7]. Это может существенно влиять на результаты комбинированного воздействия с опережающим воздействием излучения с длиной волны 355 нм.

Образование приповерхностной плазмы контролировалось по интенсивности спектральных линий кремния Si I 252 нм, Si I 288,1 нм, Si II 412,9 нм и азота N II 501,1 нм. Зависимости их интенсивностей от интервала следования импульсов представлены на рис. 1.

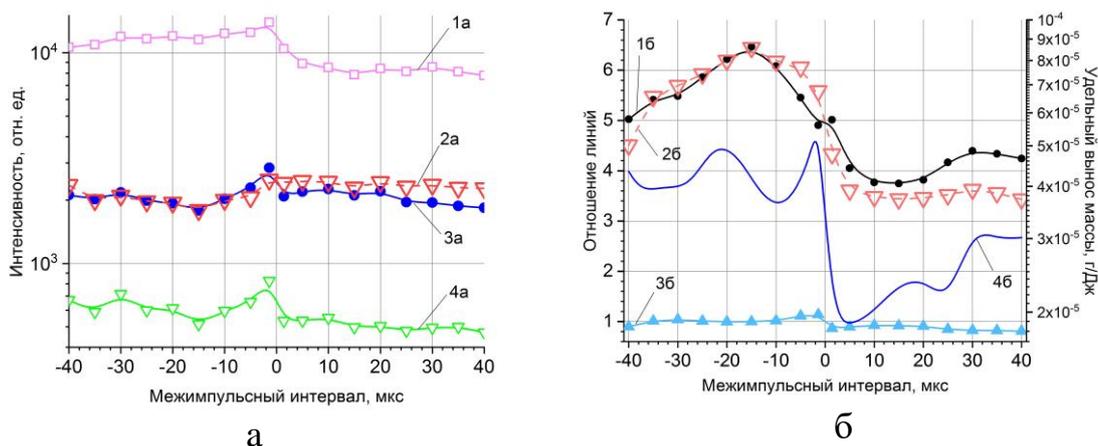


Рис. 1. – Зависимости интенсивностей спектральных линий кремния и азота (а) и их отношений (б) от временного интервала между лазерными импульсами ($I_{355} = 1,9$ ГВт/см², $I_{532} = 3,5$ ГВт/см²) и порядка их следования при облучении кремния в воздухе:

1а – Si II 412,9 нм, 2а – N II 501,1 нм, 3а – Si I 288,16 нм, 4а – Si I 252 нм;

1б – Si II 412,9 / Si I 288,16; 2б – Si II 412,9 / N II 501,1; 3б – Si I 288,16 / N II 501,1;

4б – удельный вынос массы кремния (отрицательный временной интервал соответствует опережающему воздействию ЛИ $\lambda = 355$ нм)

Все спектральные линии кремния демонстрируют резкий рост их интенсивности с переходом в область отрицательных временных интервалов и последующее уменьшение интенсивности с ростом интервала $|\Delta t|$: для ионов – монотонно, для атомов – немонотонно с небольшим широким пиком с вершиной при $\Delta t = -30$ мкс. Интенсивность линии N II претерпевает рост и насыщение перед переходом в область положительных интервалов. Для интервала $\Delta t = -1,3$ мкс интенсивность всех линий максимальная или близка к таковой, что указывает на относительно равномерный разогрев всех компонентов плазмы. Отношение интенсивностей линий Si II/Si I и Si II/N II (кривые 1б и 2б, рис. 1б) в области интервалов $\Delta t < 0$

демонстрирует широкий пик. Это свидетельствует об эффективном разогреве эрозионной

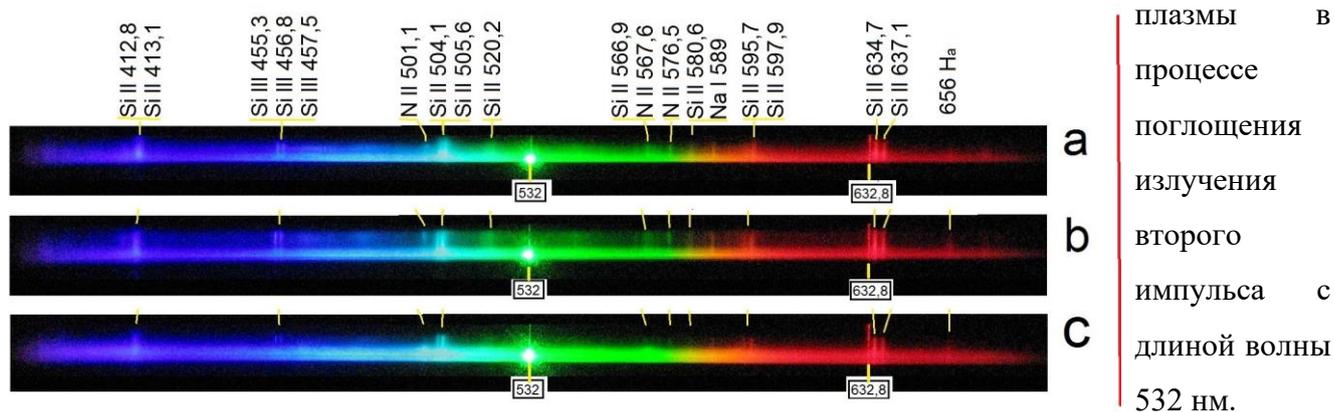


Рис. 3. Интегральные спектры факела с пространственным разрешением вдоль оси воздействия излучения (на спектре направлена вверх). Режимы воздействия: $\Delta t = -21$ мкс (a); $\Delta t = -5,5$ мкс (b); $\Delta t = +15$ мкс (c); плотность мощности: ЛИ $I_{355} = 1,9$ ГВт/см², $I_{532} = 3,5$ ГВт/см²

интервалов, соответствующих областям экстремальных значений кривых 1б и 2б (рис. 1б), были сделаны интегральные снимки свечения факела (рис. 2) и спектров с пространственным разрешением вдоль оси падения излучения (рис. 3).

На снимках факела видно обильное количество треков частиц различных размеров, наиболее крупные из которых могут в разной степени сохранять кристаллическую структуру.

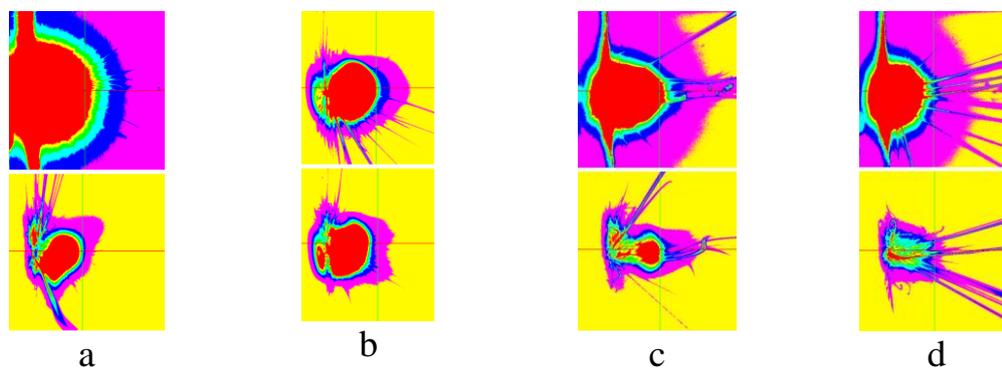


Рис. 2. Интегральные снимки свечения плазмы при бихроматическом лазерном воздействии ($\lambda_1=355$ нм, $\lambda_2=532$ нм) на пластину кремния с разным порядком следования и интервалами между импульсами: a – $\Delta t = -20$ мкс; b – $\Delta t = -5,7$ мкс; c – $\Delta t = +15$ мкс; d – $\Delta t = +40$ мкс. (верхний ряд изображений – начало накопления кадра соответствует первому импульсу пары, нижний – второму)

разрушений на тыльной стороне мишеней задолго до образования сквозного отверстия. На спектрах (рис. 3) большинство линий ионов кремния высвечиваются и над областью сплошного спектра. Анализ рис. 2b и рис. 3b ($\Delta t = -5,5$ мкс) свидетельствует о появлении вторичного пробоя на переднем фронте приповерхностной плазмы. А разрыв по высоте линий Si III 455,3 (рис. 3c, $\Delta t = +15$ мкс) и N II 501,1 (рис. 3b, $\Delta t = -5,5$ мкс) на спектре указывает на вторичную ионизацию преимущественно за счет данных составляющих плазмы. Оценка температуры плазмы по линиям Si II 597,9 и 634,7 дает значение 8000-9000 К. Однако эта оценка занижена, т. к. в спектре имеются явные линии Si III, нормальная температура

Анализ микрофотографий облученных мишеней позволил выявить формирование откольных

высвечивания которых порядка 19000 К. Концентрация ионов, измеренная по уширению линии H_{α} 656, составляет порядка $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с провалом до $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для значений интервала Δt +20 и +25 мкс.

Заключение. На основании экспериментальных исследований парного импульсного воздействия лазерного излучения с длинами волн 355 и 532 нм на пластины кремния в воздухе выявлена зависимость образования приповерхностной плазмы и абляции кремния в воздухе от временного интервала и порядка следования наносекундных бихроматических лазерных импульсов при плотностях мощности до 5 ГВт/см^2 . Установлен эффективный разогрев эрозивной плазмы кремния, а также интенсификация абляционного и откольного разрушений облучаемых плоских мишеней кремния при опережающем воздействии импульсов ЛИ с длиной волны 355 нм.

Литература:

1. Yoo J.H., Jeong S.H., Greif R. et al. J. Appl. Phys., 88 (2000), 1638.
2. Bonse J., Baudach S. et al. Applied Physics A, 74 (2002) 19–25.
3. James M. Bovatsek et al. Proc. SPIE 7585, 75850K (February 23, 2010).
4. Galasso G., et al. J. of Applied Physics, 117, 123101 (2015).
5. Chumakov A.N., et al. High Temp. Material Proces., 18(4) (2014) 269-272.
6. Nikonchuk I.S., et al., J. of Physics: Conf. Series, 666 (2016) 012021.
7. Смит Р. Полупроводники: Пер. с англ. - М.: Мир, 1982. - 560 с, 462. 7.

МОДИФИКАЦИЯ УНИВЕРСАЛЬНОГО МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКОГО ЗОНДА ДЛЯ ТОКАМАКА КТМ

А.В.Грунин, Л.Б. Беграмбеков, Е.Н. Станкевич

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Взаимодействие плазмы термоядерных установок с материалами первой стенки приводит, с одной стороны, к загрязнению плазмы и ухудшению её параметров, с другой стороны, к разрушению контактирующих с плазмой материалов, формированию перенапылённых слоев, пыли, захвату трития. Помимо этого, процессы в периферийной плазме оказывают воздействие на характер и параметры разряда [1].

Для изучения механизмов и минимизации отрицательных явлений взаимодействия плазмы со стенкой, дивертором чрезвычайно важно получить информацию о концентрации плазмы, составе и количестве примесей в периферийных областях плазмы, основным источником которых являются контактирующие с плазмой материалы. Для этой цели могут оказаться полезными материаловедческие зонды.

Материаловедческие зонды разрабатывались рядом научных групп. Практика их использования в токамаках показала, что полезность информации, получаемой с помощью зонда, многократно возрастёт, если зонд будет способен давать комплексную информацию о состоянии периферийной плазмы токамака, включая, информацию о зарядовом и элементном составе и энергии частиц периферийной плазмы и примесей. Необходимо также иметь возможность получения результатов, как в процессе разряда, так и суммарно, по серии экспериментов.

В докладе представлена модификация универсального материаловедческого зонда, позволяющая в условиях токамака КТМ:

- Проводить оценочные измерения полного потока твердотельных примесных атомов по изменению проводимости напыляемого слоя на коллектор.
- Осаждать на коллектор слой твердотельных примесных атомов для последующего элементного анализа осажденного слоя и термодесорбционного анализа удерживаемых в нём атомов плазмы
- *In situ* измерять потоки ионов (преимущественно ионов дейтерия)
- *In situ* измерять потоки ионов примеси с различным соотношением M_i/Z_i
- *In situ* оценочно измерять энергетические спектры ионов изотопов водорода.

Литература:

1. G.VanOost, Fusion Science and Technology 2004 vol.45 pp.301-308

OPTOGALVANIC DIAGNOSTICS OF THE HEARTBEAT INSTABILITY IN COMPLEX PLASMAS

A.A. Pikalev, M.Y. Pustyl'nik, C. R ath, H.M. Thomas

Institute of Materials Physics in Space, German Aerospace Center (DLR)

Complex or dusty plasma is a medium containing ionized gas and micron-sized solid particles. It is used in basic research as a model system for particle-resolved studies of generic condensed matter. Interactions between the microparticles and the plasma can lead to various instabilities. One example of such instabilities is a spontaneous periodic contraction of the void (a microparticle-free area inside the suspension), which was called the ‘‘heartbeat instability’’ [1-3]. Despite two decades of investigation, the heartbeat instability mechanism is still unclear.

In [3], it was revealed that the heartbeat instability can be stimulated by a diode laser tuned in resonance with one of the spectral lines of a working gas. Here we present novel results of the heartbeat studies using this method of controlling the instability.

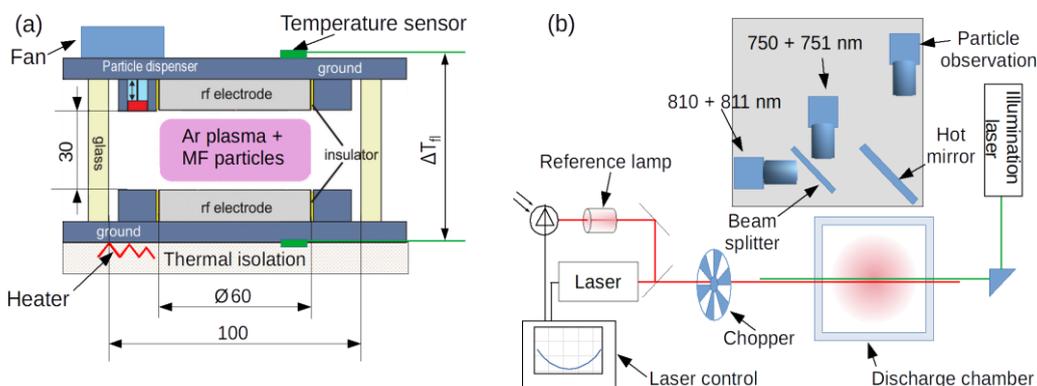


Fig.1. Scheme of the experimental setup, (a) — side view, (b) — top view

The experiments were conducted in the ground-based PK-3 Plus chamber [4]. The scheme of the setup is presented in Fig. 1. The plasma was produced by means of a capacitively-coupled rf discharge in argon, the pressure was 35-37 Pa. We used two types of melamine formaldehyde spheres with the diameters of 1.95 μm and 2.15 μm as microparticles. The gravity was compensated by means of thermophoresis [5].

The microparticles were illuminated by a laser sheet with the wavelength of 532 nm. Three Ximea MQ042RG-CM video cameras with interference bandpass filters captured the microparticle motion and the plasma emission at the same discharge area. The filters had the central wavelengths of

532, 750 and 810 nm respectively, and the transmission band width of the filters was 10 nm. The framerate of the cameras was 200 fps. The cameras desynchronization was less than one frame. All three cameras were focused onto the central cross-section of the discharge chamber.

We investigated the effect of the resonant laser light on the void stability using a Toptica DL Pro laser. The width of the laser spectral line was less than 1 MHz. The power of the unattenuated laser beam was about 50 mW. The laser scanned the wavelength range of 220 MHz around the center of the 772.38 nm argon spectral line. A small fraction of the laser light passed through a reference argon lamp to control the wavelength. A mechanical chopper was used to modulate the laser beam. The laser light induced the fluorescence in the 810.4 nm spectral line.

The self-excited heartbeat instability existed within a certain range of the discharge power and the gas pressure and required high density of the microparticle suspension. The void behaved differently near the upper and the lower discharge power boundaries of the instability range. If the discharge power was at the lower boundary of the instability onset, the void was stable most of the time and contracted sporadically with the full amplitude. Near the upper boundary of the instability range, the heartbeat amplitude was decreasing with the increase of the discharge power, until the breathing void oscillations became undetectable.

The oscillations of the microparticles are most clear in periodograms for their velocities. We calculated the velocities using OpenPIV code [6]. For every frame, we averaged the velocities along the vertical direction in a narrow horizontal stripe and stacked the horizontal velocity profiles into a periodogram (see Fig. 2(a) and 3(a)).

Just before the void contraction, the plasma glow shortly flashed in the void, at the same time, the discharge side regions became darker. After that, the emission from the contracted void became weaker, and from the sides — brighter, than it was before the flash, as it was already reported in [1, 3]. The emission variation is presented in Fig. 2(b-c).

Small oscillations of the microparticle motion and the plasma emission are visible in the periodograms between the large void collapses. They were called “failed contractions” in [1]. In the velocity periodograms, the small slope of the oscillations can be seen, which suggests that the oscillation propagated from the discharge edge to the center.

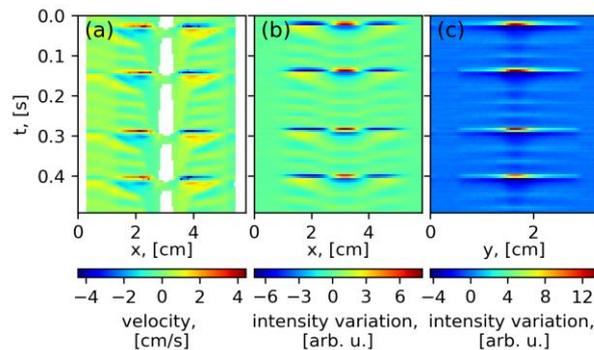


Fig.2. Periodograms of the self-excited heartbeat instability with failed contractions. The microparticle diameter — $2.15 \mu\text{m}$, the power — 400 mW . (a) — the velocity periodogram. White colour depicts areas without visible microparticles. (b-c) — the plasma glow (750 nm) periodograms in (b) horizontal and (c) vertical direction. Time-averaged plasma emission was subtracted from the periodograms

Passing through the void, the continuous laser beam stabilized the microparticle suspension, even if the heartbeat oscillations occurred without the laser. The modulated laser beam stimulated the heartbeat instability, even if the microparticle suspension was stable without the laser. If the laser beam passed through the void, the void collapsed just after the beam closing. If the discharge power is not too low in comparison with the lower self-excitation boundary, and the beam power is high enough, no resonant effects were mentioned. Periodograms of the non-resonant heartbeat stimulation are presented in Fig. 3. In the case of low chopper frequency, every closing of the beam caused the void collapse. Also, some minor oscillations are visible after opening the beam. For higher chopper frequencies, the void collapses occurred once for a certain number of the laser pulses. It seems, the void must expand enough after the collapse to be ready for a new stimulated contraction. If the laser beam was shifted horizontally from the void center to the distance of 1 cm , the void collapsed after the laser opening.

If the discharge power was much lower than the heartbeat self-excitation boundary, or the laser beam was strongly attenuated, the optogalvanic heartbeat excitation had resonance character as reported in [3]. The heartbeat appeared, when the chopper frequency was close to the frequency of small oscillations which were observed without the laser.

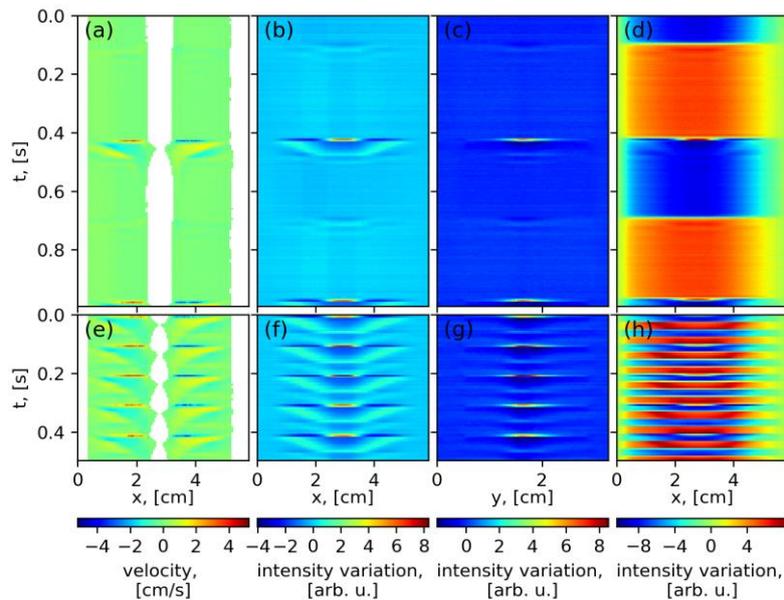


Fig.3. Non-resonant optogalvanic heartbeat excitation with different chopper frequencies. The microparticle diameter — $1.95 \mu\text{m}$, power — 500 mW . (a, e) — the velocity periodograms; (b, c, f, g) — the plasma emission (750 nm) periodograms in (b, f) horizontal and (c, g) vertical direction. (d, h) — the plasma emission (810 nm) periodogram in horizontal direction. Time-averaged plasma emission was subtracted from the periodograms

The optogalvanic control revealed new properties of the heartbeat instability, which could help to understand its physics. This method could also be employed in experiments with other instabilities in complex and electronegative plasmas.

