

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ РАН  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

# **СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ XIV КОНФЕРЕНЦИИ**

**МОСКВА, НИЯУ МИФИ  
10–12 ДЕКАБРЯ 2024 г.**

**МОСКВА 2024**

ББК 22.333Я5

УДК 533.9 (06)

С 56

Современные методы диагностики плазмы и их применение: сборник тезисов докладов XIV конференции. Москва, 10–12 декабря 2024 г. [Электронный ресурс]. М.: НИЯУ МИФИ, 2024. – 184 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных и стендовых докладов на XIV конференции «Современные методы диагностики плазмы и их применение». Поскольку конференция нацелена на 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, тематика сборника достаточно широка. Она охватывает вопросы диагностики плазмы в лазерно-плазменных и термоядерных установках, а также аспекты диагностики импульсных и стационарных газовых разрядов в исследовательском и технологическом оборудовании.

Редакционная коллегия: А.П. Кузнецов, А.С. Савёлов, Ю.М. Гаспарян, А.В. Казиев

Тезисы издаются в авторской редакции.

Тезисы получены до 24.11.2024.

ISBN 978-5-7262-3114-3

© Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ», 2024

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЧ РАЗРЯДЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

И.Ш. Абдуллин<sup>1</sup>, И.К. Некрасов<sup>1,2</sup>, Ф.Р. Сагитова<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ООО «Плазма-ВСТ»

<sup>2</sup> Казанский Федеральный Университет

<sup>3</sup> Казанский Национальный Исследовательский Технологический Университет

Одним из зарекомендовавших себя плазменных методов является обработка в высокочастотных (ВЧ) разрядах пониженного давления [1]. Широкое распространение данный метод получил при модификации полимеров [2], кожи и меха [3], волокнистых материалов, металлических изделий [4,5]. При обработке в ВЧ разрядах пониженного давления комбинируются следующие механизмы модификации: ионная имплантация при энергиях до 100 эВ, термическое воздействие, плазмохимические процессы. Ионы, бомбардирующие поверхность, достигают энергий  $W_i$  до 100 эВ, что позволяет разрывать межатомные связи и инжектировать эти ионы вглубь материала [1].

При этом ВЧ емкостной (ВЧЕ) и ВЧИ разряды пониженного давления отличаются друг от друга по следующим характеристикам: средней энергией ионов, плотностью ионного тока на поверхность материала, равномерностью обработки. В ВЧЕ разряде пониженного давления достигается более высокая равномерность обработки, в отличие от ВЧИ разряда. Поэтому представляет интерес определение областей в струе ВЧИ разряда пониженного давления с наименьшим градиентом таких характеристик, как температура, скорость потока, распределение электромагнитных полей и токов, которые наиболее существенно влияют на обработку.

Параметры ионной бомбардировки, термического нагрева напрямую зависят от характеристик ионного потока на образец, таких как энергия ионов  $W_i$  и плотность ионного тока  $J_i$ , достигающих поверхность обрабатываемого материала. В свою очередь на эти параметры оказывают существенное влияние давление  $P$  в вакуумной камере и расход газа  $G$ , вид плазмообразующего газа, частота генерации внешнего электромагнитного поля, мощность, вкладываемая в разряд  $W$ , расстояние от образца до основания вакуумной камеры, форма индуктора.

На рис. 1 представлены пространственные распределения высокочастотного магнитного поля плазмы. В экспериментах по определению  $H_z$  за начало отсчета взят верхний торец плазмотрона, что соответствует  $l=0$ . Центр верхнего витка индуктора находился от торца плазмотрона на расстоянии  $l=-95$ мм. В воздушной плазме затухание  $H_z$  меньше, чем в аргоновой (рис.1), так как при одной и той же мощности в разряде на воздухе часть энергии расходуется на возбуждение колебательных и вращательных уровней молекул. Проводимость воздушной плазмы при этом будет меньше, чем у аргоновой.

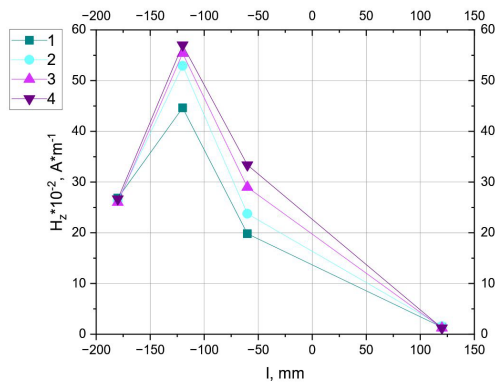


Рис.1. Распределение напряженности магнитного поля по оси плазматрона.  $W=2,4$  кВт,  $l = -120$  мм. 1 – воздух,  $r = 0$ ,  $G = 0,04$  г/с, 2 – воздух,  $r = R$ ,  $G = 0,04$  г/с, 3 – аргон,  $r = R$ ,  $G = 0$  г/с, 4 – аргон,  $r = 0$ ,  $G = 0,04$  г/с.

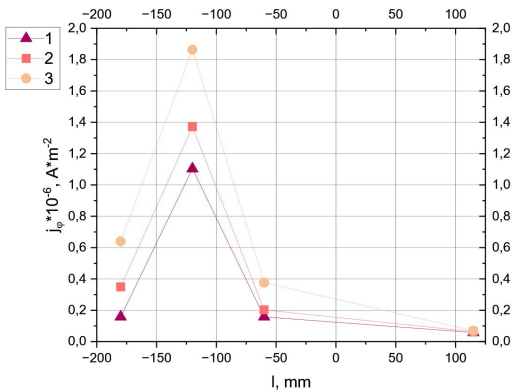


Рис.2. Распределение плотности тока по оси плазматрона.  $W=2,4$  кВт,  $P = 113$  Па. 1 – аргон,  $G = 0$  г/с, 2 – аргон,  $G = 0,04$  г/с, 3 – аргон,  $G = 0,04$  г/с.

Пространственное распределение  $j_\phi(z)$  представлено на рис.2. Как видно из рис.13,  $j_\phi$  имеет максимальное значение вблизи границы разряда и спадает до нуля к оси разряда. Такое поведение плотности тока объясняется тем, что на оси напряженность высокочастотного электрического поля равна нулю, а при  $r=R$  (радиус внутренней стенки плазматрона) достигает своего максимального значения. Проводимость плазмы в реальном разряде около стенки отлична от нуля. В воздушной плазме плотность высокочастотного тока меньше, чем в аргонной. Это связано с теми явлениями в разряде, которые приводят к возрастанию  $H$  в разряде на воздухе, По мере приближения к области индуктора увеличиваются абсолютные значения  $j_\phi$  и  $\text{grad } j_\phi$  (рис.14). В струе при  $W=2,4$  кВт,  $p=113$  Па плотность тока не превышала  $1000 \text{ А} \times \text{м}^{-2}$ , а в сгустке в том же режиме достигала  $1,8 \times 10^6 \text{ А} \times \text{м}^{-2}$ .

Эксперименты показали, что  $j_\phi$  практически не зависит от давления и монотонно возрастает при увеличении мощности разряда. Последнее хорошо согласуется с экспериментами по измерению высокочастотного магнитного поля. По результатам расчета с использованием экспериментальных значений  $H_z$  и  $j_\phi$  получено, что для воздушной плазмы проводимость ( $\sigma_{\text{ср}}$ ) области индуктора равна  $250\text{--}4960 \text{ (Ом} \times \text{м)}^{-1}$ , а в плазменной струе  $30\text{--}90 \text{ (Ом} \times \text{м)}^{-1}$ , для аргонной плазмы –  $650\text{--}5500 \text{ (Ом} \times \text{м)}^{-1}$  и  $40\text{--}100 \text{ (Ом} \times \text{м)}^{-1}$  соответственно.

### Литература:

1. Абдуллин И. Ш., Желтухин В. С., Кашапов Н. Ф. Высоочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. Казань: Изд-во Казанского государственного университета, 2000.
2. Abdullin, I. S., Zheltuhin, V. S., Nekrasov, I. K., Sagitova, F. R. Modification of the surface of high-modulus polyethylene with low-energy low-intensity ion streams: theory and experiment // PPO. 2022, Vol. 23, No, 4, Pp. 525-543

3. Абдуллин И. Ш., Шаехов М. Ф., Кудинов В. В. Высоочастотный разряд пониженного давления в процессах обработки натуральной кожи // Материаловедение, 2004, №6, с.52-56.
4. Абдуллин И. Ш., Хубатхузин А. А. Исследование градиента температуры факела высоочастотной индукционной плазмы. Вестник Казанского технологического университета // 2010, №11, с.625-627.
5. Хубатхузин А. А., Абдуллин И. Ш., Христюлова В. И. Повышение твердости и физико-механических свойств металлов и их сплавов с помощью ВЧ-плазмы пониженного давления // Вестник Казанского технологического университета, 2013, Т.16, №23, с.25-28.

# ОСОБЕННОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ГРАМОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ И ГРАМПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ БАКТЕРИИ

Г. Н. Абрашитов<sup>1</sup>, Д. М. Манченко<sup>1</sup>, М. Р. Леонтьева<sup>2</sup>, В. Г. Якунин<sup>3</sup>,  
В. П. Савинов<sup>3</sup>, В. Ю. Тимошенко<sup>3</sup>

*<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
биологический факультет, кафедра физиологии человека и животных*

*<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
биологический факультет, кафедра микробиологии*

*<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический  
факультет*

Поток газоразрядной низкотемпературной плазмы атмосферного давления, часто называемой холодной атмосферной плазмой (ХАП), представляет собой уникальный инструмент для решения актуальных задач биомедицины [1,2]. Несмотря на то, что в качестве плазмообразующих газов обычно используются инертные гелий и аргон, струя ХАП вызывает появление большого числа радикалов и возбужденных состояний молекул, среди которых главную роль играют активные формы кислорода и азота (АФКА), а также включает в себя электроны и световое излучение в широкой области спектра [2]. Генерируемые плазменной струей АФКА вступают в реакцию с мембраной клеток, попадают во внутриклеточное пространство и могут приводить к повреждению ДНК, перекисному окислению липидов, денатурации белка и нарушению клеточного метаболизма, что и индуцирует «окислительный стресс» у клеток и бактерий [3].

Ранее нами была продемонстрирована эффективность компактных источников ХАП для генерации широкого спектра АФКА, которые можно использовать для создания контролируемого окислительного стресса в модельных одноклеточных организмах [4,5]. Целью настоящей работы было выяснение особенностей воздействия холодной газоразрядной плазмы атмосферного давления на грамотрицательные и грамположительные бактерии.

Использовали чистые культуры грамотрицательных (*Escherichia coli*) и грамположительных (*Bacillus megaterium*) бактерий, которые высевались методом глубокого посева в питательную среду бульон-сусло-агар (БСА) и культивировались в термостате при температуре 28°C в течение 24 часов. Площадь просветления (гибели микроорганизмов) после облучения была рассчитана с помощью программы ImageJ (Фиджи) [6]. Воздействие ХАП осуществлялось с помощью компактного генератора холодной плазмы (плазмотрона), использующего низкочастотный (30 кГц) газовый разряд с плазмообразующим газом гелием со скоростью потока 3 л/мин при полной потребляемой мощности установки порядка 10 Вт (см. детали в работе [5]). Воздействие ХАП на бактерии проводилось в течение 5 и 10 минут.

В процессе плазменной обработки бактерий анализировался спектр свечения струи ХАП, который содержал как линии эмиссии возбужденных состояний атомов гелия, так и возбужденных молекул O<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>, радикалов NO и OH (рис. 1).

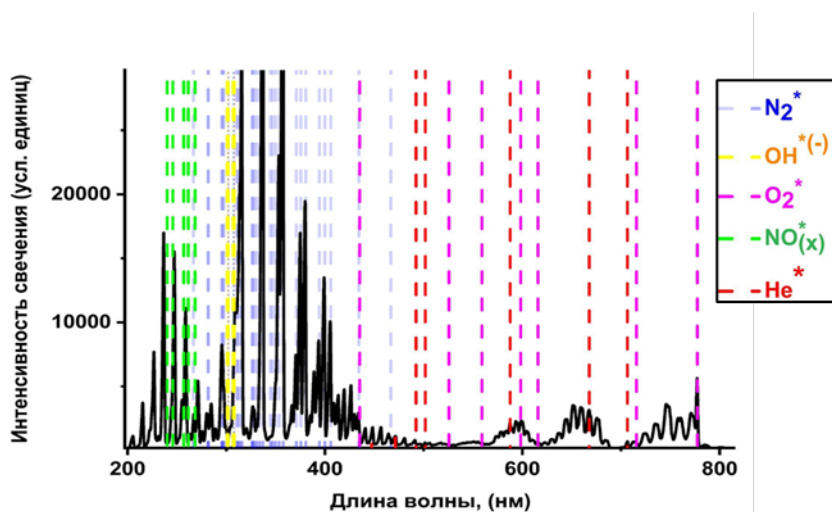


Рис. 1 Спектр свечения низкотемпературной гелиевой плазмы атмосферного давления. Вертикальные пунктирные линии указывают полосы свечения радикалов и возбужденных молекул.

Анализ внешнего вида колоний, а также общей морфологии методом световой микроскопии позволил выявить снижение численности живых клеток, потерю нормальной структуры колоний и иссушение среды. В случае острого воздействия плазмы, изображения прокариотических организмов, полученные с

помощью СЭМ, помогли выявить многочисленные морфологические изменения в ультраструктуре покровов микроорганизмов. К их числу относятся перфорации клеточной мембраны, отслоение клеточной стенки, потеря палочковидной бактериальной формы, утечка внутриклеточного содержимого. При изучении эффекта холодной плазмы на глубинные посевы наших культур, мы выявили серьезные отличия в чувствительности грамположительных и грамотрицательных бактерий к обработке плазмой. Через 3 и 24 часа после эксперимента зона подавления бактериального роста у грамотрицательных бактерий была намного больше, чем таковая у грамположительных (рис. 2). При анализе эффекта ХАП на глубинные посевы бактериальных культур было отмечено, что со временем данный эффект усиливался для всех типов бактерий (рис. 2). Это может быть объяснено динамической генерацией и амплификацией реактивных частиц, возникающих из источника плазмы, но впоследствии модифицируемых за счет взаимодействия с биологическим веществом (т.е. мембранными липидами, полисахаридами или белками) [2]. Соответственно, может происходить окисление и разрушение питательных веществ, присутствующих в среде, а это приводит к ингибированию дальнейшего роста культур в чашках.

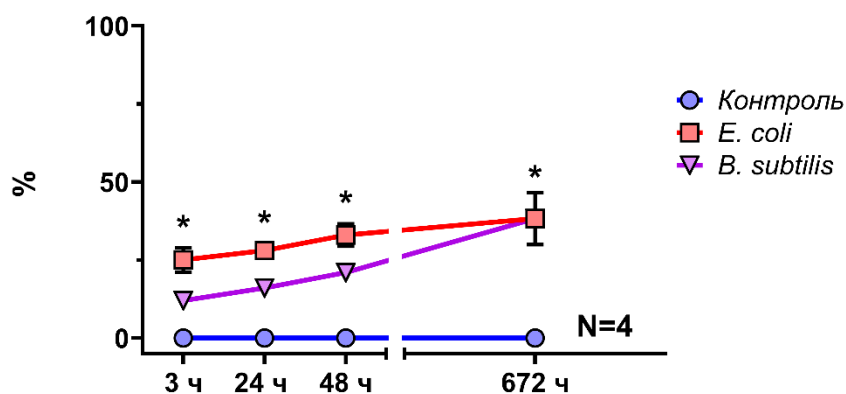


Рис. 2 Изменение площади зоны подавления роста в исследуемых образцах двух видов бактерий с течением времени. Звездочки указывают значимые отличия каждой из групп микроорганизмов по сравнению с контролем.

В результате проведенного исследования было установлено, что при определенных параметрах плазменной обработки можно добиться значимого эффекта селективной эрадикации микроорганизмов. Это происходит в результате модификации среды, в которой обитают данные организмы, свободными



радикалами, активно образующимися в потоке ХАП. Воздействие холодной плазмы на прокариотические организмы проявляется в разрушении клеточных покровов и подавлении их роста. Также было показано, что грамположительные и грамотрицательные бактерии имеют разную устойчивость к плазменному воздействию, что, по-видимому, не связано напрямую со строением их клеточных покровов. Предполагается, что данный эффект обусловлен различной чувствительностью к количеству и набору питательных веществ в обработанной плазме среде, что указывает на перспективность использования воздействия ХАП для направленной модификации биологических сред.

*Литература:*

1. Brany D., Dvorska D., Halašova E., Škovierova H. Cold Atmospheric Plasma: A Powerful Tool for Modern Medicine. *Int. J. Mol. Sci.*, 21, 2932 (2020).
2. Kazemi A., Nicol McK. J., Bilén S.G., Kirimanjeswara G.S., Knecht S.D. Cold Atmospheric Plasma Medicine: Applications, Challenges, and Opportunities for Predictive Control. *Plasma*, 7, 233–257 (2024).
3. Fernández A., Thompson A. The inactivation of Salmonella by cold atmospheric plasma treatment. *Food Research International*, 45, 678-684 (2012).
4. Gruzdev G.A., Karpukhina O.V., Yakunin V.G., Inozemtsev A.N., Savinov V.P., Timoshenko V.Yu., Kamensky A.A. Effect of Low-Temperature Atmospheric Pressure Plasma on Paramecium caudatum Cell Culture. *Moscow University Biological Sciences Bulletin* 76 (4), 244-248 (2021).
5. Abrashitov G.N., Gruzdev G.A., Yakunin V.G., Savinov V.P., Karpukhina O.V., Timoshenko V.Yu. Effect of Cold Atmospheric Pressure Gas-Discharge Plasma on Cellular Model of Paramecium caudatum in the Study of Antioxidant Properties of Mexidol. *Physics of Atomic Nuclei*, 86 (12), 2719-2723 (2023).
6. Schindelin J. et al. Fiji: an open-source platform for biological-image analysis. *Nature methods*, 9, 676-682 (2012).
7. Traylor M. J. et al. Long-term antibacterial efficacy of air plasma-activated water. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2011, 44, 472001.

# ИССЛЕДОВАНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРА МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ В СРЕДЕ COMSOL

А.С. Аксенова<sup>1</sup>, Д.В. Колодко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

<sup>2</sup> Фрязинский филиал государственного бюджетного учреждения науки  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Аппаратная функция является важнейшей характеристикой различных спектрометров, определяющая разрешение прибора. Существование аппаратной функции связано с геометрией реального прибора [1]. Например, конечные размеры входной и выходной щелей, абберации, вносимые краевыми эффектами, неидеальное взаимное расположение элементов спектрометра и т.д.

Рассмотрим электростатический энергоанализатор в идеальном случае без учета краевых эффектов отклоняющего электрического поля и без погрешности взаимного расположения электродов и диафрагм. Для этого случая абсолютное разрешение не зависит от измеряемой энергии  $\Delta E = const$ . Как правило, для реальных приборов  $\Delta E$  растет с увеличением энергии и выполняется соотношение  $\Delta E/E = const$  [2, 3, 4]. Аналитическое представление движения частиц в энергоанализаторе строится из предположения однородности отклоняющего поля, однако именно неоднородность на входе и выходе анализатора приводит к увеличению  $\Delta E$  с энергией. Наилучшим способом исследования влияния краевых эффектов и реальной геометрии на разрешение прибора и, как следствие, на аппаратную функцию является численное моделирование методом конечных элементов.

Была разработана упрощенная модель электростатического энергоанализатора в среде COMSOL Multiphysics с возможностью варьирования параметров пучка, геометрии прибора (рисунок 1).

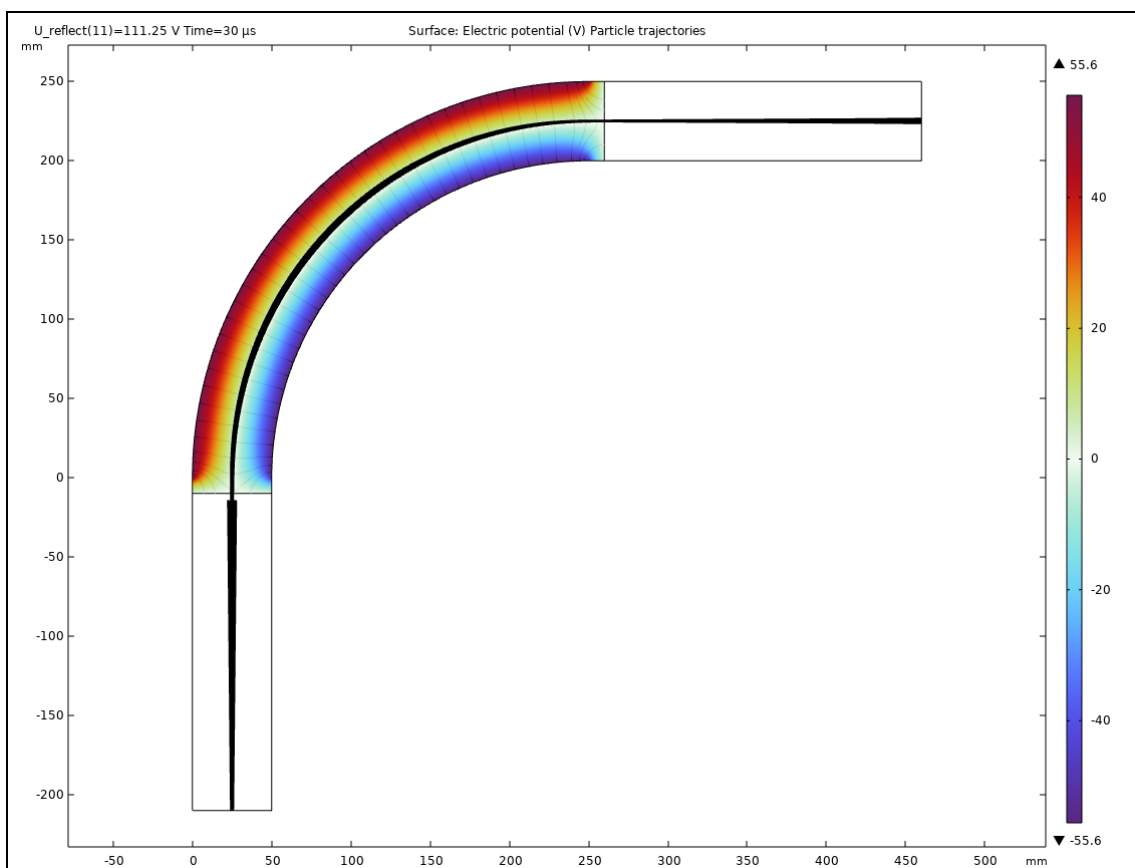
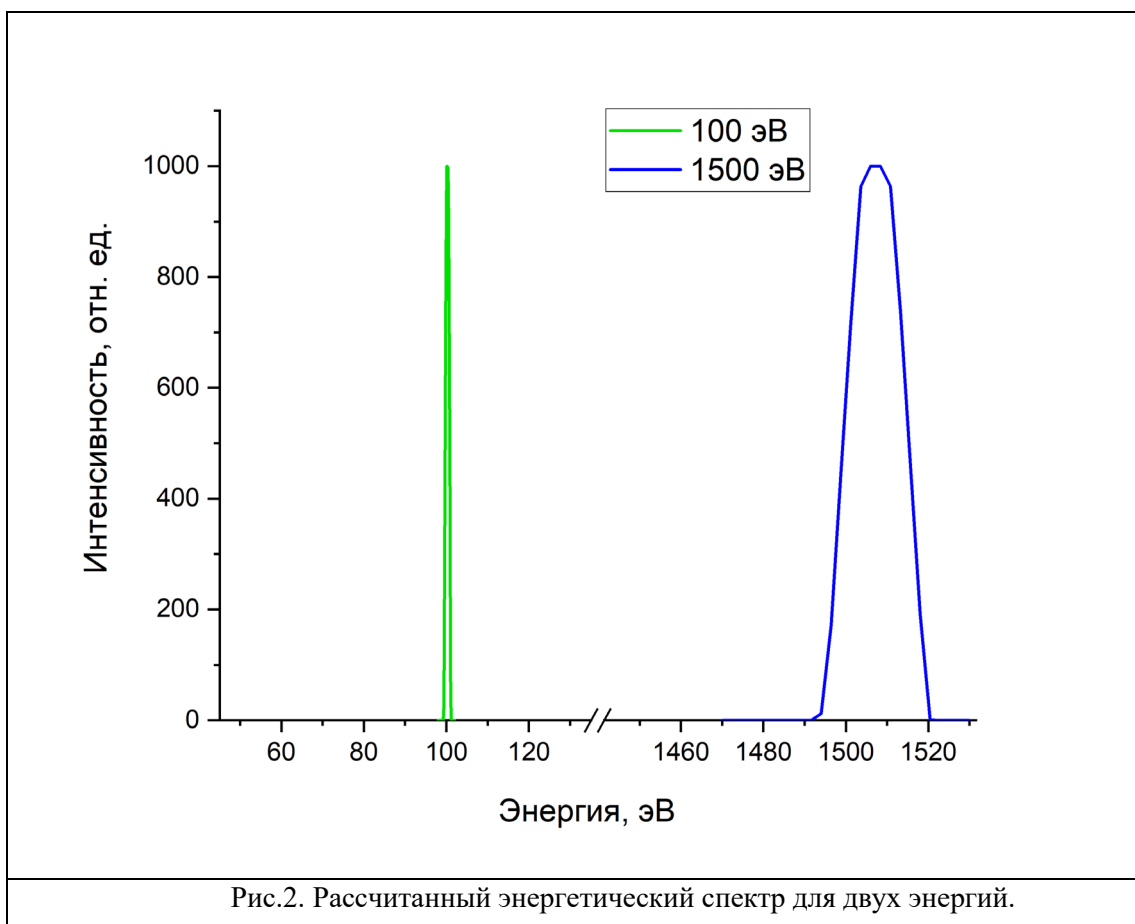


Рис. 1. Геометрия расчетной области, распределение электрического поля между обкладками, траектория однозарядных ионов

Для показанной геометрии исследовались оптическая проницаемость и аппаратная функция для различных параметров. На рисунке 2 показан вычисленный искаженный энергетический спектр моноэнергетичного пучка после прохождения через энергоанализатор, соответствующий геометрии, представленной на рисунке 1.



Данная работа посвящена исследованию влияния на аппаратную функцию геометрических параметров ионно-оптических спектральных приборов численным моделированием.

*Литература:*

1. Hamers E.A.G., van Sark W.G.J.H.M., Bezemer J., Goedheer W.J., van der Weg W.F. On the transmission function of an ion-energy and mass spectrometer // International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes, 1998, Vol. 173, Issues 1–2, p. 91-98
2. Efimov N., Sinelnikov D., Kolodko D., Grishaev M., Nikitin I. On the reconstruction of LEIS spectra after distortion by an electrostatic energy analyzer // Applied Surface Science, 2024, 676,161006
3. Урусов В.А. Восстановление энергетических спектров при анализе потоков заряженных частиц: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 – М., 2012. – 103 с.

4. Голиков Ю. К., Краснова Н. К., Марциновский И. А. Об аппаратной функции электростатических электронных спектрометров // Научное приборостроение, 2011, том 21, № 3, с. 68–82

# РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С $1\text{E}22\text{ Вт/см}^2$

М.А. Алхимова<sup>1</sup>, И.Ю. Скобелев<sup>1</sup>, Т.А. Пикуз<sup>2</sup>, Е.А. Вишняков<sup>3</sup>, А.С. Пирожков<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2 125412, Россия

<sup>2</sup>Institute for Open and Transdisciplinary Research Initiatives, Osaka University,  
Suita, Osaka 565-0871, Japan

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский  
просп. 53, Россия

<sup>4</sup>Kansai Institute for Photon Science (KPSI), National Institutes for Quantum Science  
and Technology (QST), 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto 619-0215, Japan

На сегодняшний день, исследование природы и свойств вещества (плазмы), формируемого под воздействием ультра-интенсивных лазерных импульсов, представляет огромный интерес, как с точки зрения фундаментального знания о природе нашей вселенной, так и с точки зрения практического применения в качестве мощного эмиссионного источника рентгеновского, гамма и корпускулярного излучений в медицинских и прикладных задачах. Для плазмы, формируемой под воздействием высококонтрастного лазерного излучения с интенсивностью  $\sim 10^{21} - 10^{22}\text{ Вт/см}^2$ , характерны малые времена жизни  $\sim 1 - 3\text{ нс}$  в экстремальном состоянии, высокие ГВт-плотности энергии, и температуры порядка 2–5 кэВ. Одним из ключевых методов по исследованию экстремального состояния вещества и его эмиссионных свойств является рентгеновская спектроскопия с высоким спектральным разрешением. Она позволяет измерить основные параметры плазмы, оценить степень ионизации и эффективность преобразования энергии в рентгеновское излучение (энергии 0,5–25 кэВ, диапазон длин волн 0,5–19 Å).

В данной работе представлены результаты по применению рентгеновских методов диагностики для исследования плазмы стальных фольг, формируемой под действием фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью  $\geq 5 \cdot 10^{21}\text{ Вт/см}^2$ , в двух принципиально различных экспериментах. Первый эксперимент был направлен на исследования эмиссионных свойств плазмы, при взаимодействии тонких стальных фольг с

высококонтрастными импульсами. А второй – на создание условий для эффективной генерации высоких гармоник и достижение режима генерации гамма-всплеска, для которых существенны параметры преплазмы.

В обоих экспериментах для измерения параметров плазмы использовались рентгеновские фокусирующие спектрометры (ФСР)[1] на основе сферически-изогнутых кристаллов альфа-кварца. На основе сравнения экспериментальных спектров с результатами атомно-кинетических расчетов спектров многозарядных ионов исследовано влияние, энергии лазерного импульса, величины лазерного контраста, (другими словами – влияние преплазмы), и толщин стальных мишеней на температуру, плотность, ионизационный состав стальной плазмы. При комплексном анализе рентгеновских эмиссионных спектров, измеренных в эксперименте с высоким лазерным контрастом, обнаружен эффект релятивистского просветления лазерной плазмы [2]. Показана возможность формирования в области взаимодействия плазмы с плотностью энергии  $\sim 1 \text{ ГВт/см}^3$  [3]. Эмиссионные характеристики спектров железа использовались также как один из диагностических способов оптимального позиционирования мишеней в области фокусировки лазерного излучения [4].

#### *Литература:*

1. Faenov A.Y. et al. High-performance x-ray spectroscopic devices for plasma microsources investigations // Phys. Scr. IOP Publishing, 1994. Vol. 50, № 4. P. 333–338.
2. Alkhimova M.A. et al. High resolution X-ray spectra of stainless steel foils irradiated by femtosecond laser pulses with ultra-relativistic intensities // Opt. Express. 2017. Vol. 25, № 23. P. 29501.
3. Alkhimova M. et al. Ultrarelativistic Fe plasma with GJ/cm<sup>3</sup> energy density created by femtosecond laser pulses // Matter Radiat. Extrem. 2024. Vol. 9, № 6.
4. Vishnyakov E.A. et al. Metrology for sub-Rayleigh-length target positioning in  $\sim 10^{22} \text{ W/cm}^2$  laser–plasma experiments // High Power Laser Sci. Eng. 2024. Vol. 12. P. e32.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО ИСТОЧНИКА В ИСТОЧНИКЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ SPI

А.С. Ауэзов<sup>1,2</sup>, А.А. Степаненко<sup>2</sup>, К.А. Ившин<sup>1</sup>, А.Н. Соловьев<sup>1</sup>,  
В.В. Фимушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория физики  
высоких энергий, г. Дубна

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва

**1. Введение.** Источник поляризованных ионов SPI предназначен для получения высокоинтенсивных поляризованных пучков дейтронов и протонов и их инъекции в канал транспортировки (LEBT) радиочастотного ускорителя (RFQ) инжекционного комплекса ускорителя Нуклотрон.

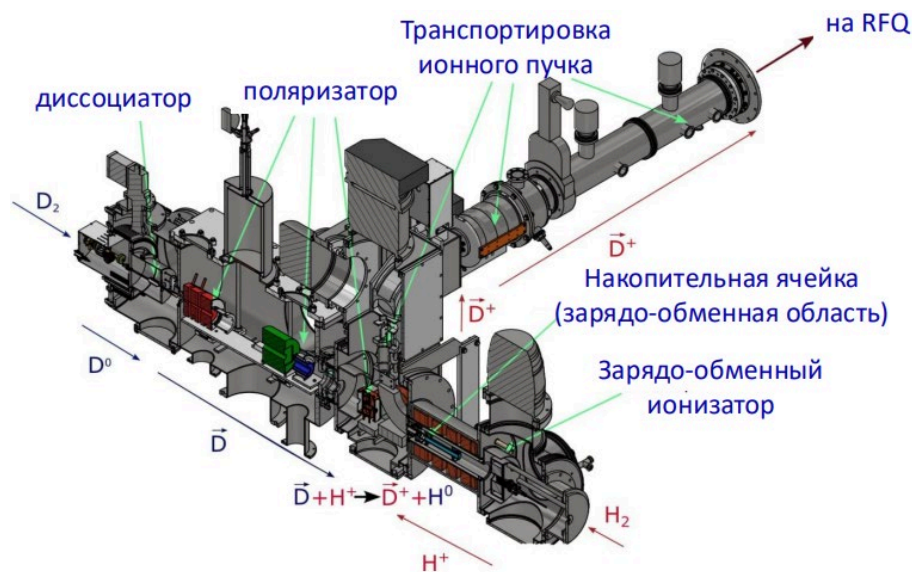


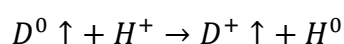
Рис. 1. Источник поляризованных ионов SPI

Источник поляризованных ионов SPI состоит из нескольких частей, показанных на рисунке 1. Диссоциация молекулярного дейтерия  $D_2$  происходит под воздействием высокочастотного разряда. Образующийся атомарный дейтерий истекает через криогенное сопло диссоциатора и с помощью системы сопло-скиммер-диафрагма формируется свехзвуковая струя атомов дейтерия. Проходя через блок секступольных магнитов с высоким градиентом магнитного поля, часть атомов дейтерия, с положительным электронным спином



фокусируются, а с отрицательным спином дефокусируется. Для отбора состояний с определенной проекцией спина ядра по ходу пучка расположены блоки высокочастотных переходов. Тем самым поляризатор обеспечивает необходимый набор поляризаций для водорода и дейтерия.

Поляризованный атомарный пучок поступает в накопительную ячейку, где он взаимодействует с плазмой, создаваемой зарядо-обменным ионизатором (см. рис. 1). В результате зарядообменной реакции поляризованный атомарный пучок превращается в поляризованный ионный пучок.



Сечение данных реакций составляет порядка  $10^{-15} \text{ см}^{-2}$ , что обеспечивает эффективную ионизацию атомарного пучка. Эффективность ионизации составила не менее 10% [1].

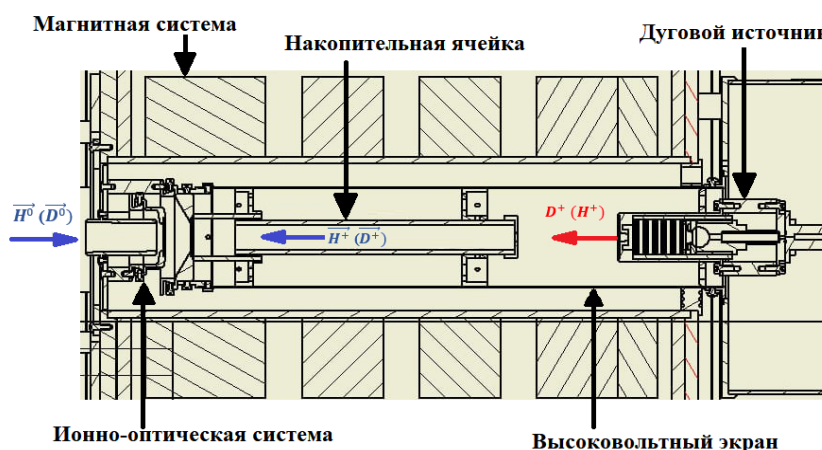


Рис. 2. Зарядо – обменный ионизатор

В накопительной ячейке осуществляется взаимодействие поляризованных атомов с ионами плазмы, что инициирует процесс резонансной перезарядки. Полученные поляризованные ионы направляются к выходной апертуре ионно-оптической системы.