References:

1. Mikikian M., et al. Self-excited void instability in dusty plasmas: plasma and dust cloud dynamics during the heartbeat instability // *New J. Phys.*, 2007, v. 9, p. 268.
2. Heidemann R. et al. Comprehensive experimental study of heartbeat oscillations observed under microgravity conditions in the PK-3 Plus laboratory on board the International Space Station // *Phys. Plasmas*, 2011, v. 18, p. 053701.
3. Pustyl'nik M. Y. et al. On the heterogeneous character of the heartbeat instability in complex (dusty) plasmas // *Phys. Plasmas*, 2012, v. 19, p. 103701.
4. Thomas H. M. et al. Complex plasma laboratory PK-3 Plus on the International Space Station // *New J. Phys.*, 2008, v. 10, p. 33036.
5. Rothermel H. et al. Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient // *Phys. Rev. Lett.*, 2002, v. 89, p. 175001.
6. OpenPIV C++ with Qt frontend. Source code: <https://github.com/OpenPIV/openpiv-c--qt> . Last modification: 24 May 2020.

ЛАБОРАТОРНАЯ СИСТЕМА ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ НАКОПЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В МАТЕРИАЛАХ ТЯУ

Н.Е. Ефимов, Д.Г. Булгадарян, Д.Н. Синельников, Ю.М. Гаспарян, Е.Д. Вовченко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Одной из ключевых проблем на пути к управляемому термоядерному синтезу является захват водорода в обращённые к плазме элементы (ОПЭ) термоядерных установок (ТЯУ). Так как в качестве одного из компонентов топлива для ТЯУ планируется использовать радиоактивный тритий, количество которого в стенках ОПЭ строго ограничено нормами радиационной безопасности, необходимы методики *in situ* контроля накопления этого элемента. Задача разработки подобной методики является одной из насущных для Международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР. На данный момент для количественных измерений *in situ* применяют газобалансовые методы, в то время как для анализа *post mortem*, как правило, привлекают термодесорбционную спектроскопию. Одной из перспективных методик для контроля захвата водорода в ОПЭ в токамаке ИТЭР является лазерно-индуцированная спектроскопия десорбированного водорода [1]. Подробный обзор основанных на лазерно-индуцированной десорбции методов приведён в работе [2]. В данной работе представлена система диагностики накопления изотопов водорода в ОПЭ, созданная на базе установки «Большой масс-монокроматор «МИФИ».

Основная область применения данной установки состоит в исследовании взаимодействия ионов кэВных энергий с поверхностью, в связи с чем она оборудована ионным источником, сепарирующим электромагнитом для выделения нужной массовой фракции из пучка, четвертьсферическим электростатическим энергоанализатором для измерения энергетического распределения вылетевших из образца заряженных частиц и квадрупольным масс-спектрометром Extorr 100M для анализа состава остаточного газа. На установке проводятся эксперименты по измерению осаждённой толщины и состава тонких плёнок на подложках с сильно отличающимися массами [3,4]. Для проведения экспериментов по оценке чувствительности детектирования десорбированных изотопов водорода установка была дооборудована импульсной лазерной системой на базе Nd:YAG лазера ИЛС-2М (длина волна 1064 нм, длительность импульса 20 нс, энергия в импульсе на выходе лазера до 70 мДж) и системой ввода излучения в вакуумную камеру на базе призм полного внутреннего отражения. Фокусировка излучения на образце осуществляется посредством линзы с $F=75$ мм, расположенной в вакууме на вращающейся вокруг образца подставке, что позволяет смещать

положение пучка на мишени. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Изображение кратера от однократного лазерного импульса, полученного на растровом электронном микроскопе Tescan Vega 3 для вольфрамовой плёнки, представлено на рис. 2. Минимальный достигнутый диаметр кратера – около 300 мкм.

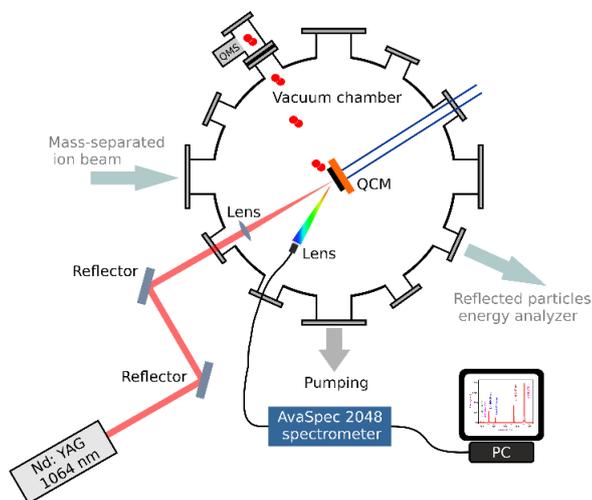


Рис. 1. Условная схема стенда

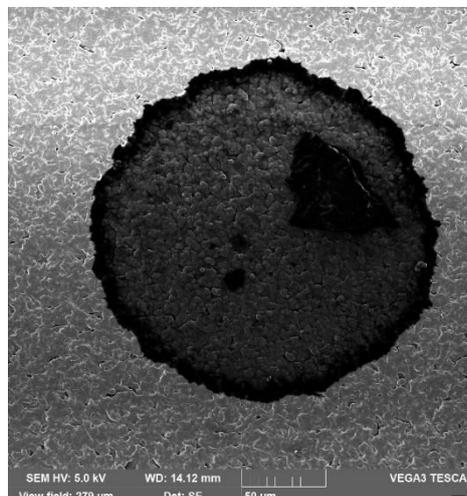


Рис. 2. SEM изображение пятна после лазерного импульса на вольфрамовой плёнке

Для проведения количественных измерений выхода дейтерия из образцов квадрупольный масс-спектрометр был прокалиброван по предварительно измеренному потоку дейтерия, напущенного в вакуумную камеру установки. В ходе первых испытаний были исследованы три группы образцов: насыщенные дейтерием титановые и вольфрамовые пленки, а также образец вольфрамового тайла после серий боронизации из токамака Глобус-М2. В ходе эксперимента производилось измерение сигнала дейтерия как суммы третьей массы и удвоенной четвёртой массы (наличие сигнала третьей массы или HD можно связать с относительно высоким парциальным давлением воды, десорбированной с поверхности линзы в ходе лазерных импульсов) в зависимости от мощности излучения, которая варьировалась путём расположения на пути излучения предварительно калиброванных полупрозрачных стёкол. Основные результаты показаны на рис. 3:

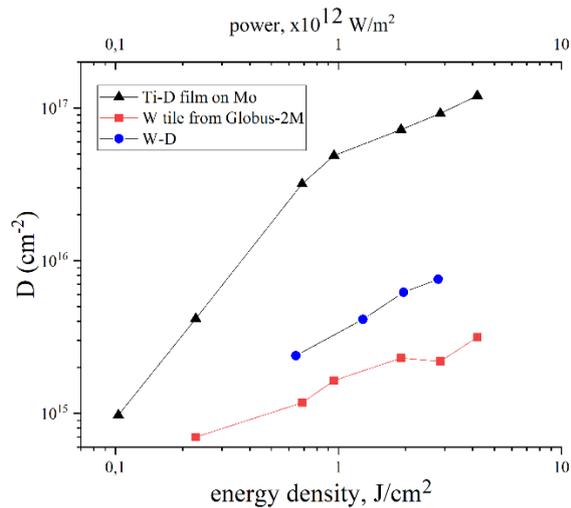


Рис. 3. Зависимость интенсивности сигнала дейтерия от мощности излучения для различных образцов

Наибольший выход дейтерия наблюдался для плёнки титана. В свою очередь выход дейтерия из образцов тайла с установки Глобус-М2 и плёнки вольфрама оказывается схожим, что может свидетельствовать о том, что поверхностная концентрация газа для обоих образцов находится в пределах одного порядка. По оценкам, реализованный диапазон мощностей позволяет осуществлять анализ как в режиме десорбции с поверхности, так и абляции материала.

Литература:

- 1.M. Zlobinski, V. Philipps, B. Schweer, A. Huber, S. Brezinsek, C. Schulz, S. Möller, U. Samm, Laser induced desorption as tritium retention diagnostic method in ITER, in: Fusion Eng. Des., North-Holland, 2011: pp. 1332–1335. doi:10.1016/j.fusengdes.2011.02.030.
- 2.V. Philipps, A. Malaquias, A. Hakola, J. Karhunen, G. Maddaluno, S. Almaviva, L. Caneve, F. Colao, E. Fortuna, P. Gasior, M. Kubkowska, A. Czarnecka, M. Laan, A. Lisovski, P. Paris, H.J. Van Der Meiden, P. Petersson, M. Rubel, A. Huber, M. Zlobinski, B. Schweer, N. Gierse, Q. Xiao, G. Sergienko, Development of laser-based techniques for in situ characterization of the first wall in ITER and future fusion devices, Nucl. Fusion. 53 (2013). doi:10.1088/0029-5515/53/9/093002.
- 3.D. Bulgadaryan, V. Kurnaev, D. Sinelnikov, N. Efimov, On the possibility of thin layers thickness determination with low energy proton scattering, J. Phys. Conf. Ser. 941 (2017) 012022. doi:10.1088/1742-6596/941/1/012022.
- 4.D. Bulgadaryan, D. Sinelnikov, V. Kurnaev, N. Efimov, P. Borisyuk, Y. Lebedinskii, Application of keV-energy proton scattering for thin film analysis, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 438 (2019). doi:10.1016/j.nimb.2018.10.043.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ АЛЮМИНИЯ ПО СПЕКТРУ ПОГЛОЩЕНИЯ

С.Г. Асанина, К.М. Гуторов, А.Г. Еськов, Н.М. Умрихин

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

Эксперименты по получению сверхсильных импульсных магнитных полей мегагауссного диапазона проводятся способом сжатия потока проводящим лайнером при пропускании по нему импульса тока [1]. При этом наблюдается плавление и испарение материала проводника, обусловленное высокой плотностью скинированных токов вблизи поверхности лайнера. Целью данной работы является измерение количества вещества, выделяемого с поверхности проводника при импульсных токовых нагрузках масштаба 1-2 МА/см [2].

Нейтральные атомы металла в условиях эксперимента являются невозбужденными, а значит определение концентрации частиц методами спектроскопии возможно на основе спектров поглощения. Так как спектральный коэффициент поглощения связан с концентрацией поглощающих частиц, она может быть найдена путем измерения интенсивности света, прошедшего через исследуемый объект [3].

Наиболее выраженными в спектре поглощения будут являться спектральные линии, характеризующиеся высокой вероятностью электронного перехода атома из основного состояния. При этом сила осцилляторов при поглощении, прямо пропорциональная этой вероятности, убывает с ростом длины волны, и достигает максимальных значений в диапазоне 200-450 нм.

Экспериментальная установка представляет собой диагностический стенд, состоящий из имитирующей лайнер стальной петли, по которой пропускаются токи плотностью до $\sim 9 \cdot 10^{10}$ А/м², позволяющие получить магнитные поля до ~ 60 Тл.

Схема эксперимента для регистрации спектров поглощения представлена на рис. 1. Изображение источника сплошного спектра (1) проецируется, посредством использования объектива (2), в место образования паров вещества (3). Затем это изображение передается на щель спектрографа ДФС-452 при помощи еще одного объектива (4). Прибор оснащен дифракционными решетками 600 и 1200 штр/мм, а его обратная линейная дисперсия равна 1,6-1,59 нм/мм и 0,8-0,63 нм/мм соответственно.

Разрешающая способность системы будет определяться диафрагмой объектива (D_1) и соответствующим ей углом сбора излучения α . В эксперименте использовались объективы ЛОМО РФ-3 ($f = 300$ мм, диафрагма 1:10) и Индустар-51 ($f = 210$ мм, диафрагма 1:4,5), что позволяет добиться пространственного разрешения по объекту 40 точек/см.

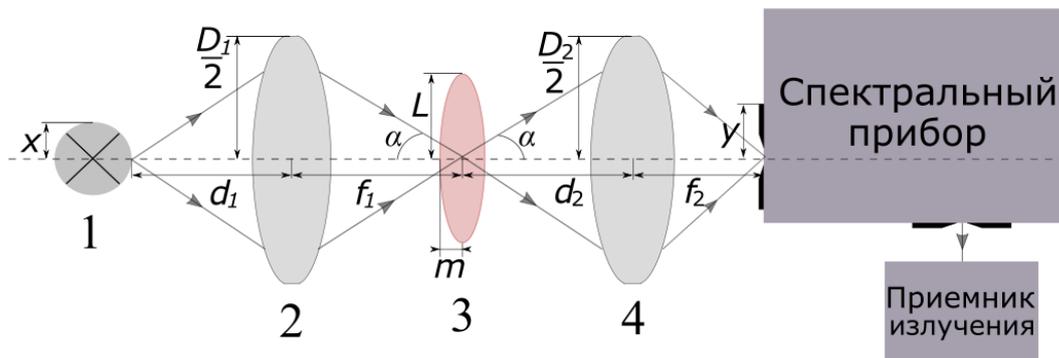


Рис. 2. Оптическая схема эксперимента

В качестве источника сплошного спектра в видимом и УФ диапазоне используются импульсная лампа ИФК-2000 с длительностью импульса 100 мкс и лампа СИРШ 8,5-200-1 с цветовой температурой ~ 2700 °С при токе 24 А для работы в интегральном режиме на временах от нескольких секунд. При этом приемниками излучения выступают девятикадровая электронно-оптическая камера K011 (bifo company), позволяющая регистрировать процессы длительностью 0,05-300 мкс, или аэрофотопленка ТИП42-Л.

Для калибровки метода определения концентрации паров был выбран алюминий, относящийся к среднеплавким металлам с температурой плавления 660 °С. При работе с алюминием должны наблюдаться линии поглощения в видимом диапазоне ($\lambda_{ki} = 394,4$ и $396,15$ нм) с высокой вероятностью поглощения ($f_{ik} = 1,16 \cdot 10^{-1}$) и энергией нижнего уровня 0 и 0,014 эВ соответственно (переход $3s^23p - 3s^24s$).

Плотность частиц алюминия, которая может быть измерена при регистрации поглощения света от внешнего источника со сплошным спектром определяется через f_{ik} - сила осцилляторов в поглощении, $\Delta\lambda_D$ - полуширина доплеровского уширения, λ_{ki} - длина волны, на которой происходит поглощение света, а $\chi_{o,ik}$ - спектральный коэффициент поглощения:

$$N_i \approx 1.21 \cdot 10^{19} \frac{1}{f_{ik}} \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_{ki}^2} \chi_{o,ik}$$

Для линий $\lambda_{ki} = 394,4$ и $396,15$ нм с учетом размера объекта ≈ 1 см и полуширины Доплеровского уширения $1,69 \cdot 10^{-3}$ нм, благоприятная область концентрации атомов алюминия $1,1 \cdot 10^{11} < N_i < 2,6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ при условии поглощения в пределах $0,1 < \frac{I}{I_0} < 0,9$.

Калибровочный эксперимент по регистрации линий поглощения проводился с помощью устройств, генерирующих пары алюминия. Использовалось два типа испарителей. Первый

изготавливался из молибдена и имел форму лодочки. При токе 630 А и напряжении 2 В температура расплава достигала значения ~ 700 °С (измерялась пирометром), при этом концентрация паров алюминия должна составлять $10^{11} - 10^{12}$ см⁻³. Другой тип испарителя позволяет получать концентрацию пара порядка $10^{13} - 10^{15}$ см⁻³ благодаря практически замкнутому прогреваемому объему, из-за чего над расплавом алюминия устанавливается давление равное давлению насыщенных паров при данной температуре. Он представляет собой закрытый крышкой тигель из алюмооксидной керамики, в котором проделаны два отверстия для входа и выхода света. При нагреве тигля молибденовой проволокой током 70 А при напряжении 20 В температура расплава достигает ~ 1200 °С (измеряется вольфрам-рениевой термопарой).

Эксперимент проводился при следующих параметрах – мощность, подводимая к испарителю ~ 1200 Вт, ток ~ 600 А, фоновое давление $7 \cdot 10^{-5}$ Торр. Регистрация спектра производилась на фотопленку с экспозицией 30 с (рис. 2).

В спектре поглощения наблюдаются линии 394,4 и 396,15 нм, уровень поглощения составляет ~ 5 %. Учитывая, что наблюдаемая полуширина спектральной линии (0,037 нм) это аппаратная функция, которая в 21 раз больше полуширины спектральной линии, уширенной благодаря эффекту Доплера (0,0017 нм), мы наблюдаем полное поглощение, а значит концентрация атомов алюминия составляет $N_i > 2,6 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

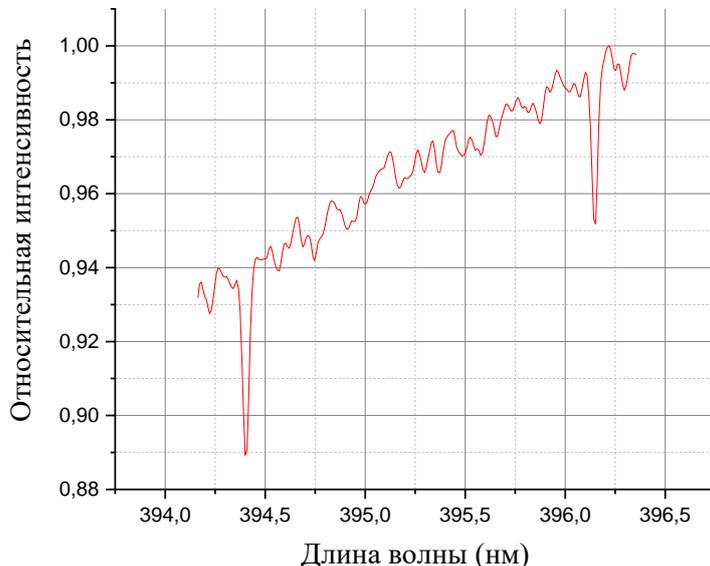


Рис. 2. Регистрируемый спектр с линиями поглощения

Литература:

1. Шнеерсон Г.А., Основы техники получения сильных и сверхсильных импульсных магнитных полей. Учеб. пособие. – СПб: изд-во Политехн. Ун-та, 2011.
2. Грабовский Е.В. и др., Исследования работы импульсного магнитного компрессора с электродинамическим разгоном лайнера. Журнал технической физики, 2014, том 84, вып. 7.
3. Очкин В.Н., Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М: ФИЗМАТЛИТ, 2006.

ХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК SiC-АЛМАЗ В СВЧ РАЗРЯДЕ В СМЕСЯХ H_2 - CH_4 - SiH_4 : ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИЕЙ

И.А. Антонова^{1,2}, В.Ю. Юров¹, А.К. Мартьянов¹, В.С. Седов¹, А.А. Хомич^{1,3},
С.С. Савин⁴, А.П. Большаков¹, В.Г. Ральченко^{1,2}

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

² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

³ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

⁴ *Российский технологический университет МИРЭА*

Алмаз и карбид кремния являются широкозонными полупроводниками, занимающими первое и третье место, соответственно, в иерархии самых теплопроводных объемных материалов при комнатной температуре. Это обуславливает, наряду с отличными электронными свойствами, большой потенциал применения алмаза и SiC в электронике, в том числе в теплоотводящих диэлектрических корпусах мощных электронных приборов. Также представляет значительный интерес получение высокотеплопроводных керамических композиционных материалов состава алмаз-карбид кремния, которые возможно осаждать на подложках кремния в СВЧ плазме H_2 - CH_4 с добавками кремний-содержащего прекурсора (тетраметилсилана или моносилана) [1,2]. Кроме того, при малых концентрациях Si в плазме реализуется легирование алмаза кремнием для формирования центров окраски типа кремний-вакансия SiV, перспективного источника однофотонного излучения для квантовых технологий [3]. Однако, свойства такой плазмы при давлениях около 100 Торр до сих пор мало изучены [4]. В настоящей работе мы исследовали СВЧ плазму (2,45 ГГц) в смесях SiH_4+H_2 и $SiH_4+CH_4+H_2$ (72 Торр) с помощью оптической эмиссионной (ОЭ) спектроскопии высокого разрешения, и вырастили композитные пленки SiC-алмаз.

Осаждение пленок проводили в СВЧ-плазмохимическом реакторе УПСА-100 (ООО "Оптосистемы"), детали процесса описаны в работах [2,5]. В качестве подложек использовали пластины кремния с ориентацией (100), на которых сначала выращивали промежуточный слой микрокристаллического алмаза в смеси CH_4-H_2 при условиях: давление 75 Торр, температура подложки $900\pm 20^\circ C$, СВЧ мощность 4,5 кВт, концентрация метана $CH_4/H_2 = 6\%$. Далее в реактор добавляли силан, продолжая рост при СВЧ мощности 4,0 кВт, давлении 72 Торр, температуре подложке $800^\circ C$, концентрации метана $[CH_4]/[H_2]=4\%$ и соотношении потоков реагентов силан/метан $[SiH_4]/[CH_4]=0,2$. Плотность поглощенной в плазме СВЧ мощности

составляла около 40 Вт/см^3 . В результате конкурентного со-осаждения алмаза и SiC формировался композитный слой, содержащий зерна обоих полупроводников.

Спектры ОЭ плазмы снимали на спектрометре M833 (Solar Laser System), со спектральным разрешением $0,01 \text{ нм}$ (Рис.1) как в процессе осаждения пленок, так и в отдельных экспериментах, варьируя содержание силана в смеси от нуля до 5%. В спектрах наблюдали три линии димера C_2 ($\Delta v = 0, 1, 2$), атомарного водорода $\text{H}_\alpha, \text{H}_\beta, \text{H}_\gamma, \text{H}_\delta, \text{H}_\epsilon$ серии Бальмера, радикала CH , атомные линии Si при $263, 288$ и 391 нм и слабую линию SiH (Рис. 2). Атомы Si являются основными Si-содержащими частицами в плазме.

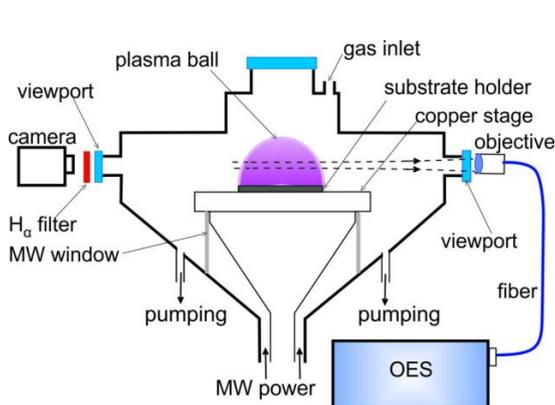


Рис.1. Схема CVD реактора и аппаратуры оптической спектроскопии. Излучение из центральной области плазмы, исследуемой ОЭС, показано штриховыми линиями.

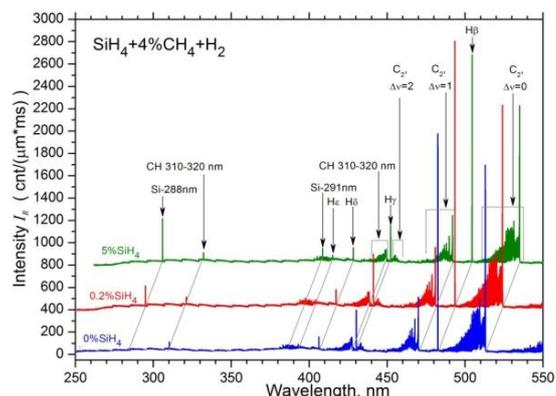


Рис.2. Эволюция спектров ОЭ при добавлении силана в плазму $4\% \text{ CH}_4 + \text{H}_2$ в количестве 0% (без силана, нижний спектр), $0,2\%$ (средний спектр) и 5% (верхний спектр).

Интенсивность линий H , C_2 и Si в спектрах ОЭ растет нелинейно с увеличением концентрации силана в смеси $\text{SiH}_4 + \text{H}_2 + \text{CH}_4$, изменение наклона происходит при $\approx 0,5\% \text{ SiH}_4$. Особенно ярко наличие перелома наблюдали для смесей $\text{SiH}_4 + \text{H}_2$ (без метана) (Рис.3). Еще более резкое изменение от концентрации силана вблизи особой точки $[\text{SiH}_4] \approx 0,5\%$ демонстрируют отношения интенсивностей для линий серии Бальмера $I(\text{H}_\alpha)/I(\text{H}_\beta)$ и $I(\text{H}_\alpha)/I(\text{H}_\gamma)$ - быстро увеличиваясь с добавлением SiH_4 до $0,5\%$, затем продолжают расти, но гораздо медленнее (Рис. 4). Отношение $I(\text{H}_\alpha)/I(\text{H}_\beta)$ связано с температурой электронов в плазме: чем оно выше, тем ниже температура электронов T_e . В первом приближении $I(\text{H}_\alpha)/I(\text{H}_\beta) \sim \exp(\Delta E/kT_e)$, где $\Delta E \approx 0,65 \text{ эВ}$ есть различие в энергии уровней H ($n=4$) и H ($n=3$) [6]. Температуру газа T_g оценили по вращательным линиям димера C_2 в полосе излучения ($\Delta v=0, \lambda=516,5 \text{ нм}$) [7], и получили величину $T_g = T_{\text{rot}} \approx 3000 \pm 150 \text{ К}$, практически независимую от содержания силана в реакторе.

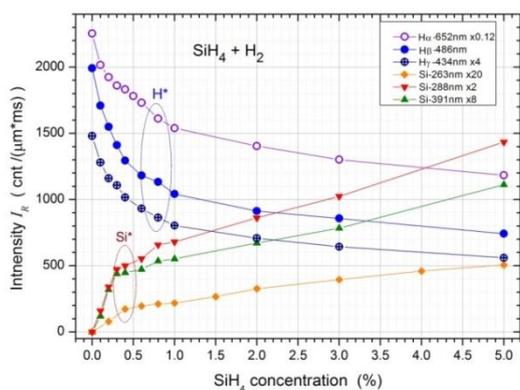


Рис.3. Зависимости интенсивности линий Si (263, 288 и 391 нм) и линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} от концентрации SiH_4 в смеси SiH_4+H_2 . Интенсивности масштабируются по линии H_{β} .

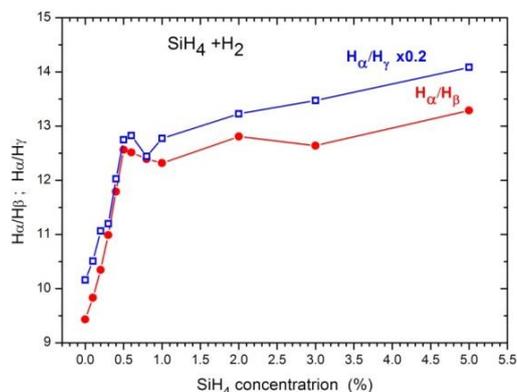


Рис.4. Отношения интенсивностей линий $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ (кружки) и $I(H_{\alpha})/I(H_{\gamma})$ в зависимости от концентрации SiH_4 в смеси SiH_4+H_2 . Обратите внимание на перегиб при 0,5% SiH_4 .

Структура выращенной композитной пленки SiC–алмаз толщиной ≈ 6 мкм, наблюдаемая в растровом электронном микроскопе (РЭМ), обнаруживает на ростовой поверхности ограниченные кристаллиты алмаза размером 5–6 мкм и скопления мелких, субмикронного масштаба зерен SiC (Рис. 5). Объемное содержание карбида в композите составляет примерно одну треть. Спектры комбинационного рассеяния света (КР) снимали на спектрометре LabRam HR-800 (Horiba) в конфокальном режиме с возбуждением КР лазером на длине волны 473 нм при фокусировке в пятно диаметром около 2 мкм. В спектре КР для зерна алмаза присутствует узкий пик ($\Delta\omega = 7,5 \text{ см}^{-1}$) на частоте 1333 см^{-1} , который характеризует алмазную решетку (Рис. 6). В спектре зерен SiC присутствует пик 796 см^{-1} поперечного оптического (ТО) фона кубического политапа карбида кремния β -SiC (3C-SiC). Выявляются и намного более слабые полосы ТО-фона (767 см^{-1}) от небольшой примеси гексагонального политапа 6H-SiC, а также D-пик (1350 см^{-1}) и G-пик (1590 см^{-1}) аморфного графитоподобного углерода, и пик транс-полиацетилена (t-PA) (1140 см^{-1}). Эти включения предположительно концентрируются в границах зерен SiC и алмаза.

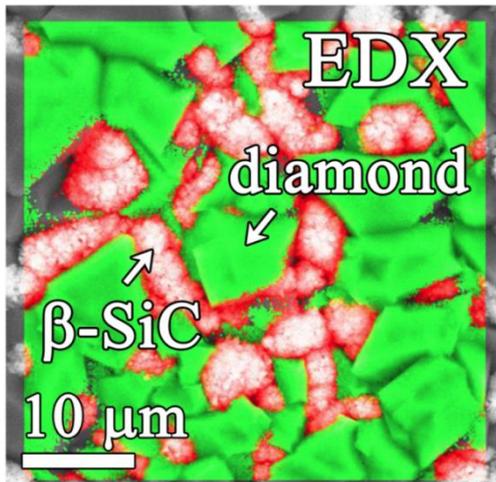


Рис.5. Изображение РЭМ поверхности композита SiC-алмаз в режиме энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX).

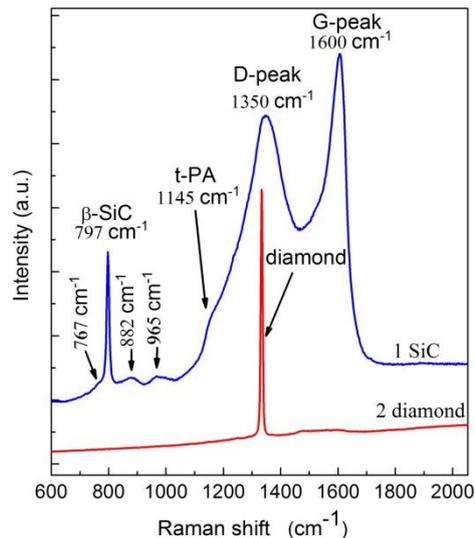


Рис.6. Спектры КР композитной пленки SiC-алмаз в области зёрен SiC (верхний спектр) и алмаза (нижний спектр).

Таким образом, мы впервые исследовали спектры оптической эмиссии СВЧ плазмы при высоких давлениях в смесях метан-силан-водород при относительно высоких концентрациях SiH₄, и нашли условия, при которых реализуется со-осаждение алмаза и кубического политипа SiC в форме микрокристаллического композиционного материала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-29-11023.

Литература:

1. Zhuang H., Jiang X., Surf. Coat. Technol. 2014, Vol. 249, p. 84–89.
2. Sedov V.S., Martyanov A.K., et al. Diam. Relat. Mater. 2019, Vol. 98, 107520.
3. Bolshakov A., Ralchenko V., et al. Phys. Stat. Sol. A. 2015, Vol. 212, p. 2525.
4. Mahoney E.J.D., Lalji A., et al. J. Phys. Chem. A. 2020, Vol. 124, p. 5109-5128.
5. Мартьянов А. К., Седов В. С., et al. Прикладная физика. 2020, № 5. С. 73-79.
6. Ma J., Ashfold M.N., Mankelevich Y.A., J. Appl. Phys. 2009, Vol. 105, 043302.
7. Duten X., Rousseau A., Gicquel A., Leprince P.J., Appl. Phys. 1999, Vol. 86, 5299.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ПЛАЗМООБРАЗУЮЩЕГО ГАЗА НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАКРОЧАСТИЦ В ГАЗОВЫХ РАЗРЯДАХ

Э.А. Саметов, Е.А. Лисин, Е.А. Кононов, О.С. Ваулина, М.М. Васильев,
О.Ф. Петров

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук 125412, Москва,
Россия*

*Московский физико-технический институт (государственный университет) 141700,
Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Полученные ранее результаты расчетов для смеси тяжелого легко ионизируемого газа (в том числе и паров тяжелых металлов – ртути, цезия и т.д.) спрогнозировали сильное влияние состава газа на характеристики плазменно-пылевых структур в разрядах [1]. А именно, изменение тех особенностей, которые обусловлены сверхзвуковым характером течения: конус Маха, анизотропию взаимодействия пылинок и т.д. В частности, результаты численного моделирования показали, что разряд в гелии с добавкой незначительного количества тяжелого газа (например, криптона, ксенона) или паров металлов с большим атомным весом может позволить получить резкое изменение характеристик ионного потока, и следует ожидать, соответственно, значительного изменения свойств пылевых структур в таком разряде. В частности, это может приводить к изменениям в свойствах взаимодействия макрочастиц, например, к так называемому «нарушению» симметрии взаимодействия. Этому факту ранее не придавалось значения при анализе экспериментальных данных.

В последнее время появилось немало работ, посвященных «нарушению» симметрии взаимодействия. Такое формальное невыполнение третьего закона Ньютона, может возникнуть, например, когда рассматривается подсистема частиц в среде, при этом сама среда учитывается опосредовано – через потенциал межчастичного взаимодействия, диссипативные силы, а также как источник кинетической энергии частиц. Ярким примером таких систем являются некоторые виды “мягкого” состояния вещества: текущие коллоидные суспензии [2-4], активные коллоиды [5, 6] и газоразрядная пылевая плазма [7-9]. Их изучение, помимо фундаментальных аспектов, представляет особый интерес для нано- и микро-технологических применений [10-12].

В пылевой плазме сильное электрическое поле вблизи электрода, приводит к дрейфу ионов [13]. Когда частицы микронных размеров оказываются в плазме с ионным потоком, они приобретают значительный отрицательный заряд (10^3 – 10^4 элементарных зарядов) в следствие высокой подвижности электронов и создают за собой возмущенную область (кильватерный ионный след) [14]. Таким образом, одна отрицательно заряженная пылевая частица испытывает

как электростатическое отталкивание от одноименно заряженной соседней частицы, так и эффективное притяжение к положительным объемному заряду, возникающему в её кильватерном следе.

С тех пор как первые теории и моделирования ионного следа в сложной плазме были опубликованы Владимировым и соавт. [15] и Schweigert et al. [16], были проведены сотни исследований в области теоретического развития этой темы. Однако, несмотря на такую богатую теоретическую предысторию, одной из важных нерешенных проблем в сложной плазме является экспериментальное измерение кильватерных сил межчастичного взаимодействия.

В данной работе представлен новый экспериментальный метод, основанный на анализе спектральной плотности случайных процессов, позволяющий изучать невзаимные эффективные силы взаимодействия между частицами в неравновесных средах. В отличие от предыдущих исследований, этот метод не требует специальной конструкции экспериментальной установки, внешних возмущений системы, предварительных измерений внешних полей или каких-либо предположений относительно типа взаимодействия.

Предложенный метод использовался для изучения сил невзаимного эффективного взаимодействия двух микрочастиц в приэлектродной области ВЧ-разряда в зависимости от давления буферного газа (в диапазоне от 70 до 280 мТорр) и мощности разряда (от 1,6 до 14,3 Вт). При всех параметрах разряда эффективное взаимодействие между частицами было невзаимным. Было также отмечено, что при ненулевом относительном смещении частиц в горизонтальной плоскости возникает сила притяжения, стремящаяся поместить нижнюю (по потоку ионов) частицу строго под верхнюю. Используя предположение о флуктуации заряда нижней частицы, мы определили, что экстремум потенциала межчастичного взаимодействия расположен между частицами. Была измерена сила, которую нижняя частица оказывает на верхнюю частицу. Было показано, что эта сила увеличивается с увеличением ВЧ мощности и давления газа.

Также были проведены и проанализированы эксперименты в слабоионизованной газовой смеси с ионным потоком в плазме газового разряда постоянного тока при напряжении 2,46 кВ, силе тока 1 мА и давлении 50 Па. В качестве легкоионизируемой примеси тяжелых атомов использовался инертный газ криптон (Kr). В ходе эксперимента молярное количество примеси в газовой смеси варьировалось в промежутке от 0 до 2.4 % от общего. Результаты измерения производных сил взаимодействия между пылевыми частицами показали, что симметрия межчастичного взаимодействия значительно нарушена. При наличии в гелии не более 1% примеси криптона производные сил межчастичного взаимодействия имеют разные знаки, при этом производная силы, с которой верхняя частица действует на нижнюю в поперечном

(горизонтальном) направлении, отрицательна. Это говорит о доминирующем притяжении нижней частицы к верхней. Если количество примеси тяжелого газа превышает 1%, то обе производные положительны, и взаимодействие между частицами имеет исключительно отталкивающий характер, при этом по-прежнему является невзаимным. При добавлении примеси криптона в гелий (от 0 до 2.4%) изменения производной силы, действующей на верхнюю частицу со стороны электрического поля разряда, оказались в пределах 6% при погрешности измерений $\pm 5\%$. При этом отношение производных внешних сил с увеличением примеси до 2.4% изменилось более чем на 30%. Это факт свидетельствует о значительном влиянии примеси на заряд нижней частицы, находящейся в кильватерном следе верхней частицы.

Таким образом было впервые экспериментально показано, что наличие в плазме легкого газа небольшой доли ($\sim 0,1-1\%$) примеси тяжелых ионов значительно влияет на структуру кильватерного следа, возникающего при возмущении ионного потока макрочастицей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-12-00354.

Литература:

1. Майоров С.А., Физика плазмы 35, 869 (2009)
2. J. Dzubiella, H. Löwen, and C.N. Likos, Phys. Rev. Lett. 91, 248301 (2003)
3. Hayashi K. and Sasa S., J. Phys. Condens. Matter 18, 2825 (2006)
4. Khair A.S. and Brady J. F., Proc. R. Soc. A 463, 223 (2007)
5. Sabass B. and Seifert U., Phys. Rev. Lett. 105, 218103 (2010)
6. Soto R. and Golestanian R., Phys. Rev. Lett. 112, 068301 (2014)
7. Melzer A., Schweigert V.A., Piel A., Phys. Rev. Lett. 83, 3194-3197 (1999)
8. Chaudhuri M., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Thomas H.M., & Morfill G.E., *Soft Matter*, 7(4), 1287-1298 (2011)
9. Lisina, I.I., & Vaulina, O.S., *EPL (Europhysics Letters)*, 103(5), 55002 (2013)
10. Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A., Physics and applications of complex plasmas (Imperial College, London, 2005)
11. Complex and Dusty Plasmas, ed. by Fortov V.E. and Morfill G.E. (CRC Press, Boca Raton, Florida, United States, 2010)
12. Dholakia K. and Zemanek P., Rev. Mod. Phys. 82, 1767 (2010)
13. Raizer Yu.P., The Physics of Gas Discharge (Nauka, Moscow, 1987).
14. Kompaneets R., Morfill G.E., and Ivlev A.V., Physical Review E, 93(6), 063201 (2016)

15. Vladimirov S.V. and Nambu M., Phys. Rev. E 52(3), R2172 (1995)
16. Schweigert V.A., Schweigert I.V., Melzer A., Homann A., and Piel A., Phys. Rev. E 54(4), 4155

INVESTIGATION OF PRE-PULSE INFLUENCE ON HIGH-Z PLASMA FORMATION IN EXPERIMENTS WITH INTENSE (Up to 10^{22} W/cm²) FEMTOSECOND LASER PULSES BY MEANS OF X-RAY SPECTROSCOPY

M.A. Alkhimova¹, A.Ya. Faenov^{1,2}, T.A. Pikuz^{1,2}, I.Yu. Skobelev^{1,3}, S. A. Pikuz^{1,3}, A. S. Pirozhkov⁴, M. Nishiuchi⁴, N.P. Dover⁴, H. Sakaki⁴, A. Sagisaka⁴, Ko. Kondo⁴, K. Ogura⁴, M.Ishino⁴, Y. Fukuda⁴, H. Kiriyaama⁴, E.A.Vishnyakov⁶, A.O.Kolesnikov⁶, E.N.Ragozin⁶, A.N.Shatokhin⁶, M. Kando⁴, R. Kodama^{2,5}, K. Kondo⁴.

¹*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences*

²*Institute for Open and Transdisciplinary Research Initiatives, Osaka University*

³*National Research Nuclear University «MEPhI»*

⁴*Kansai Photon Science Institute, QST, Kizugawa*

⁵*Institute of Laser Engineering, Osaka University*

⁶*P.N.Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences*

In experiments with laser fluxes on target $I \geq 5 \times 10^{21}$ W/cm² [1] it becomes very important to control the pre-plasma [2], since it plays an important role and directly effects the physical processes and experimental results. Plasma formed by femtosecond laser pulses with ultra-relativistic intensities on thin solid-state foils is of great interest since such plasma is an effective source of ultra-bright X-ray and gamma radiation, beams of high-energy ions, electrons and neutrons. Just X-ray radiation diagnostic allows to provide the monitoring of plasma source parameters since it strongly depends on experimental conditions [3]. In this work we demonstrate that x-ray spectroscopy can be used for estimation of target integrity at the time of main laser pulse irradiation. That becomes possible because different observed spectral features indicated the interaction of main laser pulse with pre-plasma or solid target. We report on recent experiments with the J-KAREN-P laser facility [4]. The first experiment was aimed at efficient hard x-ray [2] and coherent soft x-ray generation via high-order harmonics [5] and the second was aimed to the investigation of proton acceleration mechanisms in ultra-relativistic laser plasmas [6]. We measured x-ray emission from stainless steel plasma generated at different conditions and observed high sensitivity of x-ray spectra to laser pulse contrast. In both experiments, the spectrometers with high spatial resolution equipped by spherically bent alpha-quartz or mica crystals were implemented to measure X-ray emission from the front and rear sides of steel foil target at the wavelength range $\lambda_8 = 1.7 - 2.1$ Å and $\lambda_1 = 13 - 16$ Å. To determine main plasma parameters, we provided kinetic calculations of multi-charged ions emission spectra using collisional-radiative computational code PrismSpect [7]. As a result, we have been able to distinguish the existence or absence of pre-plasma. We found that x-ray emission intensity increased with the laser

intensity as $\sim I^{4.5}$ at the laser contrast $K \geq 10^{10}$ and as $\sim I^2$ at $K \sim 10^6$. We also demonstrated the strong influence of plasma state on the laser focusing. We found that at laser intensity on target of 5×10^{21} W/cm² (in average, with fluctuation of 30% (s)) and ultra-high laser contrast $K > 10^{10}$ the matters state with ultra-high energy density $\sim 0.8 \times 10^9$ J/cm³ reached in the laser target interaction region. The reported study was funded by RFBR project №20-02-00790, Strategic Grants by QST President: Creative Research #20, and JSPS Kakenhi JP 19H00669.