Поток плазмы коллимируется с помощью соленоидального магнитного поля, создаваемого четырьмя катушками, расположенными соосно с ионизатором и накопительной ячейкой. При помощи ионно-оптической системы и поворотных магнитов поляризованные ионы ускоряются и направляются в систему электростатической транспортировки ионного пучка.

## 2. Численное моделирование параметров плазмы дугового источника.

Расчёты и моделирование выполнялись с использованием библиотеки BOUT++ [2], с установлением начальных параметров. Длина и радиус расчёта, внутри которой движется плазма:  $R = 3.6$  см,  $L = 28.6$  см ( $z = 0 \div 0.286$  м). Магнитное поле создается четырьмя катушками, геометрические границы  $z_{1,2}$ , число витков  $N_c$  и полный ток  $I_c$  в которых определены следующим образом:

а) катушка № 1 –  $z_1 = -28$  мм,  $z_2 = 58$  мм,  $N_c^1 = 48$ ,  $I_c^1 = -80$  А.

б) катушка № 2 –  $z_1 = 84$  мм,  $z_2 = 142$  мм,  $N_c^2 = 88$ ,  $I_c^2 = 350$  А.

в) катушка № 3 –  $z_1 = 168$  мм,  $z_2 = 226$  мм,  $N_c^3 = 88$ ,  $I_c^3 = 350$  А.

г) катушка № 4 –  $z_1 = 252$  мм,  $z_2 = 338$  мм,  $N_c^4 = 96$ ,  $I_c^4 = -88$  А.

Средние радиусы всех четырёх катушек были равны  $R_c = 8.85$  см. Радиус сопла дугового источника  $\delta_r = 3.5$  мм. Параметры потока плазмы на выходе из сопла  $n_{nozzle} = 10^{20}$  част./м<sup>3</sup>,  $T_{nozzle} = 5$  эВ,  $V_{nozzle} = 60$  км/с – эквивалентная плотность тока  $j \approx 1$  кА/см<sup>2</sup>. Плотность и температура окружающей среды:  $n_{amb} = 4,2 \cdot 10^{16}$  част./м<sup>3</sup>,  $T_{amb} = 0.03$  эВ. Показатель политропы для плазмы совпадает с показателем адиабаты,  $\gamma = 5/3$ . В качестве рабочего вещества использовался дейтерий, массовое и зарядовое числа ионов  $A = 2$ ,  $Z = 1$ . Время расчёта равно длительности импульса плазмы  $t_p = 140$  мкс. Время выхода дугового источника на рабочий режим полагается много меньшим  $t_p$  [3].

Расчет параметров плазмы производился с использованием уравнений непрерывности, баланса энергии и движения ионов плазмы:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

$$m_i n \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = -\nabla [n(T_i + T_e)] - 0.71 n \nabla T_e - m_i n \omega_{ci} \mathbf{V} \times \mathbf{b}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T + (\gamma - 1) T \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (4)$$

Граничные условия на стенках:  $V_n = 0$ ,  $\partial_n f = 0$ .

Граничные условия в области свободного течения (отверстия и каналы):

$$\partial_n V_n = 0, \partial_n f = 0.$$

Сопло дугового источника:  $V_z(r, 0, t) = V_0$ ,  $V_r(r, 0, t) = V_\theta(r, 0, t) = 0$ ,

$$n(r, 0, t) = n_0 H(r_{nozzle} - r), T(r, 0, t) = T_0 H(r_{nozzle} - r).$$

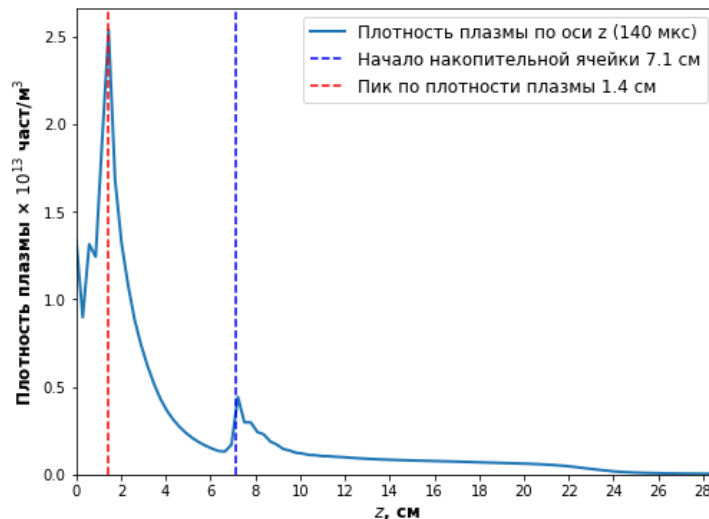


Рис. 3. Распределение плотности плазмы по оси z от плазматрона

Ось z – горизонтальная ось, указывает на расстояние от сопла дугового источника. При 1,4 см плотность плазмы максимальна и резко снижается, указывая на быструю диффузию или расширение плазмы по мере удаления от сопла. Накопительная ячейка начинается на расстоянии 7,1 см от сопла плазматрона, где наблюдается небольшой локальный пик, что может свидетельствовать о взаимодействии с накопительной ячейкой или особенностях потока плазмы в этой зоне.

В работе исследованы механизмы, влияющие на распределение параметров плазмы, перенос плазмы, а также определены пути повышения степени ионизации атомарного пучка и сохранение поляризации при изменении начальных параметров и переменных.

*Литература:*

1. Belov A.S., Esin S.K., Kubalov S.A., Kuzik V.E., Stepanov A.A., Yakushev V.P. Pulsed high-intensity source of polarized protons // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1987, т. 255, № 3, с. 442–459.
2. Dudson B.D., Umansky M.V., Xu X.Q., Snyder P.B., Wilson H.R. BOUT++: A framework for parallel plasma fluid simulations // Computer Physics Communications, 2009, т. 180, № 9, с. 1467– 1480.
3. Лебедев В. А., Зеленский А. Н., Белов А.С. и др. Поляризованные источники, поляриметрия, спиновая физика высоких энергий. Дубна: ЛФВЭ ОИЯИ, 2024. Режим доступа: <https://indico.jinr.ru/event/4981> (Дата обращения: 16.11.2024).

# РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРА ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ

Е.О. Баронова

НИЦ “Курчатовский институт”, Москва 123182, Россия, [baronova04@mail.ru](mailto:baronova04@mail.ru)

## Введение

Разработано и опробовано оборудование для изучения поляризации рентгеновского излучения импульсной плазмы: трехкристальный спектрометр и однокристалльный поляриметр. Обсуждены сравнительные характеристики и перспективы использования в диагностике плазмы.

Поляризационный анализ излучения плотной плазмы является относительно новым направлением развития рентгеновской спектроскопии, в котором особое внимание уделяется разработке методологии измерений. Изучение поляризации излучения импульсной плазмы очень важно с точки зрения получения информации о процессах, происходящих в плазме, уточнения области применения существующих и развития новых методов диагностики плазмы [1]. Настоящая работа посвящена развитию методов измерения поляризации линейчатого рентгеновского излучения точечных импульсных источников, таких как вакуумная искра, х-пинчи, плазменные фокусы, лазерная плазма и т.д.

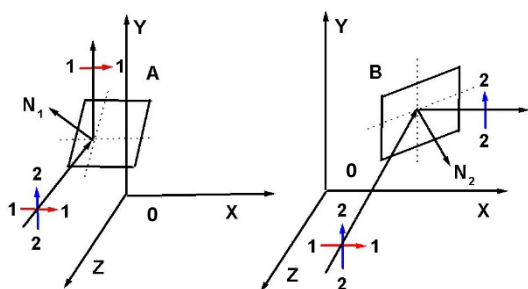


Рис.1. Схема измерения поляризации.

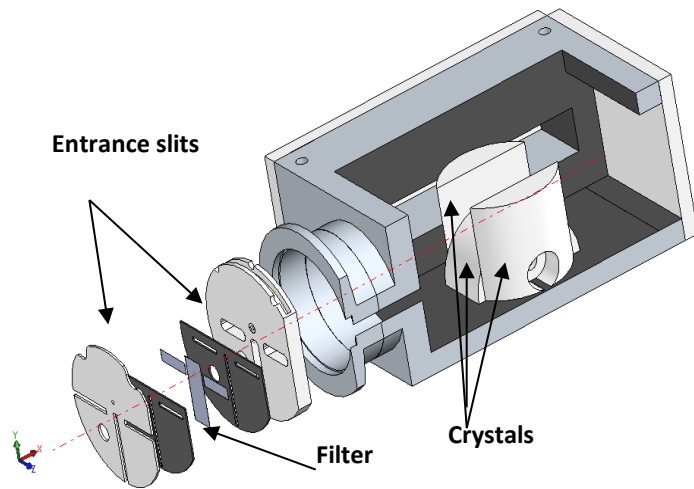
Поляризационные измерения в рентгеновской области спектра основаны на дифракционных свойствах кристаллов, согласно которым интегральный коэффициент отражения от идеального кристалла  $P_D$  для симметричного случая выражается формулой:

$$P_D = (16/3\pi)(e^2/mc^2)(d^2/V) \operatorname{tg} \theta_{BK} |F_{hkl}| \quad (1)$$

где  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона,  $\lambda$  – рассматриваемая длина волны,  $\theta_B$  – угол Брэгга, удовлетворяющий условию  $2d \sin \theta_B = k\lambda$ ,  $d$  – расстояние между атомными плоскостями,  $k$  – порядок отражения,  $F_{hkl}$  – структурный фактор для  $hkl$  отражения,  $V = 112, \text{ \AA}^3$  – объем единичной ячейки кварца,  $K = (1 + |\cos 2\theta_B|)/2$  – поляризационный фактор для

естественно поляризованных лучей.  $K = 1/2$  для  $\sigma$ -компоненты и  $K = |\cos 2\theta_B|/2$  для  $\pi$ -компоненты. Из уравнения (1) следует, что при  $\theta_B = 45^\circ$  отражается только  $\sigma$ -компонента и кристалл работает как поляризатор.

Мы определяем *поляриметр* как прибор, который выделяет из анализируемого

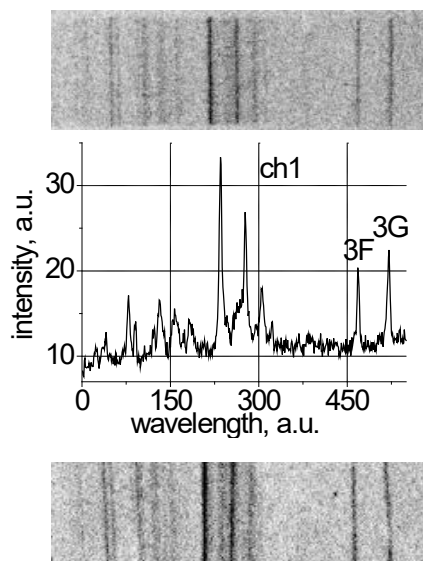


излучения две взаимно перпендикулярно поляризованные компоненты с одинаковой эффективностью. В то время как *поляризатор* - это прибор, который пропускает или отражает только одну компоненту поляризации. Поляриметром может служить совокупность двух

Рис.2. Трехкристальный спектрометр.  $\Delta\lambda=1-15 \text{ \AA}$

перпендикулярно-

ориентированных поляризаторов, как это показано на рис.1, либо один кристалл, вырезанный определенным образом [2,3,4]. Отметим, что измерения поляризации



проводятся и с помощью одного вращающегося кристалла-поляризатора [5], однако, для измерения поляризации излучения импульсной плазмы с невоспроизводимыми параметрами нужно использовать схему с двумя поляризаторами или однокристальный рентгеновский поляриметр.

В данной работе представлены два типа приборов, разработанные для исследования поляризации рентгеновских спектров импульсной плазмы: трехкристальный рентгеновский спектрометр с выпуклыми кристаллами (оптическая схема де-Бройля) и однокристальный рентгеновский спектрополяриметр.

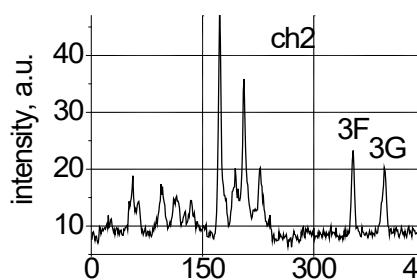


Рис.3. Спектр CuXX-CuXXI в двух каналах поляриметра.

На рис.2 изображен рентгеновский спектрометр с тремя выпуклыми кристаллами слюды [6] и системой входных щелей, обеспечивающих облучение рабочей зоны каждого кристалла. Данный спектрометр может работать как поляриметр для длин волн, удовлетворяющих условию  $2d\sin\theta = k\lambda$ ,  $\theta=45^\circ$ , так как в нем имеются два кристалла со взаимно-

перпендикулярно ориентированными плоскостями дисперсии. Результаты, зарегистрированные с помощью третьего кристалла, могут быть использованы для получения дополнительной информации об источнике. С помощью этого прибора (слюда,  $2d=19.98\text{\AA}$ ) поляризационный анализ может быть проведен для  $\lambda=14.12\text{\AA}$  в первом порядке отражения,  $\lambda=7.06\text{\AA}$  во втором порядке отражения,  $\lambda=4.71\text{\AA}$  в третьем порядке,  $\lambda=3.53\text{\AA}$  в четвертом порядке,  $\lambda=2.82\text{\AA}$  в пятом порядке,  $\lambda=2.35\text{\AA}$  в 6 порядке,  $\lambda=2.02\text{\AA}$  в 7 порядке,  $\lambda=1.75\text{\AA}$  в 8 порядке,  $\lambda=1.57\text{\AA}$  в 9 порядке,  $\lambda=1.41\text{\AA}$  в 10 порядке. В спектрографе имеется возможность получения изображения плазмы в рентгеновских лучах с помощью камеры обскуры, отверстие которой расположено на входном окне выше системы трех щелей. Преимуществом данного вида поляриметра является широкий диапазон одновременно регистрируемых длин волн, идентичность направлений регистрации для трех кристаллов, простота настройки, возможность осуществления перекрестной проверки результатов, полученных тремя кристаллами.

Имеются также два основных недостатка: i) предметом исследований могут быть только точечные источники, так ширина линии зависит от геометрического размера источника, ii) отражательные свойства кристаллов слюды сильно меняются от образца к образцу (в отличие от кварца, например, поэтому необходим тщательный отбор кристаллов, применяемых для поляризационного анализа).

На рис.3 представлены спектры L- оболочки меди, эмитированные точечным источником, зарегистрированные в одном выстреле на установке х-пинч с разрядным током 80 кА. Очевидно, что имеется различие в относительных интенсивностях линий 3G и 3F, отраженных при угле Брэгга, близком к  $45^\circ$ . А именно: в канале ch1 интенсивность линии 3G превышает интенсивность линии 3F, в канале ch2 наблюдается обратное соотношение. Данный эффект может быть связан с поляризацией спектра. Для корректной оценки степени поляризации зарегистрированного спектра необходимо установить идентичность отражательных характеристик обоих кристаллов в данном

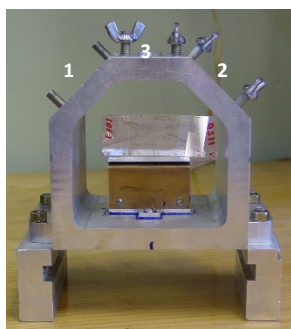


Рис.4. Рентгеновский поляриметр.

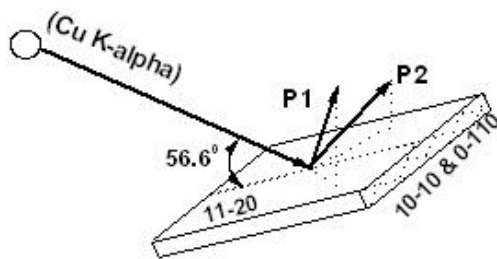


Рис.5. Схема эксперимента по проверке принципа действия поляриметра.

диапазоне длин волн.

В работе [2,3,4] предложен принцип действия однокристалльного рентгеновского спектрополяриметра, диспергирующим элементом которого является специальным

образом вырезанный кристалл кварца. Принцип работы поляриметра предложен в [2,3,4] и состоит в том, что две серии идентичных атомных плоскостей (например 1010), ориентированные под углом  $120^\circ$  друг к другу, отражают обе ( $\pi$  и  $\sigma$ ) поляризационные

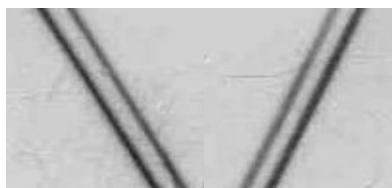


Рис.6. Перпендикулярно-поляризованные линии спектра

компоненты (P1 и P2 на рис.5). Эти плоскости расположены внутри одного кристалла, так что идентичность отражательных характеристик очевидна, и обе компоненты поляризации отражаются с одинаковым коэффициентом отражения.

На рис.4 изображена камера однокристалльного рентгеновского спектрополяриметра, состоящая из входного окна, трех выходных окон, оптического стола для крепления диспергирующего

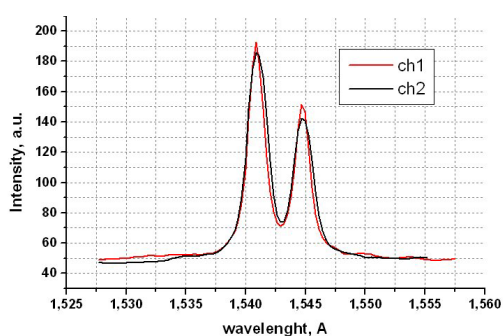


Рис.7. Денситограмма спектра в каналах поляриметра

элемента - плоского кристалла кварца. На рис.5 дана оптическая схема прибора и указано направление падающего излучения. Характеристическое излучение рентгеновской трубки  $K_{\alpha 1,2}$  Cu, отраженное в четвертом порядке (угол Брэгга  $\theta_B = 46.4^\circ$ ) от 1010 среза кварца, регистрировалось в двух выходных каналах поляриметра, фиксирующих обе компоненты

поляризации. Показано, что прибор успешно выделяет две поляризованные компоненты с практически одинаковыми коэффициентами отражения. Прибор продемонстрировал высокое спектральное разрешение  $\delta\lambda/\lambda < 2 \cdot 10^{-3}$ , см. рис.6,7.

Применение данного поляриметра является наиболее корректным способом исследования поляризации рентгеновских линий, эмитируемых импульсной термоядерной плазмой. Подобные исследования несут информацию о наличии направленных электромагнитных полей, анизотропии функции распределения электронов по скоростям. Кроме этого, наличие поляризации излучения диагностических линий может внести существенные коррективы в методы измерения температуры и плотности термоядерной плазмы. Использование однокристалльного поляриметра при исследованиях стационарных источников позволит оптимизировать измерения и снизить их цену. Важно иметь в виду, что полученное поляризованное излучение расширяет возможности рентгеновской литографии и флуоресцентного анализа. Исследуются следующие возможности расширения области применения поляриметра: использование в области более высоких энергий и использование фокусирующих кристаллов.

#### Литература

1. E.O.Baronova and M.M.Stepanenko, in *Plasma Polarization Spectroscopy*, edited by T.Fujimoto and A.Iwamae (Springer, New York, 2007).
2. E.O.Baronova and M.M.Stepanenko, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, 45, 1113 (2003).
3. E.O.Baronova, M.M.Stepanenko, and A.M.Stepanenko, *Review of Scientific Instruments*, 79, 1 (2008).
4. Патент РИЦ КИ № 2322684 (Бюл. №11,20.4.2008).
5. Qun Shen, Finkelshtein K.D., *Phys.Rev.* 1992. V. **B45**. P.5075.
6. E.O.Baronova, Bucher, D. Haas,D. Fedin, A.Stepanenko,F.Beg,*Rev.Sci.Instrum*, 77,1,2006.



## НОВАЯ МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ФРЭЭ В РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ В ГЕЛИИ

А.В. Бернацкий<sup>1</sup>, И.И. Драганов<sup>1,2</sup>, Н.А. Дятко<sup>1,3</sup>, И.В. Кочетов<sup>1,3</sup>,  
В.В. Лагунов<sup>1</sup>, В.Н. Очкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

<sup>3</sup> Государственный научный центр РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Троицк, Россия

Для установления функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в плазме традиционно используют метод зондов Ленгмюра. Для этого необходимо получить вторую производную вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда [1-3]. Если раньше для этого использовали аналоговые дифференцирующие схемы, то сейчас, зачастую, дифференцирование измеренной ВАХ производится численными методами, а сама ВАХ регистрируется в цифровом виде. Последний подход осложняется тем, что измеренная ВАХ может быть сильно зашумлена, в связи с чем необходимо предварительно или в процессе дифференцирования применять сглаживающие фильтры, что, в свою очередь, может вносить дополнительную неопределенность в результат. В литературе обсуждается использование различных сглаживающих фильтров, но наиболее часто в зондовой диагностике используются фильтры Savitzky-Golay (SG) [4] и Blackman (BM) [5]. Преимущество какого-либо из указанных фильтров неочевидно. Например, в [6] утверждается, что фильтр SG позволяет с большей достоверностью определить ФРЭЭ в области низких энергий, в то время как BM лучше подходит для определения высокоэнергичного "хвоста" ФРЭЭ. Помимо выбора самого фильтра важным моментом является выбор его параметров. Для фильтра SG это ширина окна  $\Delta U^{SG}$  и степень полинома  $n^{SG}$ , для BM – ширина окна  $\Delta U^{BM}$ .

В рамках данной работы мы предлагаем метод, в котором разные участки ВАХ обрабатываются с использованием разных значений параметров фильтра SG или BM. Приводится сравнение экспериментальных ФРЭЭ ( $f_{SG}$  и  $f_{BM}$ ), полученных с использованием разных фильтров, и расчетной ФРЭЭ ( $f_c^{dist}$ ).

Зондовые измерения проводились вдоль оси X разряда (40 mm) с полым вольфрамовым катодом ( $100 \times 50 \times 10 \text{ mm}^3$ ) и сетчатым стальным анодом ( $100 \times 10 \text{ mm}^2$ ) при давлении 2.3 mbar в He с использованием оригинальной зондовой системы [2, 3]. Координата  $x=0 \text{ mm}$  – катод,  $x=40 \text{ mm}$  – анод. В измерениях использовался цилиндрический зонд радиусом  $r=30 \text{ }\mu\text{m}$ , длиной  $l=2 \text{ mm}$ . Как было показано в [7], при таких размерах искажения ВАХ зонда в следствие "эффекта стока" электронов на зонд и конечного сопротивления плазмы незначительны. В качестве держателя зонда использовался кварцевый капилляр с внешним радиусом  $R=115 \text{ }\mu\text{m}$ . Расстояние между проволокой зонда и внутренней поверхностью держателя составляло  $22.5 \text{ }\mu\text{m}$ , что меньше радиуса Дебая для настоящих экспериментальных условий ( $r_D \approx 100 \text{ }\mu\text{m}$ ). Согласно [8], такой держатель вносит незначительные искажения в результат измерений.

Определение потенциала плазмы  $U_p$  возможно разными методами [9], в частности, по нулю второй производной ВАХ или по напряжению, при котором шум ВАХ зонда имеет максимальное значение. В последнем случае определение потенциала не зависит от параметров обработки сигнала с зонда. В [9] было также показано, что можно подобрать такие значения параметров фильтра SG, при которых значение  $U_p$ , определенное по нулю второй производной ВАХ, совпадает со значением потенциала, определенным по максимуму шума ВАХ.

В рассматриваемых условиях (разряд с полым катодом в He) можно ожидать, что "хвост" функции распределения будет резко спадать при  $u \approx 20 \text{ eV}$ , так как энергия возбуждения нижнего электронного уровня этого атома He составляет  $19.8 \text{ eV}$ .

Принимая во внимание вышесказанное, мы предлагаем метод получения ФРЭЭ, путем обработки разных участков ВАХ зонда фильтрами (SG или BM) с разными значениями их параметров:

(а) для получения низкоэнергетичной части ФРЭЭ использовать такое значение параметров фильтра SG (или BM), при котором потенциал плазмы, определенный по нулю второй производной, совпадает с потенциалом плазмы, рассчитанным по максимуму шумов измеренной ВАХ зонда;

(б) для получения высокоэнергичной части ФРЭЭ использовать такое значение параметров фильтра SG (или ВМ), при котором «хвост» функции распределения резко спадает при  $u \approx 20$  eV;

(в) для "сшивки" участков ФРЭЭ, полученных в вариантах (а) и (б), возможно использовать участок одной (или нескольких) функций, полученный с использованием параметров фильтра SG (или ВМ) значения которых лежат между таковыми при (а) и (б).

Пример использования такой процедуры для фильтра ВМ представлен на рис. 1. Результирующая ФРЭЭ формируется из трех участков: Range 1 – получен по критерию (а); Range 2 – по критерию (б); Range 3 – по критерию (в).

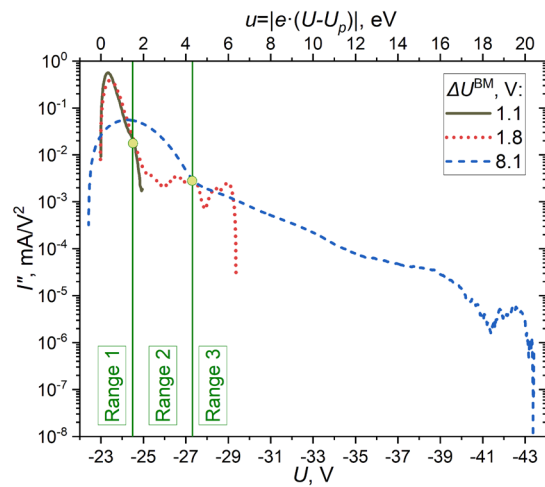


Рис.1. Вторые производные ВАХ, полученные при разных значениях  $\Delta U^{\text{BM}}$  и использованные для получения ФРЭЭ. Точки – места "сшивки". ( $x=10$  mm).

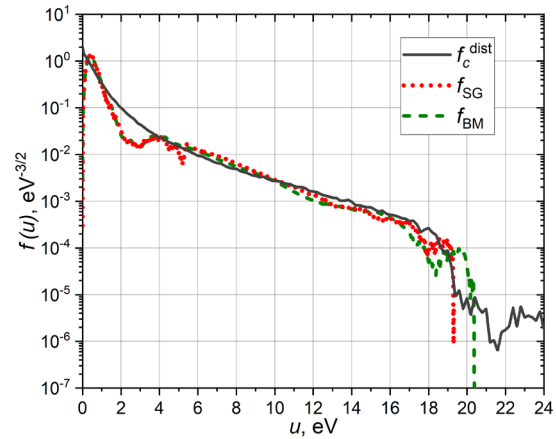


Рис.2. Функции распределения  $f_{\text{SG}}(u)$  и  $f_{\text{BM}}(u)$ , полученные из измеренной ВАХ с использованием фильтров SG и ВМ.  $f_c^{\text{dist}}(u)$  – теоретическая ФРЭЭ. ( $x=10$  mm).

На рис. 2 приводится сравнение экспериментальных ФРЭЭ  $f_{\text{SG}}$  и  $f_{\text{BM}}$ , полученных предлагаемым методом с использованием разных фильтров. Функции  $f_{\text{SG}}$  и  $f_{\text{BM}}$  хорошо совпадают в области 0-19 eV. При этом диапазон изменения ФРЭЭ в этой области составляет 4 порядка. При  $u > 19$  eV обе функции резко спадают, что качественно соответствует физическим представлениям о формировании ФРЭЭ в рассмотренных экспериментальных условиях и поведению модельной  $f_c^{\text{dist}}$ , рассчитанной для этих условий. Все ФРЭЭ на рис. 3 нормированы условием:

$$\int_0^{\infty} \sqrt{u} f(u) = 1. \quad (1)$$

ФРЭЭ  $f_c^{\text{dist}}$  получалась следующим образом. Сначала в рамках моделирования методом Монте-Карло рассчитывалась ФРЭЭ  $f_c$ . Подробно техника моделирования приводится в [8]. Необходимые для расчета значения напряженности электрического поля  $E(x)$  определялись по зависимости  $U_p(x)$ , измеренной по максимуму шума ВАХ. Функция  $f_c^{\text{dist}}$  получалась путем "искажения" рассчитанной  $f_c$  за счет эффектов "стока" электронов на зонд и конечного сопротивления плазмы. Используемые алгоритмы расчета "искажений" подробно описаны в [7]. Необходимые для расчета параметры – радиус зонда, длина его проводящей части, расположение зонда по отношению к опорному электроду, плотность газа, концентрация электронов, средняя энергия электронов – были взяты из экспериментальных данных.

*Литература:*

1. H.M. Mott-Smith, I. Langmuir // Physical Review. 1926 V. 28, P. 727-763.  
<https://doi.org/10.1103/physrev.28.727>
2. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin // Vacuum. 2020, V. 180, 109616.  
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616>
3. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin // Vacuum. 2022, V. 206, 111514.  
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111514>
4. A. Savitzky, M.J.E. Golay // Analytical Chemistry. 1964, V. 36, P. 1627-1639.  
<https://doi.org/10.1021/ac60214a047>
5. R.B. Blackman, "Linear data-smoothing and prediction in theory and practice" (Addison-Wesley, 1965)
6. H.-J. Roh, N.-K. Kim, S. Ryu, S. Park, S.-H. Lee, S.-R. Huh, G.-H. Kim // Current Applied Physics. 2015, V. 15, P. 1173-1183.  
<https://doi.org/10.1016/j.cap.2015.07.003>
7. A.V. Bernatskiy, I.I. Draganov, N.A. Dyatko, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2024, V. 44, P. 651-666.  
<https://doi.org/10.1007/s11090-023-10378-z>
8. A.V. Bernatskiy, I.I. Draganov, N.A. Dyatko, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin // Vacuum. 2024, V. 226, 113338. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113338>
9. A.V. Bernatskiy, I.I. Draganov, I.V. Kochetov, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin // Vacuum. 2024, V. 225, 113279. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2024.113279>

## **РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТНОМ СОПЛЕ МАКЕТА БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ**

Брагин Е.Ю., Бобырь Н.П., Бунин Е.А., Гусев С.С., Егорова Е.Н., Казеев М.Н., Камин Д.В., Козлов В.Ф., Костриченко И. А., Кутузов Д.С., Коробцев С.В., Косарев А. А., Костриченко И.А, Пименов Д.Л., Пчелинцев П.С., Спицын А.В., Сухов А.Е., Трубицына Т.А., Чечуро В.В., Шуровский Д.О., Янченков С.В., Жильцов В.А.

*НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва, РФ, [bragin\\_ey@nrcki.ru](mailto:bragin_ey@nrcki.ru)*

В НИЦ «Курчатовский институт» проводятся исследования в поддержку создания отечественного безэлектродного плазменного ракетного двигателя (БПРД). Одна из решаемых задач заключается в исследовании физических процессов, протекающих в магнитном сопле БПРД, в частности, ускорения и срыва истекающего плазменного потока с силовых линий неоднородного магнитного поля [1].

Магнитное сопло можно разделить на три области [2]. Первая область находится в горловине магнитного сопла, и здесь необходимо определять, в какую компоненту плазмы вкладывается ВЧ энергия, а также радиальные распределения параметров плазменного потока на входе в магнитное сопло. Вторая область представляет собой всю оставшуюся часть магнитного сопла. В этой области требуется строить двухмерные карты всех параметров плазменного потока, прослеживая эволюцию этих параметров по мере расширения плазменного потока в магнитном сопле. Третья область находится на расстоянии от горловины сопла, гарантирующем срыв плазменного потока с силовых линий магнитного поля. Здесь измеряется итоговая функция распределения ионов по энергиям, создаваемая двигателем тяга и угол срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля.

Разработан диагностический комплекс для исследования плазменных процессов в магнитном сопле. В его состав входят: диамагнитная катушка (изменение энергосодержания плазменного потока), подвижные зонды (двухмерные карты параметров плазмы – электронной температуры и плотности, плазменного потока) и специальные (функция распределения ионов по вращательной энергии) зонды, оптическая эмиссионная спектроскопия (радиальные распределения электронной температуры, плотности и состава плазмы, степени ее ионизации), лазерно-индуцированная флюоресценция (радиальное распределение плотности плазмы), СВЧ интерферометр (эволюция во времени линейной плотности плазмы), сеточный и электростатический анализаторы (локальная функция распределения ионов по энергиям), тензометрический тягомер (локальная плотность тяги, создаваемая двигателем тяга), угломер (локальный угол движения ионов плазменного потока, угол срыва плазменного потока с силовых линий магнитного поля), а также обсуждается возможность использования других диагностик.

Данный диагностический комплекс позволяет проводить необходимые исследования во всех трех областях магнитного сопла и может быть рассмотрен в качестве типового комплекса для исследования физических процессов в магнитном сопле БПРД.

*Литература:*

1. В.А. Жильцов, В.М. Кулыгин. Термояд и космос. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3.
2. E. Yu. Bragin,, E. A. Bunin, S. S. Gusev, V. A. Zhil'tsov, M. N. Kazeev, D.V., Kamin, V. F. Kozlov, S. V. Korobtsev, I. A. Kostrichenko, D. S.Kutuzov,A.V. Spitsyn, A. E. Sukhov,D. O. Shchurovskii, and S. V. Yanchenkov. Development of a Diagnostic System for Studying Plasma Processes in the Magnetic Nozzle of an Electrodeless Plasma Rocket Thruster Prototype. ISSN 0020-4412, Instruments and Experimental Techniques, 2024, Vol. 67, No. 4, pp. 742–754. © Pleiades Publishing, Ltd., 2024

# ТЕПЛОВОЙ АНАЛИЗ В ЗАЩИТНОМ КОРПУСЕ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР ДЛЯ ПРОВЕРКИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ВИДЕОКАМЕР

М.Ю. Бuzмаков<sup>1,2</sup>, К.Ю. Вуколов<sup>1,2</sup>, Д.К. Вуколов<sup>1</sup>, Е.Н. Андреев<sup>1</sup>,  
А.В. Горшков<sup>1</sup>, Г.М. Асадулин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Спектроскопия водородных линий (СВЛ) – диагностика, предназначенная для регистрации и анализа спектральных линий изотопов водорода (D и T), а также примесей (W и V) в видимой области спектра (450÷700 нм) вблизи первой стенки на установке ИТЭР. Основными задачами диагностики являются: определение момента перехода в *H*-моду, контроль изотопного состава плазмы на периферии шнура, а также измерение уровня рециклинга атомов водорода со стенки [1]. Диагностический комплекс СВЛ располагается в двух экваториальных портах № 11 (ЭП11) и № 12 (ЭП12) и состоит из трех каналов наблюдения, которые обеспечивают полоидальный обзор всей стенки камеры. Два канала, расположенные в 11 порту, обозревают нижнюю и верхнюю часть внутренней стенки камеры, а канал в 12 порту – тангенциально внешнюю часть стенки с частичным захватом внутренней.