Reference:

1. Pirozhkov et al., *Opt. Express* **25**, 20486 (2017).
2. Nakamura et al., *PRL* **108**, 195001 (2012).
3. M.A. Alkhimova et al. 2017 *Optics Express* 25 (23) 29501-29511.
4. Kiriya et al., *Opt. Lett.* **45**, 1100 (2020).
5. Teubner and Gibbon, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 445 (2009).
6. Dover N. P. et al., *PRL*, **124** (8), 084802 (2020).
7. Prism Computational Sciences, software tools for scientific research and commercial applications in the physical sciences and engineering, <http://www.prism-cs.com>

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ 1–100 ПА

Н.С. Сергеев^{1,2}, А.Ю. Хомяков¹, М.М. Харьков^{1,3}, А.В. Казиев¹, Ю.М. Гаспарян¹

^{1.} *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

^{2.} *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

^{3.} *Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара.*

Плазма высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда является универсальным инструментом по исследованию процессов эрозии и модификации поверхности. В системах, где он используется, возможна гибкая настройка основных параметров плазмы, таких как электронная температура, T_e , и электронная плотность, n_e . Это позволяет подбирать оптимальные условия для каждого режима обработки поверхности: упрочнения приповерхностного слоя [1,2], увеличения шероховатости [3] и создания особых структур на поверхности [4]. Энергия ионов, поступающих на исследуемый образец, может варьироваться при помощи подачи ускоряющего потенциала на образец.

Благодаря широкому диапазону рабочих параметров, ВЧИ-разряд может использоваться при анализе приповерхностных процессов, например, в качестве источника фоновой плазмы в процессах исследований методами лазерной эмиссионной спектроскопии (LIBS, LIAS) [5]. Способность поддерживать разряд при высоких давлениях $p_g \sim 100$ Па позволяет значительно увеличить время жизни плазмы искрового разряда и свечения возбужденных частиц материала, создаваемых в процессах абляции.

В данной работе проводится анализ параметров гелиевой плазмы ВЧИ-разряда, генерируемой в новой компактной установке “MinICP”. В качестве генератора плазмы использовалась двухзаходная спиральная антенна. Частота генерируемого излучения 13,56 МГц. Для определения параметров плазмы использовался двойной зонд. Одновременно с зондовыми измерениями проводилась регистрация оптического излучения плазмы. Полученные спектры использовались для качественной оценки состава плазмы. В случае низкого давления $p_g = 1$ Па электронная температура плазмы составила $T_e = 2$ эВ, при электронной плотности $n_e \sim 2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

В рамках будущих работ планируется облучение образца гелием, водородом, изотопами водорода, а также в их смесях, с последующей диагностикой лазерным излучением в вакууме или в среде плазмы методами LIAS и LIBS без извлечения образцов на атмосферу.

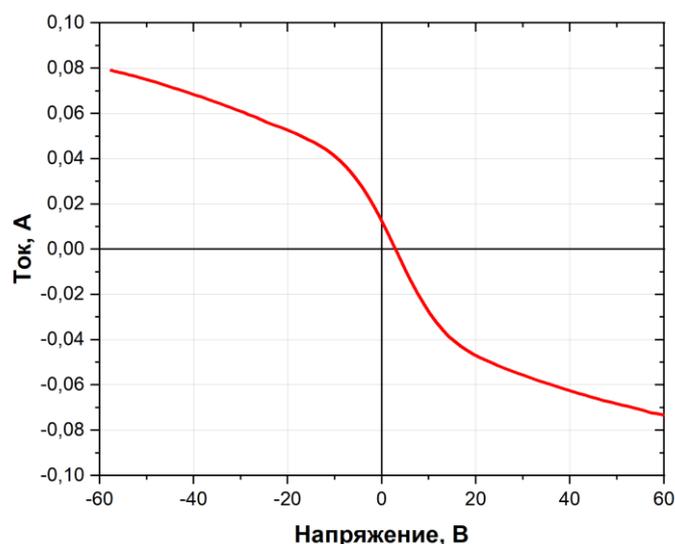


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика двойного зонда в ВЧИ-разряде в гелии

Литература:

1. Meshcheryakova, E.A et al. Investigation of parameters of inductively coupled plasma and its use in steel nitriding // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2016, 80(2), P. 175–179;
2. Kharkov M.M., Kaziev A.V., Tumarkin A.V., Drobinin V.E., Stepanova T.V., Pisarev A.A., Surface hardening of VT-22 alloy by inductively coupled plasma nitriding and magnetron deposition of TiN films. // M: J. Phys.: Conf. Ser., 2017, 789 012026;
3. Kharkov M.M et al. Effects of Ar ion irradiation in an ICP discharge on the titanium surface topology // Applied Surface Science, 2020, 527, 146902;
4. Ogorodnikova O.V. et al. Deuterium and helium retention in W with and without He-induced W ‘fuzz’ exposed to pulsed high-temperature deuterium plasma // Journal of Nuclear Materials, 2019, 515, P. 150–159;
5. D. Nishijima et al. Development of a LIBS system for in situ surface measurements during plasma exposure in PISCES-A Rev. Sci. Instrum. 2018, 89, 10J105.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКОВ ИОНОВ РАЗНЫХ СОРТОВ В МАГНЕТРОННЫХ РАЗРЯДАХ

А.В. Казиев¹, Д.В. Колодко^{1,2}, Р. Конагуру¹, Н.С. Сергеев^{1,3}, Д.Г. Агейченков¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

³НИЦ «Курчатовский институт»

Реакционное магнетронное осаждение оксидных, нитридных и других составных покрытий во многих случаях сопровождается нелинейными гистерезисными эффектами при изменении содержания реакционного газа в смеси [1]. Эти процессы сильно влияют на скорость осаждения пленок и на их стехиометрию. Как правило, для контроля процессов реакционного распыления применяют оптическую эмиссионную спектроскопию, но она не позволяет локально определять потоки ионов разных сортов [2]. Для этой цели прекрасно подходит корпускулярная диагностика.

Эксперименты по диагностике компонентного состава ионных потоков проводились в разряде, создаваемом магнетроном с круглой плоской мишенью диаметром 75 мм. Для корпускулярной диагностики использовался магнитный секторный масс-анализатор со специализированной системой экстракции [3]. Максимальная детектируемая масса при ускоряющем напряжении 1 кВ составляла 140 а.е.м. Для повышения чувствительности измерений в качестве детектора применялся вторичный электронный умножитель, подсоединенный к пикоамперметру. Массовые спектры измерялись как в отдельных экспериментах, так и в процессе осаждения покрытий.

Исследовался разряд с мишенями Al и Zr в смесях Ar и O₂ с различным содержанием кислорода в общем потоке газа и при разной мощности разряда (100, 200, 300 Вт). Изучались режимы постоянного тока и импульсно-периодического среднечастотного (100 кГц) питания магнетрона. Выявлено, что повышение содержания кислорода в газовой смеси при сохранении полного потока Ar и O₂ ведет к снижению потоков положительных ионов Ar⁺ и ионов металлов (Al⁺ и Zr⁺), однако соотношение между ними при увеличении потока кислорода изменяется в сторону преобладания ионов металлов. Снижение токов ионов Ar⁺, O⁺, O₂⁺, Al⁺ и Zr⁺ сопровождается ростом тока отрицательных ионов O⁻. Пример спектров положительных и отрицательных ионов показан на рис. 1. для магнетронного разряда с Al мишенью в среде Ar+O₂.

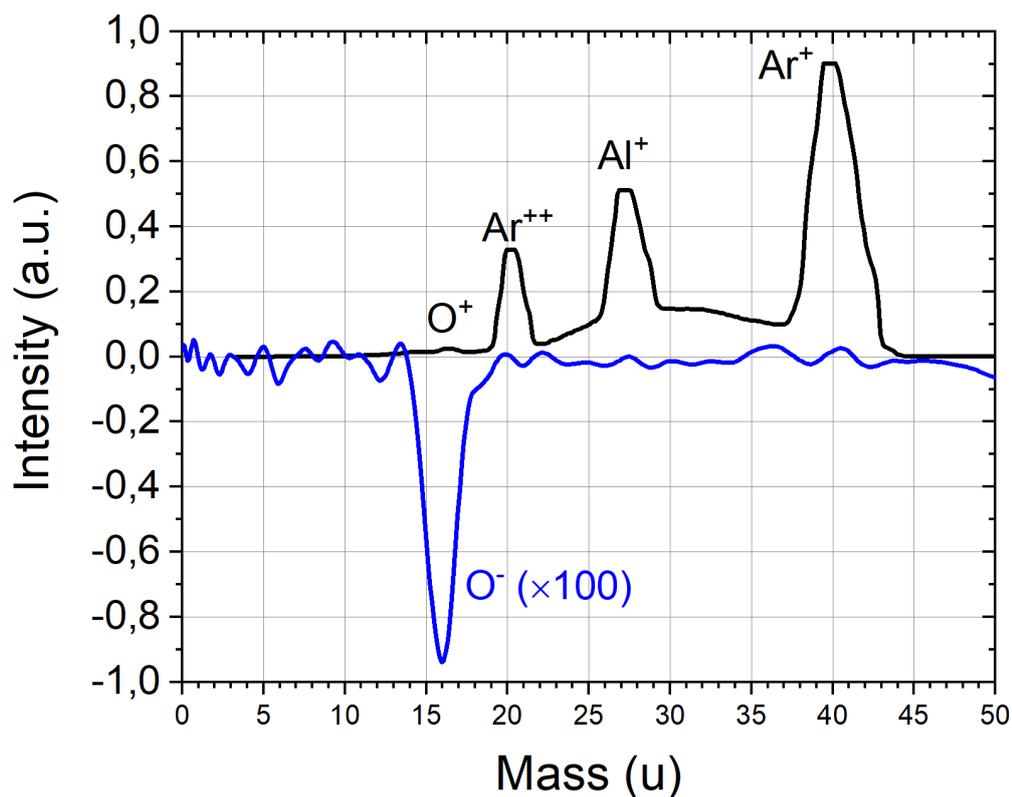


Рис. 1. Пример масс-спектра ионного потока на подложку в случае распыления алюминия в среде Ar+O₂.

Для импульсно-периодических режимов показано, что при увеличении длительности пауз для фиксированной средней мощности разряда абсолютные потоки ионов металла и газа увеличиваются.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-38-20185) и частично — гранта Президента РФ (МК-1562.2019.8).

Литература:

1. Strijckmans K., Schelfhout R., Depla D. Journal of Applied Physics 124 (2018) 241101
2. Sproul W.D., Christie D.J., Carter D.C. Thin Solid Films 491 (2005) 1–17
3. Kaziev A.V. et al. Journal of Instrumentation, 14 (2019) C09004.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА

С.С. Ковальский, В.В. Денисов, Е.В.Островерхов

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

Несамостоятельные формы дуговых разрядов низкого давления являются перспективными для формирования объемной низкотемпературной плазмы и использования в технологических применениях. Импульсный режим горения разрядов низкого давления позволяет повышать мгновенную мощность в разряде на порядок при сохранении той же средней мощности и имеет ряд особенностей, в частности изменяется величина и распределение значений основных параметров генерируемой плазмы в объеме вакуумной камеры. Целью данной работы было оценить влияние условий горения несамостоятельного дугового разряда низкого давления, формируемого плазменным источником с накалимым и полым катодом в системе с полым анодом в импульсном режиме, на основные характеристики разряда и динамику формирования плазмы.

Генератор плазмы с накалимым и полым катодом устанавливался на верхнем основании цилиндрической камеры, внутренние стенки которой являлись анодом разряда (Рис. 1). Высота камеры составляла 120 см, а диаметр – 60 см.

Вакуумная камера откачивалась турбомолекулярным насосом до остаточного давления 2 10-3 Па, после чего через генератор плазмы напускался рабочий газ. В качестве рабочего газа выступали аргон или азот.

Электропитание накала генератора плазмы осуществлялось от источника постоянного тока. Электропитание разряда осуществлялось от источника импульсного напряжения с параметрами: выходное напряжение (30-500) В, длительность импульсов (0,1-10) мс, частота повторения импульсов (1-200) Гц. Эквивалентная схема источника питания включает выходной емкостной накопитель и эквивалентную индуктивность проводов. Источник питания имеет защиту по превышению максимального тока, срабатывающую при значении тока разряда 800 А.

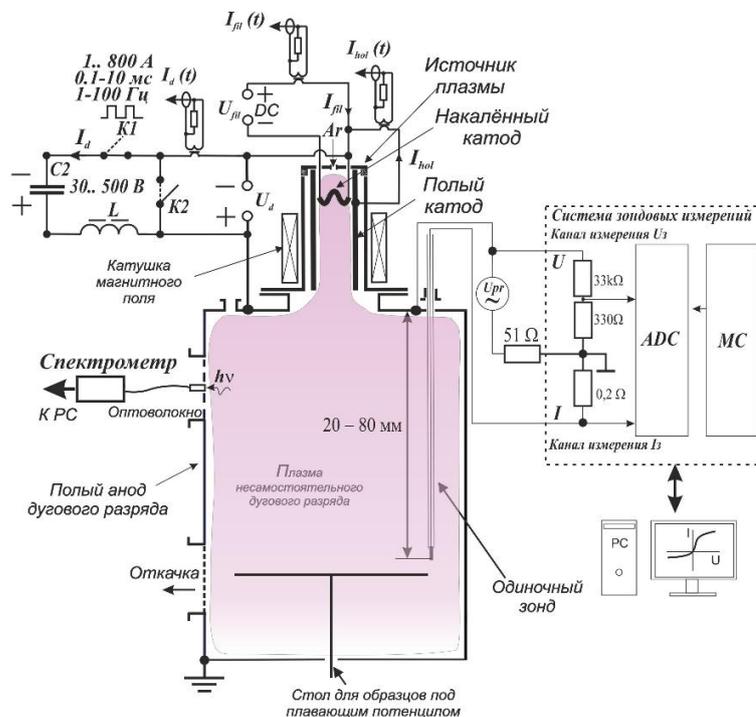


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Измерения параметров плазмы проводились одиночным электрическим зондом, который устанавливался на верхнем основании камеры через ввод Вильсона на расстоянии ~ 18 см от оси генератора плазмы. Для измерения продольного распределения параметров плазмы зонд перемещался на расстояние 20-80 см от верхнего основания камеры.

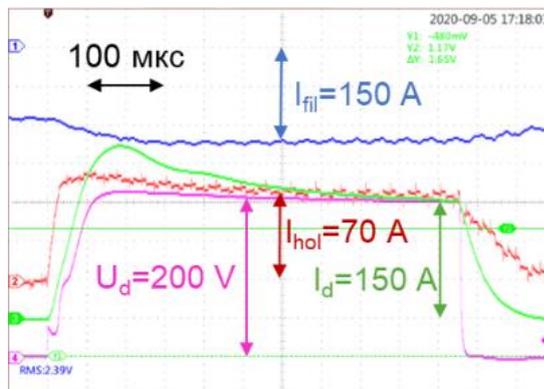


Рис. 2. Характерные формы токов и напряжений, где U_d – напряжение горения разряда, I_d – ток разряда, I_{fil} – ток накаливаемого катода, I_{hol} – ток полого катода

Измерение величины тока и напряжения смещения зонда производилась автоматизированной системой зондовых измерений, схематично представленной на рис. 1. Обработка полученных зондовых характеристик производилась графическим методом. Измерения проводились при рабочем давлении 0,6 Па в атмосфере аргона. Показания зонда фиксировались в моменты времени от 100 мкс до 500 мкс от начала разрядного импульса с шагом 100 мкс при общей длительности импульса тока разряда около 550 мкс (Рис. 2).

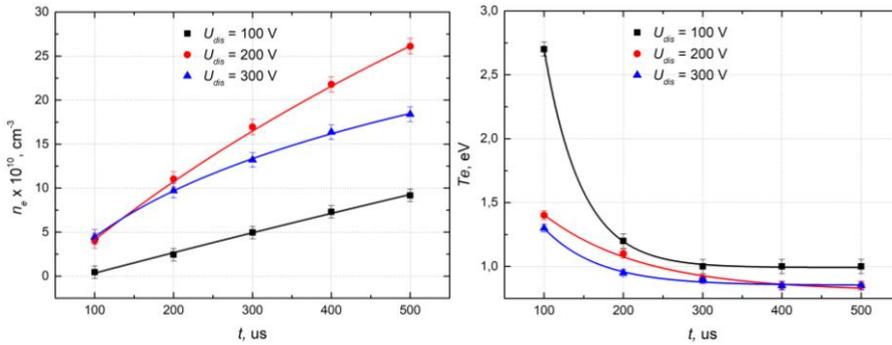


Рис. 3. Зависимости изменения величины основных параметров плазмы в разные моменты разрядного импульса на расстоянии 60 см от верхнего основания при разных напряжениях разряда (слева-направо: концентрация плазмы и температура электронов)

На рис. 3 и 4 представлены зависимости изменения величины основных параметров плазмы в разные моменты разрядного импульса, характеризующие динамику изменения параметров плазмы на расстоянии 60 см от верхнего основания (половина высоты камеры) при разных напряжениях горения разряда.

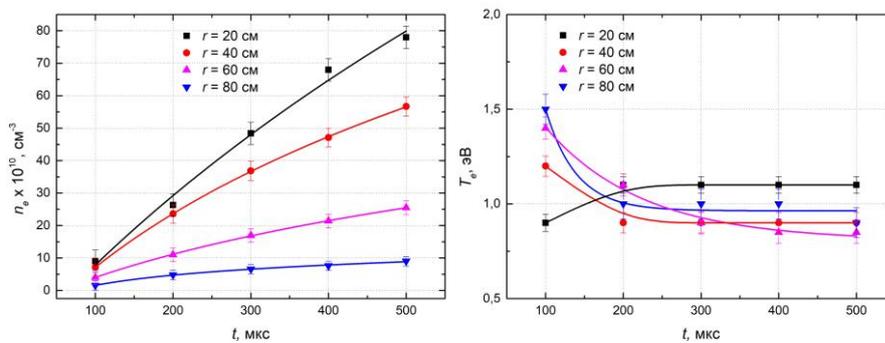


Рис. 4. Зависимости изменения величины основных параметров плазмы в разные моменты разрядного импульса при изменении расстояния от верхнего основания камеры. Напряжение горения разряда 200 В (слева-направо: концентрация плазмы и температура электронов)

Из графиков видно, что в течение разрядного импульса температура электронов падает, стремясь к значениям, характерным для стационарного режима горения разряда. Отдельного внимания заслуживает факт, что при напряжении 200 В скорость роста концентрации плазмы выше, чем при 300 В, что объясняется меньшим сечением ионизации при 300 В и, как следствие, меньшей долей энергии первичных электронов (электроны с накаливаемого катода) потраченной на генерацию плазмы. Анализ продольных распределений показывает приблизительно одинаковый характер изменения величины концентрации плазмы по длине камеры вне зависимости от момента измерения.

В дальнейшем импульсный режим горения несамостоятельного дугового разряда планируется использовать для ионно-плазменного азотирования поверхности материалов. Для оценки эффективности генерации атомарного азота проводились исследования эмиссионных спектров азотной плазмы с использованием спектрометра Ocean Optics HR4000. Характерный вид спектра представлен на рис. 5. В процессе исследований было выявлено увеличение

интенсивности свечения на линиях 746,8 нм и 868,7 нм, соответствующих атомарному азоту, с увеличением напряжения горения разряда.

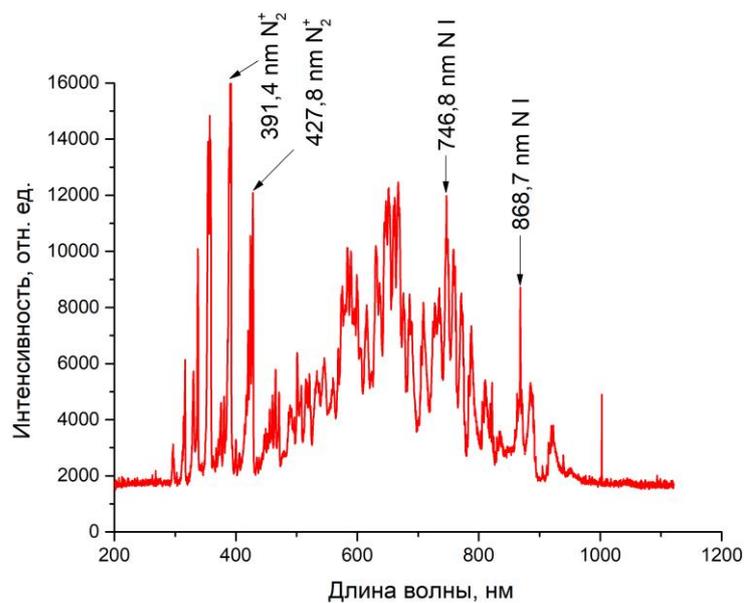


Рис.5. Спектр излучения азотной плазмы при параметрах разряда: напряжение горения 300 В, ток разряда 180 А, ток накала 112 А, рабочий газ – азот, давление 0,6 Па, Ток катушки магнитного поля 0,6 А, частота повторения импульсов 200 Гц, коэффициент заполнения 14 %.

Полученные результаты говорят о перспективности использования импульсного режима горения несамостоятельного дугового разряда в протяженных вакуумных камерах при повышенных значениях напряжения горения несамостоятельного дугового разряда для обработки поверхности металлических материалов и изделий.

КРИОГЕННАЯ ПЛАЗМА БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В КИСЛОРОДЕ

Котков А.А., Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Мокроусова Д.В.,
Рулев О.А., Сагитова А.М., Сеницын Д.В.