Световой поток поступает из плазмы через входной зрачок на сферическое зеркало М1, которое отражает излучение на плоское зеркало М2. Зеркала крепятся к общему корпусу, образуя узел входных зеркал (УВЗ). В УВЗ также интегрирована система очистки зеркал, основанная на ионном распылении в сеточном полом катоде в разряде постоянного тока [2]. Отражаясь от зеркала М2, световой пучок попадает в узел промежуточных зеркал (УПЗ), состоящий из двух плоских зеркал М3 и М4. Они образуют перископическую систему, создавая своеобразный лабиринт для нейтронов и гамма-квантов, тем самым снижая радиационные нагрузки на элементы конструкции после УПЗ [3]. Далее излучение выводится в атмосферную часть диагностики через вакуумное окно. В ячейке порта расположен оптический стол СВЛ, в котором свет разделяется на

несколько частей: одна часть передается на вход видеокамер, а другая транслируется в диагностический зал на спектрометры по оптоволоконному коллектору. На рис. 1 представлены основные компоненты диагностики СВЛ в ЭП12. Желтым цветом показан ход световых пучков.

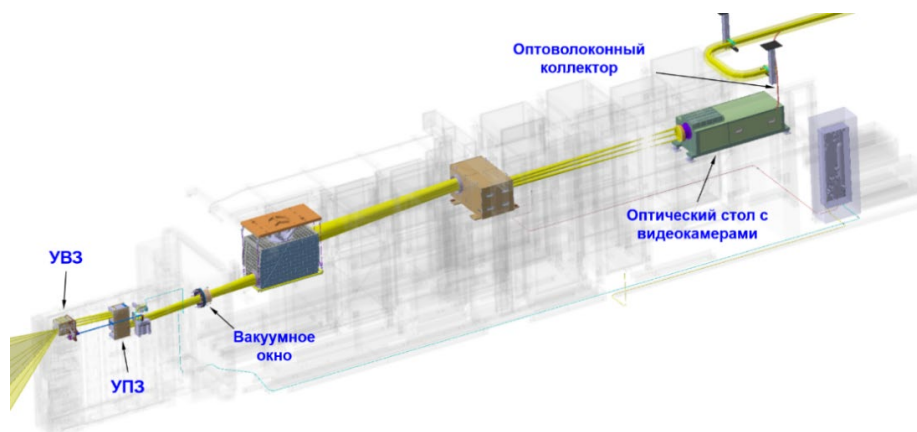


Рис.1. Основные компоненты диагностики СВЛ в ЭП12

Кроме СВЛ в ЭП12 расположено три канала диагностической системы широкоугольного обзора (Wide angle view system – WAVS). Оптические столы WAVS и СВЛ располагаются в общем защитном корпусе, предназначенном для снижения радиационной нагрузки на регистрирующую аппаратуру. Каждый канал WAVS оснащен двумя водно-охлаждаемыми ИК-видеокамерами и двумя воздушно-охлаждаемыми видеокамерами, работающими в видимом диапазоне. В канале СВЛ в ЭП12 планируется использовать пять видеокамер PCO Edge 5.5 CLHS с воздушным охлаждением, энергопотреблением 32 Вт и рабочим диапазоном температур  $(10\div 40)$  °С [4]. Тепловыделение работающих видеокамер может привести к превышению допустимой температуры воздуха внутри защитного корпуса, в связи с чем возникает необходимость ее оценки и выбора способа охлаждения видеокамер СВЛ. Так как максимальная температура окружающего корпус воздуха не превышает 35 °С, то нагрев воздуха внутри него не должен превышать  $\Delta T \leq 5$  °С. В работе принято допущение, что камеры СВЛ расположены внутри корпуса в изолированном отсеке. Тепловыделение, вызванное гамма-излучением в области расположения видеокамер, составляет  $\sim 10^{-7}$  Вт/см<sup>3</sup> [5], и в расчете не учитывалось.

Вначале проводилось макетирование для экспериментальной оценки температуры воздуха. В качестве источников тепла выступал набор резисторов суммарным сопротивлением 5,4 Ом и мощностью тепловыделения 154 Вт, что соответствует суммарному энергопотреблению пяти видеокамер. Резисторы



были помещены в коробку, соразмерную отсеку диагностики СВЛ в защитном корпусе. Температура контролировалась двумя датчиками температуры – внутри и вне коробки. Измерения проводились для трех вариантов расположения стоков тепла в течение (40÷60) минут. Требования нагрева воздуха  $\Delta T \leq 5$  °С внутри коробки удалось достичь при использовании охлаждающего вентилятора.

С целью верификации метода численного моделирования проведен расчет методом конечных элементов, основанный на результатах эксперимента. Суть задачи состояла в определении полей температуры в замкнутом объеме с источниками тепла, охлаждаемыми конвективным способом. Для описания конвективного теплообмена использовалось приближение Буссинеска. Данная модель включает уравнение Навье-Стокса, уравнение теплопроводности и уравнение несжимаемости. В модели также принимается допущение о линейной зависимости плотности среды от температуры. Для получения решения использовалась физическая связка модулей вычислительной гидродинамики и теплообмена. В результате моделирования как естественной, так и вынужденной конвекции (с вентилятором на приток воздуха) изменение температуры воздуха не превышало  $\Delta T \leq 5$  °С, что соответствует результатам эксперимента, а значит подтверждает правильность метода расчета.

#### *Литература:*

1. Вуколов К.Ю., Зимин А.М., Тройнов В.И. Спектроскопия водородной плазмы: учебное пособие. М: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2020, 126 с.
2. Андреев Е.Н., Орловский И.И., Алексеев А.Г., Морозов А.А. Оценка скорости деградации внутрикамерных зеркал диагностики «Спектроскопия водородных линий» в ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып.3, с. 13-24.
3. Афанасенко Р.С., Вуколов К.Ю., Вуколов Д.К., Морозов А.А. Роль нейтронных расчетов в разработке оптических диагностик ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып.3, с. 5-23.
4. pco.edge 5.5 CLHS Datasheet // Excelitas Technologies URL: <https://www.excelitas.com/product/pcoedge-55-clhs-scmos-camera>.
5. Juarez R., De Pietri M., Kolsek A. D12-3 - Determination of quantities in EP#12 during machine operation — ITER\_D\_Y86UAJ, version 1.0.

# ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ АСИММЕТРИЧНОГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ НА ТРАНСПОРТ РАСПЫЛЕННОГО МАТЕРИАЛА

Д.А. Бутняков<sup>1</sup>, И.А. Сорокин<sup>1,2</sup>, Д.В. Колодко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>. *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

<sup>2</sup>. *Фрязинский филиал государственного бюджетного учреждения науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской Академии Наук, Фрязино, Московская область, 141190, Россия*

В работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования процессов осаждения тонких металлических пленок в форвакуумных ионно-плазменных распылительных системах (ФРС) на примере оригинальной [1] распылительной системы, основанной на эффекте полого катода с дополнительным смещением напряжения на мишени [2]. Поскольку на данный момент в литературе [3-5] отсутствуют строгие критерии применимости реализуемого в рассматриваемом случае диффузного режима переноса материала, а также комплексно не рассматривается влияние отдельных внешних факторов на профили осаждаемых пленок, данная задача представляется актуальной для предсказания качества и физических параметров осаждаемых металлических покрытий.

В рамках ранее проведенного экспериментального исследования свойств предлагаемой ФРС было показано, что распределение скоростей осаждения пленок по поверхности подложек неоднородно, а также наблюдается краевое увеличение толщины покрытия при нанесении на подложки с выраженной положительной кривизной поверхности (резкие края) и размером меньшим по сравнению с выходной апертурой распылительной системы (см. рис. 1).

Предварительное численное моделирование методом конечных элементов в Comsol Multiphysics 5.6 в диффузном приближении транспорта распыленного материала показывает наличие данного эффекта, однако наличие

пространственного распределения параметров плазмы требует значительной доработки модели и ее уточнения.

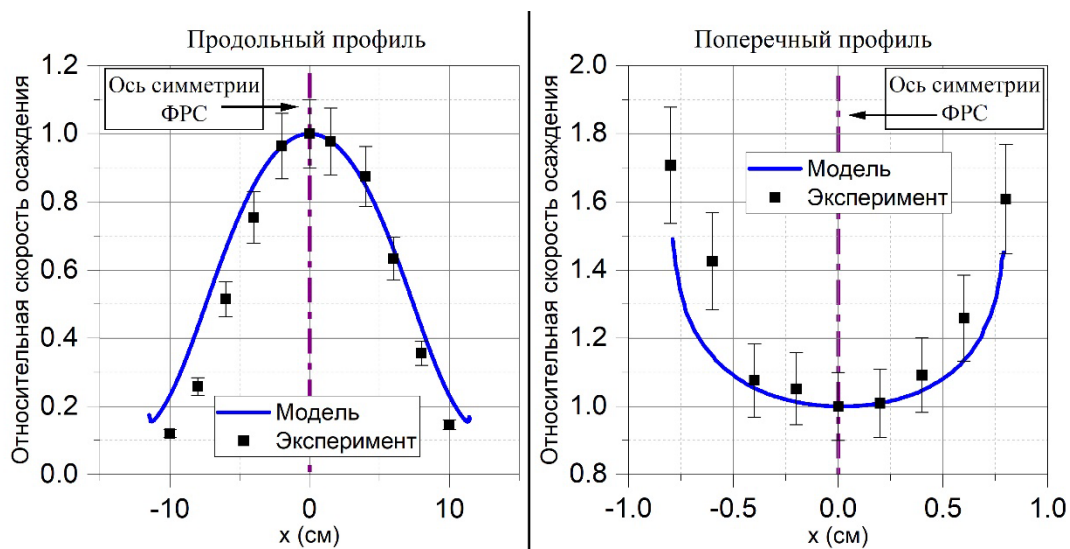


Рис. 1. Экспериментальные и модельные распределения скоростей нанесения пленки никеля на танталовую подложку прямоугольной формы: в продольном профиле (слева), в поперечном профиле (справа).

Данная работа посвящена экспериментальным зондовым измерениям параметров плазмы в радиальном направлении в разрядном промежутке ФРС на основе РПК с асимметрично приложенным напряжением, а также уточнению компьютерной модели транспорта распыленного вещества в диффузионном приближении. Приведены радиальные распределения параметров плазмы на примере ФРС диаметром 160 мм, с их учетом приведены сравнительные графики экспериментальных профилей скоростей осаждения покрытий и пересчитанные модельные расчеты скоростей напыления.

#### *Литература:*

1. Сорокин И.А., Колодко Д.В., Степанова Т.В. Устройство для осаждения металлических пленок // Патент РФ №2797582. 2022.
2. Sorokin, I. A. Planar hollow cathode sputtering with asymmetrical voltage supply / I. A. Sorokin, D. V. Kolodko. // Vacuum. – 2023. – Vol. 207. – P. 111570.
3. E. Särhammar, E. Strandberg, N. Martin, T. Nyberg, Sputter Rate Distribution and Compositional Variations in Films Sputtered from Elemental and Multi-Element Targets at Different Pressures, Int. J. Mater. Sci. Appl. 3 (2014) 29. <https://doi.org/10.11648/J.IJMSA.20140302.14>.

4. S.B.Q. Tran, F.Y. Leong, R. Hariharaputran, D. Wenjun, P.Y. Lai, D.V. Le, Numerical framework for multi-scale modeling planar DC magnetron sputtering, *Vacuum* 213 (2023) 112097. <https://doi.org/10.1016/J.VACUUM.2023.112097>.
5. T. Smy, L. Tan, S.S. Winterton, S.K. Dew, M.J. Brett, Simulation of sputter deposition at high pressures, *J. Vac. Sci. Technol. A* 15 (1997) 2847–2853. <https://doi.org/10.1116/1.580838>.

# ПРИБОРЫ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С $10^{22}$ Вт/см<sup>2</sup>

Е.А. Вишняков<sup>1</sup>, А.Н. Шатохин<sup>1</sup>, А. Сагисака<sup>2</sup>, Т.А. Пикуз<sup>3</sup>, М.А. Алхимова<sup>4</sup>,  
А.О. Колесников<sup>1</sup>, Е.Н. Рагозин<sup>1</sup>, А.С. Пирожков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Россия

<sup>2</sup> Kansai Institute for Photon Science (KPSI), National Institutes for Quantum Science and Technology (QST), 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto 619-0215, Japan

<sup>3</sup> Institute for Open and Transdisciplinary Research Initiatives, Osaka University, Suita, Osaka 565-0871, Japan

<sup>4</sup> Объединенный институт высоких температур Российской академии наук Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2 125412, Россия

В настоящее время научные группы, работающие с фемтосекундными лазерными системами, активно исследуют и используют уникальные процессы, возникающие при взаимодействии релятивистски интенсивного ( $> 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерного излучения с веществом. Наиболее высокие значения интенсивности, полученные экспериментально, уже достигают  $10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> [1]. В то же время, подавляющее большинство описанных в литературе релятивистских лазерно-плазменных экспериментов были проведены при интенсивностях от  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>, и лишь немногие при интенсивностях, достигающих  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, при которых вступают в силу новые физические механизмы взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом. Кроме того, отдельную техническую задачу составляет контроль точности позиционирования твёрдых мишеней в фокальной плоскости лазерной системы с точностью  $\pm 5$  мкм, так как обеспечение достижения рекордных значений интенсивности в области лазерно-плазменного взаимодействия тесно связано с требованием контроля положения мишени в пределах рэлеевской длины от перетяжки, значение которой обычно очень мало при острой фокусировке лазерного пучка.

Для плазмы, формируемой под воздействием лазерного излучения с интенсивностью  $\sim 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, характерны короткие времена жизни  $\sim$ нс, высокие плотности энергии, а также высокие температуры порядка нескольких кэВ. К

числу главных оптических методов по исследованию экстремального состояния вещества при лазерно-плазменном взаимодействии принадлежит изображающая спектроскопия в коротковолновых диапазонах спектра электромагнитных волн, включая экстремальный ультрафиолет, мягкий и жёсткий рентген, плюс гамма-излучение. Изображающая спектроскопия позволяет получать информацию как о пространственных характеристиках источников коротковолнового излучения, одним из типов которых выступает релятивистская лазерная плазма, так и о свойствах происходящих физических процессов в области взаимодействия, включая определение степеней ионизации, оценку температуры и плотности плазмы, а также определение условий, необходимых для наиболее эффективной конверсии энергии лазерной плазмы в коротковолновое излучение.

В данной работе описано применение мягких рентгеновских приборов в диагностике и исследовании ультрарелятивистской лазерной плазмы, которая образуется при взаимодействии сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью  $\geq 5 \cdot 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> с тонкоплёночными мишенями из нержавеющей стали, располагаемыми под углом 45° к падающему излучению.

Первым прибором для регистрации мягкого рентгеновского излучения был изображающий спектрометр, располагавшийся с обратной стороны мишени и регистрирующий излучение, исходящее из области взаимодействия под углом  $12 \pm 2^\circ$  к оси лазерного излучения. Спектрометр состоял из широкополосного многослойного зеркала [2–4], пропускающей дифракционной решётки и ПЗС-матрицы для регистрации излучения. Многослойное зеркало Mo/Si, состоящее из 80 слоёв молибдена и кремния, было напылено на сферическую подложку радиусом 1000 мм и оптимизировано на получение максимальной равномерной отражательной способности в широком спектральном интервале длин волн 12.5 – 25.0 нм. Рабочий спектральный диапазон изображающего спектрометра определялся характеристиками многослойного зеркала и полосой пропускания спектральных фильтров, содержащих алюминий с L-краем поглощения вблизи 17 нм. Многослойное зеркало нормального падения работало при углах падения лучей на зеркало около 3.5°, что позволяло минимизировать кому и оставляло только контролируемый астигматизм. Пропускающая дифракционная решётка была выполнена из золота и имела 5000 штрихов на миллиметр при общей рабочей площади порядка 1 см<sup>2</sup>. В качестве детектора была ПЗС-матрица Andor с пикселями размером 13.5×13.5 мкм. Дифракционная решётка располагалась на

расстоянии 139 мм от чувствительной поверхности ПЗС-матрицы, что задавало значение обратной дисперсии прибора. Приёмный угол спектрометра составлял 3.6 мср, что задано расположением многослойного зеркала на расстоянии 738 мм от области взаимодействия. В ходе измерений было зарегистрировано множество непрерывных спектров, в которых не было обнаружено явных спектральных линий. Интегральное число регистрируемых фотонов с обратной стороны мишени зависело от толщины стальных плёнок и уменьшалось по экспоненциальному закону, при условии позиционирования мишени в фокальной плоскости с точностью  $\pm 5$  мкм, что обеспечивалось совместным использованием нескольких приборов в эксперименте [5].

Вторым прибором, регистрирующим мягкое рентгеновское излучение, был трёхканальный фокусирующий спектрометр с плоским полем [6–8]. Он состоял из трёх изогнутых зеркал скользящего падения, выполненных в форме эллиптических цилиндров, покрытых золотом и регистрирующих излучение из области взаимодействия и вблизи него, а также отражательной дифракционной решётки скользящего падения с переменным шагом штриха по апертуре (Varied Line Space, или VLS-решётки). В качестве детектора была использована ПЗС-матрица Andor с квадратными пикселями  $13.5 \times 13.5$  мкм. Прибор разработан для регистрации спектров в широком диапазоне 5-90 нм [6], однако в нашем случае рабочая область ограничена L-краем поглощения Al в спектральных фильтрах и составляла 17–40 нм. Угол падения излучения на VLS-решётку составлял  $4.2^\circ$ , а приёмный угол трёх каналов спектрометра составлял, соответственно,  $0.15^\circ$  для канала с наименьшим отклонением от горизонтальной плоскости, содержащей область взаимодействия,  $0.20^\circ$  для центрального канала и  $0.26^\circ$  для канала с наибольшим отклонением. VLS-решётка была выполнена на сферической подложке с радиусом 5649 мм и имела плотность штрихов 1200 штр./мм в центре апертуры, а расстояние от области взаимодействия до центра VLS-решётки составляло 2425 мм. Трёхканальный спектрометр располагался под углом  $90^\circ$  к оси падения лазерного излучения на мишень, таким образом, регистрируя излучение, идущее в геометрии зеркального отражения от мишени. Алюминиевый фильтр толщиной 0.65 мкм блокировал видимое и ИК излучение для устранения паразитной засветки. При позиционировании мишени в фокусе с точностью  $\pm 25$  мкм, трёхканальный спектрометр регистрировал значительный рост сигнала излучения, по сравнению со случаем расфокусированного пучка.

Примерно в 40% высокоинтенсивных выстрелов на спектрах трёхканального спектрометра были зарегистрированы высокие гармоники, возникающие при взаимодействии ультрарелятивистского лазерного излучения с плазмой.

Третий прибор (изображающий) был нацелен на получение изображения источника излучения, возникающего в ультрарелятивистской плазме, и оценки его размера, для чего использовалась комбинация из периодического Mo/Si многослойного зеркала, оптимизированного на максимум отражения на длине волны 17.5 нм и имеющего спектральную полосу отражения 17–18 нм, а также тонкоплёночного алюминиевого фильтра и детектора в виде кристалла LiF, обеспечивающего более высокое разрешение, чем ПЗС-матрица.

*Литература:*

1. Yoon J. W. et al. Realization of laser intensity over  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> // Optica, 2021. Vol. 8, P. 630–635.
2. Kolachevsky N.N., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. Broadband x-ray optical elements based on aperiodic multilayer structures // Quantum Electron., 2000. Vol. 30, № 5, P. 428–434.
3. Vishnyakov E.A. et al. Aperiodic multilayer structures in soft X-ray radiation optics // Quantum Electron., 2012. Vol. 42, №2, P. 143–152.
4. Ragozin E.N., Pirozhkov A.S. Aperiodic multilayer structures in soft X-ray optics // Physics-Uspekhi, 2015. Vol. 58, P. 1095–1105.
5. Vishnyakov E.A. et al. Metrology for sub-Rayleigh-length target positioning in  $\sim 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> laser–plasma experiments // High Power Laser Sci. Eng., 2024. Vol. 12. P. e32.
6. Neely D. et al. A multi-channel soft X-ray flat-field spectrometer // AIP Conf. Proc., 1998. Vol. 426, P. 479–484.
7. Vishnyakov E.A. et al. Aperiodic reflective diffraction gratings for soft X-ray radiation and their application // Quantum Electron. 2018. Vol. 48, № 10. P. 916–929.
8. Ragozin E.N. et al. Soft X-ray spectrometers based on aperiodic reflection gratings and their application // Physics-Uspekhi, 2021. Vol. 64, № 5, P. 495–514.



# ДИАГНОСТИКА БЫСТРОГО МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА С ЛАЗЕРНЫМ ИНИЦИИРОВАНИЕМ

К.И. Козловский, А.М. Алехин, И.А. Бусыгина, Е.Д. Вовченко, И.Г. Григорьева,  
Е.А. Морозова, Г.Х. Салахутдинов, А.Е. Шиканов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Среди методов получения быстрых многозарядных ионов (МЗИ) и интенсивного рентгеновского излучения (РИ) в плотной горячей плазме можно выделить два основных направления. Одно из них связано с генерацией лазерно-индуцируемой плазмы при взаимодействии мощного лазерного импульса с металлическими мишенями. Его недостаток – необходимость применения больших лазерных установок, обеспечивающих на мишенях плотность мощности до  $\approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, которая требуется для нагрева плазмы до температуры  $\approx 1$  кэВ. Альтернативным вариантом являются более простые и компактные источники МЗИ и РИ, разрабатываемые на основе широкого спектра сильноточных разрядов типа Z-пинч (плазменный фокус, взрывающиеся проволочки, низкоиндуктивная вакуумная искра), в которых высокие плотности и температуры плазмы достигаются в режиме микропинчевания.

Микропинч или плазменная точка, пожалуй, проще всего реализуется в низкоиндуктивной вакуумной искре (НВИ), в которой плазма образуется в результате испарения и ионизации материалов электродов. Для инициирования разряда применяется либо вспомогательная скользящая искра (триггер), либо лазерная плазма, создаваемая на одном из электродов. В данной работе приведены экспериментальные результаты исследования потоков ионов и жесткого рентгеновского излучения, генерируемых в сверхбыстром ( $dI/dt \approx 10^{12}$  А/с) сильноточном (до 90 кА) лазерно-индуцируемом разряде типа НВИ с инициируемой на аноде лазерной плазмой. Эти исследования являются развитием экспериментов, выполненных ранее на НВИ с током до 40 кА [1], и направлены на разработку компактного лазерно-искрового источника быстрых многозарядных ионов.

В разрядном контуре НВИ с полной индуктивностью 38 нГн ток достигал максимальной величины  $I_{max}$  за время  $\tau \sim 50$  нс. Режим пинчевания получен в широком диапазоне токов при  $I_{max} > I_p$ , где  $I_p \approx 36 \div 48$  кА – порог пинчевания, увеличивающийся с ростом энергии лазерного импульса от 50 до 150 мДж. Пинчевание, факт которого устанавливался по характерной особенности на осциллограмме тока, приводило к появлению группы быстрых ионов материала электродов со скоростью  $\geq 3 \cdot 10^8$  см/с, что соответствует энергии ионов  $> 1$  МэВ. В спектре рентгеновского излучения зарегистрированы  $\gamma$ -кванты с энергиями  $h\nu \approx 700$  кэВ, что в 30 раз превышало максимальную энергию рентгеновских квантов без пинчевания плазмы.

Экспериментальная установка выполнена на основе компактной вакуумной камеры с объемом 1.5 литра, в которой размещалась разрядная система. Лазерное излучение фокусировалось на внутренний электрод, на который подавалось высокое напряжение ( $U = 5 \div 21$  кВ) положительной полярности. На конце анода закреплялась лазерная мишень из различных металлов (железо, медь, кобальт). Катод изготовлен из кобальта и имел форму диска с центральным отверстием 12 мм для вывода ионов и рентгеновского излучения в аксиальном направлении. Расстояние между электродами  $\approx 8$  мм. Параллельно электродам подключался накопительный конденсатор КПИ-100-0.6 с емкостью  $C = 0.6$  мкФ и собственной индуктивностью 8 нГн. Полная индуктивность разрядного контура  $L \approx 38$  нГн, волновое сопротивление  $\rho \approx 0.25$  Ом.

В экспериментах применялся Nd<sup>+3</sup>:YAG лазер, работающий в режиме модулированной добротности с длительностью импульса  $\approx 10$  нс. Момент образования лазерной плазмы фиксировался по сигналу с фотодиода. Для регистрации формы импульса тока использовался пояс Роговского, работающий в режиме трансформатора тока. Максимально достигаемая сила тока оценивалась из формулы  $I_{max} \approx U / \rho$ . Для диагностики ионов применялся коллектор типа «цилиндр Фарадея», который соединялся с вакуумной камерой трубой с времяпролетной базой  $H \approx 115$  см.

Примеры осциллограмм разрядного тока и сигнала с коллектора ионов при энергии лазера  $\approx 150$  мДж и напряжении на накопительном конденсаторе  $U = 10 \div 21$  кВ приведены на рис. 1. Стрелка на осциллограммах соответствует моменту образования лазерной плазмы на аноде. Скорость нарастания  $dl/dt$  в

первой четверти периода выше по сравнению с синусоидальной формой, а ток достигает максимальной величины за время  $\tau \sim 50$  нс. При  $U < 12$  кВ получен докритический режим  $I_{max} < I_P$  без пинчевания плазмы, где  $I_P = 48$  кА – порог пинчевания, выбранный равным максимальному току для разряда, в котором особенность тока еще только намечается (кривая 2 на рис. 1 а). Формирование провалов на особенности тока при  $I_{max} > I_P$  и фиксировании  $U$  в различных разрядах носило нерегулярный характер, а глубина увеличивалась с ростом  $U$ .

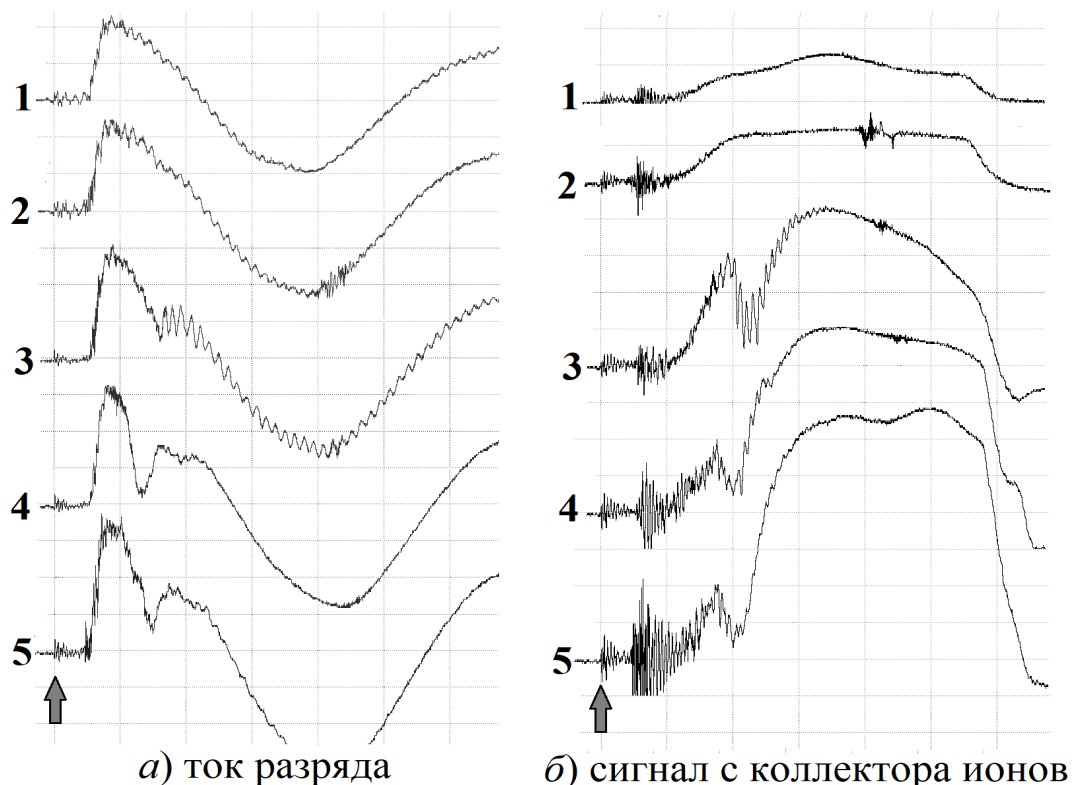


Рис.1. Диагностика разряда при энергии лазера 150 мДж и различных токах:  
1 – 40 кА; 2 – 48 кА; 3 – 60 кА; 4 – 72 кА; 5 – 84 кА (развертка 200 нс/дел)

Присутствие на разрядном промежутке даже небольшого напряжения  $U = 5$  кВ приводило к резкому увеличению амплитуды сигнала с коллектора по сравнению с сигналом, который регистрировался при разлете лазерной плазмы без напряжения. Этот сигнал соответствует медленным ионам ( $v \approx 10^7$  см/с), а задержка их прихода на коллектор составляет  $\approx 10$  мкс, поэтому на осциллограммах с разверткой 200 нс (см. рис. 1 б) медленной компоненты нет. Пинчевание плазмы с появлением ярко выраженной особенности тока приводило к резкому увеличению числа быстрых ионов с характерной скоростью, превышающей  $3 \cdot 10^8$  см/с и суммарным зарядом  $\sim 10^{-9}$  кулон.

Исследование спектра РИ в диапазоне энергий  $h\nu = 2\div 700$  кэВ проводилось методом поглотителей. Спектры РИ восстанавливались по результатам измерения кривой ослабления  $J(x)$  [2], представляющей собой зависимость потока РИ от расстояния, которое рентгеновские кванты проходят в поглотителе.

Для измерения  $J(x)$  применялся десятиканальный малогабаритный спектрометр с набором термолюминесцентных детекторов (ТЛД), нечувствительных к электромагнитным наводкам. Каналы спектрометра выполнены по стандартной схеме: поглощающий фильтр и сборка из десяти установленных друг за другом миниатюрных ТЛД (LiF, диаметр 5 мм, толщина 0.9 мм). Для измерения РИ в диапазоне  $2\div 15$  кэВ применялись фильтры из Al ( $4\div 100$  мкм), а для диапазона  $30\div 700$  кэВ – фильтры из Pb ( $1\div 40$  мм). Последний канал без поглощающего фильтра использовался для регистрации всего спектра рентгеновского излучения.

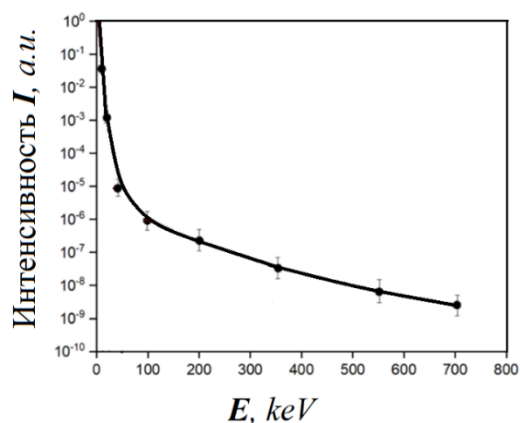


Рис. 2. Спектр РИ

Восстановленный спектр РИ в аксиальном направлении при пинчевании плазмы ( $U = 20$  кВ,  $I_{\max} \approx 80$  кА) показан на рис. 2. Из рисунка видно, что плазма излучает широкий спектр РИ с энергиями рентгеновских квантов до 700 кэВ. Это более чем в 30 раз превышает их максимальную энергию без пинчевания плазмы.

Результаты первых исследований указывают на возможность получения потока быстрых ионов с энергией, превышающей 1 МэВ, при достижении режима глубокого пинчевания разряда.

*Литература:*

1. К.И. Козловский, Е.А. Морозова, Е.Д. Вовченко, А.М. Алехин, А.А. Исаев, А.П. Мелехов, С.М. Полозов, А.Е. Шиканов. Лазерно-искровой источник интенсивных потоков ионов для ускорителей // Письма в ЭЧАЯ, 2023, № 3, 418.
2. В.К. Ляпидевский, Л.Б. Самойлова. Восстановление спектров рентгеновского излучения по кривой ослабления – М.: Препринт МИФИ 043-88, 1988. – 24 с.

# ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЛАЗМЕННЫХ МИКРООБЪЕКТАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРВОГО РЫТОВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

С.Ю. Гаврилов<sup>1</sup>, А.И. Хирьянова<sup>1</sup>, Е.В. Паркевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН*

В последние годы активно разрабатываются новые методы для изучения быстро изменяющихся фазовых микроструктур, таких как электрические разряды в жидких и газовых средах [1,2], плазменные струи[3], лазерные искры [4] и выбросы плазмы при лазерной абляции [5]. Применение традиционных методов к изучению этих объектов часто сталкивается с трудностями, вплоть до отсутствия готовых решений [6,7,8]. Одним из перспективных подходов к изучению таких структур является численное моделирование дифракции с использованием первого Рытовского приближения — асимптотического метода для решения скалярного уравнения Гельмгольца. Этот подход обладает высокой чувствительностью к дифракционным эффектам, возникающим при прохождении света через фазовые объекты [9,10,11].

Для моделирования дифракции в данном подходе был выбран плазменный цилиндр (филамент), наблюдаемый экспериментально [12]. Распределение электронной плотности в цилиндре было задано формулой  $n_e(y) = A(1 + \cos(\pi y/R))/2$ , где  $A = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  - размерный коэффициент,  $R$  – радиус филамента. Диэлектрическая проницаемость определялась частотой падающего излучения и вычисляемым из электронной плотности распределением плазменной частоты. Реализация численного моделирования производилась на языке программирования Python с использованием библиотек `numpy` для матричных вычислений и `matplotlib` для визуализации.

Оптимизация кода позволила получать дифракционные карты интенсивности и фазовых сдвигов на областях длиной от 1 до 10 тыс. мкм с ошибкой менее 1% менее чем за одну секунду. Были исследованы параметры

сетки, такие как минимальные шаги вдоль осей и минимальный размер поперечного сечения в зависимости от продольного. При выборе масштаба в поперечном направлении учитывались эффекты рефракции, дифракции и закон сохранения энергии. Экспериментально подтверждено, что применение алгоритма быстрого преобразования Фурье более эффективно при четном числе точек. Для повышения скорости вычислений использовались такие функции пакета numpy, как np.cumsum() вместо циклов суммирования и np.meshgrid() для генерации координатной сетки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 19-79-30086).

*Литература:*

1. Parkevich E. et al // Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28.
2. Simek M. et al, // Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29.
3. Polukhin S. et al, // Plasma Physics Reports, 2020, 46.
4. Yang Z. et al, // Physics of Plasmas, 2015, 22.
5. Harilal S. et al, // Phys. Plasmas, 2012, 19 (8), 083504.
6. Gopal A. et al, // Optics letters, 2007, 32. 1238-40.
7. Müller P., Dresden: Biotechnology Center (Dresden University of Technology), 2016.
8. de Bruyn J. et al, // Rev. Sci. Instrum., 1996, 67 (6), 2043–2067.
9. Chaumet P. et al, // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2020, 243 106816.
10. Sung Y., Barbastathis G., // Optics Express, 2013, 21.3, 2674-2682.
11. Chen B., Stamnes J., // Applied optics, 1998 37.14, 2996-3006.
12. Parkevich E. et al, // Plasma Sources Science and Technology, 2019, 28.9, 095003.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ КИЛЬВАТЕРНОГО И ПРЯМОГО УСКОРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С ЛАЗЕРНЫМ ДРАЙВЕРОМ ПЕТАВАТТНОЙ МОЩНОСТИ

Д.И. Гималетдинова<sup>1,2</sup>, М.В. Седов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН)

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Кильватерное ускорение лазерным полем (LWFA) [1] и прямое лазерное ускорение (DLA) [2] — это два различных механизма ускорения электронов в лазерной плазме докритической плотности. В LWFA используется кильватерная волна, возбуждаемая лазерным импульсом в плазме. Механизм DLA ускоряет электроны в ионном канале, который пробивает лазерный импульс в плазме или плазменном пузыре из-за бетатронного резонанса.

В данной работе с помощью трехмерного численного моделирования исследуется влияние плазменной плотности на ускорение электронов в случае сверхинтенсивного лазерного импульса (интенсивность  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительность 50 фс.). Для расчетов использовался PIC код EPOCH [3]. В качестве мишени рассматривался полностью ионизованный аргон (плотность  $10^{19}$ - $10^{22}$  см<sup>-3</sup>). На рис. 1 приведен электронный спектр для рассмотренного в моделировании диапазона плотностей.

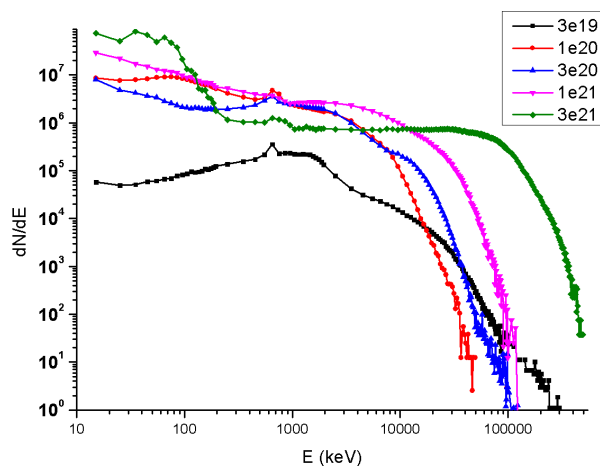


Рис. 1. Электронный спектр.

В работе были изучены зависимости поглощения лазерного импульса и энергии отсечки электронов от плотности плазмы. Также была измерена эффективность преобразования лазерного излучения в горячие электроны, которая оценивалась отдельно для трех энергетических диапазонов: 0.1–1 МэВ, 1–50 МэВ и >50 МэВ.

*Литература:*

1. Nakajima K. Recent progress on laser acceleration // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip. 2000. Vol. 455, № 1. P. 140–147.
2. R. Babjak<sup>1,2</sup>, L. Willingale<sup>3</sup>, A. Arefiev<sup>4</sup>, and M. Vranic. Direct Laser Acceleration in Underdense Plasmas with Multi-PW Lasers: A Path to High-Charge, GeV-Class Electron Bunches // Phys. Rev. Lett. 2024, 132, 125001
3. T. D. Arber, K. Bennett, C. S. Brady, A. Lawrence-Douglas, M. G. Ramsay, N. J. Sircombe, P. Gillies, R. G. Evans, H. Schmitz, A. R. Bell, C.P. Ridgers. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. № 11. P. 113001.



# ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПЛАЗМЫ АБЛЯЦИОННОГО ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

А.Т. Горевой, И.Д. Егоров

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Для проведения комплексных улучшений абляционного импульсного плазменного ракетного двигателя (АИПД) необходимо знать параметры истекающей из него плазмы. В данной работе представлены результаты измерений электронной температуры, скорости ионной компоненты и концентрации заряженных частиц в факеле АИПД.

Отсутствие однозначного контакта между плазменной струей и стенками вакуумной камеры, а также малая длительность разряда (порядка  $\sim 90$  мкс) значительно усложняют применение одиночного и двойного зонда Ленгмюра для измерений плазменных параметров. Эти проблемы решаются применением тройного зонда. Определяя мгновенные значения напряжений и токов, можно получить информацию как о температуре, так и о концентрации плазмы в любой момент времени [1].

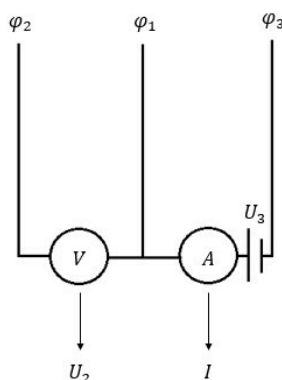


Рис.1. Принципиальная схема тройного зонда

Скорость плазменного потока определялась как произведение скорости ионного звука, значения которого были найдены на основе измерений тройного зонда, и числа Маха, вычисленного из данных, полученных зондом Маха. Для вычисления числа Маха значение калибровочного коэффициента было принято в соответствии с теорией Хадчисона при отношении температур  $T_i/T_e = 0,1$  и приводит к значению коэффициента  $K = 1,34$  [2]. Поскольку в качестве рабочего тела двигателя используется полиацеталь, состав плазмы остается неопределенным, что, в свою очередь, усложняет расчет ионного звука. На основе данных оптической спектроскопии сделан вывод о том, что плазма состоит из атомов и

ионов отдельных элементов, из которых состоит полиацеталь – водорода, углерода и кислорода, потому принимаем массу ионов как среднюю массу атомов.

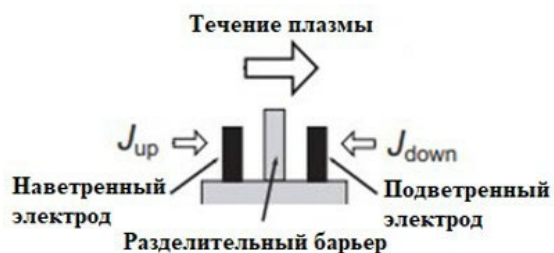


Рис. 2. Схема зонда Маха типа «up-down»

Для проведения экспериментов было изготовлено по 4 зонда каждого типа, зафиксированные на расстоянии 10 см и расположенных на углах от 0 до 30 градусов с шагом в 10 градусов относительно продольной оси двигателя. Напряжение насыщения, подаваемое на электроды, составляло 10 В. Токи регистрировались измерительными резисторами с сопротивлением 1 Ом. С целью стабилизации напряжения использовались конденсаторы с емкостью 1000 мкФ. Осциллограммы были получены с зондов в ходе серии из пяти «выстрелов» двигателя и затем усреднены.

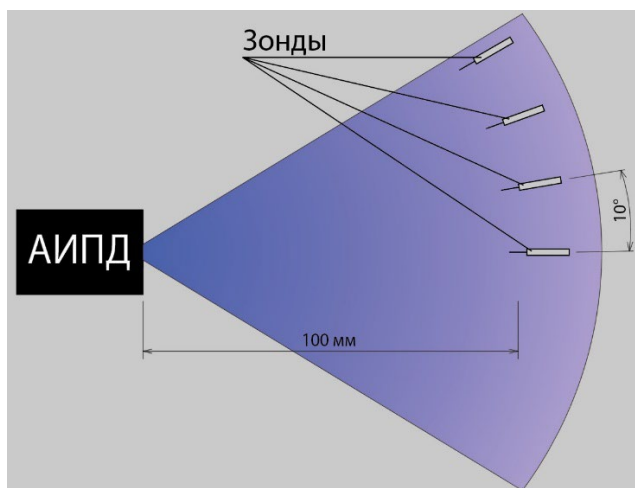


Рис.3. Схема расположения зондов относительно сопла АИПД

Наибольшая температура электронов зафиксирована на зонде, расположенном под углом в 0 градусов, составляет  $T_e = 3,2$  эВ. Максимальные величины концентрации плазмы и скорости ионной компоненты наблюдаются при 10 градусах, их значения  $n = 1,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $U_p = 5,2$  км/с. Из полученных данных следует, что в центре плазменного факела прослеживается эффект провала плотности, её возрастания при 10 градусах и дальнейшего спада.

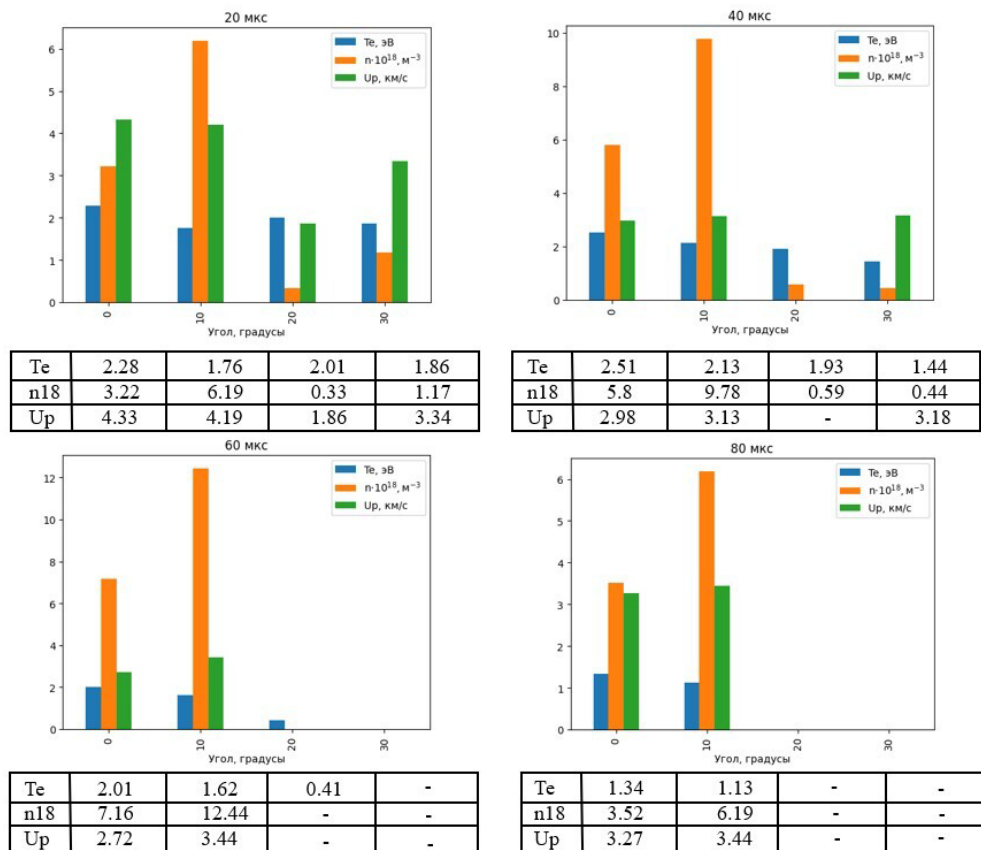


Рис.4. Гистограммы изменения электронной температуры, концентрации плазмы и скорости ионного потока от углов

*Литература:*

1. Chen S. L., Sekiguchi T. Instantaneous direct-display system of plasma parameters by means of triple probe //Journal of applied physics. – 1965. – Т. 36. – №. 8. – С. 2363-2375.
2. Chung K. S. Mach probes //Plasma sources science and technology. – 2012. – Т. 21. – №. 6. – С. 063001.

# СРАВНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НАНО И ПИКО СЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В ДИАГНОСТИКЕ НАКОПЛЕНИЯ ИЗОТОНОВ ВОДОРОДА

М.В. Гришаев<sup>1,2</sup>, Н.Е. Ефимов<sup>1</sup>, Д.Н. Синельников<sup>1</sup>, О.С. Медведев<sup>1,3</sup>,  
Е.В. Шубина<sup>1,4</sup>, И.А. Никитин<sup>1</sup>, А.Г. Раздобарин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

<sup>2</sup> *Санкт-Петербургский государственный университет*

<sup>3</sup> *Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе*

<sup>4</sup> *Национальный исследовательский университет ИТМО*

В сфере термоядерных исследований неизменно актуальной остается проблема взаимодействия плазмы с первой стенкой реактора. Этот комплексный процесс приводит к широкому ряду последствий, одним из которых является накопление изотопов водорода в обращенных к плазме элементах (ОПЭ) установки. Необходимость средств контроля за содержанием термоядерного топлива (в том числе радиоактивного трития) в ОПЭ обусловлена требованиями безопасной эксплуатации реактора [1; 2]. В качестве таких диагностических средств предлагается использовать лазерные методы анализа поверхности [3–6].

Для определения концентрации изотопов водорода в ОПЭ могут применяться подходы, основанные на оптической спектроскопии, в частности широко распространенный метод LIBS (laser-induced breakdown spectroscopy), или на масс-спектрометрии, такие как LID-QMS (laser-induced desorption quadrupole mass spectrometry) и LIA-QMS (laser-induced ablation quadrupole mass spectrometry) [7]. На отечественном токамаке Глобус-М2 реализован диагностический комплекс объединяющий оба этих подхода [8]. На сегодняшний день ведутся работы по модернизации данной системы для увеличения точности получаемых результатов. Однако ряд вопросов требует дополнительного исследования. Одним из таких вопросов является выбор длительности лазерного импульса.

Таким образом данная работа посвящена сравнению результатов применения лазеров наносекундной и пикосекундной длительности в диагностике накопления изотопов водорода в стенках термоядерных установок.

Для экспериментов были изготовлены модельные образцы, представляющие собой сосажденные вольфрам-дейтериевые пленки на медной подложке, полученные методом лазерного абляционного осаждения. Толщина пленки в среднем составляет  $0,90 \pm 0,15$  мкм, размер маски 5x5 мм. ТДС анализ показывает интегральное содержание дейтерия в образце  $2,4 - 3,4 * 10^{17}$  атомов D/см<sup>2</sup>. Это может быть связано с различной толщиной пленок, поэтому в процессе производства образцов регулярно подготавливались пленки на кремниевой подложке для измерения толщины с помощью интерферометрии. Далее представленные в работе результаты нормированы на толщину пленки, таким образом рассчитывалось объемное содержание дейтерия.

В качестве источников излучения использовались следующие лазеры: LQ529 (Solar LS) Nd:YAG 1064 нм, 450 мДж, 10 Гц, длительность импульса 12 наносекунд и LS-2151L (LOTIS LS) Nd:YAG 1064 нм, 80 мДж, 15 Гц, длительность импульса 80 пикосекунд. Энергия лазерного импульса в обоих случаях регулировалась с помощью аттенюатора, что позволяло сохранить размер лазерного пятна неизменным. Данные диагностические комплексы располагались на различных лабораторных стендах, но основные принципы их использования и общие условия эксперимента были идентичны. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью телескопической системы и направляется в камеру с использованием диэлектрического лазерного зеркала, закрепленного на специальном сканирующем устройстве, позволяющем перемещать лазерный луч по поверхности образца. В приведенных экспериментах облучалась вся поверхность пленки, шаг сканирования подбирался с перекрытие соседних пятен (шаг равен радиусу пятна), чтобы не оставлять не облученных участков. Таким образом обеспечивалось послойное равномерное удаление материала с образца за несколько проходов лазерного луча по заданной области. Анализ газовой выделения производился с помощью калиброванных квадрупольных масс-спектрометров (КМС, ХТ-300М, Extorr) в обоих лабораторных стендах.

Полученные результаты представлены на рисунке 1. Интегральная концентрация дейтерия в образцах измеренная ps-LIA-QMS для энергий в диапазоне 3-15 Дж/см<sup>2</sup> совпадают в пределах погрешности 16%. Данная погрешность носит статистический характер и обусловлена погрешностью напыления плёнок вольфрама и калибровки КМС. Полученные результаты для ps

и нс импульсов совпадают по порядку величины между собой и с данными ТДС, что согласуется с предыдущими исследованиями в режиме одиночных импульсов [9].

Так же был проведен анализ зарегистрированного дейтерия каждого скана в отдельности при одинаковой плотности энергии. Результаты представлены на рисунке 2. Для наносекундной длительности наблюдается более крутой наклон кривой и падение сигнала до уровня фона за первые 2-3 прохода сканирования; для пикосекундной – более плавная кривая. Это может объясняться различной скоростью абляции для этих случаев. То есть для ns-LIA-QMS объем удаленного за первый скан вещества больше, что и приводит к тому, что в начале детектируется больше водорода, а в последствии он быстро уменьшается. В тоже для ps-длительности материала удаляется меньше за один проход, что было исследовано в более ранней работе. Это может являться определяющим фактором при выборе лазера для профилирования водородсодержащих осадений.

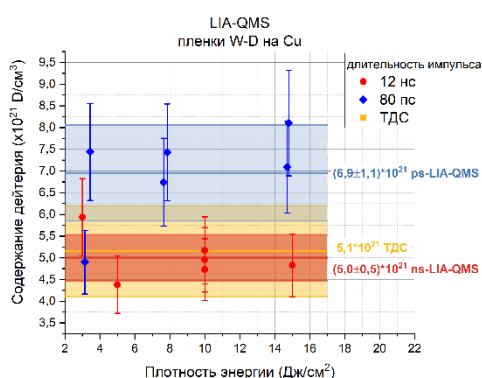


Рис.1. Результаты LIA-QMS при различной длительности лазерного импульса

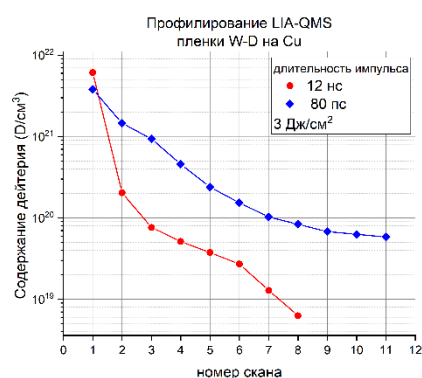


Рис.2. Сравнение выхода дейтерия на каждом проходе при ns и ps длительности облучения с плотностью энергии 3 Дж/см²

В заключении можно отметить, что в рамках лабораторных испытаний лазерной диагностики содержания водорода в стенках термоядерных установок удалось добиться хорошего воспроизведения (в пределах 16% для ps-LIA-QMS и 11% для ns-LIA-QMS) результатов измерений в режиме сканирования интегрального количества дейтерия в пленках при облучении лазерными импульсами длительностью 12 нс и 80 пс с длиной волны 1064 нм и плотностью энергии от 3 до 15 Дж/см<sup>2</sup>. Для анализа соосаждений с толщиной до 1 мкм

профилирование методом LIA-QMS (LIBS) необходимо проводить при энергиях меньше 6 Дж/см<sup>2</sup>. В противном случае пленки будут удаляться за один проход сканирования.

*Литература:*

1. Roth J., Tsitrone E., Loarer T., et al. Tritium inventory in ITER plasma-facing materials and tritium removal procedures // *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008, Vol. 50, No. 10, P. 103001.
2. Federici G., Skinner C.H., Brooks J.N., et al. Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors // *Nuclear Fusion*, 2001, Vol. 41, No. 12, P. 1967.
3. Раздобарин А.Г., Гаспарян Ю.М., Богачев Д.Л., и др. Комплекс диагностик первой стенки и дивертора токамака с реакторными технологиями: контроль эрозии, температуры и мониторинг накопления термоядерного топлива // *Физика Плазмы*, 2022, Т. 48, Комплекс диагностик первой стенки и дивертора токамака с реакторными технологиями, № 12, С. 1216-1232.
4. Maurya G.S., Marín-Roldán A., Veis P., Pathak A.K., Sen P. A review of the LIBS analysis for the plasma-facing components diagnostics // *Journal of Nuclear Materials*, 2020, Vol. 541, P. 152417.
5. Oelmann J., Wüst E., Brezinsek S., et al. Hydrogen content in divertor baffle tiles in Wendelstein 7-X // *Nuclear Materials and Energy*, 2021, Т. 26, С. 100943.
6. Huber A., Schweer B., Philipps V., et al. Development of laser-based diagnostics for surface characterisation of wall components in fusion devices: Proceedings of the 26th Symposium of Fusion Technology (SOFT-26) // *Fusion Engineering and Design*, 2011, Vol. 86, No. 6, P. 1336-1340.
7. Gasparyan Yu., Bulgadaryan D., Efimov N., et al. Laser-aided diagnostic of hydrogen isotope retention on the walls of the Globus-M2 tokamak // *Fusion Engineering and Design*, 2021, Т. 172, С. 112882.
8. Razdobarin A.G., Medvedev O.S., Bukreev I.M., et al. Laser Diagnostics of Content of Hydrogen Isotopes in the Globus-M2 Tokamak Wall // *Plasma Physics Reports*, 2024, Vol. 50, No. 6, P. 667-677.
9. Efimov N.E., Sinelnikov D.N., Grishaev M.V., et al. Analysis of the Influence of Laser Surface Irradiation Regimes in the Diagnostics of Hydrogen Isotope Retention // *Physics of Atomic Nuclei*, 2023, Vol. 86, No. 10, P. 2173-2179.

# ОСОБЕННОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПРИ РАЗРАБОТКЕ ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Гуторов К.М., Подковыров В.Л., Карташева А.А., Ярошевская А.Д.,  
Мамонов А.А., Мелешко А.В., Чернышев В.С.

*АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»*

В АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» в рамках реализации федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» ФП-3 комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» (РТТН) [1] ведутся работы по созданию прототипа плазменного ракетного двигателя на основе квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя (КСПУ) [2]. Задача создания специализированного диагностического комплекса для исследования такого двигателя продиктована невозможностью использования классических подходов и методик исследования электроракетных двигателей (ЭРД), работающих стационарно с тягой до единиц Ньютонов.

Основные характеристики электроракетного двигателя связаны соотношением  $F = \dot{m}U$ , где  $F$  – тяга,  $U$  – удельный импульс,  $\dot{m}$  – массовый расход рабочего тела. Работа с высокой мощностью в импульсно периодическом режиме подразумевает следующие значения характеристик: длительность импульса 1 мс, средняя тяговая мощность 300 кВт при мгновенной 30 МВт, средняя тяга 6 Н при мгновенной 600 Н, средний расход водорода 60 мг/с.

Импульсная подача газа требует специальной методики измерения расхода рабочего тела с применением высокоскоростных датчиков динамического давления и высокоскоростной кадровой интерферометрии, как описано в работе [3]. Возможность согласовать подачу рабочего тела и ток разряда на временах порядка 1 мс обеспечивает полную ионизацию подаваемого газа и высокую эффективность его расходования.



Высокая мгновенная мощность разряда ограничивает применение контактных методов диагностики плазмы и обуславливает необходимость максимально широкого использования оптических методов диагностики [4], включая высокоскоростную съёмку, спектроскопию, интерферометрию. Ключевым методом исследования скорости потока является высокоскоростная доплеровская спектроскопия [5], позволяющая определять скорость с точностью до 1 км/с при определении смещения узкой спектральной линии по анализу её профиля.

Существенное внимание должно уделяться определению КПД двигателя с анализом эффективности использования мощности плазменного потока для реализации мощности тяги и эффективности преобразования вкладываемой в разряд электрической мощности в мощность, уносимую потоком. При близких полных КПД преобразования электрической мощности в тяговую именно высокая энергетическая эффективность позволяет минимизировать нагрев конструкции двигателя и упростить задачу его охлаждения в космических условиях. Для КСПУ эта эффективность может превышать 80%, что является одним из существенных преимуществ разрабатываемого подхода.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4к.241.09.23.1062 от 19.04.2023.

#### *Литература:*

1. Ильгисонис В.И., Ильин К.И., Новиков С.Г., Оленин Ю.А. / Физика плазмы. – 2021. – Т. 47. – № 11. – С. 963—969.
2. Морозов А.И. / Физика плазмы. – 1990. – Т. 16. – № 2. – С. 131-146.
3. Косарев А.В., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д., Мелешко А.В., Гуторов К.М. / Приборы и техника эксперимента. – 2023, – № 6, – С. 196-202
4. Kartasheva A.A., Gutorov K.M., Podkovyrov V.L. et. al. / Phys. Plasmas. – 2024, 31, 043107.
5. Yaroshevskaya A.D., Gutorov K.M., Podkovyrov V. L., and Litvinenko Yu.I. / Plasma Physics Reports. – 2024. – Vol. 50. – No. 6. – PP. 689–696.
6. Климов Н.С. и др. / ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019 – Т. 42, вып. 3. – С. 52 – 63

# ДИАГНОСТИКА ЗНАКА ЗАРЯДА НА МИКРОЧАСТИЦАХ С ПОМОЩЬЮ КВАДРУПОЛЬНОЙ ЛОВУШКИ

М.С. Доброклонская

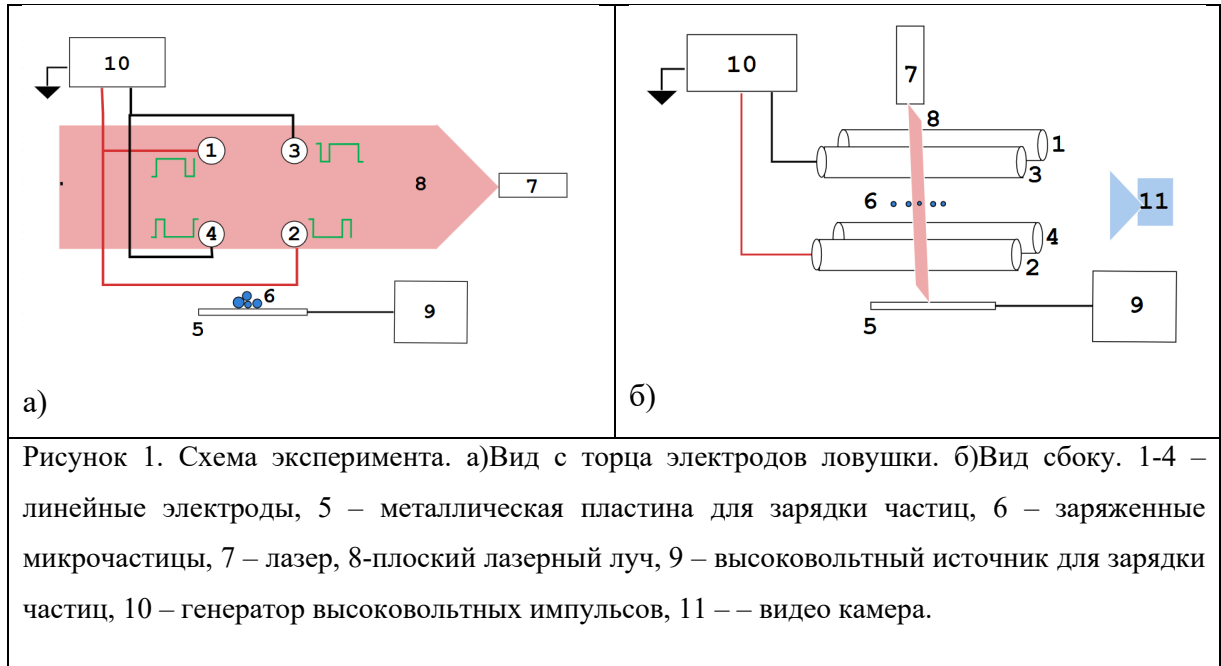
*Объединённый институт высоких температур РАН*

## 1. Введение

В настоящее время линейная квадрупольная электродинамическая ловушка получила широкое применение в качестве эффективного устройства для захвата и удержания нано- и микрочастиц в вакууме и при атмосферном давлении в газовой среде, что объясняется простотой конструкции и длительным удержанием заряженных частиц в ловушке. Новым перспективным направлением применения ловушек может быть оперативное определение размеров и заряда частиц по траекториям движения частицы в ловушке [1,2] и наиболее интересна возможность определять знак заряда микронных частиц в воздухе при атмосферном давлении. Для гармонической формы сигнала поведение кулоновских систем и отдельных микрочастиц в квадрупольной линейной ловушке хорошо изучено. В этой работе проведено экспериментальные исследования и компьютерное моделирование диагностики знака заряда частицы при прямоугольном импульсном напряжении на линейных электродах горизонтальной квадрупольной линейной ловушки.

## 2. Экспериментальная установка

Схема эксперимента приведена на рис.1. Линейные электроды ловушки из стали, диаметром 4 мм и длиной рабочей части электродов 10 см закреплены в углах квадрата со стороной 2 см. К парам диагональных линейных электродов прикладывается импульсно-периодическое знакопеременное напряжение прямоугольной формы с частотой 50 Гц и регулируемой амплитудой. В эксперименте выбрано значение 6 кВ. Генератор высоковольтных импульсов позволяет регулировать коэффициент заполнения импульсов положительной полярности  $K_p$ . Эксперимент проведен для  $K_p = 40\%$ .



Зарядка полидисперсной смеси  $Al_2O_3$  с размерами 10-80 мкм производится индукционным способом на металлической пластине. Пластина с заряженными частицами помещается под нижними электродами в области захвата частиц ловушкой. К пластине подается высокое напряжение положительной или отрицательной полярности. Регистрация частиц и траекторий их движения производилась CCD камерой с частотой 25 кадров в секунду с торца ловушки. Ось камеры располагалась вдоль оси ловушки. Подсветка частиц осуществлялась плоским лазерным лучом толщиной 2 мм в области наблюдения на длине волны 532 нм. Мощность излучения лазера 300 мВт.

### 3. Расчет

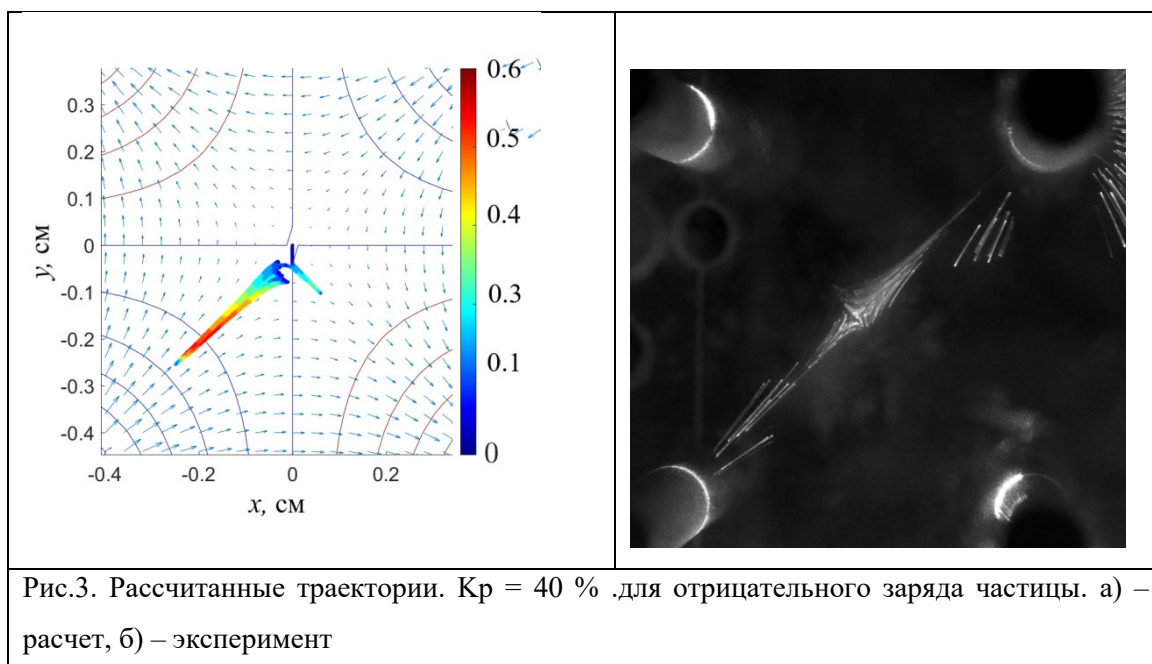
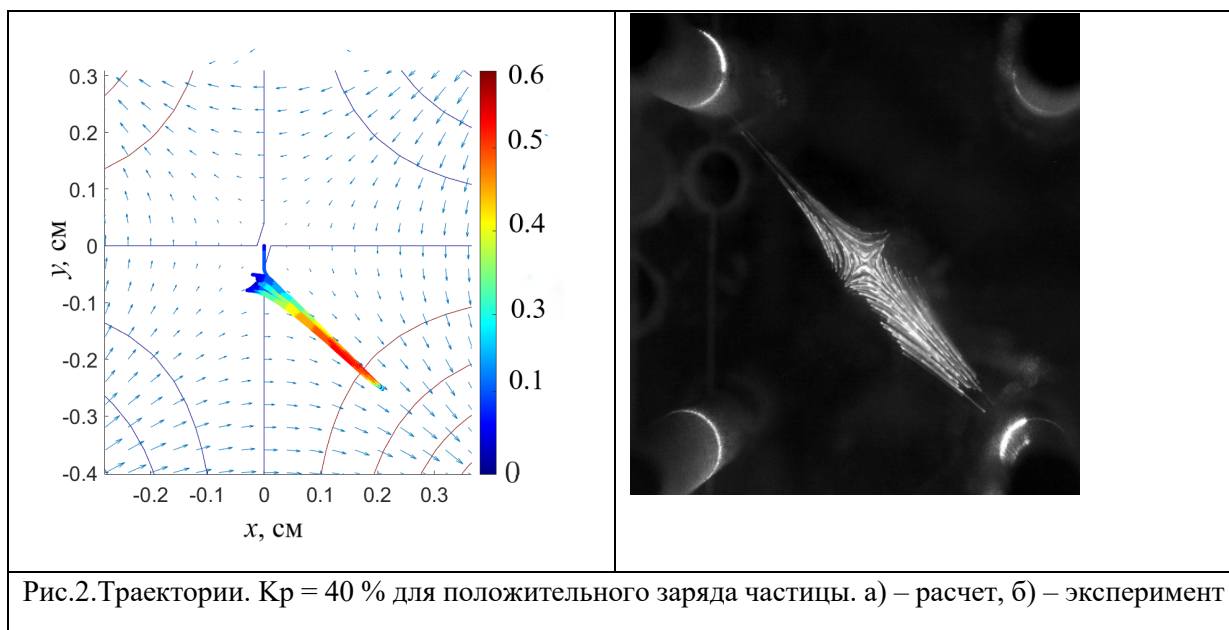
Траектории частиц были построены при численном решении уравнения Ланжевена  $ma = F_e + F_g + F_f + F_s$ , где  $F_e$  — сила электрического поля ловушки,  $F_g$  — сила гравитации,  $F_f$  — сила трения частицы о воздух,  $F_s$  — стохастический член, обусловленной столкновениями с молекулами воздуха. Сила трения  $F_f$  задана формулой Стокса  $F_f = -6\pi\mu r v$ , где  $r$  — радиус частицы,  $\mu$  — вязкость воздуха,  $v$  — скорость частицы, воздух в ловушке неподвижен. Для расчетов выбрана частица размером 9 мкм с зарядом 8300  $e$ , где  $e$  — заряд электрона.

### 4. Результаты и обсуждение

Модельные и экспериментальные траектории диэлектрических частиц, удерживаемых ловушкой представлены на рисунках 2-3. Результаты для

положительного заряда частицы представлены на рис. 2, для отрицательного заряда на рисунке 3. Видно, что при положительном заряде частиц траектории их движения в ловушке направлены вдоль одной из диагоналей. Это можно объяснить большей длительностью прямоугольного импульса отрицательной полярности между электродами 1 и 2.

На рис. 3 видно, что при отрицательном заряде частиц траектории их движения направлены вдоль диагонали между электродами 3 и 4, с противоположным потенциалом, которая перпендикулярна диагонали на рис. 2.



## 5. Выводы:

Обнаружена возможность диагностики знака заряда микронных частиц, удерживаемых в линейной электродинамической квадрупольной ловушке, по траектории их движения в воздухе при атмосферном давлении.

При изменении знака заряда при коэффициенте заполнения, отличном от 50% диагональ по которой колеблется частица меняется на противоположную. Эффект получен экспериментально и согласуется с расчетом.