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Барьерный разряд является наиболее экономичным с точки зрения затрат энергии способом электросинтеза озона [1]. Криогенная плазма – это плазма газового разряда, охлаждаемая жидким азотом (или гелием). Ранее [2] было продемонстрировано, что при криогенном охлаждении значительно возрастает эффективность электросинтеза озона в потоке газообразного кислорода. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования свойств криогенной плазмы барьерного разряда в гетерофазной смеси (газообразного и жидкого) кислорода. Эксперименты проводились на двух установках (Рис.1).

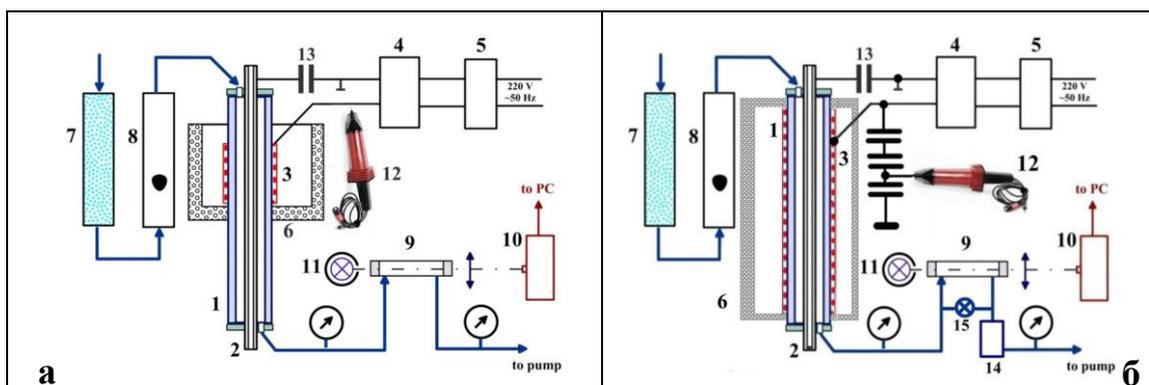


Рис. 1. Схема экспериментальных установок: с повышенной частотой напряжения (а) и промышленной частотой напряжения (б): 1 – газоразрядная трубка; 2 – центральный электрод; 3 – внешний электрод; 4 – высоковольтный трансформатор; 5 – низковольтный трансформатор (преобразователь); 6 – криогенная ванна; 7 – блок подготовки (очистки) газа; 8 - измеритель и регулятор расхода газа; 9 – кювета для измерения выхода озона; 10 – спектрометр; 11 – УФ излучатель; 12 – высоковольтный щуп; 13 – измерительный конденсатор; 14 – деструктор озона; 15 – обходной (by-pass) канал.

Одна из установок имела небольшие габариты и была запитана от источника высокого напряжения повышенной частоты ~ 26 кГц (Рис. 1а), а другая более мощная установка была запитана от источника высокого напряжения промышленной частоты 50 Гц (Рис.1б). После заполнения криогенной ванны (поз. 6 на Рис 1а) жидким азотом основная часть озона конденсировалась (температура конденсации 161,2 К) на внутренней стенке газоразрядной трубки в виде раствора озона в жидком кислороде (температура конденсации 90,2 К). Поскольку плотность жидкого озона ($1,59 \text{ г см}^{-3}$) больше плотности жидкого кислорода

($1,14 \text{ г см}^{-3}$), то озон стекал вдоль пленки жидкого кислорода вниз из зоны криогенного разряда до более теплой зоны, расположенной примерно на 1 см ниже дна криогенной ванны (установка 1). В этой зоне происходило испарение жидкого кислорода и граница пленки наблюдалась визуально (рис. 2а). На этой границе озон скапливался в виде голубого раствора и падал каплями (примерно одна капля за 4 минуты). После падения каждой капли испарялось такое количество озона, что излучение ртутной лампы на длине волны $253,65 \text{ нм}$ полностью поглощалось в измерительной ячейке. Чтобы измерить количество наработанного озона, потребовалось замедлить процесс испарения озона, поэтому в газовый тракт перед измерительной ячейкой был установлен криогенный накопитель озона (Рис. 2б), при нагреве которого происходило постепенное испарение слоистого конденсата.

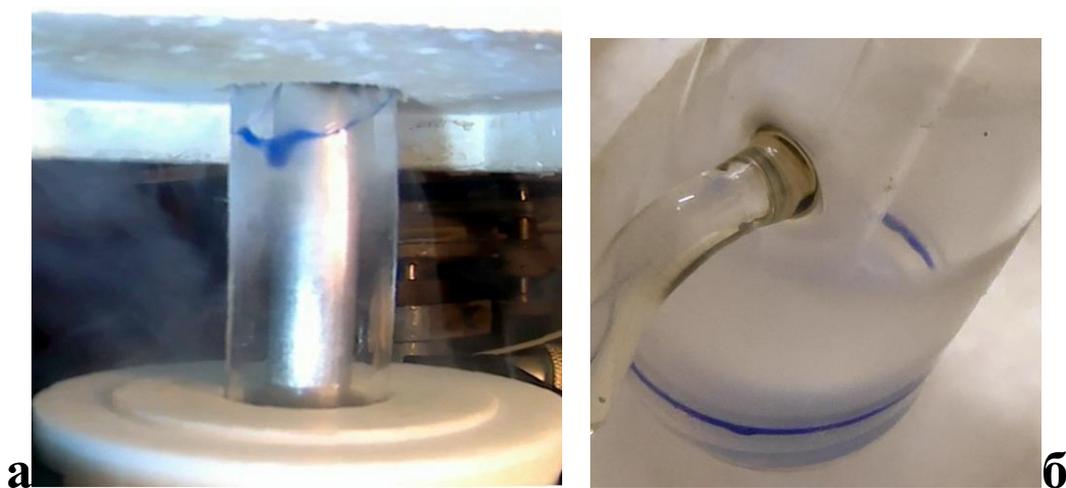


Рис.2. Раствор озона в жидком кислороде на стенке газоразрядной трубки(а); слоистая структура раствора в криогенном накопителе (б).

Анализ динамических кулон-вольтовых $Q(U)$ характеристик позволяет измерять активную мощность, вкладываемую в барьерный разряд. На Рис. 3б представлен так называемый «параллелограмм Мэнли» [3]. Площадь параллелограмма Мэнли равна энергии, вложенной во время барьерного разряда за один период напряжения. Умножая эту энергию на частоту переменного напряжения, получаем среднюю активную мощность, вкладываемую в разряд. Горизонтальные пички на диаграмме Рис. 3б соответствуют электрическому пробую разрядного промежутка.

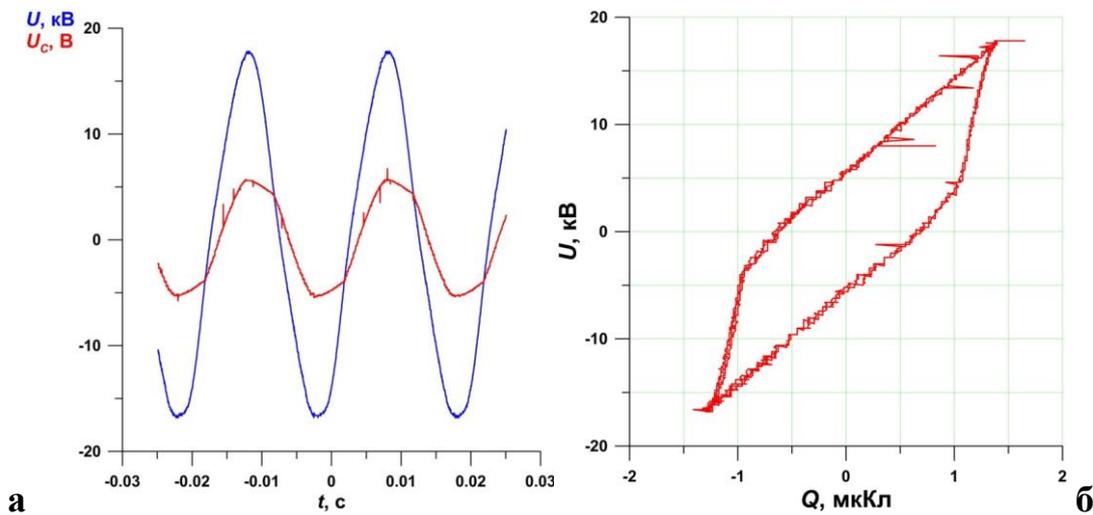


Рис. 3. Переменное напряжение $U(t)$, приложенное к электродам барьерного разряда (аттенуатор 1:3000), и напряжение $U_c(t)$ на измерительном конденсаторе, которое пропорционально заряду $Q(t) = C U_c(t)$, прошедшему через барьерный разряд (а); динамическая кулон-вольтовая $Q(U)$ характеристика барьерного разряда («параллелограмм Мэнли»), (б).

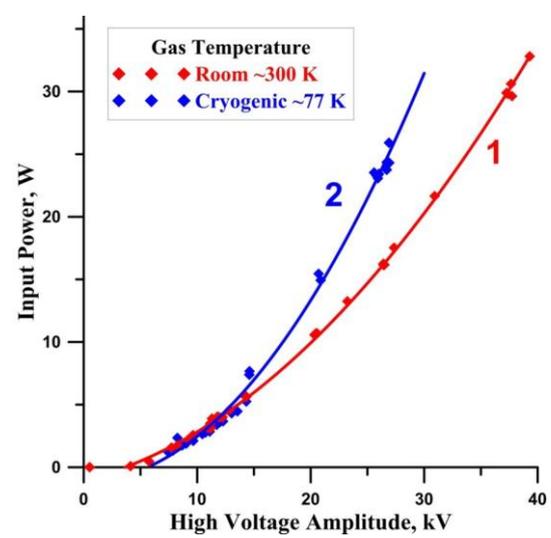


Рис. 4. Активная мощность, вкладываемая в барьерный разряд (вторая установка), в зависимости от амплитуды переменного высоковольтного напряжения: при комнатной температуре (1) и при криогенном охлаждении газоразрядной кварцевой трубы (2)

На Рис. 4 представлена зависимость активной мощности W , вкладываемой в барьерный разряд, от амплитуды переменного высоковольтного напряжения при комнатной температуре (кривая 1) и при криогенном охлаждении жидким азотом (кривая 2). При повышении амплитуды напряжения до 14 кВ активная мощность возрастала примерно одинаково как при комнатной температуре, так и при криогенном охлаждении. Однако, при дальнейшем повышении амплитуды напряжения активная мощность, вкладываемая в криогенный разряд, превышала мощность, вкладываемую в неохлаждаемый разряд, примерно в полтора раза.

Возможно, причина повышения вкладываемой мощности связана с тем, что при криогенном охлаждении из-за конденсации кислорода в виде пленки на криогенно охлаждаемых стенках газоразрядной трубы сокращалась толщина газоразрядного промежутка. Другая возможная причина связана с изменением подвижности заряженных частиц на

поверхности пленки жидкого кислорода в течение временного промежутка между микроразрядами, из которых состоит барьерный разряд [1].

Проведено сравнение выхода озона при двух способах криогенного охлаждения: со стороны центрального металлического электрода и со стороны диэлектрического барьера. Обнаружено, что криогенное охлаждение со стороны барьера приводит к увеличению выхода озона в криогенной плазме барьерного разряда. Этот результат согласуется с выводом о том, что в барьерном разряде синтез озона происходит преимущественно вблизи диэлектрического барьера [4].

Таким образом, впервые проведено исследование по диагностике криогенной плазмы барьерного разряда в гетерофазной смеси (газообразного и жидкого) кислорода. Продемонстрировано, что при криогенном охлаждении значительно возрастает активная мощность, вкладываемая в барьерный разряд. Проведено сравнение выхода озона при двух способах криогенного охлаждения: со стороны металлического электрода и со стороны диэлектрического барьера. Обнаружено, что криогенное охлаждение со стороны барьера приводит к увеличению выхода озона в криогенной плазме барьерного разряда.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00920.

Литература:

1. В.В. Лунин, В.Г. Самойлович, С.Н. Ткаченко, И.С. Ткаченко, «Теория и практика получения и применения озона», М.: МГУ, 2016.
2. S.Masuda, S. Koizumi, J. Inoue, and H. Araki, "Production of ozone by surface and glow discharge at cryogenic temperatures," IEEE transactions on industry applications 24(5), 928 (1988).
3. N.C. Manley, "The Electric Characteristics of the Ozonator Discharge," Trans. Electrochem. Soc. 84(1) 83 (1943).
4. В.В.Лунин , М.П. Попович, С.Н. Ткаченко, «Физическая химия озона». М.: МГУ, 1998.

ICP МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ В АНАЛИЗЕ ФЕНОМЕНА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, ИНИЦИИРУЕМЫХ В МЕТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

И.Б. Савватимова, С.С. Потешин, Н.И. Каргин, А.А. Сысоев, С.М. Рындя,
С.Ф. Тимашев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Феномен низкоэнергетических ядерных реакций (Low energy nuclear reactions – LENR) обсуждается наиболее остро в последние 30 лет, после появления работы Флейшмана, Понса и Хокинса [1], в которой при электролизе тяжелой воды D_2O с Pd-катодом фиксировалось образование нейтронов и трития с одновременным избыточным выделением тепла. Этот результат не мог быть понят в рамках известных представлений ядерной физики, согласно которым такие процессы могли продуцироваться лишь при слиянии ядер дейтерия, для чего требовались энергии, большие не менее чем на 6 порядков, и должны были сопровождаться опасной радиацией, которая в условиях эксперимента [1] не фиксировалась. Поэтому физическое сообщество не могло принять этот результат.

Однако за прошедшие 30 лет получено много новой информации (например, [2-4]). И становится ясным, что установление сущности феномена LENR сводится к адекватному пониманию состояния неравновесной низкотемпературной плазмы при взаимодействии с поверхностью металлов, а также изменений структуры приповерхностных слоев металлов при взаимодействии с плазменными потоками.

С такой точки зрения информационную значимость приобретают исследования динамики ядерных превращений в условиях низкотемпературной плазмы, формируемой при тлеющем разряде в протий- и дейтеросодержащих газовых средах [5]. Можно полагать, что при иницировании ядерных процессов в таких условиях при масс-спектрометрическом контроле изотопного состава исходного металла и находящихся в его объеме примесных элементов, а также изменений в исходном изотопном составе приповерхностных слоев металлов после соответствующей обработки в низкотемпературной плазме, открываются возможности установления механизмов происходящих изменений.

На основе таких предпосылок построено данное сообщение, в котором представлены результаты исследования эффектов импульсного воздействия неравновесной водородной плазмы тлеющего разряда с давлением (5-10) Торр на никелевый катод. Установка тлеющего разряда описана в работе [5]. Регистрируемые в процессе эксперимента осциллографом

Тектроник величины тока и напряжения в плазме разряда составляли (1 - 3) А и (1 - 4) кВ, соответственно.

Для проведения масс-спектрометрического анализа состава приповерхностных слоев *Ni* катодов, исходных и прошедших плазменную обработку, использовался ICP масс-спектрометр ELAN DRC-e (Perkin Elmer Sciex, Канада) с лазерноабляционным дозатором UP-213 (New Wave Research, США). Площадка для сканирования выбиралась размером $3 \times 1 \text{ мм}^2$.

Для каждого из образцов (исходных и обработанных в тлеющем разряде) измерялся фоновый сигнал (без лазерной абляции образцов), который при анализе вычитался. Для устранения масс-спектральных наложений была использована технология DRCTM. Заложенная в программе анализа возможность оценки сопоставления распространенности фиксируемых групп изотопов, соответствующих определенному элементу, с природным содержанием изотопов для этого элемента, позволяла с наибольшей вероятностью определиться с химическим составом примесных элементов. Для каждого образца, как исходного, так и подвергнутого обработке, было проведено по 15 измерений спектров масс. Количество измеряемых импульсов, относящееся к каждой массе, суммировалось, поскольку число импульсов сильно изменяется от измерения к измерению, что определяется множественными дефектами структуры приповерхностных слоев образцов при облучении поверхности аргоновой плазмой в процессе анализа и достаточно длительной 40 часов обработки образцов в плазме тлеющего разряда. По совокупности измерений для каждого образца была проведена оценка концентраций изотопов и определены статические ошибки измерений. Полученные в одном из экспериментов данные о суммарных величинах импульсов для изотопов образца никеля и содержащихся в образце примесных изотопах *Fe*, *Zn* и *Cu*, об исходных долях каждого изотопа в исследуемом образце никеля, об изменении этих долей после воздействия на образец неравновесной плазмы тлеющего разряда, а также о распространенности анализируемых изотопов в природе представлены (вместе со статистическими ошибками) в Таблице 1 (для изотопов базового элемента *Ni*), в Таблицах 2, 3 и 4 (для примесных элементов *Fe*, *Zn* и *Cu*).

Представленные в Таблицах результаты однозначно указывают на феномен изменения изотопных соотношений, как в основном элементе *Ni*, так и в примесных элементах под воздействием на образец неравновесной низкотемпературной плазмы. Более того, общее количество указанных примесных элементов в приповерхностной области исходного образца никеля существенно, а некоторых изотопов – практически полностью сокращается, что указывает на реализацию в объеме никеля ядерных процессов, инициирующих разложение всех приводимых изотопов *Fe*, *Zn* и *Cu*.

Обсуждаются возможные причины происходящих изменений в относительном содержании всех фиксируемых изотопов, а также возможные механизмы инициирования ядерных процессов распада примесных изотопов *Fe*, *Zn* и *Cu*. В основе такого анализа – ранее развитые одним из авторов представления о возможности образования в низкотемпературной плазме метастабильных ядер ("β-ядер") с локально нарушенной нуклонной структурой [5, 6]. Такие ядра могут образовываться при неупругом рассеянии высокоэнергетичных (по "химическим" масштабам) электронов с кинетическими энергиями $E_e \sim 3-5$ эВ с ядрами по каналу слабого взаимодействия.

Таблица 1 Соотношение изотопов *Ni* после обработки в водородной плазме

<i>Ni</i>		58	60	61	62
Природное содержание изотопа, %		68.72	26.47	1.15	3.66
В исходном образце	%	61.41±0.25	31.57±0.14	1.14±0.02	5.88±0.04
	общее число импульсов	403613	207505	7470	38670
После водородной плазмы	%	66.58±0.03	27.86±0.02	1.31±0.00	4.25±0.00
	общее число импульсов	24 557 781	10 275 778	483 529	1 565 551

Таблица 2 Соотношение изотопов *Fe* в *Ni* после обработки в водородной плазме

<i>Fe</i>		54	56	57
Природное содержание изотопа, %		5.862	92.01	2.13
В исходном образце	%	6.55 ± 0.02	91.22 ± 0.10	2.23 ± 0.01
	общее число импульсов	320951	4472848	109286
После водородной плазмы	%	18.85 ± 0.10	79.56 ± 0.26	1.59 ± 0.02
	общее число импульсов	120542	508803	10174
Количество оставшегося изотопа, %		37.6	11.4	9.3

Таблица 3 - Соотношение изотопов *Zn* в *Ni* после обработки в водородной плазме

<i>Zn</i>		64	66	67	68	70
Природное содерж. изотопа, %		48.63	27.90	4.10	18.75	0.62
В исходном образце	%	46.97 ± 0.02	28.36 ± 0.02	4.34 ± 0.01	19.6 ± 0.02	0.71 ± 0.00
	общее число импульсов	8014649	4840528	741032	3347821	120765
После Н-плазмы	%	98.74 ± 0.33	0.32 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.80 ± 0.03	0.01 ± 0.00
	общее число импульсов	437493	1404	578	3 494	90
Кол-во оставшегося изотопа, %		5.5	0.03	0.08	0.1	0.07

Таблица 4 Соотношение изотопов *Cu* в *Ni* после обработки в водородной плазме

<i>Cu</i>		63	65	$\frac{63Cu}{65Cu}$
Природное соотношение изотопов, %		69.17	30.83	2.24
В исходном образце	%	65,77 ± 0.01	34.23 ± 0.01	1.92 ± 0.03
	общее число имп.	230282834	119923026	
После	%	68.35 ± 0.29	31.65 ± 0.16	

водородной плазмы	общее число имп.	255329	118189	2.16 ± 1.06
Кол-во оставшегося изотопа, %		0.001	0.001	

Литература:

1. Fleishmann M., Pons S. and Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium // J. Electroanal. Chem. 1989. V. 261. P. 301-308.
2. Proceedings of the ICCF 22 Conference, Sept. 8-13, 2019, Assisi, Italy // J. Condensed Matter Nucl. Sci. 2020. V. 33. P. 1-339.
3. <https://coldfusionnow.org/cold-fusion-research-at-30-years-young/7/>
4. Schenkel T., Persaud A., Wang H. et al. Investigation of light ion fusion reactions with plasma discharges // J. Appl. Phys. 2019. V. 126, 203302 .
5. Savvatimova I. // Transmutation of elements in low-energy glow discharge and the associated processes. Condensed Matter Nucl. Sci. 2011. V.8 . P. 1–19.
6. Тимашев С.Ф. О механизмах низкоэнергетических ядерно-химических процессов // РЭНСИТ. 2017. Т.9. № 1. С. 37-51; [http://rensit.ru/vypuski/article/200/9\(1\)37-51.pdf](http://rensit.ru/vypuski/article/200/9(1)37-51.pdf)
7. Timashev Serge. Metastable Non-Nucleonic States of Nuclear Matter: Phenomenology // Physical Science International Journal 2017. V. 15(2). P. 1-25. Article no.PSIJ.34889 ISSN: 2348-0130: <http://www.sciencedomain.org/issue/2727>

ТРАНСФОРМАЦИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ ВБЛИЗИ ПОЛОГО КАТОДА

С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, В.Н. Очкин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия

В последние годы разрабатываются новые методы количественной спектроскопии неравновесной плазмы пониженной плотности [1]. В перспективе они могут применяться на различных электроразрядных установках [2, 3]. При их отработке и физическом обосновании на лабораторном уровне в ряде случаев возникает необходимость интерпретации оптических измерений с привлечением сведений о параметрах электронов плазмы [1]. В данной работе исследовалась плазма вблизи полого прямоугольного катода. Такая конфигурация разрядного устройства хорошо моделирует "чистящий" разряд в области бланкета первой стенки плазменного термоядерного реактора [4].