### *Литература:*

1. Rybin V., Rudyi S., Rozhdestvensky Y. Nano- and microparticle Nonlinear Damping Identification in quadrupole trap // Int. J. Non-Linear Mech, 2022, V.147, p.104227.
2. Доброклонская М.С., Василяк Л. М., Владимиров В. И., Печеркин В. Я. Устойчивые и неустойчивые траектории движения заряженной частицы в квадрупольной электродинамической ловушке в воздухе // Прикладная физика, 2023, № 2, с. 29-34

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОЛОГО КАТОДА И СЕТЧАТОГО АНОДА

А.В. Бернацкий<sup>1</sup>, И.И. Драганов<sup>1,2</sup>, В.В. Лагунов<sup>1</sup>, В.Н. Очкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Россия, Москва, Ленинский проспект

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

В физике низкотемпературной плазмы исследование разрядов разной формы и конфигурации разрядных узлов мотивировано развитием плазменных технологий, которые предполагают сложные геометрии разрядных камер и устройств. В настоящей работе исследуется разряд в инертном газе, поддерживаемый полым вольфрамовым катодом и сетчатым анодом (рис. 1). Разрядное устройство находится внутри вакуумной камеры большого объема, обеспечивая горение разряда в свободном пространстве. Расстояние катод-анод 30 мм. Электроны эмитируются из среза YZ полого катода размером 10x100мм<sup>2</sup>, глубина катода 50мм, разряд зажигался в гелии при давлении 2.5 мбар. В этих условиях вблизи плоскости анода наблюдалось анодное свечение в виде тонкой светящейся «пленки», компланарной плоскости анода на расстоянии нескольких миллиметров от нее. По сравнению с известными случаями [1-3], свечение присутствовало с обеих сторон сетки.

Целью данной работы было экспериментальное исследование состояния плазмы в области этих новых особенностей вблизи электродов. Для этого использовался метод зондов Ленгмюра, к которому была добавлена возможность сканирования пространства свободно горящего разряда с высоким разрешением.

Зонд Ленгмюра был изготовлен из вольфрамовой проволоки диаметром 60 мкм и вставлен в изолятор диаметром 230 мкм, при этом возможность перемещения обеспечивалась системой трехмерного позиционирования,

созданной нами ранее и описанной в работе [4]. При выборе размера зонда и его держателя мы руководствовались выводами из наших работ [4,5].

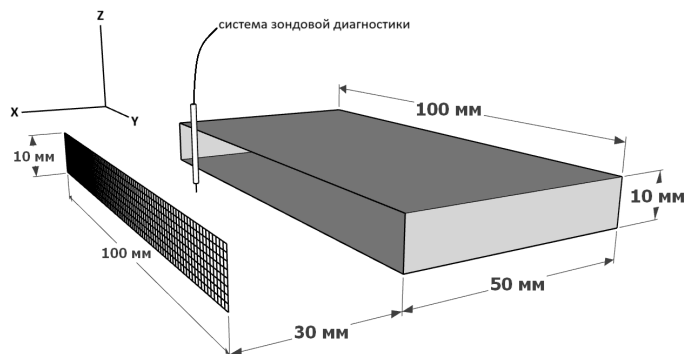


Рис.1. Схема разрядного устройства. Начало системы координат – геометрический центр открытой стороны полого катода.

На рис. 2 представлено распределение концентрации электронов вблизи открытой части полого катода на расстоянии  $X=1$  мм от нее, в параллельной ей плоскости  $YZ$ . Видно, что из полости катода вылетает симметричный относительно точки  $Y, Z = 0$  пучок электронов с ярко выраженным максимумом плотности электронов в центре ( $Y=0$  мм,  $Z=0$  мм). Концентрация электронов от центра среза катода к периферии меняется примерно на порядок. Далее, в ходе дрейфа электронов к аноду в электрическом поле, формируемом в разряде, этот пучок расширяется и может выходить за геометрическую апертуру электродов разрядного устройства [4] в том числе и за счет диффузии электронов, ввиду отсутствия ограничивающих стенок, как, например, в газоразрядной трубке.

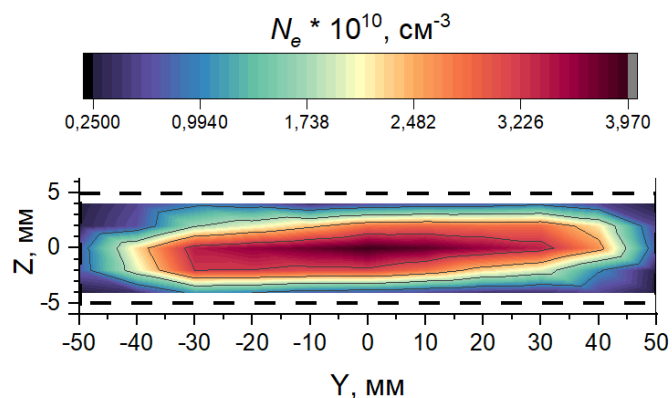


Рис.2. Распределение концентрации электронов при  $X = 1$  в плоскости  $YZ$ . Пунктиром показана геометрическая апертура среза катода.

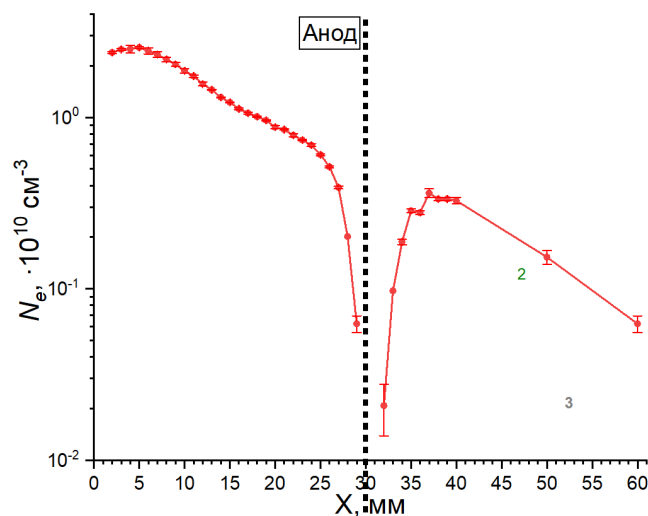


Рис.3. Распределение  $Ne(X)$  при  $Y, Z = 0$ .

На рис. 3 показано распределение  $Ne(X)$  вдоль центральной оси разряда. От катода к аноду концентрация электронов падает более чем на порядок, при этом за анодом наблюдается большое количество электронов. По этой причине проводились измерения вблизи анода. На рис. 4 показано распределение концентрации электронов вдоль оси  $Z$  при  $Y=0$  с двух сторон анода, внутренней  $X=29 \text{ mm}$  (обращенной к катоду) и внешней  $X=32 \text{ mm}$ . Измерения проводились как внутри  $Z$  апертуры анода  $Z=[-5;5]$  так и вне ее. Ввиду особенностей конструкции измерения при  $Z < -8$  не проводились.

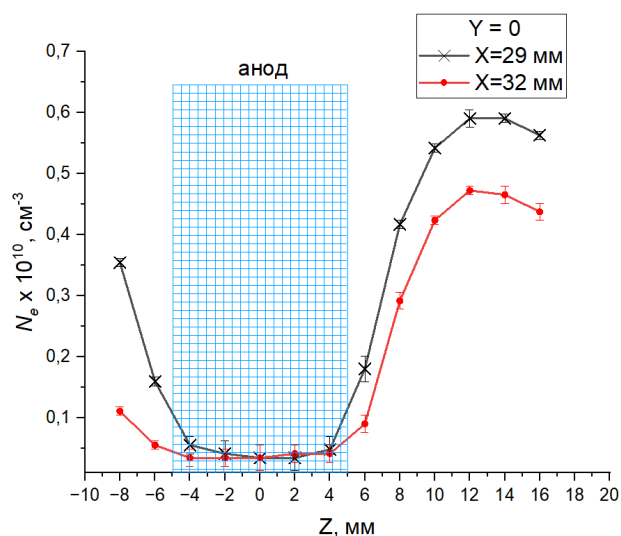




Рис.4. Распределение концентрации электронов при  $X = 29$  мм (сторона анода, обращенная к катоду), 32 мм (обратная сторона анода) вдоль оси  $Z$  (короткая сторона анода) при  $Y=0$  (центр длинной стороны анода).

В области анодного свечения  $-5 < Z < 5$  мм плотность электронов минимальна, так как происходит их поглощение анодом. Эти результаты согласуются с визуальным наблюдением светящейся пленки с обеих сторон анода, что, как указывалось нами выше, отмечено впервые. Распределения  $N_e$  симметричны в диапазоне  $Z = [-8, 8]$ . Учитывая этот факт, и то, что большое количество электронов находится вне апертуры анода при  $|Z| > 5$  мм как до анода, так и с обратной стороны, допускаем существование криволинейных траекторий вне апертуры разряда, по которым электроны попадают на анод с внешней по отношению к катоду стороны.

*Литература:*

1. Baalrud S. D. et al. Interaction of biased electrodes and plasmas: sheaths, double layers, and fireballs //Plasma Sources Science and Technology. – 2020. – Т. 29. – №. 5. – С. 053001.
2. Chauhan S. et al. Droplet shaped anode double layer and electron sheath formation in magnetically constricted anode //Physics of Plasmas. – 2016. – Т. 23. – №. 1.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. Т. 1: Общие вопросы электродинамики газов. М //Л.: Гос. изд. технико-теоретич. литературы. – 1952.
4. Bernatskiy A. V. et al. Spatial distribution of electron concentration in a DC glow discharge supported by a hollow cathode //Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2024. – Т. 44. – №. 1. – С. 651-666.
5. Bernatskiy A. V. et al. Influence of the size of the Langmuir probe insulator on the measurements of inhomogeneous plasma parameters in a discharge with a hollow cathode //Vacuum. – 2024. – С. 113338.

# ПРОГРЕСС В ИЗМЕРЕНИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ СВЧ-ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ НА ТОКАМАКЕ МИФИСТ-0

А.С. Дрозд<sup>1,2</sup>, А. Басак<sup>1</sup>, И.С. Пашков<sup>1</sup>, С.А. Крат<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт»*

На токамаке МИФИСТ-0 для измерения линейной электронной концентрации плазмы функционирует СВЧ-интерферометр с рабочей длиной волны  $\lambda = 3,19$  мм [1]. Измерения проводятся на промежуточной частоте (ПЧ), создаваемой за счет свипирования частоты источника. Зондирование проводится на обыкновенной волне в горизонтальном направлении, с отражением от внутренней стенки установки.

Для обработки данных СВЧ-интерферометра и восстановления хода линейной электронной концентрации использовалась оцифровка сигнала ПЧ с последующей постобработкой с применением преобразования Гильберта для извлечения фазы. Такой подход позволяет обрабатывать сигнал, применяя различные фильтры по частоте, а также обеспечивает высокое временное разрешение, сравнимое с частотой ПЧ. Минусами являются неприменимость для измерений в реальном времени и необходимость в быстрой оцифровке сигнала и, соответственно в большом объеме регистрируемых данных.

Для переноса измерений на «нулевую частоту» (регистрация сигнала, пропорционального линейной электронной концентрации) был изготовлен фазометр, аналогичный [2]. В основе фазометра лежат детекторы AD8302 и микроконтроллер STM32. На вход фазометра подаются сигналы ПЧ и «референсный» сигнал с того же генератора, что создает пилообразный сигнал для управления ГУН (генератор, управляемый напряжением) СВЧ-интерферометра. Частота сигналов составляет 3 МГц.

При зондировании СВЧ-интерферометром плазменного шнура, находящегося не по центру вакуумной камеры, рефракция электромагнитных волн в плазме может препятствовать проведению измерений, особенно при

двойном прохождении лучей через плазму. Под рефракцией здесь понимается искривление траектории лучей при наличии градиента показателя преломления, перпендикулярного направлению распространения волны [3]. При проведении измерений электронной концентрации на токамаке МИФИСТ-0 периодически наблюдаются потери мощности сигнала ПЧ, приводящие к возникновению «перескоков фазы» (fringe jumps) при обработке данных.

На данный момент значения измеренной линейной электронной концентрации достигают  $nl = 10^{18} \text{ м}^{-2}$ , что соответствует  $\langle n \rangle = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$  (если учитывать размер плазмы  $a = 10 \text{ см}$ , ограниченный лимитером установки). Для дальнейшей модернизации СВЧ-интерферометра рассматривается вариант с зондированием в вертикальном направлении и однократным прохождением зондирующего излучения через плазму. Для этого случая проведен расчет влияния рефракции на измерения, проведено его сравнение с текущей конфигурацией зондирования.

#### *Литература:*

1. А. Басак, А.С. Дрозд, И.И. Пашков, А.С. Пришвицын, С.А. Сапронов, С.А. Крат, Ю.М. Гаспарян. СВЧ-Интерферометр для измерения средней электронной концентрации на токамаке МИФИСТ-0 // Тезисы X международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛАПЛАЗ-2024»: НИЯУ «МИФИ», 2024, с.194.

2. Drozd, Alexey, and Dmitriy Sergeev. Design of a phasemeter for real-time measurements of the average plasma density with the microwave interferometer of the tokamak T-15MD // Review of Scientific Instruments, 2022, т.93, №6, с.063501.

3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М: Издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1982, Глава X.

# МЕТОДИКА ИМПУЛЬСНОГО ЛОКАЛЬНОГО НАПУСКА ГАЗА В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ УСТАНОВКУ

А.А. Дроздовский, С.А. Дроздовский, А.В. Канцырев, С.М. Савин

НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия, [nrcki@nrcki.ru](mailto:nrcki@nrcki.ru),  
[drozдовsky@itep.ru](mailto:drozдовsky@itep.ru)

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно ведутся фундаментальные и прикладные исследования в физике плазмы и пучков заряженных частиц. Назовем некоторые из них: создание компактных лазерных ускорителей с плазменной фокусировкой пучка [1]; анализ генерации и физики астрофизических джетов и их распространения в окружающей среде [2]; генерация излучения в диапазоне 0,3 – 0,9 ТГц в системе пучок-плазма [3]. В этих работах актуальной задачей является решение вопросов транспортировки и фокусировки пучков в газовой и плазменной среде. При этом серьезной проблемой является предотвращение расходимости пучков заряженных частиц вследствие многократного рассеяния на атомах газа. Представляемая работа посвящена решению этой задачи путем синхронизации инжекции электронного пучка с напуском газа в вакуумную трубку, где происходит высоковольтный плазменный разряд и формируется Z-пинч. На рисунке 1 показана схема экспериментальной установки [4] в НИЦ «Курчатовский институт» для исследования Z-пинча при воздействии интенсивного электронного пучка.

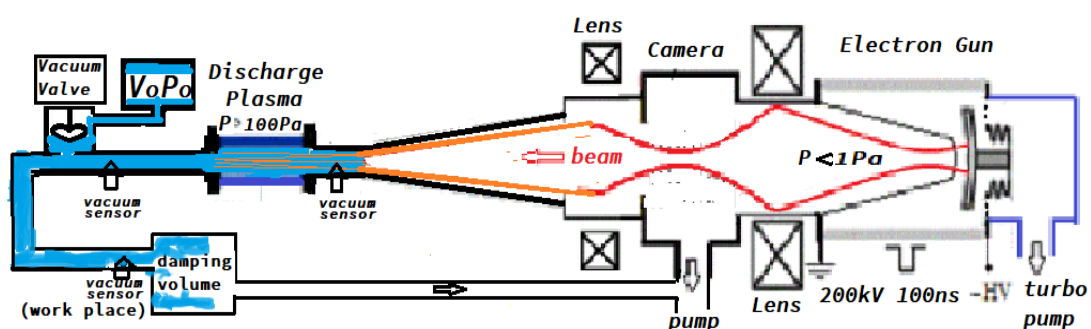


Рисунок 1. Схема установки для исследования Z-пинч разряда с электронным пучком

## 1. СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО НАПУСКА ГАЗА

Напуск газа осуществляется с помощью электромагнитного клапана КВМ-25 из небольшого сосуда объемом  $V_0$ , заполняемого через натекатель до давления  $P_0$ . После открытия клапана газ движется по цилиндрическому каналу через разрядную трубку и фокусирующий канал в электронную пушку. Когда поток газа начинает выходить из разрядной трубки, производится запуск электронной пушки ускорителя. Для синхронизации процедуры напуска газа и инжекции пучка электронов требуется точно определять момент выхода фронта газового потока из разрядной трубки в сторону пушки.

\*Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт»

Для измерения давления газа в реальном масштабе времени использован вакуумметр ВИТ-3 с ионизационный датчиком – ПМИ 10-2, который может обеспечить проведение измерения с разрешением менее 10 микросекунд [5] с возможностью вывода сигнала на осциллограф. Для получения требуемого временного разрешения необходимо обеспечить прохождение газового потока через зону ионизации датчика. Поэтому металлический корпус датчика срезается, открывая эту область для прохождения газа. На рисунке 2 показана лампа ПМИ- 10-2 с укороченным корпусом.

Для синхронизации систем установки с газовым потоком осуществляется привязка к сигналу с ионизационного датчика, который должен быть защищен от радиационных потоков, возникающих и распространяющихся в вакуумном канале. Для этого делается специальное ответвление — дополнительный канал от клапана напуска газа, показанный на схеме установки (рисунок 1). Длина этого канала до датчика выбирается такой, чтобы обеспечить требуемую синхронизацию. Чтобы предотвратить искажающее влияние отражения газового потока от последующих элементов канала, сразу за датчиком установлен демпфирующий объем.



Рисунок 2. Датчик давления. Рисунок 3. Осциллограмма напряжения с датчика давления.

Процесс изменения во времени давления газа по всей длине канала приблизительно вычисляется методом волновой интерполяции следующим образом. Располагая данными  $P_i(t)$  одного датчика, можно экстраполировать процесс на все пространство как простой перенос:  $P(x, t) = P_i(t - (x - x_i)/v)$ , где  $v$  – средняя скорость распространения,  $x$  – координата,  $t$  – время. Соответственно между двумя соседними датчиками для  $x_i \leq x \leq x_{i+1}$  линейная интерполяция таких двух волн дает:

$$P(x, t) = (x_{i+1} - x)/(x_{i+1} - x_i) P_i(t - (x - x_i)/v_{i(i+1)}) + (x - x_i)/(x_{i+1} - x_i) P_{i+1}(t - (x - x_{i+1})/v_{i(i+1)}).$$

На рисунке 4 показаны распределения давления газа по каналу в различные моменты времени.

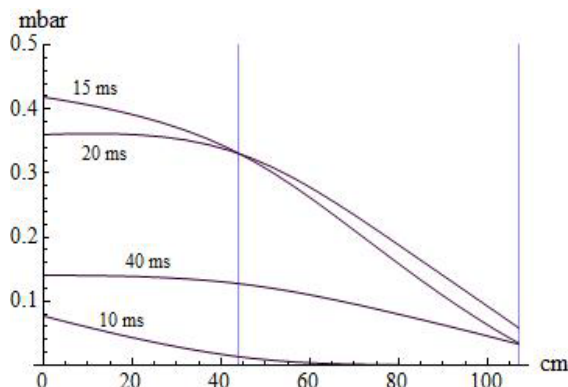


Рисунок 4. Распределения давления в канале в разные моменты времени.

Ось абсцисс – координата, ось ординат – давление, вертикальные линии – положение датчиков. Весь процесс занимает < 120 мс. Измерения проводились при напуске газа аргона:  $V_0=400 \text{ см}^3$ ,  $P_0=5 \text{ мбар}$ . При этом максимальное давление в газовой волне на выходе из разрядной трубки -  $P_{T\text{max}}=1 \text{ мбар}$ .

Скорость распространения газового фронта равна 275 м/с,

Длина заполняемой газом области ~0.5 м, что существенно меньше

пробега пучка от электронной пушки до разрядной трубки. Таким образом, можно обеспечить, чтобы электроны пучка большую часть пути проходили в условиях высокого вакуума.

## 2. ИНЖЕКЦИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАПУСКЕ ГАЗА

Были проведены первые эксперименты по проверке эффективности согласованной инжекции электронного пучка, при которой пучок «встречается» с потоком газа Ar в области входа в разрядную трубку. Запуск систем электронного ускорителя производился от импульса вакуумного датчика. Это позволяет уменьшить влияние нестабильности работы газового клапана. На рисунке 5 приведена осциллограмма сигнала с датчика, расположенного рядом с разрядной трубкой. Там же показан сигнал с пояса Роговского, измеряющего ток пучка. Поскольку длительность пучка равна 100 нс, что на 5 порядков меньше длительности сигнала с вакуумного датчика, сигнал пучка выглядит как тонкий «столбик» высотой, равной амплитуде тока пучка.

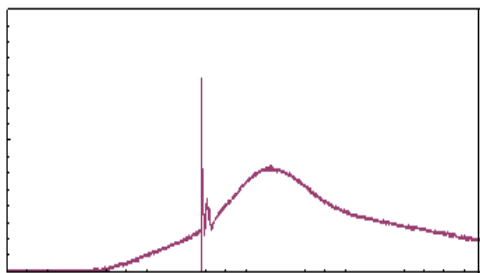


Рисунок 5. Осциллограмма сигнала с датчика, расположенного рядом с разрядной трубкой.

Регистрация свечения газа под воздействием электронного пучка производилась с помощью камеры ВІFO К-008 [6]. На рисунках 6а и 6в показано изображение свечения газа Ar под воздействием пучка в прозрачной разрядной трубке при давлении 0.5 мбар для двух случаев: - случай «согласованной инжекции», когда пучок пересекает газовый фронт при входе в разрядную трубку;

- случай несогласованной инжекции, когда газовый поток проходит значительную часть ускорительного тракта при давлении большем 0.1 мбар.

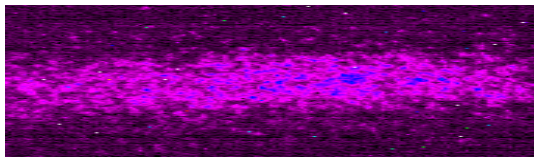


Рисунок 6а. Свечения газа Ar при «согласованной» инъекции

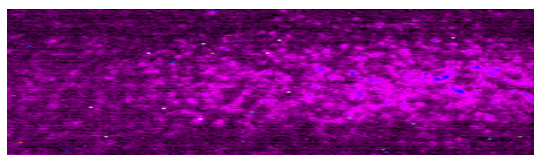


Рисунок 6б. Свечение газа Ar при «несогласованной» инъекции

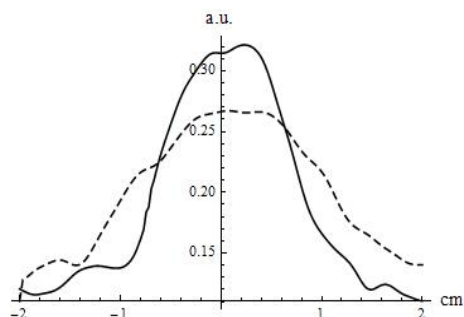


Рисунок 7. Профили светимости треков электронных пучков.

На рисунке 7 приведены соответствующие усредненные поперечные профили светимости электронного пучка в газе Ar для двух случаев, согласованной и несогласованной инъекции. Таким образом, как можно видеть, при «согласованной» инъекции пучка с применением системы импульсного напуска газа удается уменьшить рассеяние пучка на газе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана и испытана система импульсного напуска газа в разрядную трубку экспериментальной установки по исследованию Z-пинч плазменного разряда. Освоена методика измерения изменяющегося во времени давления газа при уровне вакуума до 10 мбар с временным разрешением до  $\sim 10$  мкс. Методика позволяет контролировать процесс импульсного напуска газа в экспериментальный объем. Измерена скорость движения фронта напускаемого газа. Совместное использование методик импульсного напуска газа и быстрого измерения давления позволяет синхронизировать процесс наполнения газом экспериментального объема с процессом инъекции пучка электронов в плазму. Методика позволяет осуществить ввод пучка с высокой плотностью тока, так как транспорт пучка будет происходить в высоком вакууме до прихода газового фронта, что исключит его рассеяние и рост фазового объема. Одновременно с эффективной инъекцией достигается хорошая чистота состава газа в плазменных экспериментах, поскольку газ с относительно высоким требуемым давлением напускается в объем, составляющий лишь небольшую часть общего объема экспериментальной установки, что обеспечивает высокую скорость откачки вакуумной системы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Van Tilborg, c. G. R. Geddes, n. H. Matlis, P. V. Sasorov, et al. Lensing for relativistic laser-plasma-accelerated electron beams. Physical review letters, v. 115, 184802 (2015).
2. Войтенко Д.А.1, Ананьев С.С.2, et al, Исследование плазменных потоков, генерируемых в плазмодифракционном разряде, при различных режимах напуска рабочего газа. ФИЗИКА ПЛАЗМЫ т.43, № 12, г. 2017, стр. 967-982.
3. Arzhannikov, A. V., Sinitsky, S. L., Popov et al, IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, 50 (8), p. 2348–2363, 2022

4. A.A. Drozdovsky, V. Sasorov, et al. Z-pinch study with discharge initiation by an electron beam, physics of particles and nuclei letters, 2020, vol. 17, no. 4, pp. 488-493.
5. Батурич В.А., Карпенко А.Ю., Колинько С.В. Вестник Сумского государственного университета. Сер. Физика, математика, механика. 2004. Т. 67. № 8. С. 138.
6. [www.bifocompany.com](http://www.bifocompany.com)



# ПРИМЕНЕНИЕ ТРОЙНОГО ЗОНДА ЛЕНГМЮРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИНЖЕКТОРЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.Е. Завалова, А.А. Козлов, А.В. Козлов, Ю.В. Карпушин, В.П. Полищук

*Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва*

Работа посвящена изучению процессов формирования плазмы в инжекторе - начальном участке импульсного плазменного ускорителя (ИПУ), с целью получения на его выходе стабильной формы плазменного образования с повышенной массой и энергосодержанием. На рис. 1 представлена схема многоканальной инжекции (МКИ) и схема измерений. Пробой разрядного промежутка осуществлялся между заземленным анодом, представляющим собой цилиндр диаметром 150 мм, и центральным электродом (катодом). Разряд запитывался от емкостного накопителя ЕН1 (96 мкФ, 25 кВ). Между катодом и анодом расположен изолятор с развитой поверхностью, исключая пробой вдоль неё. На анод намотан соленоид, запитываемый от накопителя ЕН2 (12 мкФ, напряжение - до 40 кВ). По оценкам, при токе в соленоиде 150 кА, среднее значение индукции магнитного поля в разрядном промежутке составляло  $\sim 3$  Тл.

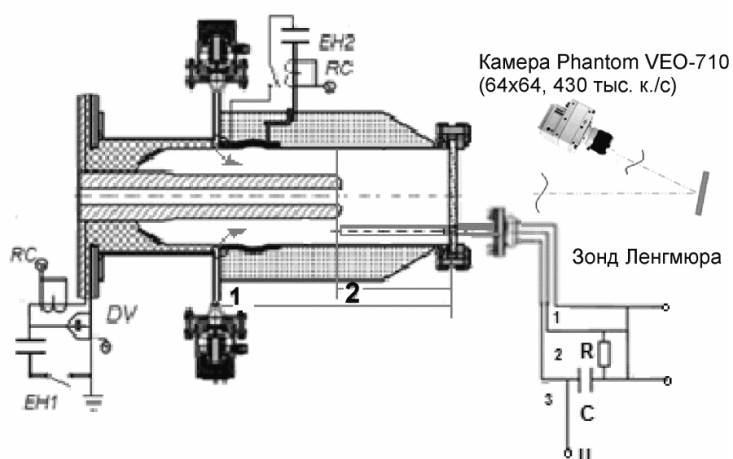


Рис. 1. Схема МКИ и измерений. ЕН1 и ЕН2 – емкостные накопители; RC – пояса Роговского; VD – делитель напряжения;  $R=7.2$  Ом - сопротивление в измерительной цепи;  $V_1-V_2$  – напряжение смещения, прикладываемое к электродам 1 и 2;  $V_1-V_3$  – разность потенциалов между электродом 1 и плавающим потенциалом электрода 3. Отмечены сечения в разрядной камере 1 и 2, где устанавливался зонд Ленгмюра.

Исследования параметров плазмы проводились с помощью тройного зонда Ленгмюра (ТЗЛ), который позволяет непрерывно регистрировать локальные значения температуры и плотности электронов ( $T_e$  и  $n_e$ ). Устройство зонда показано на рис. 2. Выступающие в поток плазмы молибденовые электроды ТЗЛ припаивались к медным проводам. Длина электродов ТЗЛ – 15 мм, их диаметр – 1 мм, расстояние между ними – 3 мм. Схема подключения зонда, показанная на рис. 1, использовалась в экспериментах [1, 2]. На рис.1 показаны сечения, в которых проводились зондовые измерения: положение 1 и 2. Был изготовлен вакуумный ввод через смотровое окно (рис. 1) для одновременных измерений параметров плазмы и визуализации плазменного образования с помощью скоростной камеры.

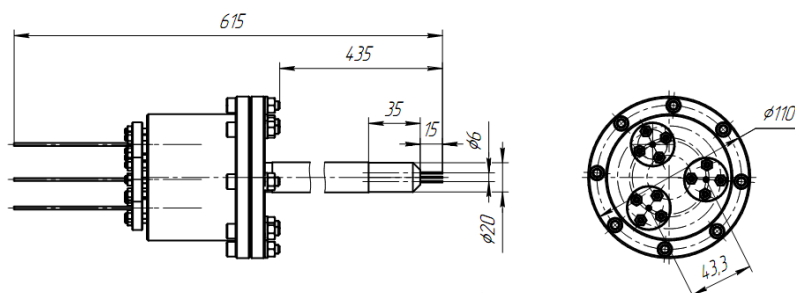
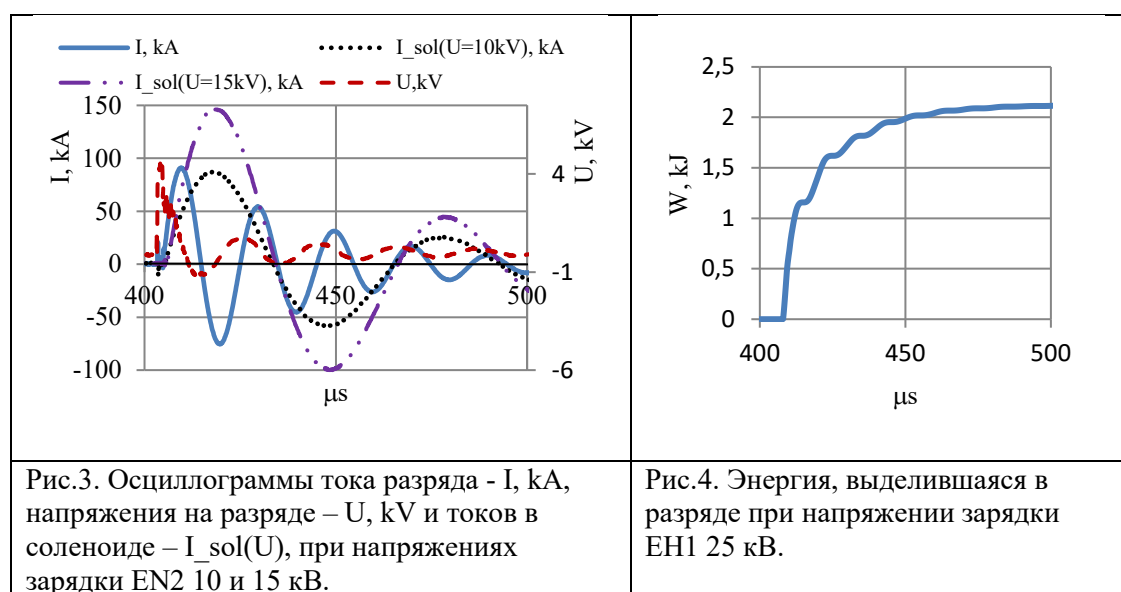
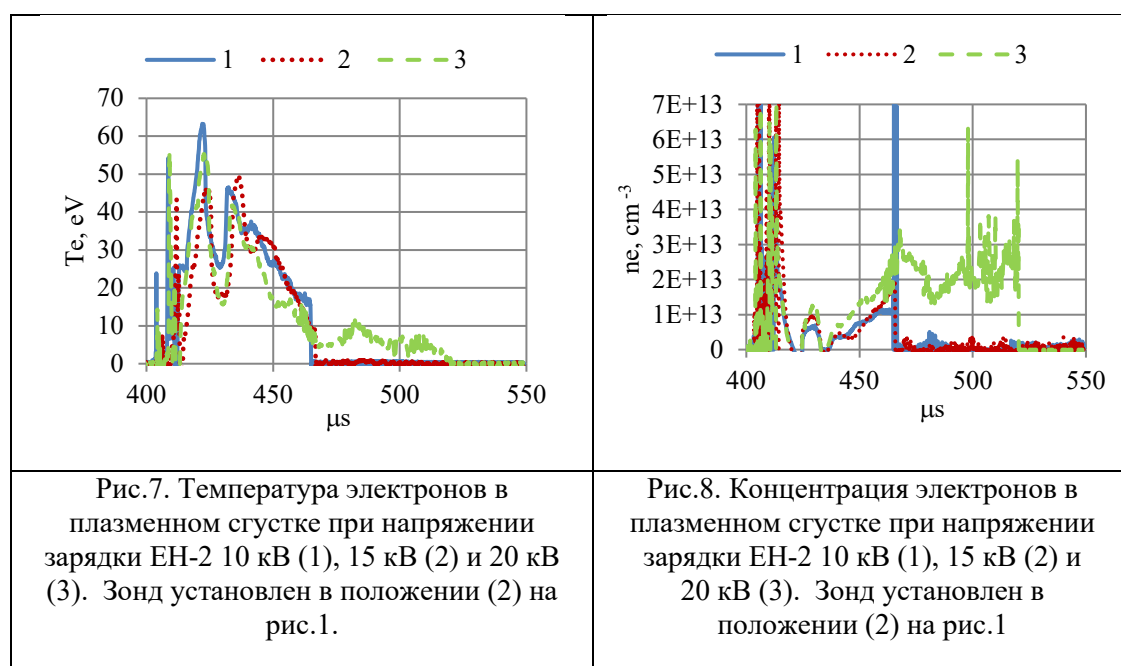
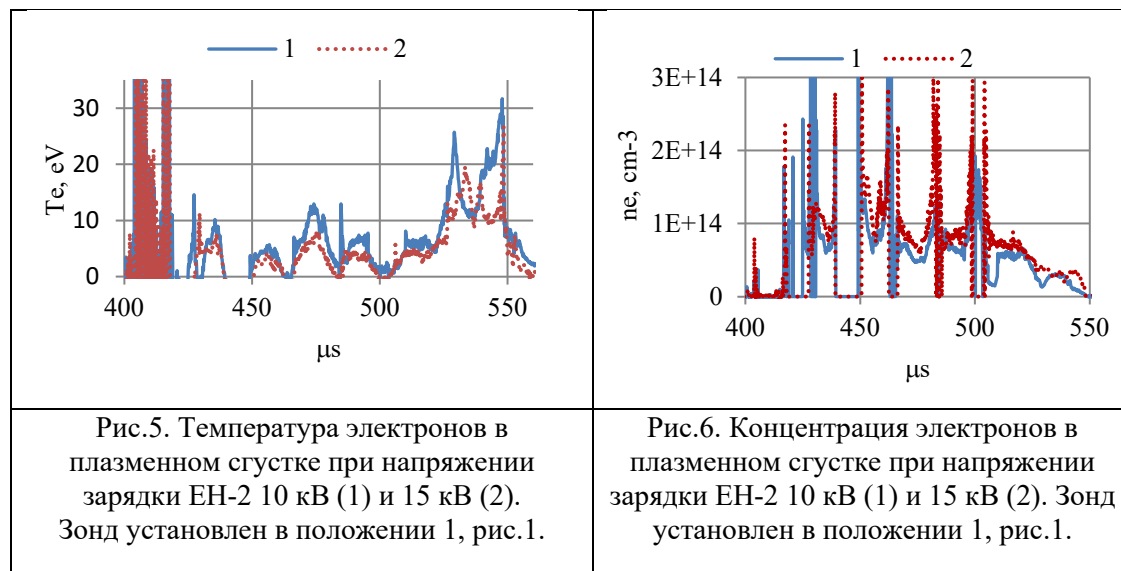


Рис. 2. Эскиз конструкции тройного зонда Ленгмюра

Токи и напряжения в разряде измерялись с помощью поясов Роговского и делителя напряжения. На рис.3 и 4 представлены осциллограммы токов напряжений и рассчитанного значения энергии, выделившейся в разряде.



Далее обсуждаются результаты измерений температуры и концентрации электронов во время импульса и изменение этих величин во времени в двух сечениях (положение 1 и 2, рис.1). По оценкам, на основании измерений в [3], концентрация молекул водорода во время горения разряда -  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .



Зонд регистрировал наличие плазмы в течение 150 мкс в сечении 1 после возникновения разряда (это время соответствует четырем полупериодам тока разряда или трем полупериодам тока соленоида). Как видно из графиков, в выходном сечении (2) сигнал исчезал раньше. При увеличении напряжения зарядки EN2 (кривая 3 на рис.7 и рис.8), время существования плазменного

сгустка увеличивалось. Установлено, что на входе в разрядную область (сечение 1), где происходит ионизация и подключается магнитное поле, концентрация электронов значительно выше, в среднем  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (рис. 6), чем вблизи выходного сечения 2  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (рис.8). На рис. 5 и 6 показано, что к концу импульса температура электронов возрастала от нескольких эВ до нескольких десятков эВ, в то время как их концентрация падала. Когда зонд устанавливали в сечение 2 (рис.7 и рис.8), тенденция менялась на противоположную: температура электронов снижалась до нескольких эВ, а концентрация электронов наоборот возрастала, но не превышала  $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Стабилизирующее влияние магнитного поля было обнаружено видеосъемкой [3] - плазменный сгусток в нем становился более однородным, и приобретал геометрию, близкую к тороидальной. Без внешнего магнитного поля видеосъемка регистрировала перемешивающиеся струи плазмы и её затекание перед центральным электродом, а зонд – более низкие концентрации электронов: максимальные значения в сечение 1 было ( $\sim 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), а в сечение 2 -  $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , которое фиксировалось в виде выброса в конце разрядного импульса.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что внешнее магнитное поле оказывает стабилизирующее влияние на структуру плазменного образования и увеличивает концентрацию электронов в МКИ.

#### *Литература:*

1. *Sidorov E.N., Batkin V.I., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Nikishin A.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F.* // Journal of instrumentation. 2021. v.16. n.11. DOI: 10.1088/1748-0221/16/11/T11006
2. *Borthakur S., Talukdar N., Neog N. K., and Borthakur T. K.* // Physics of Plasmas 2018. V.25. doi: 10.1063/1.5009796
3. *Zavalova V.E., Kozlov A.A., Kozlov A.V., Polistchook V.P., Karpushin Yu.V., Shurupov M.A.* // Тезисы докладов на 11-м Международном симпозиуме Сочи, 07–11 октября 2024 г. DOI: 10.30826/NEPCAP11A-14 EDN: VBTQZD.

# INVESTIGATION OF THE EFFECT OF ATMOSPHERIC AIR GLOW DISCHARGE PLASMA ON A SOLUTION OF A MIXTURE OF IRON AND NICKEL NITRATES

P.A. Ignateva<sup>1</sup>, A.A. Ignatev<sup>1</sup>, K. V. Smirnova<sup>2</sup>, A. N. Ivanov<sup>1</sup>, D. A. Shutov<sup>1</sup>,  
V. V. Rybkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Ivanovo State University of Chemistry and Technology*

<sup>2</sup> *A.V. Topchiev Institute of Petrochemical Synthesis of the RAS*

In recent years, there has been a trend towards replacing nanoparticles consisting of expensive rare earth and noble metals with cheaper alternatives. Possible analogues include transition metal oxides. Among these materials, ferrites have attracted much attention due to their high catalytic activity and magnetic properties. Spinel ferrites represent a large group of materials with a uniquely wide range of electronic, magnetic and chemical properties. In recent years, methods based on the action of gas-discharge plasma on aqueous solutions have become increasingly used. The review works show the prospects for using this method and possible options for plasma-solution systems that have already shown their effectiveness in the production of nanoparticles of noble metals and various oxides [1, 2, 3].

In this work, an attempt was made to synthesize nickel ferrite using the same method as in [4], that is, to find out under what conditions this is possible, what are the kinetic laws of formation, as well as the composition of the product particles and the sizes of the resulting particles. The experimental setup was the same as in [5].

Two direct current discharges burning above a liquid cathode and anode were ignited by applying high voltage between titanium electrodes. The distance between the electrodes and the solution was 5 mm. The voltage drop across the discharge gaps was measured with a TrueRMSFluke 280 precision voltmeter.

The discharge cell parts are separated by a cellophane membrane. The volume of each part was 80 ml. We used salts of iron (III) and nickel (II) nitrates of analytical grade, dissolved in distilled water. The initial concentrations of nitrates was  $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$  1.5 mmol/l and  $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  50 mmol/l.

The discharge current varied in the range of 30-70 mA. After 30 minutes of discharge treatment, the colloidal solution formed in the anode part was centrifuged at 15,000 rpm for 15 minutes. The mother liquor was drained, and the sediment was centrifuged 1 cycle with distilled water. The kinetics of the formation of colloidal particles was studied by turbidimetry. To do this, the intensity of light passing through a layer (1 mm below the surface) of the solution was determined. Measurements were carried out using an AvaSpec-2048 FT-2 spectrometer (Avantes, the Netherlands) at a wavelength of 632.8 nm (He-Ne laser). The optical length was 45 mm. The phase composition was determined by X-ray spectroscopy. For this we used (XRD: DRON 3 M, Burevestnik, Russia) with Cu K $\alpha$  radiation of 0.154 nm wavelength.

Turbidimetric measurements allow a rough estimate of the rate constant for the formation of colloidal particles using the following considerations. Let us assume that colloidal particles are formed from solution particles according to a 1st order kinetic equation with a rate constant  $K_r$ . Then we can write the following

$$\frac{dN_c}{dt} = K_r \cdot N_s \qquad \frac{dN_s}{dt} = -K_r \cdot N_s \qquad (1)$$

where  $K_r$  is the rate constant,  $N_c$  is the concentration of colloidal particles,  $N_s$  is the concentration of solution particles from which colloidal particles are formed.

Solution (1) has the form

$$N_c = N_s^0 \cdot [1 - \exp(-K_r \cdot t)] \qquad (2)$$

where  $N_s^0$  is the concentration at  $t=0$ .

Assuming that light scattering is directly proportional to the concentration of colloid particles with coefficient  $K_s$ , we obtain that

$$I_0 - I(t) = (K_s \cdot N_s^0) \cdot [1 - \exp(-K_r \cdot t)] \text{ or } I_0 - I(t) = \varphi \cdot [1 - \exp(-K_r \cdot t)] \quad (3)$$

where  $I_0$  is intensity of transmitted light at  $t=0$  and  $I(t)$  current intensity and  $\varphi$  is constant for given conditions.

Indeed, the falling portion of the kinetic curve is well described by dependence (3). So the data presented in Fig. 1 are described with a determination coefficient  $R^2$  equal to 0.97 and give  $K_r=(1.5\pm 0.2) \cdot 10^{-3}$  s.

The rate constants determined in this way for all studied discharge currents are shown in Fig. 2. The same figure shows the calculated degree of conversion  $\alpha$  of solution ions into colloidal particles for a treatment time  $t$  of 1200 s. The calculation was carried out according to the relation  $\alpha = [1 - \exp(-K_r \cdot t)]$ .

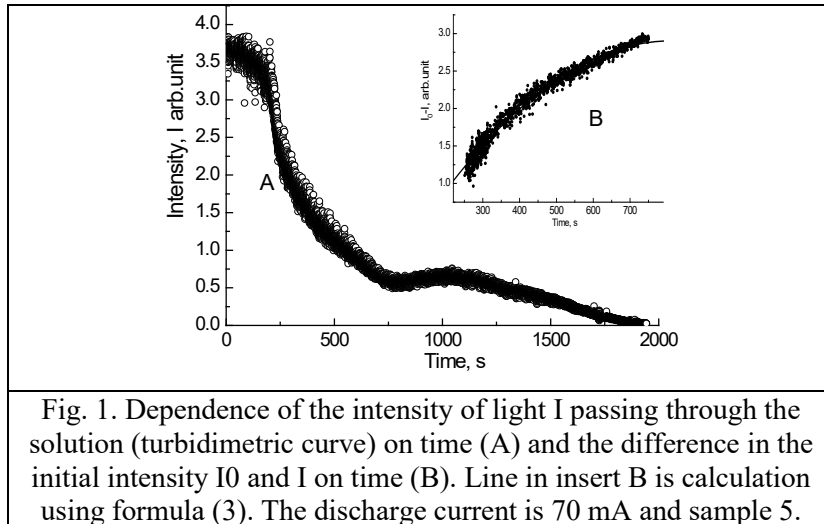


Fig. 1. Dependence of the intensity of light  $I$  passing through the solution (turbidimetric curve) on time (A) and the difference in the initial intensity  $I_0$  and  $I$  on time (B). Line in insert B is calculation using formula (3). The discharge current is 70 mA and sample 5.

Using these data, as well as the results of measuring voltage drops across the discharge, we estimated the energy efficiency  $\varphi$  (particles per 100 eV of input energy) of the formation of collide particles. The results of determining  $\varphi$  are shown in Fig. 4. Note that similar values  $\varphi$  (0.2-0.5) were obtained in work [6] for the process of producing colloidal particles from a solution of cobalt nitrate(II) in the same discharge at the same currents and concentrations.

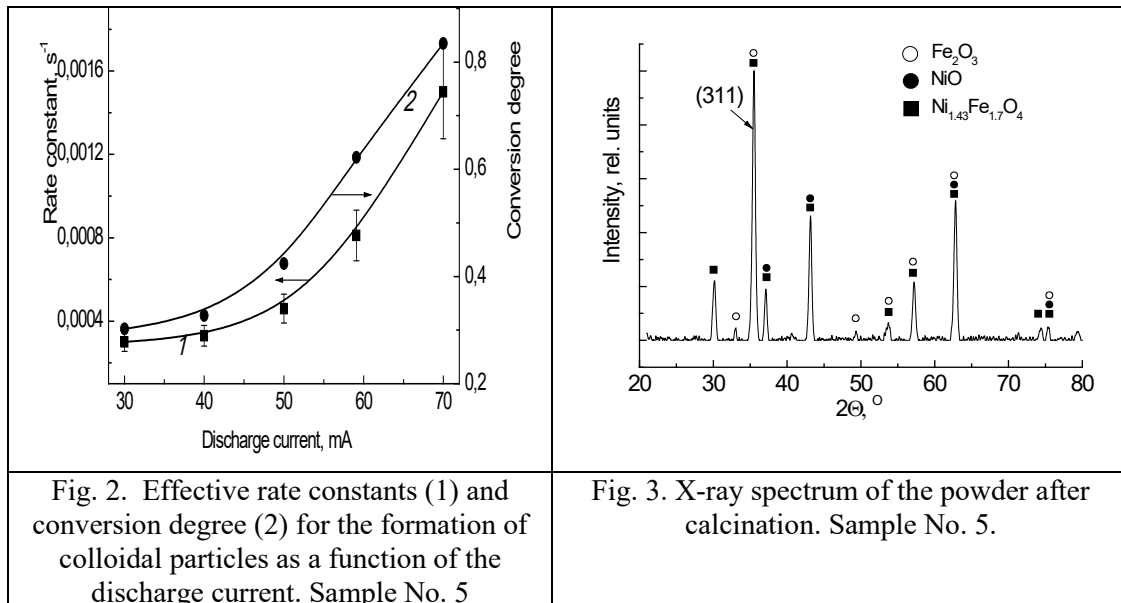
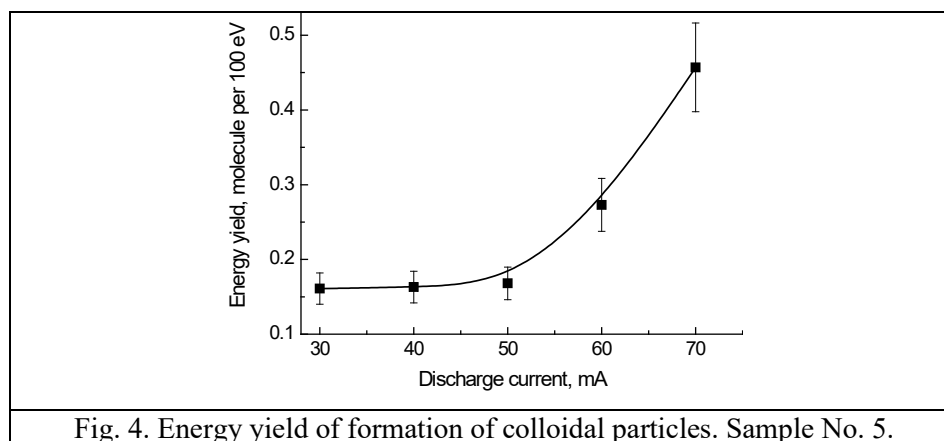


Fig. 2. Effective rate constants (1) and conversion degree (2) for the formation of colloidal particles as a function of the discharge current. Sample No. 5

Fig. 3. X-ray spectrum of the powder after calcination. Sample No. 5.

It is found that the resulting precipitates are amorphous, and in the process of calcination, nickel ferrite crystals are formed with a content of  $\sim 93\%$  and impurities of crystalline nickel oxides ( $\sim 3\%$ ) and iron ( $\sim 4\%$ ). This can be seen in Fig.3.

The kinetics of the formation of colloidal particles at different discharge parameters is studied. The degrees of transformation of the particles of the initial solutions into colloidal particles, as well as the energy yields, are determined.



Energy yields are 0.15-0.5 molecules per 100 eV, and the ion conversion degree are 0.35-0.8.

**Acknowledgements** This work was supported by the Ministry of Higher Education and Science of the Russian Federation, project no. FZZW-2023-0010

#### *References*

1. Sutka A. et al. An alternative method to modify the sensitivity of p-type NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> gas sensor //Journal of Materials Science. – 2012. – Т. 47. – С. 2856-2863.
2. Belmonte T. et al. Interaction of discharges with electrode surfaces in dielectric liquids: application to nanoparticle synthesis //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – Т. 47. – №. 22. – С. 224016.
3. Hamdan A. et al. Synthesis of two-dimensional lead sheets by spark discharge in liquid nitrogen //Particuology. – 2018. – Т. 40. – С. 152-159.
4. Gushchin a. a. et al. gas discharges as a tool for cleaning gas and solution mediums and synthesis of inorganic materials //известия высших учебных заведений. серия «химия и химическая технология». – 2023. – Т. 66. – №. 7. – с. 120-131.
5. Smirnova K. V. et al. Cobalt ferrites: formation from nitrate solutions under the action of DC discharge //Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2024. – Т. 44. – №. 1. – С. 257-268.
6. Smirnova K. et al. Plasma-solution synthesis of cobalt oxides //Physica Scripta. – 2024.



# КОМПЛЕКС ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТНОМ СОПЛЕ МАКЕТА БПРД НА СТЕНДЕ Е-1

Е.А. Бунин<sup>2</sup>, Т.А. Ишков<sup>1,2</sup>, Е.А. Шевцов<sup>1</sup>, А.Е. Сухов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

<sup>2</sup> *Российский научный центр Курчатовский институт*

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» на стенде Е-1 проводятся работы по исследованию параметров плазменного потока на макете БПРД-100.

БПРД-100 представляет собой лабораторный макет безэлектродного плазменного ракетного двигателя [1] с целевой мощностью высокочастотного разряда до 100 кВт. Макет состоит из следующих ключевых элементов. Геликонный источник на частоте 13.56 МГц с мощностью до 30 кВт используется для получения холодной плазмы [2]. В блоке ионно-циклотронного резонансного нагрева на частоте 0.5 МГц с мощностью до 70 кВт происходит увеличение вращательной энергии ионов [3]. Далее плазма попадает в магнитное сопло, в котором происходит преобразование вращательной энергии ионов в энергию продольного движения и происходит срыв плазмы с линий магнитного поля.

БПРД имеет ряд преимуществ в сравнении с другими типами электрореактивных двигателей [1]: на порядки большая плотность мощности, масштабируемость двигателя в широком диапазоне мощностей без принципиальных изменений в схеме двигателя, возможность оперативного регулирования в широком диапазоне отношения тяга-удельный импульс, отсутствие электродов, что увеличивает ресурс установки.

На данный момент проводятся эксперименты с гелиевой плазмой для конфигурации макета с общей ВЧ-мощностью до 35 кВт в магнитном поле до 0.2 Тл.

Для изучения формирования магнитного сопла, срыва плазмы с магнитных линий и других плазменных процессов в нем требуется проводить измерения ряда локальных плазменных и интегральных потоковых параметров.

Для этих целей разработаны и введены в эксплуатацию такие средства диагностики как тягомер, представляющий собой тензодатчик балочного типа с прямоугольной алюминиевой мишенью, зонд Фарадея, зонд Маха, расположенная вертикально линейка плоских зондов и 2 сеточных анализатора. Данные диагностики установлены на систему позиционирования в вакуумной камере стенда Е-1, что позволяет проводить измерения пространственных распределений параметров.

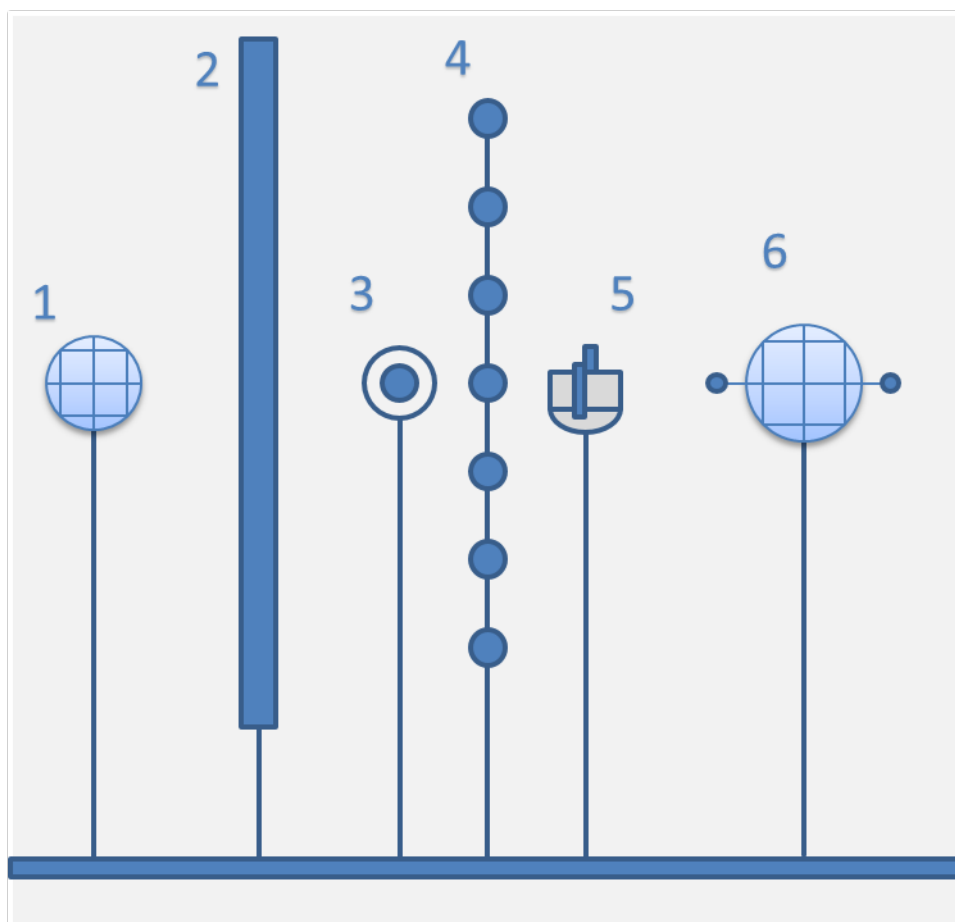


Рис. 1. Расположение диагностик на подвижной системе позиционирования  
1, 6 - сеточные анализаторы, 2 - тягомер, 3 - зонд Фарадея, 4 - линейка  
плоских зондов, 5 - зонд Маха.

В работе приводится описание разработанных средств диагностики. Представлены результаты обработки и анализа экспериментальных данных, полученных при помощи диагностического комплекса, и продемонстрированы возможности для проведения дальнейших исследований основных параметров двигателя, таких как тяга, удельный импульс, эффективность использования рабочего тела, КПД преобразования ВЧ мощности в мощность тяги.

*Литература:*

1. Жильцов В. А., Кулыгин В. М. Термояд и космос //ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2018. – Т. 41. – №. 3. – С. 5.
2. Господчиков Е. Д., Тимофеев А. В. О возбуждении геликонов токовыми антеннами //Физика плазмы. – 2017. – Т. 43. – №. 6. – С. 538-547.
3. Тимофеев А. В. О ВЧ-нагреве неоднородной столкновительной плазмы в условиях ИЦР //Физика плазмы. – 2015. – Т. 41. – №. 11. – С. 946-954.

# СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТА В ОБЛАСТИ ЖЁСТКОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА

С.Н. Андреев<sup>1</sup>, А.В. Бернацкий<sup>1</sup>, С.М. Климович<sup>1,2</sup>,  
С.Ю. Савинов<sup>1</sup>, С.Н. Цхай<sup>1</sup>, А.П. Шевелько<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская область, Россия

Предметом данной работы является поверхностный разряд по ферриту, испускающий электромагнитное излучение в достаточно широкой области, от рентгеновского диапазона [1] до видимого. Особый интерес представляет собой ультрафиолетовая составляющая, способная найти применение в литографии [2], оптической накачке [3] и пр. На данный момент она изучена лишь частично [4, 5]. В ходе изучения разряда по поверхности феррита на установке БАЦ в ФИАН [6] была изучена область 8-18 нм, в настоящей работе на этой же установке исследован диапазон 20-32 нм.

Установка включает в себя сферическую высоковакуумную камеру диаметром 0.5 м, вакуумная система обеспечивает остаточное давление в пределах  $10^{-5}$ - $10^{-4}$  мбар. Источником разряда является переделанный рентгеновский аппарат Памир-300, создающий импульс с пиковым напряжением до 300 кВ, длительностью 20 нс, фронтом нарастания 1 нс и силой тока до 1 кА. Импульс подаётся на феррит  $(\text{Ni-Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$  (марки М1000НН) длиной 5 см и шириной 16 мм. Оптический спектрометр GIS-1, основанный на сферической дифракционной решётке 300 шт./мм, находится на оси канала разряда и позволяет регистрировать спектр на фотоплёнку УФ-4, наиболее подходящую для этой области спектра. К достоинствам фотоплёнки в качестве регистрирующего элемента относится её возможность накапливать излучение нескольких разрядов, что позволяет увеличивать время экспозиции и, тем самым, чувствительность измерений.

Полученные кадры сканируются и обрабатываются с использованием формулы дифракционной решётки  $d(\sin\theta_i - \sin\theta_m) = m\lambda$ , где  $d$  – период решётки,  $\theta_i$  – угол падения,  $\theta_m$  – угол максимума,  $m$  – порядок дифракции,  $\lambda$  – длина волны. Примеры кадров и результатов их обработки приведены на рис. 1-2.

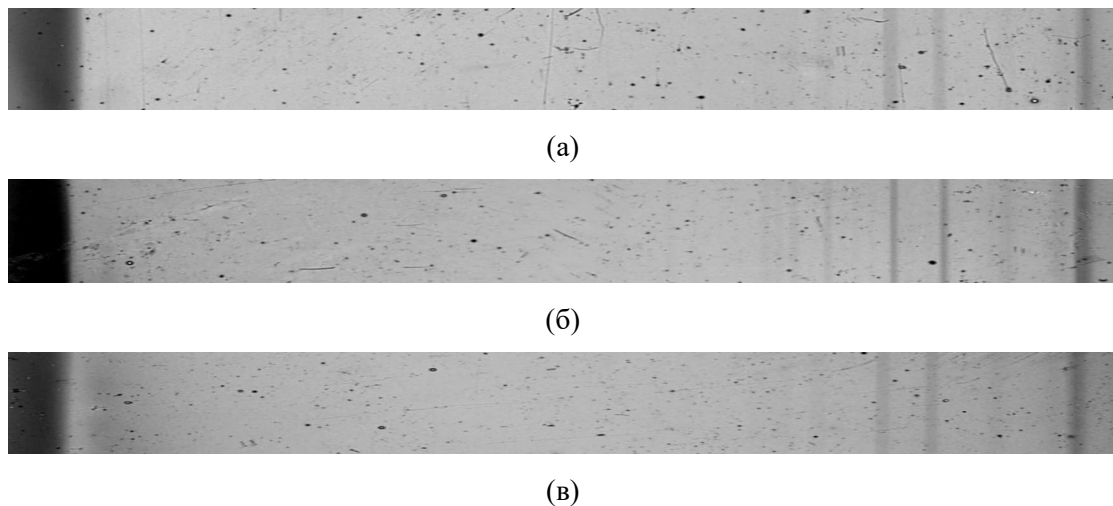


Рис. 1. Примеры фотографий спектров, полученных в разных экспериментах

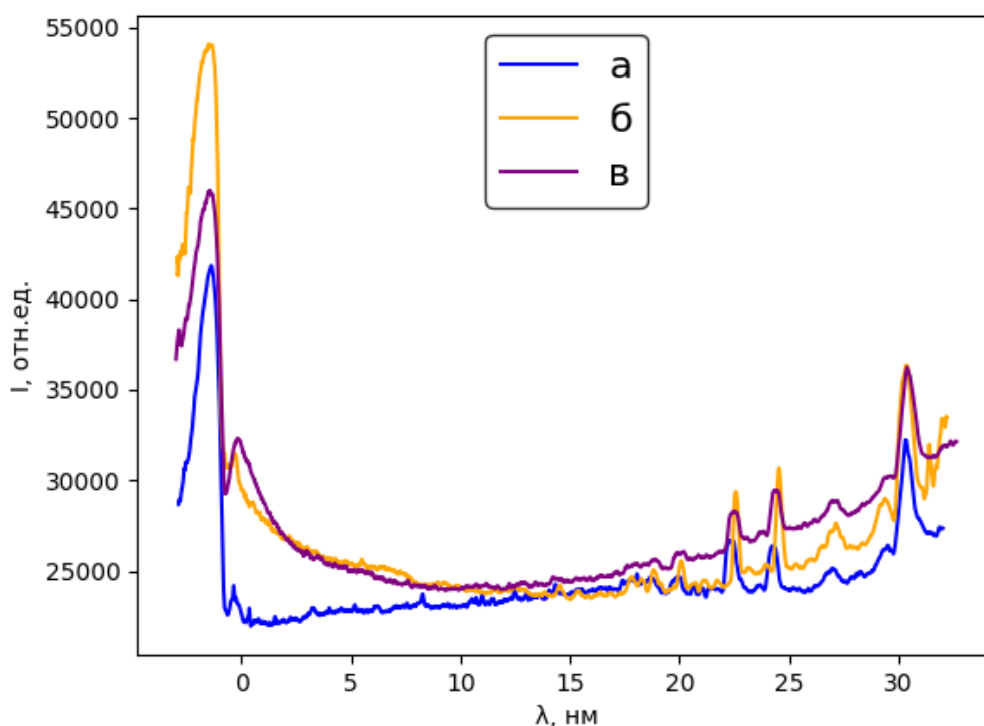


Рис.2. Обработка фотографий, представленных на рис. 1 (а-в)

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30086-П).

*Література:*

1. Watanabe K, Furusho K., Kashiwabara S., Fujimoto R. Characteristics of x-ray radiation by a nonequilibrium energetic electron flow emerged from a formed ferrite filament // Journal of Applied Physics, 1990, v.68, issue 10, p.5059-5063. <https://doi.org/10.1063/1.347068>
2. Erdmann A., Fühner T., Evanschitzky P., Agudelo V., Freund C., Michalak P., Xu D. Optical and EUV projection lithography: A computational view // Microelectronic Engineering, 2015, v.132, p.21-24. <https://doi.org/10.1016/j.mee.2014.09.011>
3. Attwood D. Soft x-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications. Cambridge University Press, 1999. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139164429>
4. Sentis M.L., Chazaud F., Delaporte Ph.C., Marine W.I. Emission spectra analyses of a new vacuum ultraviolet source // Applied Physics Letters, 1993, v.63, issue 17, p.2333-2335. <https://doi.org/10.1063/1.110517>
5. Sentis M.L., Granier Ph., Chazaud F., Marine W.I., Gerri M., Sze R.C. Discharge properties of a formed-ferrite plasma light source in the VUV region // Gas Flow and Chemical Lasers, 1993, v.1810, p.212-216. DOI: 10.1117/12.25927
6. Klimovich S.M., Bernatskiy A.V., Andreev S.N., Shevelko A.P., Tskhai S.N., Savinov S.Yu. Study of the radiation spectrum initiated by a high-voltage pulsed discharge on a ferrite surface // High energy chemistry, 2024, v.58, supplement issue 2, p.161-164. <https://doi.org/10.1134/S0018143924700802>

# ДИАГНОСТИКИ ИТЭР И РОССИЙСКОЕ УЧАСТИЕ В СОЗДАНИИ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ПРОЕКТА

Д.Э. Кравцов

*Частное учреждение государственной корпорации «Росатом» «Проектный центр ИТЭР»*

В 2006 году официальные лица Китая, Европейского Союза, Индии, Японии, Южной Кореи, России и США дали старт крупнейшему международному научному проекту современности – в Елисейском дворце в Париже было подписано Соглашение о создании Международной организации ИТЭР по термоядерной энергии для совместной реализации проекта ИТЭР. Ключевыми задачами проекта является: разработка и строительство экспериментальной установки на основе закрытой системы электромагнитного удержания горячей плазмы типа токамак, а также демонстрация принципиальной возможности создания реактора с управляемой термоядерной реакцией. Хотя ИТЭР является лишь прообразом будущих реакторов, он изначально разрабатывался для работы на D-T смеси и достижения десятикратного превышения выделяющейся энергии синтеза над энергией, вложенной в нагрев плазмы ( $Q > 10$ ). В настоящее время ИТЭР является крупнейшей установкой УТС. Основные параметры токамака приведены в таблице 1.

Таблица 1 Основные параметры ИТЭР

Полная термоядерная мощность	500 МВт
Мощность дополнительного нагрева	50 МВт
Средняя нагрузка на стенку от нейтронов	$\geq 0.5$ МВт/м <sup>2</sup> (при $E_n=14$ МэВ)
Полный поток нейтронов	$10^{14} - 3,2 \cdot 10^{20}$ н/с
Время горения плазмы	до 450с в индукционном режиме до 3000с в режиме current drive
Большой радиус камеры (R)	6.2 м

Малый радиус камеры (a)	2.0 м
Ожидаемая ионная температура (T <sub>i</sub> )	13кэВ
Ток шнура (I <sub>p</sub> )	9-15 МА
Тороидальное поле на оси шнура (B <sub>T</sub> )	5.3 Тл

Для ИТЭР разрабатывается обширный диагностический комплекс, содержащий 80 различных систем для контроля 103 параметров установки с термоядерной плазмой. Каждая диагностика отнесена к одной из 8 групп, в соответствии с физическим принципам работы системы:

1. измерение параметров магнитных полей,
2. измерения нейтронного потока,
3. оптические системы,
4. болометры,
5. системы спектрометрии и анализаторы нейтральных частиц,
6. микроволновые диагностики,
7. диагностики пристеночной плазмы.

Отдельно выделяют эксплуатационные системы, а также диагностическую инженерию.

С точки зрения эксплуатации установки, используется более прагматичная классификация диагностик по их роли в обеспечении работоспособности ИТЭР. Выделены пять операционных ролей: обеспечение безопасной работы установки, основные системы управления установкой, улучшенное управление плазмой, физические исследования, обслуживание и контроль систем снаружи плазменного шнура. Без диагностик, выполняющих роли защиты и основного управления, работа токамака невозможна. Без систем с ролью улучшенного управления невозможна эксплуатация ИЭТР по полномасштабной экспериментальной программе. Представленная систематизация в совокупности с требованиями к надежности всего токамака, послужила основой для проведения в Проектном Центре ИТЭР анализа надежности, результатом которого стали обновленные требования к надежности каждой диагностики [1].

С 2023 года Организация ИЭТР разрабатывает новую концепцию реализации проекта – новую базовую линию, принятие которой ожидается в

2025. Главными изменениями является отказ от использования бериллия в качестве материала первой стенки и его замена на вольфрам. Это повлекло за собой необходимость увеличения мощности дополнительного нагрева плазмы, а также потребовало разработки системы защиты плазмы от поступления в неё вольфрама со стенки токамака. Возникли дополнительные сложности как для работы диагностических систем, так и для их размещения в портах.

Из 80-ти диагностических систем ИТЭР, изготовление семи находится в зоне ответственности Российского домашнего агентства:

1. рефлектометрия со стороны сильного поля,
2. анализатор атомов перезарядки,
3. диверторный монитор нейтронного потока,
4. томсоновское рассеяние в диверторе,
5. спектроскопия водородных линий,
6. вертикальная нейтронная камера,
7. активная спектроскопия.

В разработке перечисленных диагностик задействованы такие институты и организации, как: ТРИНИТИ (г.Троицк), ФТИ им. Иоффе (г.С-Петербург), УТС-Центр (г.Москва), НИЦ Курчатовский институт (г.Москва), ГКМП (г.Брянск), ИЯФ СО РАН (г.Новосибирск). Кроме изготовления диагностик, поставщики Проектного центра ИТЭР выполняют интеграцию диагностического оборудования в пяти диагностических портах. В работе представлено общее описание процесса интеграции диагностического оборудования. Более подробное эта деятельность изложена, например, в работе [2]. Основными исполнителями по интеграции являются ИЯФ СО РАН, ФТИ им. Иоффе в сотрудничестве с ГКМП, ТПУ (г.Томск), НГТУ (г.Новосибирск), предприятиями ГК «Росатом». Главным партнером, выполняющим прочностные расчеты, является СПбПУ Петра Великого (С-Петербург). Основной компонент внутривакуумной нейтронной защиты диагностик – блоки из спеченного карбида бора ( $B_4C$ ) изготавливает российская компания «Вириал» (г. С-Петербург).  $B_4C$  блоки петербургского производства – единственные на сегодняшний момент, одобренные Организацией ИТЭР для внутрикамерного применения. Материал имеет низкое газовыделение (не хуже  $1,04 \cdot 10^{-08}$  Па·м<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>·м<sup>-2</sup> по водороду), как в



штатном режиме эксплуатации, так и при прогреве внутрикамерных элементов до 350°C. Подробно результаты испытаний В4С керамики приведены в [3].

Из разрабатываемых в России диагностических систем лишь две остаются в стране для дальнейшей интеграции в соответствующие порты. Остальные диагностики отправляются партнерам по проекту, для размещения в портах, находящихся в зоне их ответственности.

Опыт и практические результаты, полученные Проектным центром ИТЭР в ходе проекта ИТЭР, позволяют применить их в реализуемой в настоящее время национальной программе развития термоядерных исследований в Российской Федерации.