Эксперименты проводились в вакуумной камере установки "Течь" [1-3, 5-7]. Камера имеет объём 22 литра и оборудована системой прогрева стенок [1] для ускоренной дегазации внутренних поверхностей и обеспечения остаточного вакуума на уровне $5 \cdot 10^{-7}$ мбар. Установка оборудована многоканальной системой напуска газов.

Разрядное устройство (Рис. 1) представляет собой полый прямоугольный вольфрамовый катод $100 \times 50 \times 10$ мм³ с открытой стороной 100×10 мм², обращенной к аноду в виде вольфрамовой сетки (100×10 мм²), расположенному на расстоянии 10 мм от края катода. В качестве источника напряжения используется блок УИП-1. На рисунке не показаны боковые стенки катода, изготовленные из керамических пластин. Аналогичные пластины прикреплены вольфрамовым пластинам катода с внешней стороны.

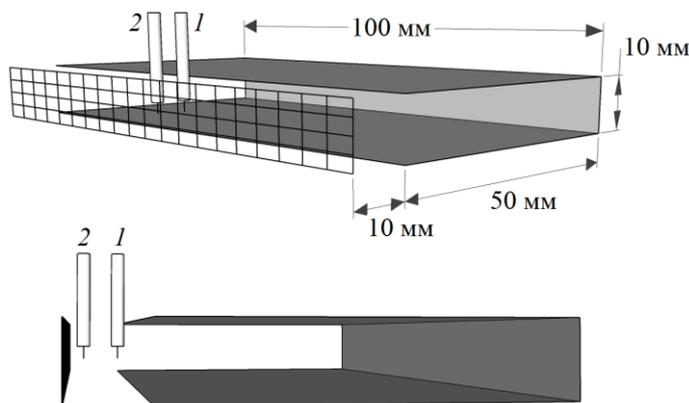


Рис. 1. Разрядное устройство и расположение зондов в разных проекциях.
Зонды: 1 – на расстоянии 1 мм от полого катода; 2 – 6 мм от катода

Зондовые измерения хорошо известны в диагностике плазмы [8-11]. При идеологической простоте, однако, получение плазменных параметров из вольт-амперной характеристики (ВАХ) на практике является непростой задачей. Ее оптимальное решение постоянно обсуждается в монографиях, обзорах, оригинальных работах [8-11] и др. Дело в том, что измеряемые параметры – потенциал плазмы U_p , концентрация электронов N_e , их распределение по энергиям – ФРЭЭ получают при дифференцировании ВАХ и крайне чувствительны к точности ее измерений и способу формирования. Среди опубликованных на сегодня наилучших данных можно отметить результаты работ [12, 13], где в отдельных случаях удается достичь диапазона в 3-4 порядка для значений ФРЭЭ, однако подробности процедур и методов не описываются.

В последние годы нами разработан новый подход [5-7] формирования вольт-амперной характеристики (ВАХ) на одиночном зонде Ленгмюра. Созданная зондовая система формирует ВАХ зондовой цепи, при подаче на зонд напряжения в виде шумового сигнала. Подавая на зонд сигнал, представляющий собой белый шум, удается значительно уменьшить ошибки в определении ФРЭЭ по сравнению с традиционным периодическим сигналом (например, пилообразным или синусоидальным) [5, 7]. Если необходимо измерить определенную область ФРЭЭ с повышенной точностью, то возможно использовать комбинированные сигналы. Формировать ВАХ периодическим сигналом с малым количеством точек, а в область ВАХ, соответствующую интересующей области ФРЭЭ, подавать шумовой сигнал [5]. Можно, также, формировать ВАХ, используя шумовой сигнал с неравномерным распределением количества точек [6]. В [6] показано, что перераспределением количества точек, в хвост ФРЭЭ, удается увеличить диапазон измерения ФРЭЭ как минимум на 5 эВ (при средней энергии электронов ~5.5 эВ).

В данной работе зонды 1, 2 (см. Рис. 1) располагались по линии вдоль оси катода, на расстоянии от него 1 и 6 мм соответственно. Зонды выполнены из вольфрамовой проволоки диаметром 0.1 мм, выступали из керамических изоляторов на 2 мм.

Измерения проводились в разряде в He при давлении 1 мбар. Напряжение на разрядном устройстве 340 В, ток разряда составлял 420 мА.

Результаты измерений ФРЭЭ показаны на Рис. 2. На расстоянии 1 мм от катода средняя энергия электронов $\langle E \rangle = 7.3$ эВ, концентрация $N_e = 5.4 \cdot 10^{10}$ см⁻³. На расстоянии 6 мм $\langle E \rangle = 5.3$ эВ, $N_e = 7.6 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Распределения отличаются от максвелловских. В обоих примерах наблюдается избыток электронов в области 10-20 эВ. Следует предположить, что быстрые электроны, формируемые в полой катоде, дрейфуют в сторону анода, теряя энергию. Этот нелокальный

механизм формирования ФРЭЭ требует более подробного экспериментального изучения и численного моделирования.

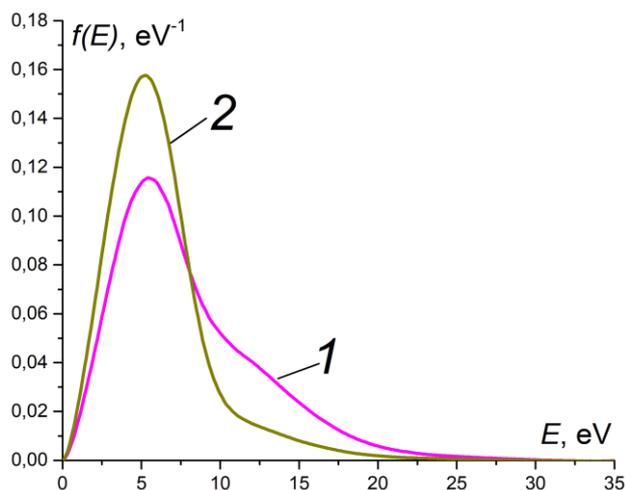


Рис. 2. Измеренные ФРЭЭ: 1 – на расстоянии 1 мм от катода; 2 – на 6 мм

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00310).

Литература:

1. Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. Plasma Physics Reports, 46, 874 (2020) <https://doi.org/10.1134/S1063780X20090020>
2. Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. Physics of Plasmas, 25, 083517 (2018) <https://doi.org/10.1063/1.5042839>
3. Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. Plasma Sources Science and Technology, 28, 105002 (2019) <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4301>
4. ITER, Final Design Report, 2001. G31 DDD 14 01_07-19 W0.1. Section 3.1 Vacuum pumping and fuelling systems.
5. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. Vacuum, 180, 109616 (2020) <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616>
6. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 47, 317 (2020) <https://doi.org/10.3103/10.3103/S1068335620100024>
7. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. Plasma Chemistry and Plasma Processing <https://doi.org/10.1007/s11090-020-10137-4>
8. Druyvesteyn M.J. Zeitschrift für Physik, 64, 781 (1930) <https://doi.org/10.1007/BF01773007>
9. Ю. А. Иванов, Ю. А. Лебедев, Л. С. Полак. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука (1981).
10. О. В. Козлов. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат (1969).

11. В. И. Демидов, Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат (1996).
12. Godyak V.A., Alexandrovich B.M., Kolobov V.I. Physics of Plasmas, 26, 033504 (2019)
<https://doi.org/10.1063/1.5088706>
13. Godyak V.A., Demidov V.I. Journal of Physics D: Applied Physics, 44, 233001 (2011)
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/23/233001>

ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОГО МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СОСТАВА РАЗЛИЧНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Р.Ш. Рамакоти¹, О.Б. Ананьин¹, А.П. Мелехов¹, В.Г. Средин¹, И.А. Герасимов¹, Г.С. Богданов¹,
И.К. Новиков¹, В.В.Кравченко¹, М.Н.Есаулов¹, С.А.Ванькова¹

¹. *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

В рамках данной работы рассматривается использование мягкого рентгеновского излучения (МРИ) лазерной плазмы для ионизации приповерхностного слоя органического вещества с последующим выталкиванием ионов внешним электрическим полем как метод определения структурного состава поверхностного слоя вещества с помощью масс-спектрометра. Как известно с помощью масс-спектрометрии фрагментированных электронным ударом молекул можно анализировать высокомолекулярные соединения с массой до нескольких тысяч а.е.м. [1-2].

МРИ лазерной плазмы, в отличие от более высокоэнергичного излучения, полностью поглощается в приповерхностном слое глубиной $1\div 2$ мкм. Освободившиеся электроны в результате вторичной ионизации теряют энергию, дрейфуют к поверхности во внешнем поле и ионизуют молекулы на поверхности образца. В результате для того, чтобы зарегистрировать образовавшиеся после разрыва химических связей ионы, достаточно приложить положительно выталкивающее поле к самому образцу и зафиксировать результат на времяпролетном масс-анализаторе.

Начиная с определенных значений энергии электрона возбуждение заканчивается потерей электрона и превращением молекулы в соответствующий катион-радикал, называемый молекулярным ионом.

Важным параметром является энергия ионизирующих электронов. Стандартные масс-спектры EI принято снимать, используя электроны с энергией 70 эВ, что соответствует ускоряющему потенциалу между катодом и анодом в 70 В. Выбор такой энергии не случаен. Во-первых, при этом достигается максимальная эффективность ионизации и, во-вторых, только в этом случае получается воспроизводимый масс-спектр.

Рассматриваемый метод близок к классическому методу ионизации электронным ударом. Масс-спектр органического соединения, записанный в условиях электронной ионизации, обладает высокой индивидуальностью. Получается своего рода отпечаток пальца

молекулы, с помощью которого проводят идентификацию. Энергии ионизации большинства органических соединений лежат в диапазоне 6–12 эВ. Это, в свою очередь, означает, что образующийся после взаимодействия молекулы с пучком электронов катион-радикал получает избыточную энергию, которая усиливает колебания связей и может стать причиной разрыва наиболее слабых из них (фрагментация). В результате фрагментации происходит распад молекулярного иона на две частицы, одна из которых – ион с меньшей массой (осколочный ион), вторая – радикал или нейтральный фрагмент [3].

1. Экспериментальная установка и эксперимент

В качестве источника МРИ в данной работе использовался лазерно-плазменный источник с концентратором рентгеновского излучения (рис. 1). Излучение лазера с длиной волны $\lambda=1.06$ мкм с энергией в импульсе $E_{laser}=5\div 11$ Дж фокусировалось на медную мишень, расположенную в камере взаимодействия с вакуумом $P\approx 3\cdot 10^{-5}$ Торр. Оцениваемая электронная температура лазерной плазмы составила около 250 эВ [4]. Фокусировка МРИ в пятно диаметром примерно 2 мм и защита образца от потока заряженных частиц из лазерной плазмы производилась за счет применения рентгеновского концентратора [5]. Энергия в импульсе МРИ $E_{MРИ} \leq 0.7$ мДж при длительности импульса $\tau_{MРИ} \approx 20$ нс (плотность потока МРИ на поверхности образца $q_{MРИ} \approx 5\cdot 10^4$ Вт/см²). Спектральный диапазон источника МРИ находится в диапазоне 70÷ 600 эВ [6].

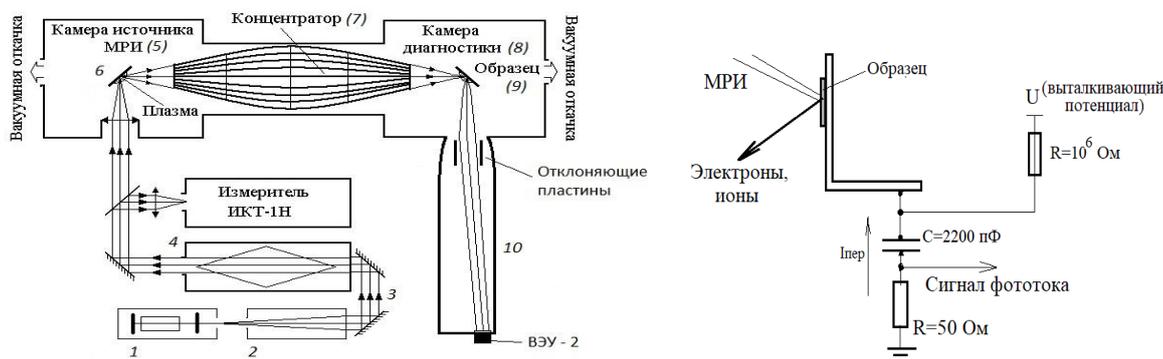


Рис. 1. А -Экспериментальная установка. 1- генератор лазерного излучения на Nd стекле, 2- однопроходный усилитель, 3- система поворотных зеркал, 4- многопроходный усилитель типа ГУК, 6- лазерно-плазменная мишень, 10- анализатор заряженных частиц; Б – Схема крепления образца 9

В ходе эксперимента, по сигналу синхроимпульса, осциллографом LeCroy регистрировались сигналы с рентгеновского *pin*-диод (5), измерителя фототока (3), детектора ионов ВЭУ-2 масс-спектрометра (6).

2. Экспериментальные результаты

В качестве органического образца была выбрана смесь клея и глицина. В ходе эксперимента были получены масс-спектры, приведенные на рис. 2.

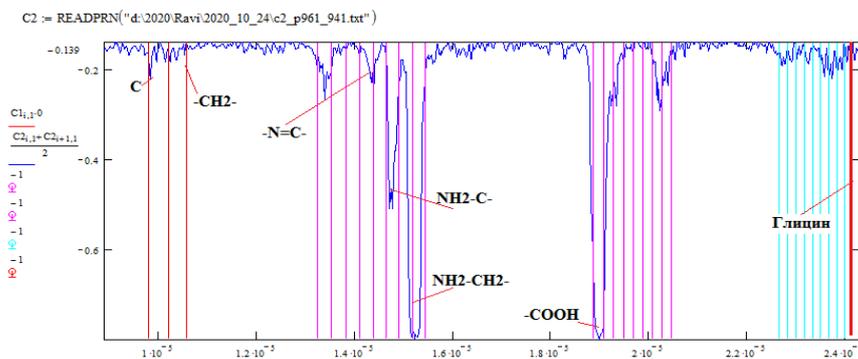


Рис 2. Масс-спектр органического образца

Анализ результатов показал, что с поверхности исследуемого образца происходит эмиссия ионов фрагментов различных молекул. Анализируя данный масс-спектр, можно достаточно точно определить составные части исходного образца, и с помощью несложной комбинаторики – определить возможное исходное химическое соединение.

3. Физика образования фрагментов ионов молекул органического вещества.

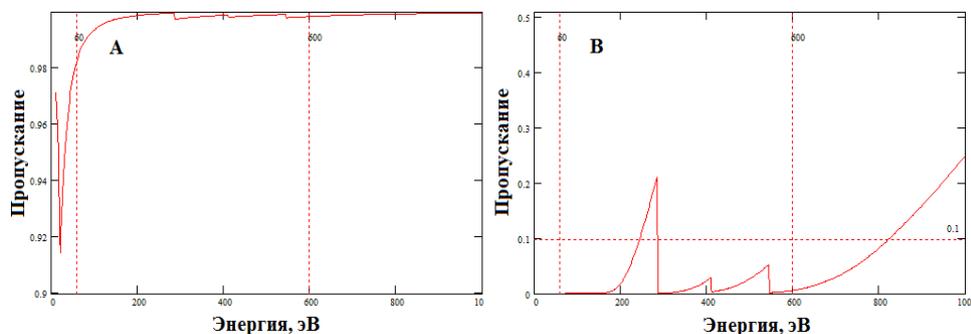


Рис. 3. Спектры пропускания МРИ для разных глубин в образце: а) 1 нм и 2) 3 мкм.

МРИ поглощается в слое образца толщиной $d \approx 3$ мкм (до 90% излучения, см. рис.3а). Можно оценить глубину, с которой электроны с энергией $E_e = 300 \div 400$ эВ могут дойти до поверхности с остаточной энергией $E_e \approx 10$ эВ, которая необходима для ионизации молекул органического образца.

На рис. 4 показан возможный механизм ионизации молекул в приповерхностных слоях органического вещества.

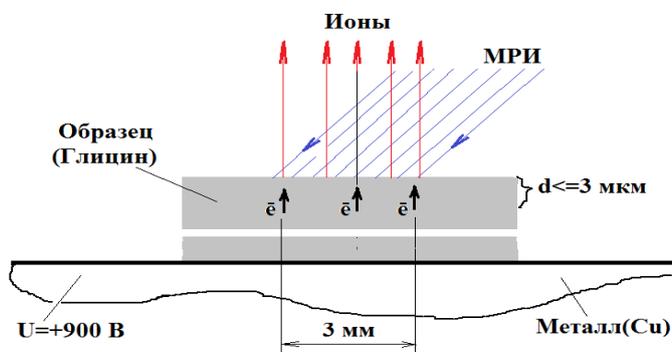


Рис. 4. Механизм ионизации молекул поверхности

Заключение

Применение продуктов плазмообразования достаточно велико. В данной работе было показано, как с помощью МРИ лазерной плазмы можно изучать состав различных органических соединений. Данный способ диагностики прост в реализации и может быть применим для твёрдых тел без разрушающего воздействия на поверхность исследуемого образца.

Литература

1. <http://chem.spbu.ru/files/Vladimir/Vasiliev/Mass.pdf>
2. А.Н. Завилопуло и др. Ионизация молекулы глицерина электронным ударом //Журнал технической физики, 2015, том 85, вып. 7
3. <http://window.edu.ru/resource/361/70361/files/rsu745.pdf>
4. О.Б. Ананьин и др., Лазерная плазма, М:2003.
5. Р.Ш. Рамакоти и др., Ядерная физика и инжиниринг, 2019, том 10, № 4, с. 375–380
6. Знаменский В.Ю., Лазерно-плазменный волноводный источник мягкого рентгеновского излучения. Автореферат дис. канд. физ.-мат. Наук М.: МИФИ, 1994 г
7. Ананьин О.Б. и др., Известия высших учебных заведений, 2013 т.56 № 9/2, с.40

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ПРОБОЯ В СМЕСЯХ ПОРОШКОВ В ПЕРВОЙ ФАЗЕ ЦЕПНЫХ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

В.Д. Борзосеков¹, Н.Н. Скворцова¹, А.С. Соколов¹

¹. *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

В Институте общей физики им. А.М. Прохорова был впервые разработан метод синтеза и модификации микро- и наноструктур на основе микроволнового разряда в порошках металл-диэлектрик, инициируемого излучением мощного гиротрона.

Чтобы определить необходимые условия для синтеза композитов и создания покрытий для различных прикладных технологических задач, необходим контроль многих параметров плазмохимического процесса. Ранее было показано [1], что в реакторе происходит развитие цепного процесса самораспространяющегося высокотемпературного синтеза, который происходит в три этапа: инициация, синтез и остановка процесса. На первой стадии происходит выброс частиц конденсированного вещества в объем реактора и образование интермедиатов (промежуточных продуктов) из нейтральных атомов, ионов и молекул порошков и газовой среды (азота, воздуха). На второй стадии после выключения СВЧ импульса гиротрона промежуточные продукты реагируют с исходными реагентами, образуя новые интермедиаты и конечные продукты. На третьей стадии процесса происходит прекращение цепной реакции с осаждением на стенки реактора сложных композитов вторичных веществ в виде структур нано- и микро размеров.

Эксперименты по синтезу веществ проходят на стенде в отделе физики плазмы ИОФРАН (Рис.1). Описание экспериментов и стенда приведено в [1]. Для исследования первой стадии инициации, в нашей работе используются две диагностики комплекса - регистрация СВЧ и видеонаблюдения, описанные в докладе [2].

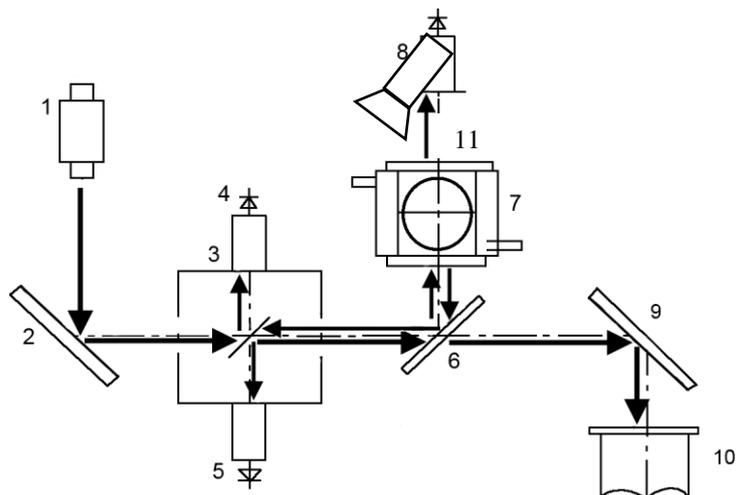


Рис. 1. Экспериментальный стенд для исследований синтеза. 1 – гиротрон, 2,6—зеркала квазиоптического тракта, 3 – квазиоптический ответвитель, 4,5,8 – СВЧ диоды, 7– плазмохимический реактор, 9– зеркало калориметра, 10 – калориметр, 11 – видеокамера.

Факт наличия или отсутствия пробоя в порошке (как и дальнейший процесс разлета частиц и инициации цепного процесса) можно установить с помощью кадров высокоскоростной камеры (Рис.2).

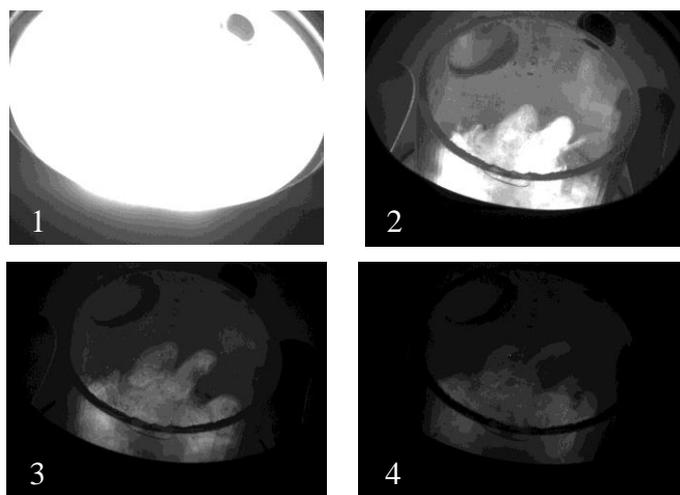


Рис. 2. Время между кадрами 4мс, экспозиция 1 мс. В левом нижнем углу представлены номера последовательности кадров. Выстрел №58536.

В то же время наличие пробоя в порошке можно установить с помощью СВЧ-диагностики. На рис.3 приведена эволюция прошедшего и отраженного сигналов для того же выстрела, что и на рис.2. Начало пробоя можно определить по падению прошедшего сигнала через порошок (Рис.1, диод №8), в при этом наблюдается значительное изменение отраженного сигнала (Рис.1, диод №5). На этом же рисунке приведены сигналы СВЧ-детекторов для другого выстрела при отсутствии пробоя.

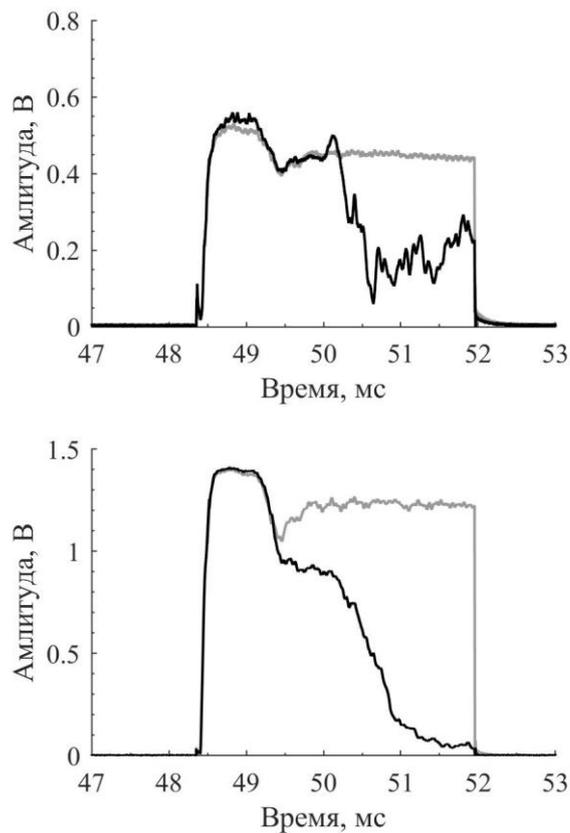


Рис. 3. Сигналы отраженные (вверху) и прошедшие через порошок (внизу) для разрядов в смеси порошков Al_2O_3+Pd 1%, мощность СВЧ 250 кВт. Выстрелы №58535 без пробоя порошка и №58536 с пробоем порошка.

Однако, падение прошедшего излучения, может наблюдаться не только при пробое в порошке. В случае плохого поглощения СВЧ излучения в порошке, может возникать микроволновый подпороговый разряд, вблизи диода регистрации прошедшего излучения (диод №8). Однако, такой разряд легко распознать по виду отраженного излучения: появляется высокочастотная составляющая сигнала, на фоне среднего уровня (Рис. 4).

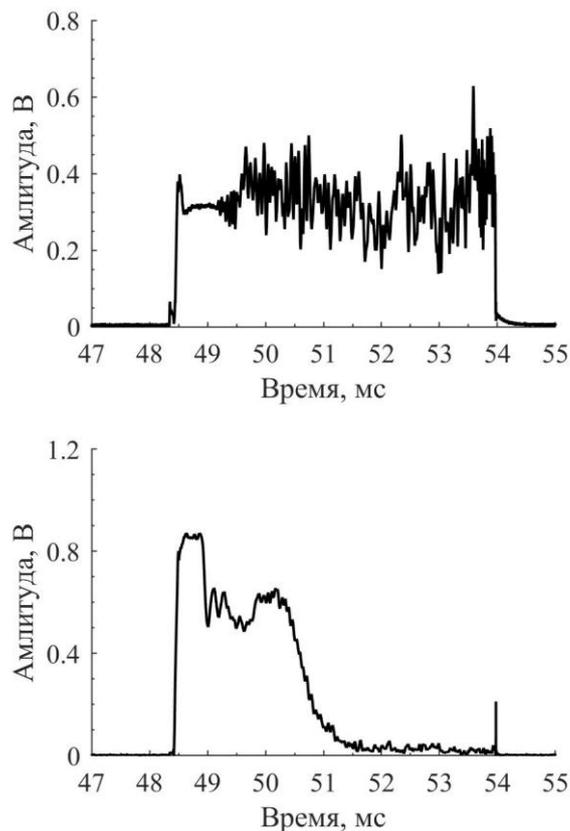


Рис. 4. Отраженное (верхний график) и прошедшее через порошок излучение (нижний график) в смеси порошков $\text{SiO}_2 + \text{Pd}$ 10%. Выстрел №58460 без пробы порошка, но с разрядом, возникающим на трассе пучка. Мощность СВЧ 300 кВт.

В докладе показано, что только при помощи двух одновременно работающих диагностик, можно разделить режим с поглощением СВЧ и переходом к цепным реакциям синтеза материалов и режим с поглощением СВЧ, но приводящим к развитию процессов вне порошка (например, микроволновый подпороговый на трассе пучка) не приводящий к вторичному синтезу.

Литература:

1. Akhmadullina N.S., Skvortsova N.N., Obratsova E.A., Stepakhin V.D. et al. Chemical Physics, 2019, Vol. 516, pp. 63–70.
2. Соколов А.С., Малахов Д.В., Степахин В.Д., Скворцова Н.Н. VI международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛАПЛАЗ-2020», Сборник научных трудов. Москва, 2020, с.175-176.

ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ СЪЕМКА ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА С ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ И ГАЗОВОЙ МИШЕНЬЮ

В.А. Костюшин¹, Д.М. Кочнев¹, З.И. Новоселова^{1,2}, И.М. Позняк^{1,2}, А.И. Румянцева^{1,2}, В.М. Сафронов^{1,2,3}, Д.М. Топорков¹, Е.Д. Федулаев^{1,2}, В.Ю. Цыбенко¹

¹ АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

³ Проектный центр ИТЭР

В условиях, характерных для переходных процессов в токамаках (срывов, ELM-событий), под действием мощных плазменных потоков на первую стенку и дивертор происходит интенсивная эрозия защитных покрытий. Испарение материала и развитие эффекта паровой экранировки ведет к снижению тепловой нагрузки на поверхность [1]. Суть эффекта – небольшое количество испаренного материала формирует слой приповерхностной плазмы, которая преобразует энергию налетающего плазменного потока в излучение. Для построения физических моделей, описывающих эффект паровой экранировки, необходимы экспериментальные данные о динамике и свойствах экранирующего слоя.

Кроме эффекта паровой экранировки, рассматривается возможность снижения тепловой нагрузки на поверхность с помощью диссипативного дивертора [2]. Для разработки этой концепции необходимы экспериментальные данные по взаимодействию мощных плазменных потоков с газовой мишенью.

В данной работе описаны методы диагностики, позволяющие получить экспериментальные данные о формировании и динамике примишенного плазменного слоя при воздействии водородного плазменного потока на вольфрамовую пластину, а также – струю азота.

Эксперименты проводились на установке МК-200UG (рис. 1). Установка обеспечивает следующие параметры водородного плазменного потока: скорость $\approx (4\div 6) \cdot 10^7$ см/с, плотность $\approx (2\div 4) \cdot 10^{15}$ см⁻³, полное энергосодержание до 40 кДж. В мишенной камере создавалось магнитное поле $1\div 2$ Тл.

Для диагностики процессов, происходящих при взаимодействии плазменного потока с вольфрамом и азотом, использовалась 4-х кадровая высокоскоростная камера, регистрирующая излучение в мягком рентгеновском (МР) и вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазонах длин волн [3]. Чувствительным элементом фотокамеры является секционированная

микроканальная пластина (МКП) с четырьмя фотокатодами и электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) – рис. 2. Фотокатоды выполнены в виде напыления из золота толщиной 200 нм и служат для повышения квантовой эффективности МКП. Чувствительность МКП с золотым фотокатодом начинается от 10 эВ и простирается в область десятков кэВ (от ~0,1 нм до ~130 нм).

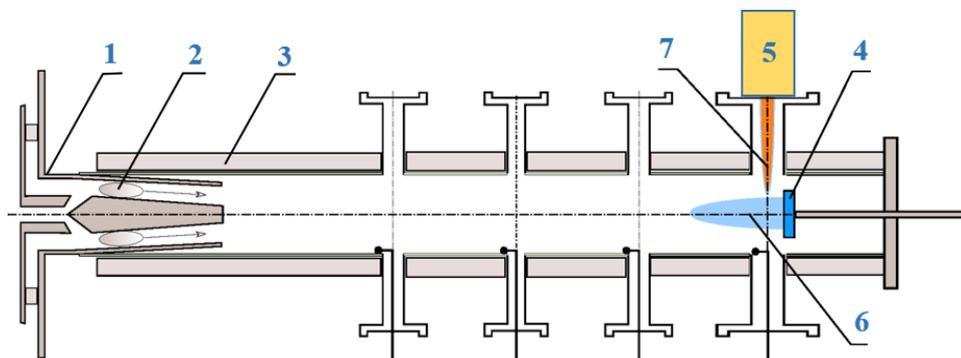


Рис. 1 Схема экспериментальной установки: 1 – импульсный плазменный ускоритель, 2 – ускоряемая плазма, 3 – соленоиды, 4 – твердотельная мишень, 5 – газовый клапан, 6 – примешенная плазма, 7 – газовая струя

Усиление потока фотоэлектронов, рождающихся при воздействии излучения на фотокатоды, регулируется при изменении разности потенциалов U между фотокатодом и задней поверхностью МКП. Имеется возможность независимого регулирования U для каждого канала. В диапазоне рабочих напряжений $U = 510 - 940$ В динамический диапазон ЭОП меняется на пять порядков. Изображения, сформированные секциями МКП, регистрируются с помощью ПЗС-камеры Smartek GC1392M. Время экспозиции кадров может регулироваться в диапазоне от 40 нс до 2 мс с шагом 10 нс.

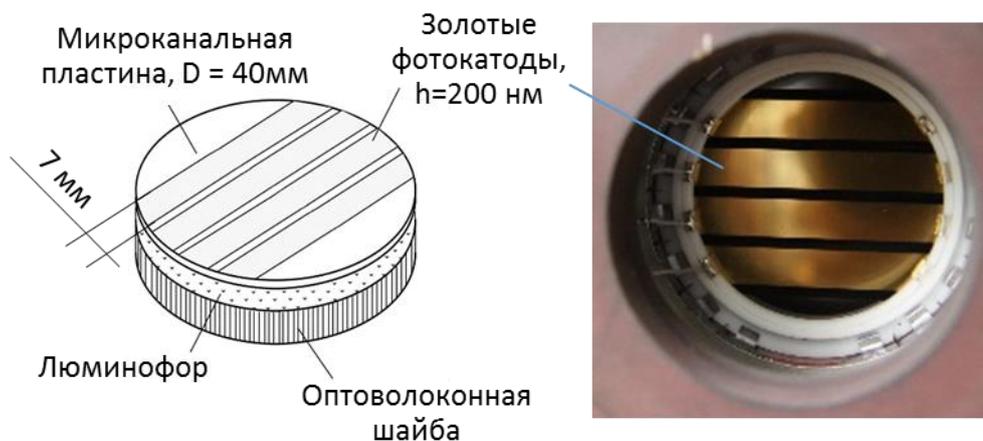
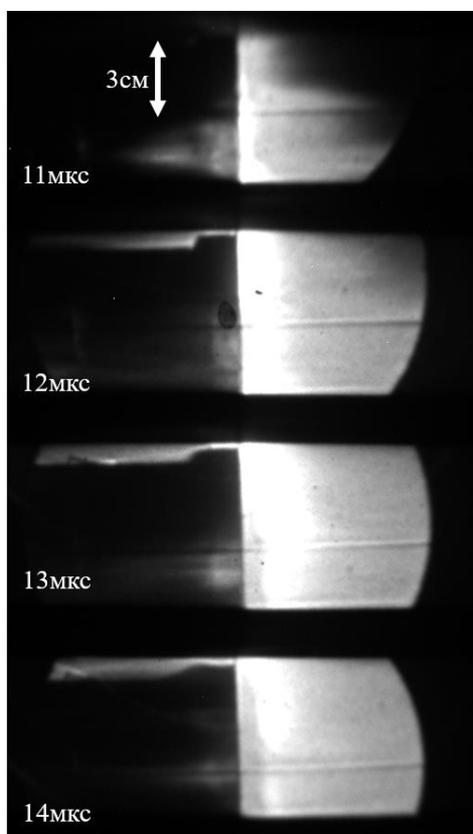


Рис. 2 – Секционированная МКП и ЭОП

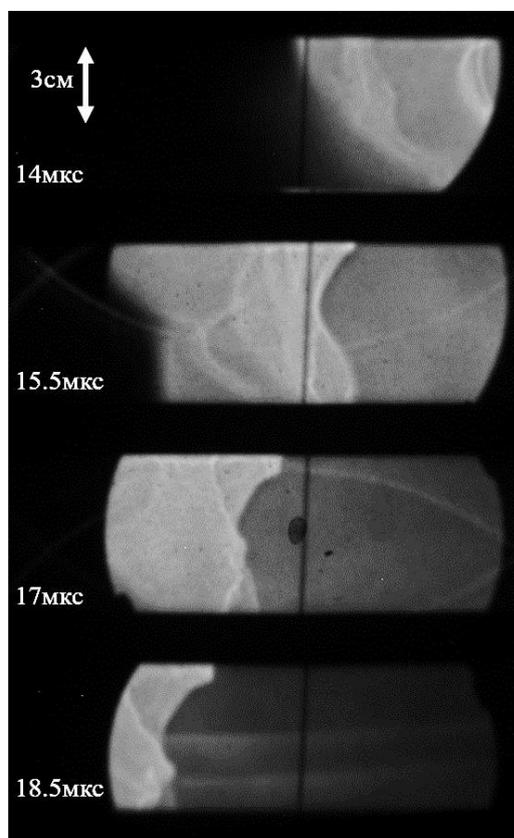
Применялись две схемы регистрации излучения. В первом случае камера работала в 4-х кадровом режиме. Перед ней располагалась обскура с четырьмя отверстиями диаметром 200 мкм, каждое из которых формировало изображение на соответствующем фотокатоде. Пример типичных обскурограмм приведен на рис. 3. Для случая взаимодействия плазменного потока с вольфрамовой мишенью (3а) полученный снимок позволяет оценить скорость расширения вольфрамовой плазмы. Она составляет ~ 9 км/с, что в пересчете на энергию ионов вольфрама равно ~ 75 эВ.

Во втором случае камера использовалась в качестве регистрирующего элемента спектрометра с пропускающей дифракционной решеткой. Период решетки 500 нм. Использование двух изображающих щелей позволило проводить измерения с пространственным разрешением. Пример полученных спектрограмм приведен на рис. 4.



а

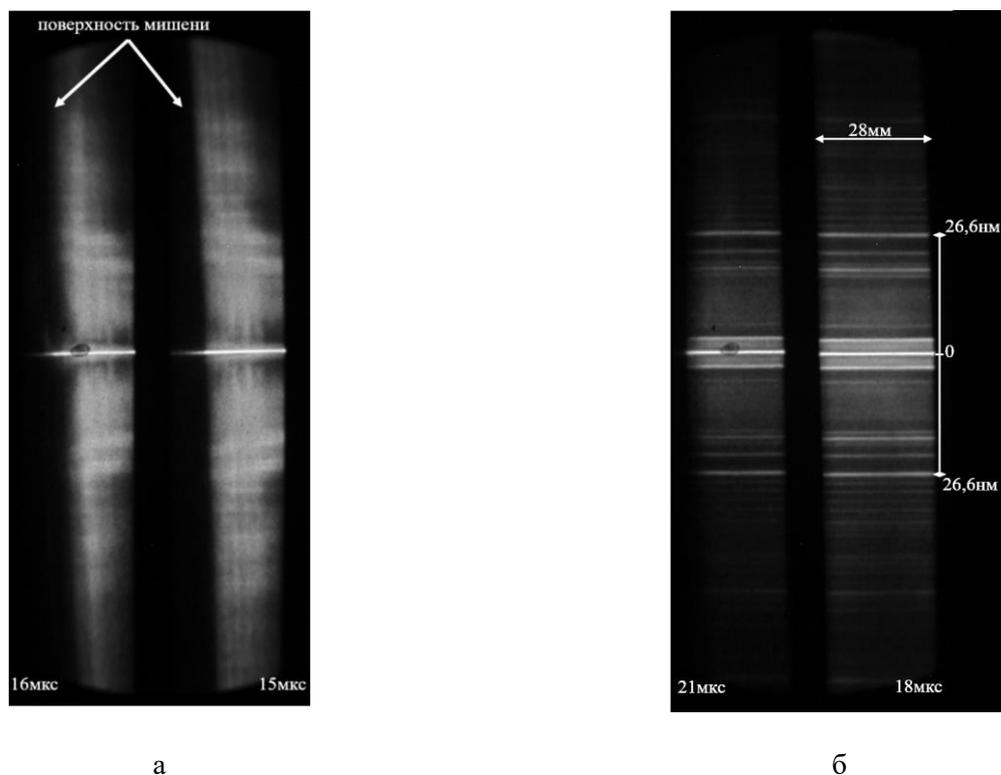
экспозиция – 50 нс; начальное
напряжение на ускорителе – 16 кВ;
магнитное поле в мишенной камере –
2 Тл; материал мишени – вольфрам;
тепловая нагрузка на мишень
 ~ 15 МДж/м²



б

экспозиция – 50 нс;
начальное напряжение на ускорителе – 16 кВ;
магнитное поле в мишенной камере – 1 Тл; газовая
мишень – азот

Рис. 3 – Обскурограммы примешенной плазмы: (а) твердотельная, (б) газовая мишень (моменты времени указаны от начала разряда плазменного ускорителя)



а
экспозиция – 200 нс; начальное напряжение на ускорителе – 16 кВ; магнитное поле в мишенной камере – 2 Тл; материал мишени – вольфрам; тепловая нагрузка на мишень ~ 15 МДж/м²

б
экспозиция – 3 мкс;
начальное напряжение на ускорителе – 16 кВ; магнитное поле в мишенной камере – 2 Тл; газовая мишень – азот

Рис. 4 – Спектрограммы примешенной плазмы: (а) твердотельная, (б) газовая мишень (моменты времени указаны от начала разряда плазменного ускорителя)

Литература:

1. Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status // Journal of Nuclear Materials. – 2013. – V.438. – P.S48-S56.
2. А. А. Пшенов, А. С. Кукушкин, С. И. Крашенинников // Влияние поперечного переноса в диверторной области на излучение инжектируемой примеси и переход в режим детачмента // Физика плазмы, 2020, том 46, № 6, с. 483–494.
3. Н.И. Архипов, С.Г. Васенин, А.М. Житлухин, Н.А. Половцев, В.М. Сафронов, Д.А. Топорков // Многокадровая МКП-камера для МР- и ВУФ-спектроскопии мишенной плазмы // Приборы и техника эксперимента, 1998, №1, с. 128-131.

Работа поддержана грантами РФФИ № 18-29-21013, № 18-29-21007,
№ 20-21-00153

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЖУРНАЛ ДАННЫХ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА МАТЕРИАЛОВ В МИКРОВОЛНОВЫХ РАЗРЯДАХ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИМПУЛЬСНОГО ГИРОТРОНА В СМЕСЯХ ПОРОШКОВ МЕТАЛЛОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

Козак А.К., Малахов Д.В., Скворцова Н.Н., Соколов А.С.

Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

В ИОФ РАН была разработана методика синтеза микро- и наночастиц с контролируемым составом и структурой на основе микроволнового разряда в гиротроном излучении. Эксперименты позволили синтезировать оксидные и нитридные материалы в микродисперсном состоянии с заданным составом и сложной поверхностью [1].