*Литература:*

[1] Г. М. Коновалов “Расчет целевых значений коэффициентов готовности для диагностик ИТЭР” – Системы и средства информатики, 2023, т.33, №4, с.38-49

[2] М.В. Иванчивский, А.В. Бурдаков, Д.Е. Гавриленко, А.М. Грищенко, В.М. Константинов, Д.Э. Кравцов, А.А. Листопад, А.М. Лобачев, И.Н. Логинов, В.С. Модестов, И.С. Рыжанков, П.А. Селезнев, В.В. Серемин, Н.В. Сорокина, Ю.С. Суляев, А.С. Таскаев, Е.В. Шабунин, С.Р. Шарафеева, С.В. Шиянков, А.А. Шошин “Статус работ по проекту ИТЭР в ИЯФ СО РАН” - Сборник тезисов докладов 50 Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС-2023.

[3] A. Shoshin, A. Burdakov, M. Ivantsivskiy, S. Polosatkin, A. Semenov, Yu. Sulyaev, D. Gavrilenko, S. Taskaev, D. Kasatov, D. Kravtsov, N. Sorokina, V. Rummyantsev, A. Ovsienko, Testing, Approving, and Serial Production of Sintered Boron Carbide Ceramics for In-vessel Protection of ITER Diagnostic Ports // 2nd International Fusion and Plasma Conference & 13th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, E-Abstract Book, p. 35, August 21-25, 2023, BPEX, Busan, Korea

# ПРИНЦИПЫ СИНТЕТИЧЕСКОЙ КОМПЛЕКСНОЙ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

А.Б. Кукушкин<sup>1,2</sup>, А.В. Демура<sup>1</sup>, А.А. Куличенко<sup>1</sup>, М.Г. Левашова<sup>1</sup>,  
Д.С. Леонтьев<sup>1,3</sup>, В.С. Лисица<sup>1</sup>, П.В. Минашин<sup>1,2</sup>, П.А. Сдвиженский<sup>1</sup>,  
Д.Р. Филипенко<sup>1,2</sup>, Р.И. Хуснутдинов<sup>1,2</sup>, В.А. Шурыгин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

<sup>3</sup> МФТИ (НИУ), Москва, Россия

Развитие синтетических диагностик параметров плазмы в токамаках-реакторах предполагает активное использование предсказательного интегрированного численного моделирования динамики термоядерной плазмы. При этом в описании процессов переноса тепла и частиц все еще остается немало компонент, использующих феноменологические (т.е. не из первых принципов) модели. Это прежде всего касается процессов переноса поперек сильного магнитного поля.

Целью кросс-корреляционной диагностики является такое определение характеристик движения изучаемых объектов (локализованных, «точечных» переносчиков возбуждения среды, в частности, флуктуаций плотности и температуры) между точками наблюдения, которое позволяет найти функцию распределения по длине свободного пробега (ФРСП) вне зависимости от внутренних характеристик изучаемого объекта. Это свойство обусловлено тем, что кросс-корреляционная функция практически не зависит от способа диагностирования движения изучаемого объекта (напр., сечения рассеяния зондирующего излучения этим объектом) и существенно зависит от ФРСП.

В настоящей работе сформулированы основные принципы синтетической комплексной кросс-корреляционной диагностики таких процессов, основанной на использовании кросс-корреляционного подхода к получению и анализу экспериментальных данных. Такой подход уже давно используется для отдельно взятых диагностик: наиболее успешно, на наш взгляд, в кросс-корреляционной рефлектометрии флуктуаций плотности плазмы. Так, в [1, 2] в формализме

интегро-дифференциальных уравнений нелокального переноса в режиме «прогулок Леви» показано, что ключевой параметр нелокальности переноса флуктуаций плотности по малому радиусу плазмы, наблюдаемых в токамаке T-10 [3], близок к аналогичному параметру в эмпирическом законе Ричардсона для гидродинамической турбулентности газов и жидкостей. Обобщение в [4] аналитического вида кросс-корреляционной функции [1] на случай линейной связи флуктуаций плотности плазмы и электрического поля в плазме позволяет использовать подход [1] для интерпретации измерений других диагностик (зондовых и пучковых).

Дальнейшее обобщение охватывает кросс-корреляционный анализ флуктуаций таких параметров как температура (используя томсоновское рассеяние и ЭЦ-излучение на малых гармониках при дополнении непрерывным и линейчатым спектрами излучения плазмы), напряженность магнитного поля (MSE-диагностика), параметры примесей (CXRS-диагностика).

Спектр кросс-корреляционной функции задается стандартной формулой, содержащей Лаплас-образы измеряемой величины в двух разных точках. В случае рефлектометрии такой величиной будет вектор электрического поля ЭМ волны, возникающей при рассеянии зондирующей ЭМ волны флуктуациями плотности плазмы. В зондовой или тяжелоионной пучковой диагностиках этой величиной будет вектор электрического поля в плазме, которое прямо или косвенно измеряет зонд или зондирующий пучок тяжелых атомов. В кросс-корреляционной диагностике температуры с помощью измерения пространственного профиля температуры электронов по спектру собственного электронного циклотронного излучения плазмы такой величиной будет температура электронов. В частности, при измерениях вектора электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  спектральное распределение кросс-корреляций определяется в виде

$$C(\omega, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \widehat{\mathbf{E}}^*(\mathbf{r}_1, \omega, \mathbf{K}_1) \widehat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_2, \omega, \mathbf{K}_2)}{\sqrt{\lim_{T_{01} \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{T_{01}} |\widehat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_1, \omega, \mathbf{K}_1)|^2 \right) \lim_{T_{02} \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{T_{02}} |\widehat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_2, \omega, \mathbf{K}_2)|^2 \right)}}, \quad (1)$$

где интегралы по времени в Лаплас-образе электрического поля  $\widehat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega, \mathbf{K})$ , берутся на временном интервале от нуля до некоторого верхнего предела  $T_0$ , а предельные переходы в (1) связаны с необходимостью расчета спектральной плотности флуктуаций в единицу времени, тогда как Лаплас-образ дает спектр за

все время измерения (подробное описание такой процедуры в случае расчета рассеянного электрического поля в плазме можно найти в [5]). Зависимость лаплас-образа измеряемой величины от волнового вектора  $\mathbf{K}$  описывается её Фурье-образом по координате на участке квазиоднородной среды с координатой  $\mathbf{r}$  (т.е. Фурье-преобразование идет по «быстрой» пространственной вариации сигнала при фиксированной «медленной» координате среды). В общем случае нелокального (недиффузионного) переноса флуктуаций того или иного параметра среды спектральная и пространственная зависимость кросс-корреляций, дефинированная как функция типа (1), выражается через ФРСП  $T(r, \mathbf{v})$  флуктуаций, свободно прошедших расстояние  $r$  со скоростью  $\mathbf{v}$ . В случае одного типа флуктуаций, дающих вклад в измеряемый кросс-корреляционный сигнал, спектр кросс-корреляций вследствие вклада флуктуаций, находившихся когда-либо в точке  $\mathbf{r}_2$ , в флуктуации того же типа, обнаруженные в точке  $\mathbf{r}_1$  имеет вид (ср. [1, 2, 4]):

$$\hat{C}(\omega, \mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{r}_1) = e^{i(\mathbf{K}, \mathbf{r})} \frac{\langle T(|\mathbf{v}_{12}| \Delta t_{12}, \mathbf{v}_{12}) \exp[i(\omega - \Omega - \mathbf{K} \mathbf{v}_{12}) \Delta t_{12}] |g(\mathbf{r}_2, \mathbf{K}, \omega, \mathbf{v}_2)| \rangle}{\{ |g(\mathbf{r}_1, \mathbf{K}, \omega, \mathbf{v}_1)| |g(\mathbf{r}_2, \mathbf{K}, \omega, \mathbf{v}_2)| \}^{1/2}}, \quad (2)$$

где функции  $g(\mathbf{r}, \mathbf{K}, \omega, \mathbf{v})$  являются Фурье-Лаплас-образами решений кинетических уравнений для функций распределения тех физических величин, которые ответственны за наблюдаемые в диагностике кросс-корреляции (см. подробнее [1, 2]), оператор  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по заданному распределению по скоростям бегущих флуктуаций (его параметры являются искомыми величинами при решении обратной задачи их восстановления по экспериментальным диагностическим данным), время запаздывания корреляции между разными точками учитывает конечную скорость движения флуктуаций, и в слабо неоднородной плазме равно

$$\Delta t_{12} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| / |\mathbf{v}_{pl} + \mathbf{v}_{12}|, \quad (3)$$

где  $\mathbf{v}_{12}$  – скорость движения флуктуации между точками 2 и 1 относительно плазмы (т.е. относительно гидродинамического движения плазмы в данной точке со скоростью  $\mathbf{v}_{pl}$ ). В случае рефлектометрии  $\Omega$  есть частота зондирующей ЭМ волны,  $\mathbf{K}$  есть волновой вектор рассеяния (т.е. разность волновых векторов зондирующей и рассеянной ЭМ волны). Для зондовой и тяжелоионной пучковой

диагностик  $\Omega$  и  $\mathbf{K}$  есть, соответственно, частота и волновой вектор основной моды колебания электрического поля в плазме.

Для кросс-корреляционной диагностики температуры электронов плазмы с помощью измерения пространственного профиля температуры по спектру собственного электронного циклотронного излучения плазмы в качестве функции плотности будет выступать плотность флуктуаций температуры, а  $\Omega$  и  $\mathbf{K}$  будут, соответственно, частотой и волновым вектором тех волновых процессов, которые являются источником движения флуктуаций температуры в плазме относительно квазистационарного профиля температуры. Отметим, что такая кросс-корреляционная диагностика достаточно широко используется для определения характерных длин корреляции: такие работы проведены на токамаках DIII-D, ASDEX, ToreSupra, LHD (см. напр. [6]).

Для кросс-корреляционной диагностики температуры плазмы с помощью измерения пространственного профиля температуры электронов по спектру томсоновского рассеяния ситуация аналогична рефлектометрии: в (2) будет фигурировать плотность флуктуаций плотности плазмы,  $\Omega$  – частота зондирующей ЭМ волны,  $\mathbf{K}$  – волновой вектор рассеяния.

Алгоритм синтетической комплексной кросс-корреляционной диагностики требует измерений, которые допускают расчет парных корреляций между различными магнитными поверхностями (напр., в рефлектометрии вектор рассеяния должен быть направлен по малому радиусу). Расчеты радиальных и спектральных характеристик парной корреляционной функции нужны для решения обратной задачи нахождения функций распределения флуктуаций по их длине свободного пробега, что позволит характеризовать степень нелокальности процессов переноса.

#### *Литература:*

1. Kukushkin A.B., Kulichenko A.A. // Symmetry 2022, **14**(6), 1265 (32 pages).
2. Кукушкин А.Б., Куличенко А.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2022, **45**(2), 105-122.
3. Urazbaev A.O., Vershkov V.A., Soldatov S.V., Shelukhin D.A. // Plas. Phys. Rep., 2006, **32**, 443–460.
4. Кукушкин А.Б., Куличенко А.А. // Сборник тезисов докладов L Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 20–24 марта 2023, ICRAF-2023, с. 97.
5. Кукушкин А.Б. // Физика плазмы, 1981, **7**(1), 110-118.
6. Wang G. et al // Nucl. Fusion, 2024, **64**, 066024

# РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ВНЕШНЕЙ ФОТОНАКАЧКОЙ

Р.К. Куликов<sup>1,2</sup>, С.С. Макаров<sup>1,3</sup>, И.Ю. Скобелев<sup>1,2</sup>

*<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва*

*<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва*

*<sup>3</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва*

Работа посвящена развитию спектроскопических методов исследования вещества, находящегося в экстремальных условиях – при сверхвысоких температурах и давлениях. Такие условия осуществляются в астрофизических объектах. В лаборатории они стали достижимыми с середины 60-х годов прошлого столетия благодаря развитию термоядерных исследований, лазерной и ускорительной техники. Вещество, находящееся в экстремальных условиях, является ярким источником коротковолнового (рентгеновского) излучения, которое несет в себе информацию не только о параметрах плазмы, но и о протекающих в ней физических процессах.

В последние годы появился и стал очень актуальным новый лабораторный плазменный объект, в котором большую роль могут играть процессы, которые не были важны в исследовавшейся ранее плазме. Речь идет о лазерной плазме, которая подвергается воздействию мощного внешнего коротковолнового излучения. Интенсивность этого внешнего излучения может на порядки превышать интенсивность излучения, генерируемого в самой плазме, что должно настолько увеличить вероятности соответствующих процессов фотовозбуждения и фотоионизации, что именно они начнут играть определяющую роль в кинетике плазмы. Такими новыми плазменными объектами являются, например, лазерная плазма, образующаяся при косвенном нагреве мишеней типа хольраум, или лазерная плазма, подвергающаяся воздействию излучения мощных рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ). Следует подчеркнуть, что уже сегодня РЛСЭ позволяют достигать интенсивности воздействия рентгеновского излучения на вещество в диапазоне  $10^{18}$ - $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [1-3]. При таком воздействии поглощение внешнего излучения происходит преимущественно за счет фотоионизации электронов с нижних оболочек атомов, что приводит к возникновению экзотических, сильно неравновесных состояний вещества: атомов или ионов с пустыми внутренними и заполненными внешними электронными оболочками, так называемых, «полых» атомов или ионов [4,5].

До сих пор рентгеноспектральные методы диагностики такой плазмы фактически не разрабатывались. Более того, не было сделано оценок возможности использования в этом случае ранее разработанных методик. Между тем такая задача становится особенно актуальной в связи с планируемым созданием в РФ крупнейшей установки класса «мега-саенс» «СИЛА» (*англ. Synchrotron and Laser*) в г. Протвино, представляющей из себя ускорительно-накопительный комплекс, объединяющий синхротронный источник 4-го поколения с рентгеновским лазером на свободных электронах.

В настоящей работе рассмотрена возможность диагностики лазерной плазмы с внешней фотонакачкой одним из уже классических способов, а именно, по относительным интенсивностям резонансной и интеркомбинационной линий многозарядных He-подобных ионов (см., например, [6]). На основе детальных кинетических расчетов определены условия, при которых эта методика может применяться к рассматриваемой плазме без каких-либо модификаций, и рассчитаны относительные интенсивности данных линий для случаев, когда внешнее воздействие существенно меняет кинетику их возбуждения. При проведении численных расчетов рассмотрен случай аргоновой плазмы, поскольку аргон, с одной стороны, очень часто является компонентом лазерных мишеней (см., например, [7]), а, с другой, является характерным представителем химических элементов со средним зарядом ядра.

Кинетические расчеты для He-подобного иона Ar XVII были выполнены с помощью столкновительно-радиационного кода iPRAX [7], в котором учитываются все основные элементарные процессы, происходящие в плазме, а их скорости рассчитываются программой sFAC [8]. При моделировании учитывались Li-, He-, H- подобные ионы аргона и ядра Ar XIX. Для учета каскадных процессов рассматривались конфигурации с главным квантовым числом  $n \leq 10$ , а также большое число кратновозбужденных состояний. Поток внешних фотонов считался квазимонохроматическим, с шириной спектра порядка 6 эВ, что характерно, например, для экспериментов на Европейском лазере на свободных электронах.

Показано, что фотонакачка может сильно изменить характер кинетики возбуждения рентгеновских спектров многозарядных ионов. Ее роль заключается как в изменении времен жизни возбужденных состояний за счет появления канала безызлучательного их распада, так и в изменении ионизационного состояния плазмы. В зависимости от химического состава, плотности и температуры плазмы, с одной стороны, и интенсивности и спектра фотоначки, с другой, возможно проявление только одного из перечисленных эффектов, или сразу обоих.

На примере метода определения плотности по отношению интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий He-подобного иона аргона показано, что если энергии фотона

накачки недостаточно для прямой фотоионизации основного состояния, то начиная с интенсивностей порядка  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> диагностику надо проводить с учетом фотонакачки. Если падающие фотоны достаточно энергетичны для фотоионизации состояния  $1s^2$ , то необходимость модификации будет зависеть от плотности плазмы, и при  $N_e \sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup> потребуется уже для интенсивностей больших  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, использование комплекса созданных ранее рентгеноспектральных диагностических методик, в общем случае, потребует модификаций, основанных на проведении детальных кинетических расчетов с полным учетом всех возможных фотоионизационных процессов. Для стационарной плазмы соответствующие расчеты могут быть проведены для каждого химического элемента, что позволит построить нужные зависимости относительных интенсивностей от параметров плазмы и фотоионизирующего излучения. Такие зависимости можно будет использовать для сравнительно долгоживущей плазмы, создаваемой в мишенях типа хольраум.

*Литература:*

1. S. Makarov, M. Makita, M. Nakatsutsumi, et al, Direct LiF imaging diagnostics on refractive X-ray focusing at the EuXFEL High Energy Density instrument. J. Synchrotron Radiat. 30, 208–216 (2023).
2. H. Mimura, H. Yumoto, S. Matsuyama, et al, Generation of  $10^{20}$  W cm<sup>-2</sup> hard X-ray laser pulses with two-stage reflective focusing system. Nat. Commun. 5, 3539 (2014).
3. J. Yamada, S. Matsuyama, I. Inoue, et al, Extreme focusing of hard X-ray free-electron laser pulses enables 7 nm focus width and  $10^{22}$  W cm<sup>-2</sup> intensity. Nat. Photonics (2024), doi:10.1038/s41566-024-01411-4.
4. J. Colgan, J. Abdallah, Jr., A.Ya. Faenov, et al, Exotic Dense-Matter States Pumped by a Relativistic Laser Plasma in the Radiation-Dominated Regime. , PHYS REV LETT , 2013 , 110 , 125001
5. С.А. Пикуз мл., А.Я. Фаенов, И.Ю. Скобелев, В.Е. Фортов, Создание экзотических состояний вещества с помощью рентгеновского излучения, генерируемого при фокусировке петаваттного лазерного импульса на твердотельные мишени, УФН, 2014 , т.184, с.759
6. Gabriel A.H., Jordan C. // Case Studies in Atomic Collision Physics. 1972. Vol. 2. P. 209.
7. I.Yu. Skobelev, S.N. Ryazantsev, R.K. Kulikov et al, The Role of Collision Ionization of K-Shell Ions in Nonequilibrium Plasmas Produced by the Action of Super Strong, Ultrashort PW-Class Laser Pulses on Micron-Scale Argon Clusters with Intensity up to  $5 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, Photonics 2023, 10(11), 1250
8. Gu M.F., The flexible atomic code, Canadian Journal of Physics. 2008. Vol.86, № 5, 675–689



# МОДИФИКАЦИЯ АЛГОРИТМА ИНТЕРПРЕТАЦИИ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

А.Б. Кукушкин<sup>1,2</sup>, А.А. Куличенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Представлены результаты развития алгоритма [1, 2] кросс-корреляционной рефлектометрии плазменной турбулентности в токамаках и верификация алгоритма на данных токамака KSTAR [3].

В [1, 2] при интерпретации экспериментальных данных с токамака T-10 была развита модель, использующая кинетическую теорию для нелокального переноса одного типа флуктуаций плотности плазмы. Этого оказалось достаточно для интерпретации экспериментальных данных, представленных в [4]. Дальнейшее рассмотрение существующих данных с этой установки и других токамаков показало, что необходимо обобщение алгоритма интерпретации экспериментов на случай нескольких типов флуктуаций плотности плазмы, перенос которых имеет свойства нелокальной турбулентности. Такому обобщению подлежат (а) связь между спектром рассеяния и распределением по скоростям рассеивателей (флуктуаций плотности) и (б) кросс-корреляционная функция (ККФ) сигналов рефлектометрии.

Спектрально-угловое распределение мощности излучения, рассеянного флуктуациями плотности нескольких сортов из точки  $\mathbf{r}$  в точку  $\mathbf{r}_1$  в момент времени  $t$ , имеет общий вид

$$\frac{dW(\omega, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}_1, t)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}} d\omega} = \sum_m \tilde{A}_m \int d\mathbf{v} h_m(\mathbf{v}) \frac{dW_m(\omega, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}_1, t, \mathbf{v})}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}} d\omega}, \quad (1)$$

где  $h_m(\mathbf{v})$  – распределение по скоростям  $m$ -ого сорта рассеивателей;  $\tilde{A}_m$  – относительный вклад числа рассеивателей данного сорта. Для каждого сорта рассеивателей задаются искомые параметры: средняя скорость  $\bar{v}_m$ ; ширина гауссовского распределения по скоростям  $\alpha_m \bar{v}_m$  около средней скорости. Спектр излучения, рассеянного флуктуацией плотности  $m$ -ого сорта, движущейся со

скоростью  $\mathbf{v}$  имеет такой вид в относительных единицах (здесь исключена зависимость от источника флуктуаций и от сечения рассеяния волны индивидуальной флуктуацией, см. подробнее [1]):

$$\frac{dW_m(\omega, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{v}, \mathbf{r}_1, t)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}} d\omega} \propto \left| \int_0^{+\infty} dt e^{-i(\omega - (\mathbf{v}, \mathbf{K}))t} T_m(vt, \mathbf{v}) \right|. \quad (2)$$

Здесь  $\hat{\mathbf{n}}$  – единичный вектор в направлении распространения рассеянной волны,  $\mathbf{K}$  – вектор рассеяния (разность волновых векторов рассеянной и падающей волны), а функция распределения по длинам свободного пробега (ФРСП) рассеивателей имеет модельный степенной вид [1], соответствующий нелокальной (недиффузионной) кинетике движения флуктуаций плотности:

$$T_m(\rho, \mathbf{v}) = \frac{1}{(1 + \kappa_m(\mathbf{v})\rho)^\gamma}, \quad 0 < \gamma < 2, \quad (3)$$

где  $\kappa_m$  – обратная характерная длина свободного пробега  $m$ -ого сорта флуктуаций (для почти покоящихся рассеивателей, которым отвечает центральная часть спектра рассеяния на Рис. 1, ФРСП имеет вид  $T_c(\rho) = \exp(-\kappa_c \rho)$ , соответствующий диффузионной кинетике). Флуктуации данного сорта могут двигаться как в сторону точки наблюдения, так и в обратном направлении. При этом для каждого такого направления движения число флуктуаций может отличаться, что приводит, в частности, к несимметричности спектра рассеяния (см. рис. 1). В рассматриваемом нами случае радиальной рефлектометрии вектор  $\mathbf{K}$  направлен по малому радиусу плазмы в токамаке. Почти весь спектр, за исключением далеких «крыльев» при большой отстройке от частоты зондирующей ЭМ волны, можно представить как распределение по скоростям движения флуктуаций (этому соответствует приближение  $T_m \approx 1$ ):

$$\int_0^{+\infty} dt e^{-i(\omega - (\mathbf{v}, \mathbf{K}))t} T_m(vt, \mathbf{v}) = \pi \delta(\omega - v_r K_r). \quad (4)$$

где  $v_r$  – радиальная скорость флуктуаций.

Результаты решения обратной задачи для определения параметров функций  $h_m(\mathbf{v})$ , задаваемых в гауссовском виде, применительно к интерпретации экспериментальных данных на токамаке KSTAR [3] представлены на рис. 1. Оптимальные значения искомым варьируемых параметров следующие:  $A_{1+} = 0,75$ ;  $A_{1-} = 0,8$ ;  $A_{2+} = 1,1$ ;  $A_{2-} = 1,7$ ;  $A_T = 1$ ;  $\bar{v}_1 = 2,8 \cdot 10^4$  см/с,  $\bar{v}_2 = 5,1 \cdot 10^4$  см/с,  $\alpha_1 = 0,4$ ;  $\alpha_2 = 0,5$ .

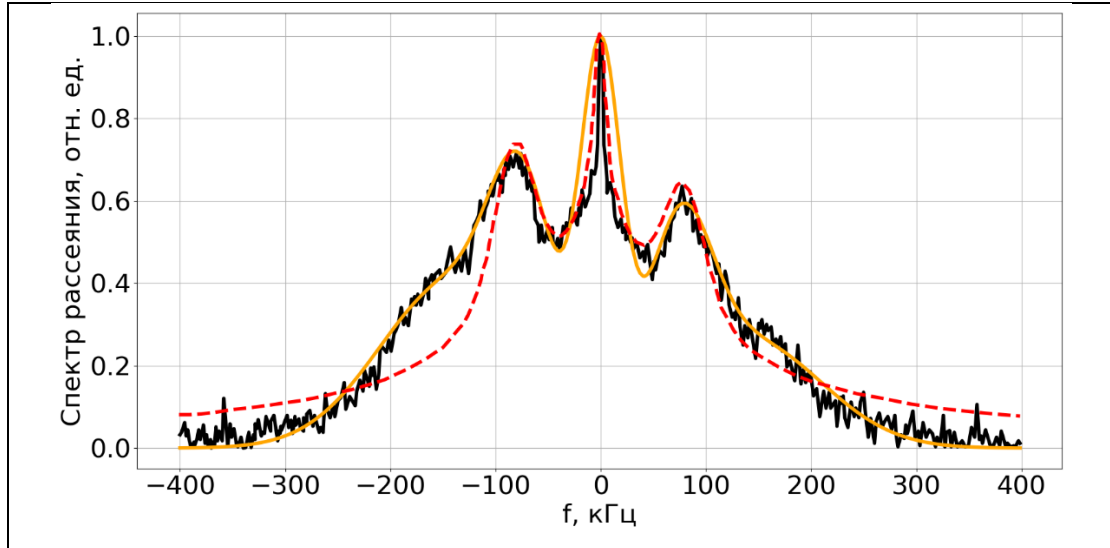


Рис. 1. Сравнение результатов решения обратной задачи с экспериментальным спектром рассеяния, дающим зависимость интенсивности рассеянного излучения от сдвига частоты  $f$  относительно частоты зондирующей ЭМ волны (черная кривая) (рисунок 12-а в [3]); теоретический спектр рассеяния по новому (оранжевая кривая) и старому алгоритму [1, 2] (красная пунктирная кривая).

Зная относительные вклады флуктуаций плотности разных сортов в спектр рассеяния на этих флуктуациях, а также зная характерные значения ширины у распределений по их скоростям, можно по спектру ККФ отыскать остальные параметры этих рассеивателей: характерные длины свободного пробега  $1/\kappa_{m,0}$  для каждого сорта флуктуаций, а также параметр нелокальности  $\gamma$  в ФРСП, который будем считать единым для обоих сортов бегущих флуктуаций. Для спектра ККФ имеем следующий результат в случае разных сортов флуктуаций:

$$C(\omega, \mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{K}, \mathbf{r})} \frac{\sum_m A_m \langle T_m(r, |v|) \exp \left[ i(\omega - \mathbf{K}\mathbf{v}) \frac{r}{|v|} \right] \left| \int_0^{+\infty} dt e^{-i(\omega - \mathbf{K}\mathbf{v})t} T_m(|v|t, |v|) \right| \rangle}{\sum_m A_m \langle \left| \int_0^{+\infty} dt e^{-i(\omega - \mathbf{K}\mathbf{v})t} T_m(|v|t, |v|) \right| \rangle}, \quad (5)$$

Задавая зависимость коэффициента поглощения от радиальной скорости движения рассеивателей  $m$ -ого сорта в виде

$$\kappa_m(v) \equiv \kappa_{0,m} \exp \left( \frac{(v - \bar{v}_m)^2}{(\beta_m \bar{v}_m)^2} \right), \quad (6)$$

находим решение обратной задачи для условий эксперимента [3] при  $r = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1| = 0,2$  см. Результат для спектра модуля ККФ (5) показан на рис. 2, а оптимальные значения варьируемых параметров такие:  $\gamma = 0,55$ ;  $\kappa_{0,1} = 0,8$  см<sup>-1</sup>;  $\kappa_{0,2} = 2,5$  см<sup>-1</sup>;  $\beta_1 = 0,9$ ;  $\beta_2 = 0,7$ .

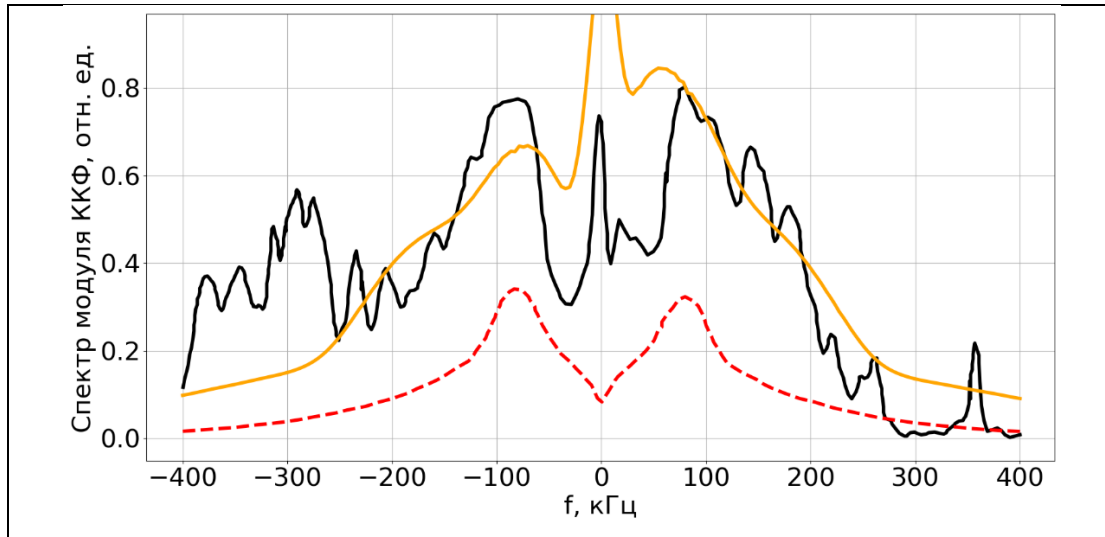


Рис. 2. Сравнение результатов решения обратной задачи путем наилучшего приближения теоретического спектра модуля кросс-корреляционной функции (ККФ) рассеяния к экспериментальному спектру (черная кривая) (рис. 12-d в [3]): теоретический спектр модуля ККФ рассеяния по новому (оранжевая кривая) и старому алгоритму [1, 2] (красная пунктирная кривая).

Результаты расчетов показывают, что благодаря модификации расчетного алгоритма решения обратной задачи нахождения параметров сортов рассеивателей (флуктуаций плотности плазмы) удалось существенным образом улучшить приближение теоретических результатов к экспериментальным на примере данных [3] на корейском токамаке KSTAR для радиальной кросс-корреляционной рефлектометрии плазмы. Введение дополнительного, второго сорта бегущих флуктуаций плотности плазмы, подсказанное экспериментальными спектрами для рассеянного излучения, позволило улучшить согласие не только для спектров рассеяния, но и для спектральной зависимости кросс-модуля комплексной кросс-корреляционной функции. Таким образом, модификация алгоритма интерпретации измерений спектров кросс-корреляционной рефлектометрии улучшает оптимизационные свойства разработанной нами расчетно-теоретической модели [1, 2].

#### *Литература:*

1. Kukushkin A.B., Kulichenko A.A. // *Symmetry* 2022, **14**(6), 1265 (32 pages).
2. Кукушкин А.Б., Куличенко А.А. // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез*, 2022, **45**(2), 105-122.
3. Lee W., et al. // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2018, **60**, 115009.
4. Urazbaev A.O., Vershkov V.A., Soldatov S.V., Shelukhin D.A. // *Plas. Phys. Rep.*, 2006, **32**, 443–460.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЧЕ-РАЗРЯДА В ПРИСУТСТВИИ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ СТРУКТУР

И.И. Латфуллин<sup>1</sup>, М.Ф. Шаехов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский национальный исследовательский технологический университет

Проведено исследование высокочастотного емкостного (ВЧЕ) разряда в окрестности обрабатываемого волокнистого капиллярно-пористого материала, к которым относятся природные материалы: кожа и мех. Для получения корректных результатов измерений волокнистый капиллярно-пористый материал крепился к металлической заземленной пластине.

Результаты измерения потенциала плазмы одиночным электростатическим зондом показывают, что при удалении зонда от поверхности природного волокнистого материала, имеющего капиллярно-пористую структуру, положительный потенциал разряда увеличивается по экспоненциальному закону до расстояния 1 мм. Далее значение потенциала разряда изменяется незначительно.

Установлено, что повышение давления в разрядной камере приводит к монотонному повышению положительного потенциала плазмы. К снижению потенциала плазмы приводит увеличение расхода плазмообразующего газа аргона.

Характеристики потока плазмы в присутствии волокнистого капиллярно-пористого материала исследовались двухлучевым голографическим методом. Результаты исследования показали, что на расстоянии до 0,5 мм от обрабатываемого материала наблюдается колебание интерференционных полос. Расшифровка голограмм позволило определить значение концентрации электронов, которое составляет  $4 \cdot 10^{18} - 50 \cdot 10^{18} \text{ 1/м}^3$ .

Совокупность полученных данных свидетельствуют об образовании в области обрабатываемого волокнистого капиллярно-пористого материала пространственного слоя некомпенсированного положительного заряда толщиной 0,3-0,5 мм в зависимости от режима поддержания ВЧЕ-разряда пониженного давления. Таким образом, обрабатываемый материал представляет

собой дополнительный электрод и, следовательно, ВЧЕ-разряд пониженного давления является не потоком свободно рекомбинирующей плазмы, а представляет собой разряд, горящий между электродом и капиллярно-пористым материалом [1-3].

Измерения энергии ионов, бомбардирующих, и плотность ионного тока, поступающего на поверхность волокнистых капиллярно-пористых материалов, проводили с помощью анализатора с осесимметричным электрическим полем. Во всех случаях обработки капиллярно-пористого материала наблюдается ионный поток на поверхность образца, энергетическое распределение которого можно охарактеризовать положением максимума распределения и величиной тока коллектора. Значение максимума энергетического распределения ионов коррелирует с величиной постоянного потенциала плазмы.

Проведены исследования зависимости энергии ионов  $W_i$  и плотности ионного тока  $J_i$  при обработке капиллярно-пористых материалов (рисунок 1, 2).

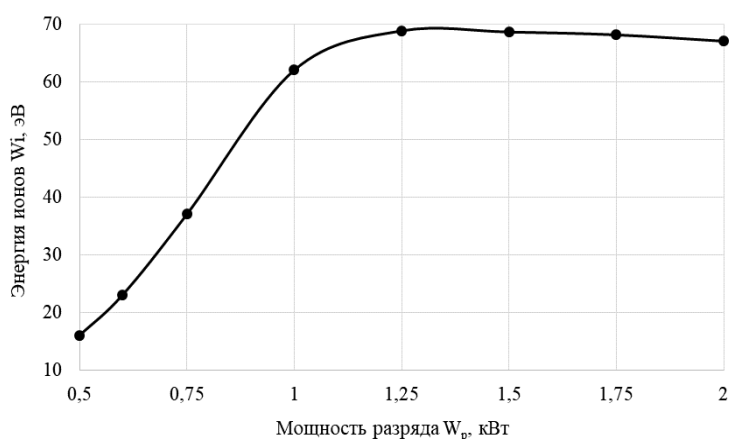


Рис. 1. Зависимость энергии ионов от мощности разряда для кожи и меха ( $p = 53,2$  Па, расход аргона  $G_{Ar} = 0,04$  г/с)

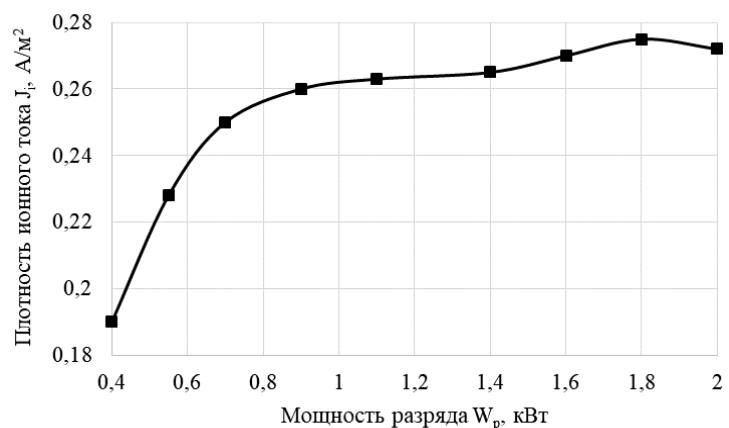


Рис. 2. Зависимость плотности ионного тока от мощности разряда для кожи и меха ( $p = 53,2$  Па, расход аргона  $G_{Ar} = 0,04$  г/с)

Полученные данные позволяют сделать вывод, что в окрестности капиллярно-пористого материала создается слой положительного заряда, что подтверждается голографическими измерениями. Определен диапазон изменения энергии ионов и плотности ионного тока, поступающих на поверхность образца.