Эксперименты проводятся на плазмохимическом стенде с большим количеством диагностик, включающихся оптические, видео, микроволновые измерения. Одновременно проводятся измерения тремя спектрометрами, двумя видео камерами, системой до 10 СВЧ детекторов. В каждом микроволновом разряде снимается до 300 оптических спектров, до 500 видеок кадров и временные выборки микроволновых сигналов. Кроме того, необходимо производить запись всех параметров гиротроного комплекса (изменение во времени тока гиротрона, величины магнитного поля, мощности гиротрона и других параметров). Порошки, которые используются в эксперименте, также должны быть описаны по размеру, химическому составу и весу. Должны быть зафиксированы параметры газа напускаемого в реактор: состав (воздух, азот, аргон) и давление. Таким образом, объем необходимой записи экспериментальных данных в каждом импульсе гиротрона велик. Частота работы гиротрона 1 раз в 20 секунд [2]. Поэтому за 1 рабочий день можно осуществить до 200 импульсов гиротрона, которые инициируют синтез веществ в ректоре.

Необходимо ввести непрерывный контроль за сохранение всех параметров как гиротрона так и процессов синтеза веществ протекающих в реакторе (светимость, температура газа плазмы, температура поверхности порошка и других).

Для контроля и анализа результатов проводимых экспериментов требуется разработать систему сбора данных (электронный журнал).

Определение системы сбора данных

Система сбора данных (ССД; Data acquisition, DAS, DAQ) — комплекс средств, предназначенный для работы совместно с персональным компьютером или специализированной ЭВМ, осуществляющий автоматизированный сбор информации о значениях физических параметров в заданных точках объекта исследования с аналоговых и/или цифровых источников сигнала, а также первичную обработку, накопление и передачу данных.

Совместно с персональной ЭВМ, оснащённой специализированным программным обеспечением, система сбора данных образует информационно-измерительную систему (ИИС). ИИС — это многоканальный измерительный прибор с широкими возможностями обработки и анализа данных.

На основе ИИС могут быть построены различные автоматизированные системы управления (АСУ), среди которых информационно-вычислительные комплексы (автоматизированная система научных исследований — АСНИ) [3].

Современные цифровые системы сбора данных состоят из четырех основных компонентов, которые формируют всю цепочку измерения физических явлений:

- датчиков;
- преобразователей сигналов;
- аналого-цифрового преобразователя;
- компьютера с программой сбора данных для регистрации сигналов и их анализа.

На рис 1 представлен аппаратно-программный диагностический комплекс плазмохимического стенда [2], для которого необходимо разработать электронный журнал.

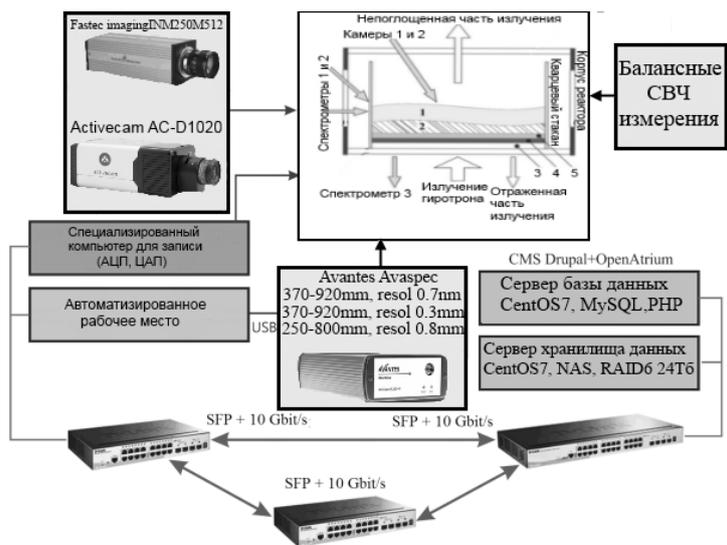


Рис.1. Аппаратно-программный диагностический комплекс плазмохимического стенда.

Мы будем рассматривать ССД - сбор данных с точки зрения компьютерной программы сбора данных для регистрации.

Классификация ССД

Основной задачей системы сбора данных является сбор и хранение данных. Вместе с тем, такие системы используются для визуализации во время и после измерений и анализа данных [3]. Более того, большинство систем сбора данных имеет встроенные функции анализа и создания отчётов.

По способу сопряжения с компьютером системы сбора данных можно разделить на:

- ССД на основе встраиваемых плат сбора данных со стандартным системным интерфейсом (наиболее распространён интерфейс PCI).
- ССД на основе модулей сбора данных с внешним интерфейсом (RS-232, RS-485, USB).
- ССД, выполненные в виде крейтов (магистрально-модульные ССД — KAMAK, VXI).
- Группы цифровых измерительных приборов (ЦИП) или интеллектуальных датчиков. Для их организации применяются интерфейсы: GPIB (IEEE-488), 1-wire, CAN, HART.

По способу получения информации ССД делятся на:

- сканирующие,
- мультиплексные (мультиплексорные, иногда говорят «многоточечные»),
- параллельные,
- мультиплицированные.

Требования к электронному журналу

Электронный журнал должен удовлетворять следующим требованиям:

- автоматизация процесса регистрации параметров работы гиротрона и другого оборудования, задействованного в процессе экспериментов
- возможность добавления нового оборудования;
- фиксирование всех параметров импульсов;
- возможность создания отчётов.

Описание предлагаемого решения

В качестве модели данных для электронного журнала экспериментов выбрана схема «звезда». Основой этой модели является таблица фактов (результаты обработки) — центр «звезды» и связанные с ней таблицы измерений (видеокамеры, инструменты, порошки, файлы наблюдений) — лучи «звезды».

Для проверки работоспособности предложенной схемы была написана программа на платформе «1С:Предприятие 8.3». 1С была выбрана в качестве удобного инструмента, позволяющего легко и просто реализовать выбранную схему данных. Среди достоинств платформы 1С можно выделить следующие:

- высокая скорость разработки;

- возможность работать как на персональном компьютере, так и через Web;
- наличие современного и удобного пользовательского интерфейса;
- возможность оперативной доработки структуры хранилища под требования пользователей.

Заключение

Для проверки возможностей разработанной системы в неё были загружены данные экспериментов за период с 05.10.2020 по 09.10.2020. Программа подтвердила заложенные в неё требования.

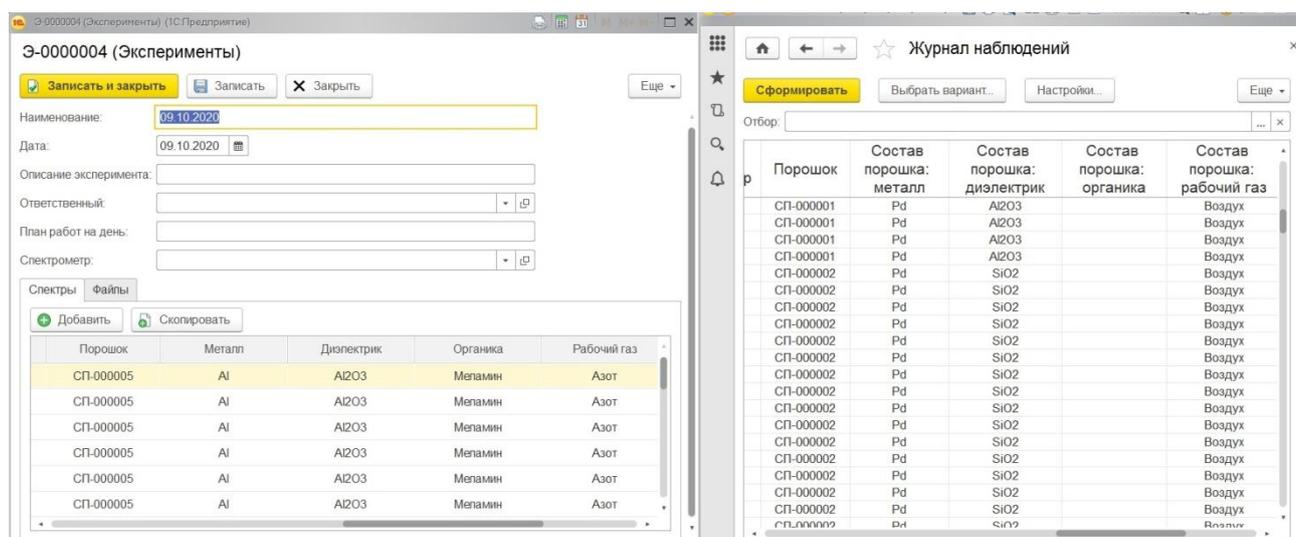


Рис. 2. Демонстрация результатов.

Литература

1. Н.Н. Скворцова, Д.В. Малахов, В.Д. Степахин и др. // Инициация пылевых структур в цепных реакциях под воздействием излучения гиротрона на смесь порошков металла и диэлектрика с открытой границей. Письма в ЖЭТФ, 2017, Т.106, 240 – 246
2. Н.Н. Скворцова, С.А. Майоров, Д.В. Малахов и др. // О пылевых структурах и цепных реакциях, возникающих над реголитом при воздействии излучения гиротрона. Письма в ЖЭТФ, 2019, Т. 109, 452 – 459.
3. [https://ru.wikipedia.org/wiki Система_сбора_данных](https://ru.wikipedia.org/wiki/Система_сбора_данных)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ РАЗРЯДА С ЖИДКИМ КАТОДОМ

А.В. Чистолинов¹, А.В. Перфильева², М.А. Саргсян¹, А.С. Тюфтяев¹

¹ Объединенный институт высоких температур Российской академии наук ² Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева

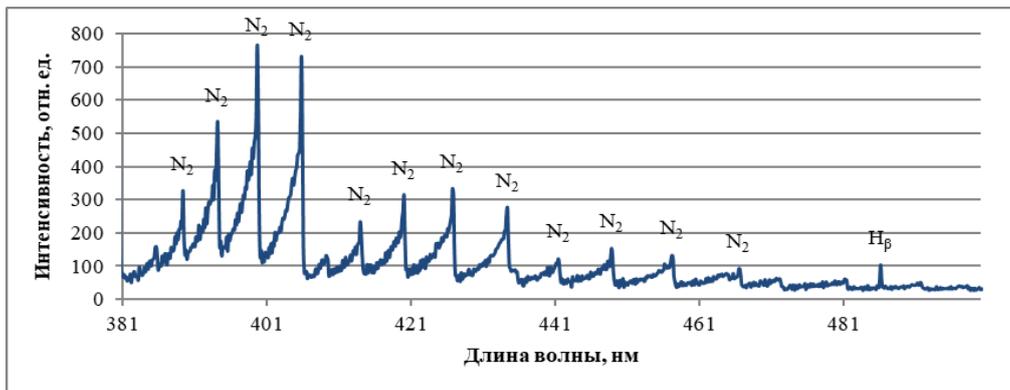
Системы, в которых происходит взаимодействие плазмы с поверхностью жидкости, являются интересными объектами как с точки зрения прикладных, так и фундаментальных исследований. Процессы, происходящие в таких системах, очень сложны и ещё достаточно плохо изучены [1,2]. Самым простым вариантом организации системы, в которой происходит взаимодействие плазмы с поверхностью жидкости, является разрядная ячейка, с жидким электродом [3].

В настоящей работе исследовалось пространственное распределение эмиссионных спектров на оси разряда в разряде с жидким катодом. В качестве жидкого катода использовался раствор гидроксида натрия в деионизованной воде с концентрацией 60 мг/л и удельной электропроводностью 330 мкСм/см. Раствор находился в проточной разрядной ячейке. В качестве анода использовался вольфрамовый электрод диаметром 2 мм, находящийся над поверхностью раствора. Расстояние между электродом и поверхностью раствора задавалось регулировочным микрометрическим винтом. Разряд происходил при атмосферном давлении в воздухе.

Для исследования плазмы разряда методами эмиссионной спектроскопии использовался трехканальный оптоволоконный спектрометр AvaSpec 2048 со спектральным разрешением 0,15 нм и спектрограф высокого разрешения MS-5204i со спектральным разрешением 0,03 нм с ПЗС-матрицей Andor на выходе. Изображение разряда формировалось кварцевой линзой на плоскости, в которой помещалась входная щель спектрометра или входное отверстие световода, что позволяло проводить исследования пространственного распределения спектров.

Расшифровка эмиссионных спектров плазмы разряда показала наличие в них полос излучения ОН - радикалов, молекулярного азота $N_2(2+)$ и $N_2(1+)$, молекулярного иона N_2^+ , полосы которого очень слабы на фоне полос молекулярного азота и видны только вблизи поверхности жидкости Рис.1, а также линий атомарного водорода H α и H β и кислорода OI.

а)



б)

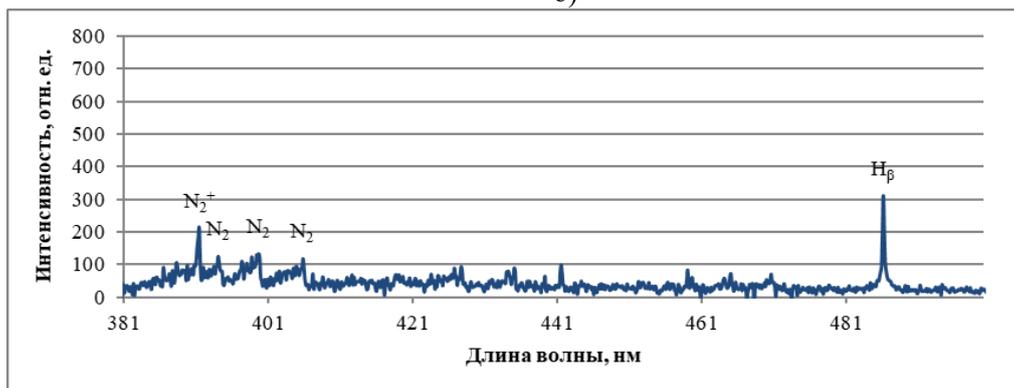


Рис 1. Фрагмент спектра разряда: а) вблизи электрода, б) вблизи поверхности жидкости. Расстояние между электродом и поверхностью жидкости 2 мм, ток 100 мА.

Как показывают спектральные измерения, вблизи поверхности жидкости наблюдается резкое возрастание интенсивности свечения линий атомарного водорода H_β и H_α Рис. 1, 2. Предполагается, что резкое возрастание интенсивности свечения этих линий вблизи поверхности жидкого катода связано с эмиссией излучения из катодных пятен.

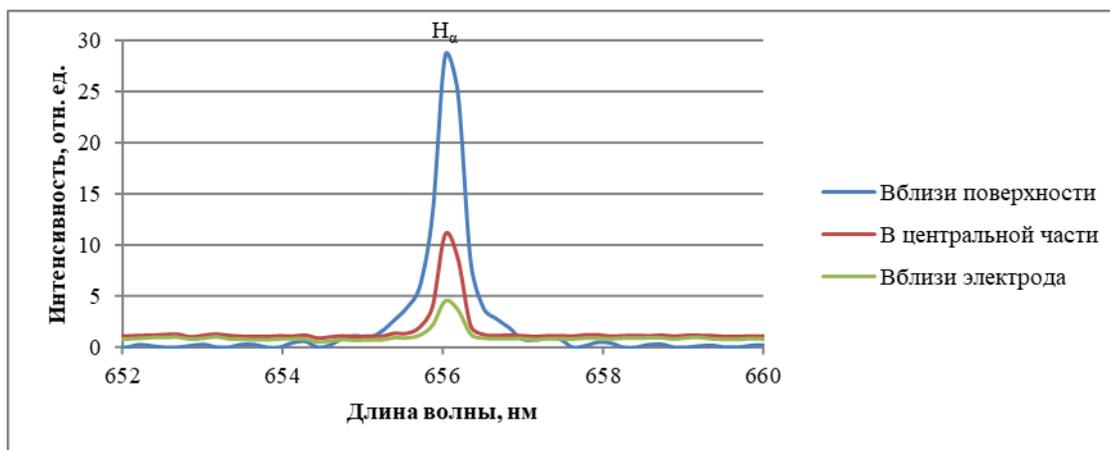
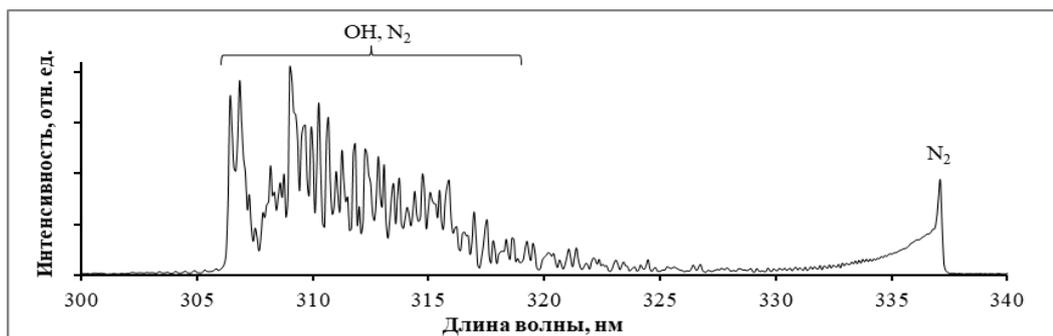


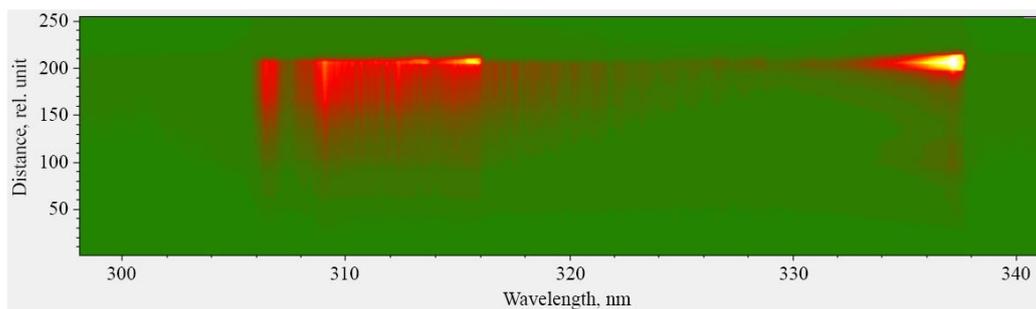
Рис 2. Излучение линии атомарного водорода H_α в разных зонах разряда. Расстояние между электродом и поверхностью жидкости 2 мм, ток 100 мА.

Согласно спектральным измерениям, максимум излучения второй положительной системы молекулярного азота $N_2(2+)$ всегда расположен вблизи электрода, независимо от тока разряда, в диапазоне исследованных токов от 10 до 100 мА. Положение же максимума излучения OH – радикалов существенно зависит от тока разряда. При токе равном 100 мА

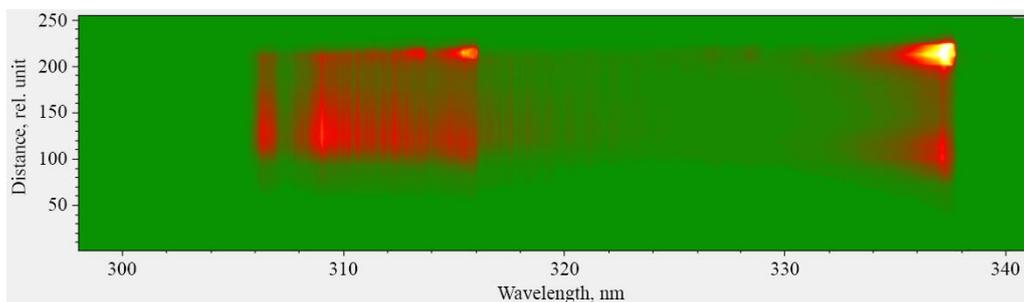
максимум излучения ОН – радикалов находится вблизи электрода. При уменьшении разрядного тока максимум излучения смещается к поверхности жидкости Рис. 3.



а)



б)



в)

Рис 3. Распределение интенсивности свечения полос ОН радикалов и молекул N_2 в разряде с жидким катодом, разрядный промежуток 2 мм, электрод сверху: а) расшифровка спектра, б) разрядный ток 100 мА, в) разрядный ток 50 мА.

При токе $I=100$ мА и межэлектродном расстоянии 2 мм вблизи поверхности жидкости по эмиссионному спектру второй положительной системы молекулярного азота $N_2(2+)$ были определены колебательная и вращательная температуры плазмы. Определение колебательной и вращательной температур осуществлялось с помощью сравнения снятого спектра с модельным, построенным в программе "Спекэйр". Для центральной части разряда вблизи поверхности жидкости при токе $I=100$ мА и межэлектродном расстоянии 2 мм были получены вращательная и колебательная температуры соответственно: $T_r=2500K\pm 15\%$, $T_v=4000K\pm 25\%$. Что хорошо согласуется с данными [3], полученными при похожих условиях.

В работе методами эмиссионной спектроскопии исследована детальная структура разряда постоянного тока с жидким катодом. Проведена съёмка спектров на разных

расстояниях от поверхности жидкости на оси разряда. Найдены зависимости интенсивности свечения основных линий и полос от расстояния до поверхности жидкости при разных токах разряда.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 20-08-00866.

1. Bruggeman P., Leys C. Non-thermal plasmas in and in contact with liquids // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. № 5. P. 1-28.
2. Bruggeman P., Kushner M., Locke B. et al. Plasma–liquid interactions: a review and roadmap // Plasma Sources Sci. Technol., 2016, 25, 053002.
3. Bruggeman P., Liu J.J., Degroote J., Kong M.G., Vierendeels J., Leys C. Dc excited glow discharges in atmospheric pressure air in pin-to-water electrode systems // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41.215201.