*Литература:*

1. Абдуллин И.Ш., Ахвердиев Р.Ф., Шаехов М.Ф. Неравновесная низкотемпературная плазма пониженного давления в процессах обработки натуральных полимеров // Вестник Казанского технологического университета, 2003, №2, С. 348-353.
2. Абдуллин И.Ш., Кудинов В.В., Шаехов М.Ф. Высокочастотный разряд пониженного давления в процессах обработки натуральной кожи // Материаловедение, 2004, №6 (87), С.52-56.
3. Абдуллин И.Ш., Кудинов В.В., Шаехов М.Ф. Активация сорбентов на основе рисовой лузги и шелухи гречихи высокочастотным разрядом пониженного давления // Материаловедение, 2005, №3, С.51.

# СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИОННОГО ПУЧКА ПЕННИНГОВСКОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

Н.Р. Лаур<sup>1,2</sup>, М.С. Лобов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>. Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова»

<sup>2</sup>. Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»

Были определены профили ионного пучка и функции распределения ионов по энергиям (ФРИЭ) для пеннинговского источника ионов (ПИИ) при разных режимах горения разряда, в зависимости от давления рабочего газа и анодного напряжения. Использовались корпускулярные методы диагностики плазмы. Данные о параметрах ионов, эмитируемых из ПИИ, измерялись с помощью двух цилиндров Фарадея (ЦФ) и пятиэлектродного зонда (ПЗ). Определение данных характеристик необходимо для последующего моделирования движения заряженных частиц в миниатюрном линейном ускорителе. Исследование было проведено на стендовой базе ФГУП «ВНИИА». На рис.1 представлен внешний вид экспериментальной установки.

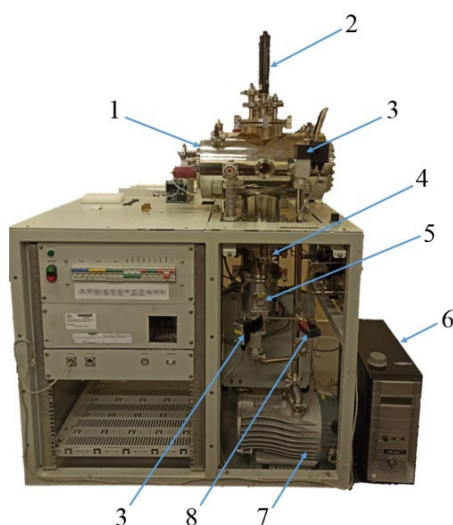


Рис.1. Экспериментальная установка. 1 – вакуумная камера, 2 – вакуумные вводы линейного перемещения, 3 – вакуумный клапан, 4 – вакуумный затвор, 5 – турбомолекулярный насос, 6 – генератор водорода, 7 – спиральный насос, 8 – вакуумметр Пирани



ПНИИ был закреплен на боковом фланце вакуумной камеры (рис.2). Катод находился под земляным потенциалом, а на анод подавалось высокое напряжение. Когда возникала необходимость, напряжение подавалось на оба электрода ПНИИ с использованием двух высоковольтных источников питания.

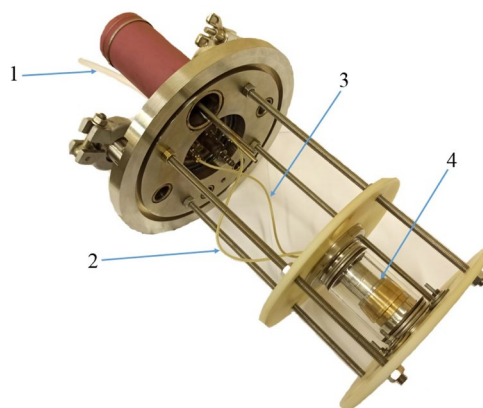


Рис.2. Фланец вакуумной камеры с закрепленным ПНИИ. 1 – шланг для газонапуска, 2 – заземление катода, 3 – подвод напряжения на анод, 4 – ПНИИ

На рис.3 показана схема расположения двух ЦФ и ПЗ относительно ПНИИ при проведении экспериментов. Измерительные устройства были закреплены на вакуумном вводе линейного перемещения. При регистрации профиля ионного пучка два ЦФ передвигались вверх-вниз в вертикальной плоскости, проходя через ось ПНИИ, который находился в двух положениях: в плоскости, проходящей через траверсу и в плоскости, не проходящей через неё и полученной поворотом ионного источника на  $90^\circ$  по часовой стрелке. Траверсы – это стальные стержни, на которых закреплен анод в газоразрядной камере ПНИИ (рис.4). Расстояния от зондов до фокусирующего электрода ПНИИ: для ЦФ № 1 – 6 мм, для ЦФ № 2 – 13 мм, для ПЗ – 17 мм. Исходя из этого, будем называть ЦФ № 1 ближним, а ЦФ № 2 дальним по отношению к ПНИИ.

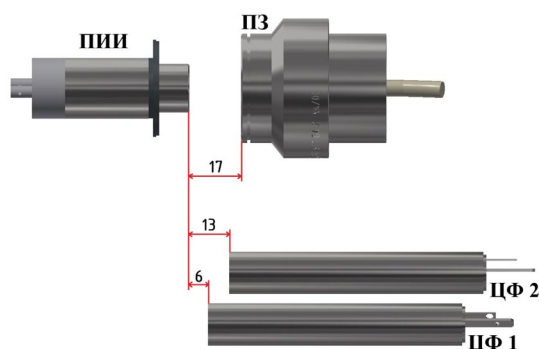


Рис.3. Схема расположения ЦФ и ПЗ относительно ПНИИ

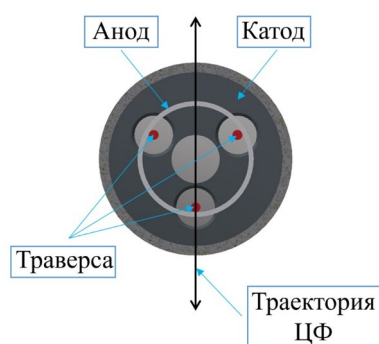


Рис.4. Газоразрядная камера ПНИИ в разрезе (первое положение)

Были определены профили ионного пучка на выходе из ПИИ для трех значений давления водорода (0,5, 1 и 2 мТорр) и анодного напряжения (1,5, 2 и 2,5 кВ). Ток на ЦФ регистрировался при помощи цифрового мультиметра. В ходе исследования были выявлены различия формы профилей ионного пучка при измерении тока в плоскости, проходящей через траверсу (рис.5а), и в плоскости, не проходящей через неё (рис.5б). Вершина профиля пучка была сдвинута от геометрического центра на 2-3 мм. Форма большинства пучков может быть описана функцией Гаусса.

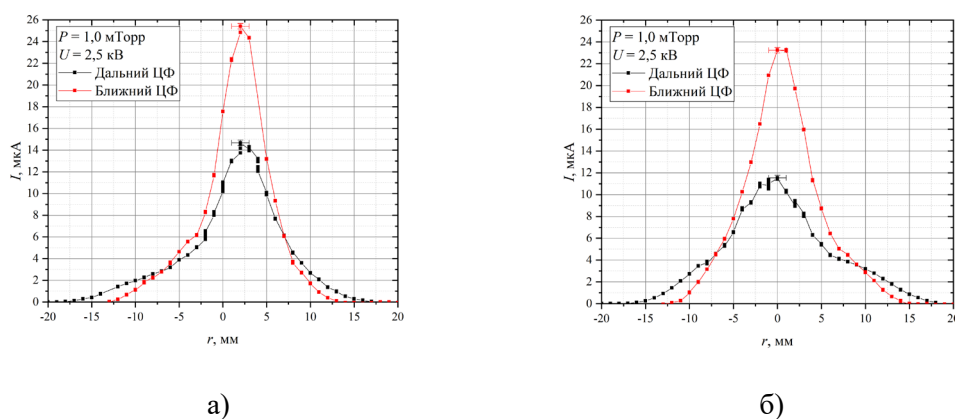


Рис.5. Профили пучка при давлении газа 1 мТорр и анодном напряжении 2,5 кВ:  
а) в плоскости траверсы, б) в плоскости, не проходящей через траверсу

Определение ФРИЭ было осуществлено при помощи метода задерживающего потенциала. ПЗ входил в состав программно-аппаратного комплекса для автоматизированной регистрации ФРИЭ в корпускулярном пучке. Система состояла из зонда, блока регистрации и управления, компьютера, программы для обработки и отображения данных. Блок регистрации и управления осуществлял подачу напряжения к сеткам, через USB соединение передавал сигнал о величине ионного тока в зависимости от потенциала на анализирующей сетке ПЗ в программное обеспечение, которое осуществляло анализ и построение ФРИЭ.

При подаче напряжения на катод и анод ПИИ (между ними поддерживалась постоянная разница потенциалов в 0,5 кВ) ФРИЭ сдвигались в более высокоэнергетическую область на величину, равную напряжению на катоде, что свидетельствовало о чувствительности зонда (рис.6). Исходя из полученных данных, был сделан вывод о том, что проводить измерения ФРИЭ можно для ионов с энергиями от 0 до 3,05 кэВ.

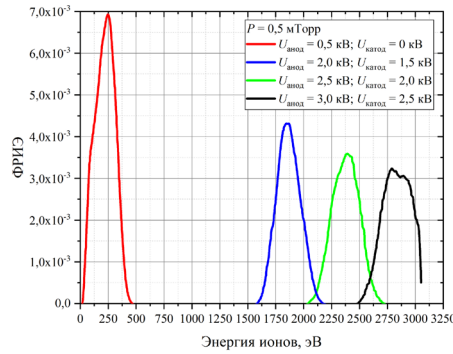


Рис.6. Смещение ФРИЭ при подаче напряжения на катод и анод ПИИ

С помощью ПЗ были экспериментально определены ФРИЭ (рис.7а) для четырех значений давления водорода (0,3, 0,5, 1 и 2 мТорр) и анодного напряжения (1, 1,5, 2 и 2,5 кВ). Полученные спектры расположены в низкоэнергетической области, что может быть вызвано провисанием потенциала на оси источника ионов. Сравнивая ФРИЭ, измеренные при одном и том же значении анодного напряжения, но при различных давлениях водорода в вакуумной камере (рис.7б), авторы сделали вывод об отсутствии значительного влияния давления на форму спектров.

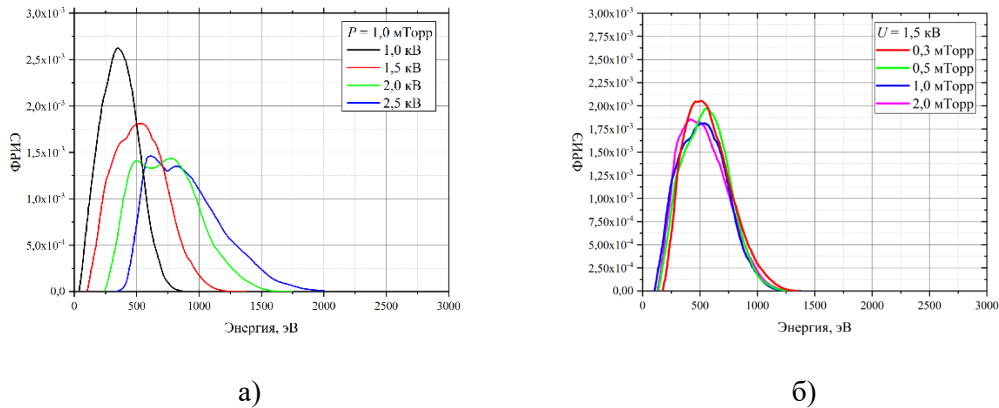


Рис.7. Экспериментально полученные ФРИЭ: а) при давлении 1 мТорр и напряжениях 1, 1,5, 2, 2,5 кВ; б) при напряжении 1,5 кВ и давлениях 0,3, 0,5, 1, 2 мТорр

**Заключение.** Методами корпускулярной диагностики плазмы в данной работе были определены профили ионного пучка в двух пространственных положениях ПИИ, на двух расстояниях от его фокусирующего электрода, и ФРИЭ при различных параметрах разряда: анодном напряжении и давлении рабочего газа.

# ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

М.Г. Левашова<sup>1</sup>, Д.В. Рыжаков<sup>1</sup>, Г.М. Асадулин<sup>1</sup>, А.В. Горшков<sup>1</sup>, А.В. Демура<sup>1</sup>,  
А.С. Дрозд<sup>1</sup>, А.Б. Кукушкин<sup>1,2</sup>, Д.С. Леонтьев<sup>1,3</sup>, В.С. Лисица<sup>1</sup>, П.В. Минашин<sup>1,2</sup>,  
Д.С. Панфилов<sup>1,2</sup>, Д.В. Сарычев<sup>1</sup>, Д.С. Сергеев<sup>1</sup>, Ю.И. Толпегина<sup>1</sup>,  
Д.Л. Уласевич<sup>1,2</sup>, В.А. Шурыгин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

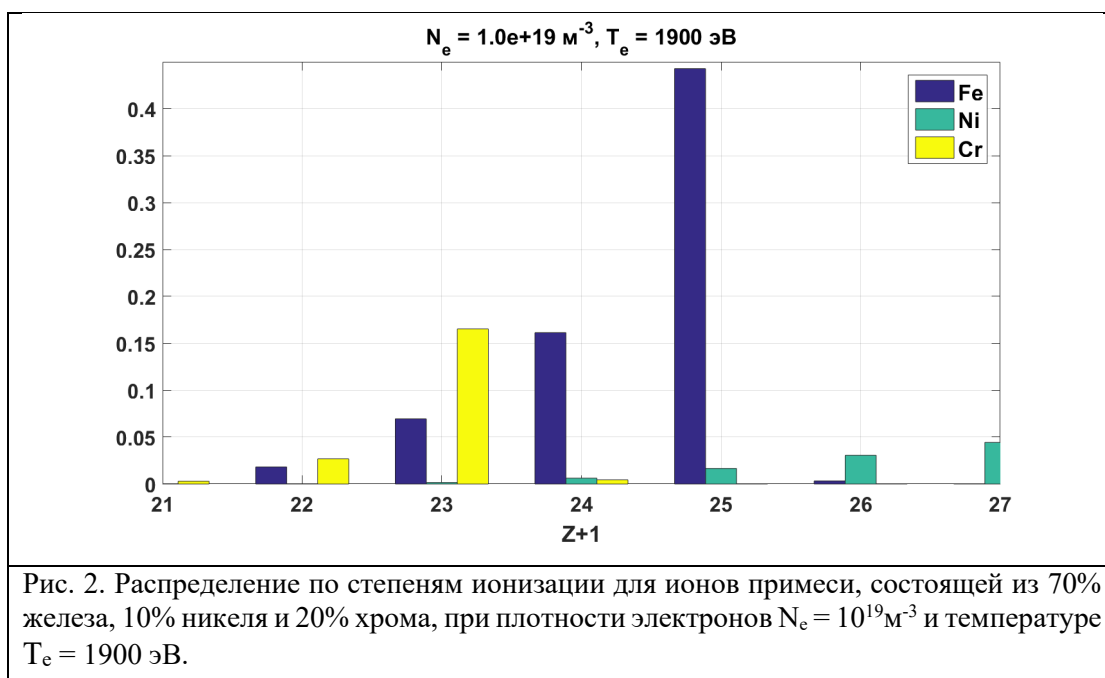
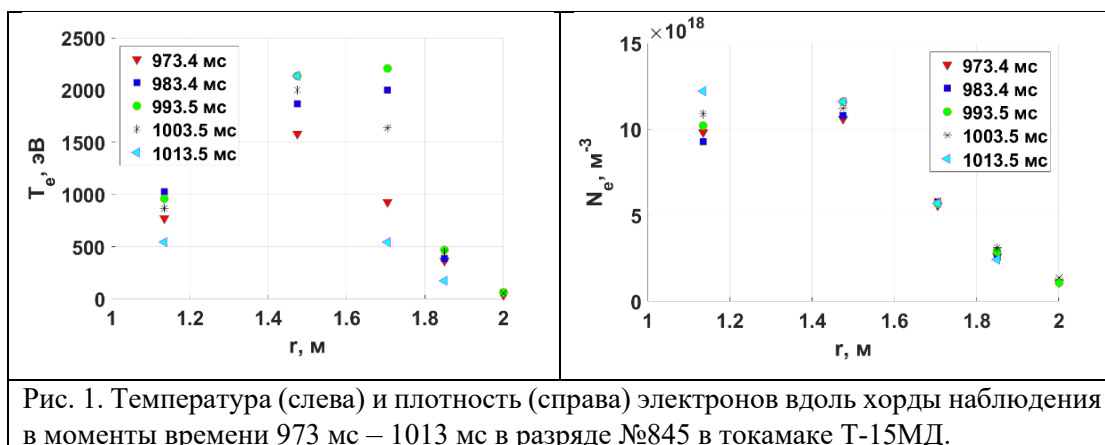
<sup>3</sup> МФТИ (НИУ), Москва, Россия

Представлены результаты интерпретации измерений спектра мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в токамаке Т-15МД в интервале энергий фотонов 2-5 кэВ в первых экспериментах [1] со стальной первой стенкой и графитовой диафрагмой.

Основной целью является определение плотности тяжелых примесей, входящих в состав стали, по спектру МРИ при известных профилях температуры  $T_e$  и плотности электронов  $N_e$  на хорде наблюдения. Поскольку проекции (на полоидальную плоскость) хорд наблюдения МРИ и томсоновского рассеяния в Т-15МД очень близки (они проходят вблизи экваториальной плоскости), значения  $T_e$  и  $N_e$  брались такими же, как и на хорде наблюдения томсоновского рассеяния. Используются также данные интерферометрии по вертикальной хорде наблюдения для определения  $N_e$ . На рис. 1 показаны температура и плотность вдоль хорды наблюдения для разряда #845 на временном интервале с высокими значениями  $T_e$ .

Распределения ионов примеси по степеням ионизации определялось квазистационарной кинетикой ионизации и рекомбинации с учетом каскадных процессов (использованы соответствующие эффективные скорости ионизации и рекомбинации из базы данных [2]). Распределение по степеням ионизации для ионов примеси, состоящей из 70% железа, 10% никеля и 20% хрома, в точке плазмы с высокой  $T_e$  и эффективным зарядом ионов (с учетом только тяжелых

примесей) на хорде наблюдения в том интервале времени показаны на рис. 2 и рис. 3.



В расчетах спектра учитывалось тормозное и рекомбинационное излучение на ионах примеси (использованы данные [2] для этих процессов в модели излучательных переходов плазменного электрона в кулоновском поле иона) и тормозное излучение на водороде. Приходящая в детектор средняя по времени интенсивность излучения, дифференциальная по энергии фотонов и телесному углу наблюдения, для параметров плазмы, приведенных на рис. 1, показана на рис. 3 для такого значения плотности ионов примесей (с концентрацией, примерно соответствующей их доле в составе стали) в центре плазменного шнура, при котором имеется наилучшее совпадение теории и эксперимента в области спектра 2–5 кэВ, где ошибка измерений минимальна.

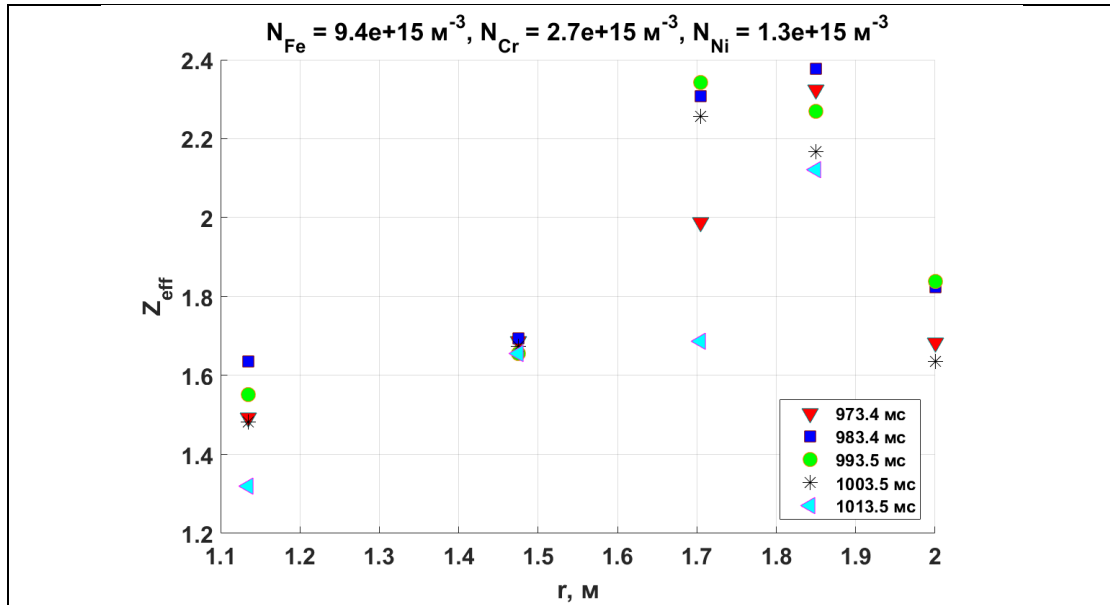


Рис. 3. Эффективный заряд ионов плазмы, содержащей примесь с однородной плотностью  $1,34 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$  и химическим составом, как на рис. 2, на хорде наблюдения МРИ в разряде 845 в том же интервале времени, что и на рис. 1.

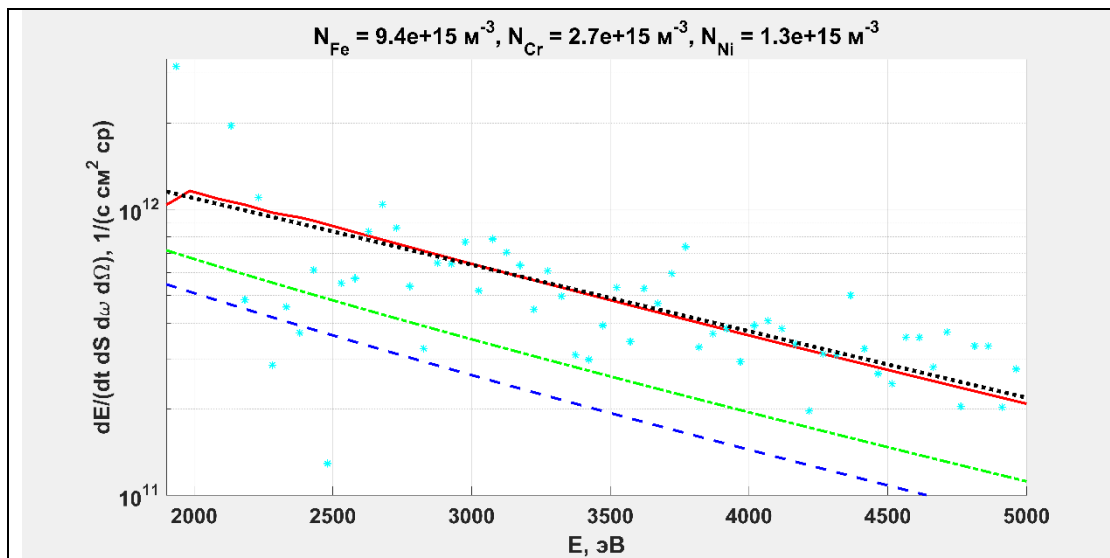


Рис. 4. Сравнение экспериментального спектра (голубые точки) для разряда #845 в токамаке Т-15МД с расчетами для параметров плазмы, показанных на рис 1. Сплошная красная: сумма тормозного и рекомбинационного излучения для ионов тяжелых примесей примеси с суммарной однородной плотностью  $1,34 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$  ( $N_{\text{Fe}} = 9,4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ,  $N_{\text{Cr}} = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ,  $N_{\text{Ni}} = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ) и тормозного излучения на протонах (дейтонах). Синие штрихи – только тормозное излучение на этой смеси ионов, зеленый штрих-пунктир – тормозное излучение на ионах с зарядом  $Z_{\text{eff}}$  с учетом только тяжелых примесей. Пунктир: аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов (функция polyfit в Матлабе с  $n=1$ : прямая). Для аппроксимации использовались диапазон 1,9 – 5 кэВ.

Приведенные результаты позволяют сделать такие выводы.

Схема измерения спектра МРИ позволяет оценивать плотность основной тяжелой примеси при известных профилях температуры и плотности электронов

на хорде наблюдения МРИ даже без восстановления параметров равновесия плазмы, так как хорды наблюдения спектра МРИ и спектра томсоновского рассеяния в Т-15МД в проекции на полоидальную плоскость находятся вблизи.

Стандартная оценка температуры в центре горячей плазмы по экспоненциальному наклону спектра МРИ, как и ожидалось, вполне приемлема.

Использование модели эффективного заряда в расчетах спектра МРИ в указанном спектральном диапазоне может дать ощутимую ошибку в определении плотности тяжелой примеси. Действительно, в спектр МРИ доминирующий вклад дают фоторекомбинационное излучение на тяжелых примесях, тогда как измеряемые в оптическом диапазоне значения  $Z_{\text{eff}}$  хотя и превышают его значение по сравнению с вкладом только тяжелых примесей, но фактически пренебрегают рекомбинационным излучением из-за того, что значения  $Z_{\text{eff}}$  (рис. 3) значительно меньше, чем заряды у тяжелых примесей, дающих основной вклад в спектр МРИ (рис. 2).

Вклад МРИ в указанном спектральном интервале в интегральные по спектру болометрические измерения оказывается, как и ожидалось, очень мал ( $\sim 10^{-3}$ ). Для интерпретации болометрических измерений нужна оценка вклада механизмов излучения на тяжелых примесях в более мягком спектральном диапазоне: поляризационного излучения многоэлектронных ионов при их столкновениях с электронами [3], спектральных линий многоэлектронных ионов как квазиконтинуума, излучаемого вследствие эффекта динамической поляризуемости квантового плазменного ансамбля, описываемого в модели, близкой к томас-фермиевскому иону [4].

#### *Литература:*

1. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Анашкин И.О., Андреев В.Ф., Асадулин Г.М. и др. / Первые экспериментальные результаты на токамаке Т-15МД // ВАНТ Сер. Термояд. синтез, 2024, т. 47, вып. 2, с. 5—14, [http://vant.iterru.ru/vant\\_2024\\_2/1.pdf](http://vant.iterru.ru/vant_2024_2/1.pdf).
2. OPEN-ADAS, <https://open.adas.ac.uk>.
3. Astapenko V. / Polarization Bremsstrahlung on Atoms, Plasmas, Nanostructures and Solids // Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics (Том 72), 2013.
4. Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С., Шурыгин В.А. / Статистическая модель квазиконтинуума тяжелых ионов в горячей плазме // Физика плазмы, 2020, 46, 195–205.

# ВЛИЯНИЕ ОБЛАСТИ ПОДАЧИ ГАЗОВОЙ СМЕСИ НА СОСТАВ ИОННОЙ ФРАКЦИИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ ИЗ ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В СРЕДЕ СМЕСЕЙ He/H<sub>2</sub>

Г.С. Ломоносов<sup>1</sup>, М.М. Харьков<sup>1</sup>, Д.В. Колодко<sup>1,2</sup>, М.С. Новиков<sup>1</sup>,  
А.В. Тумаркин<sup>1</sup>, А.В. Казиев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия*

В процессе работы токамака поверхности стенок и дивертора будут подвергаться воздействию интенсивных потоков частиц из плазмы. Эти потоки состоят не только из ионов компонентов топлива и продуктов реакций синтеза (He, D, T) из плазмы, но и из перепыленных частиц материала стенки и/или дивертора. Таким образом, частицы вольфрама и газа соосаждаются на стенку, что, в частности, приводит к изменению механизмов захвата удержания лёгких газов [1]. Для симуляции подобных процессов в лабораторных условиях предлагается использовать системы магнетронного распыления. В частности, для управления составом ионных потоков, возможно, использовать импульсный магнетронный разряд высокой мощности (HiPIMS) [2].

В настоящей работе была проведена диагностика ионного потока из гелий-дейтериевой плазмы HiPIMS разряда с теплоизолированной вольфрамовой мишенью. Потоки были измерены секторным масс-анализатором, экстрактор которого был установлен напротив рейстрека на расстоянии 70 мм от поверхности мишени. Магнетрон работал в режиме сильноточных импульсов со средней мощностью 500 Вт и частотой повторения 500 Гц. Плотность мощности в разрядном импульсе варьировалась в диапазоне 0,05–1,33 кВт/см<sup>2</sup>. Применялись газовые смеси гелия и водорода в соотношениях 50% / 50% и 75% / 25%, соответственно [3]. Рабочее давление в камере  $3,3 \cdot 10^{-2}$  Торр.



Рисунки 1 и 2 демонстрируют зависимость относительных ионных потоков на подложку от плотности мощности в импульсе для случая подачи газа в область катода и напрямую в камеру соответственно. При изменении системы подачи с области катода на прямой напуск в камеру ионные потоки значительно изменяются. Доля ионов  $H_3^+$  увеличивается с 60% до 80%, Доля ионов  $H^+$  уменьшается с 5-60% до 5-13%. Доля ионов  $He^+$  существенно увеличивается с 5-10% до 5-30%, и приобретает тенденцию к росту.

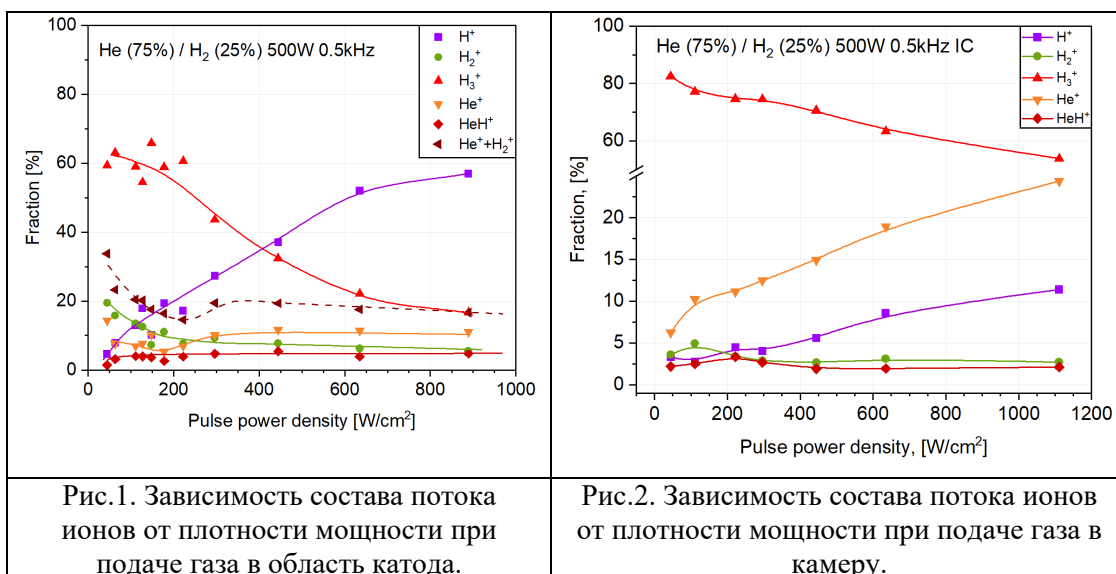


Рис.1. Зависимость состава потока ионов от плотности мощности при подаче газа в область катода.

Рис.2. Зависимость состава потока ионов от плотности мощности при подаче газа в камеру.

*Литература:*

1. S.A. Krat, et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2022. Vol. 86, №5. P. 521-525.
2. М.М. Kharkov, et al. // High Temperature Material Processes 2023. Vol. 27, №4. P. 25-32.
3. O. V Ogorodnikova, et al. // Journal of Nuclear Materials, Vol. 558, 153328, 2022.

# РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ СБОРА ДАННЫХ ДЛЯ РАБОТЫ КСПУ В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Мамонов А.А., Гуторов К.М., Мелешко А.В.

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

В АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» в рамках реализации федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» ФП-3 комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» (РТТН) [1] ведутся работы по созданию прототипа плазменного ракетного двигателя на основе квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя (КСПУ). На текущий момент КСПУ эксплуатируется в режиме однократного пуска, однако для экспериментов по прототипированию двигателя необходим импульсно-периодический режим работы.

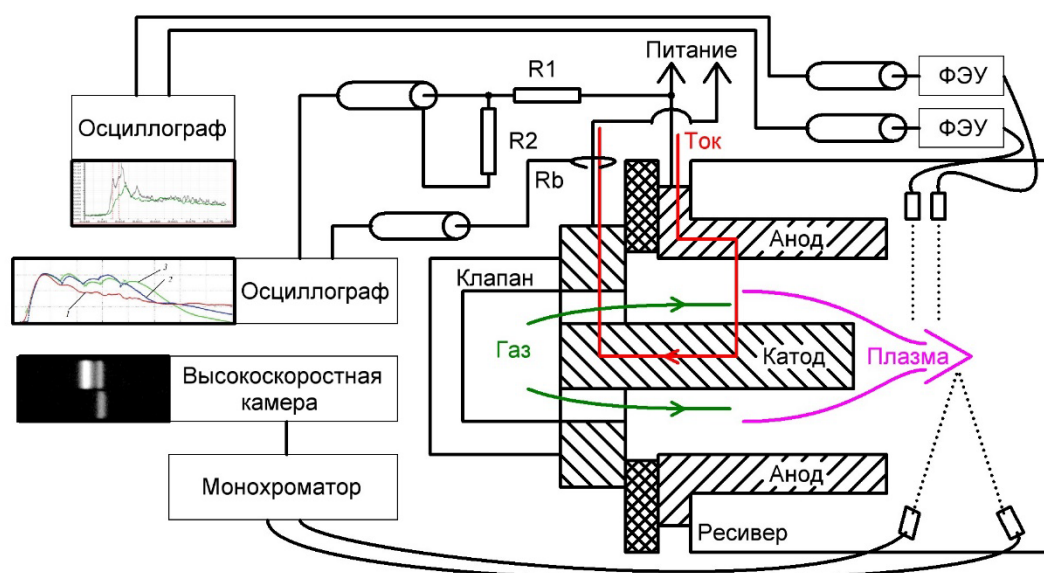


Рис.1. Диагностическое оборудование КСПУ.

Принципы работы КСПУ описаны А.И. Морозовым [2]. На Рис. 1 изображен набор диагностик для работы в импульсно-периодическом режиме. Для измерения электрических параметров разряда используются пояс

Роговского Rb1 и делитель напряжения R1-R2. Для регистрации скорости плазменного потока используются времяпролетная методика (оптические сигналы свечения плазмы преобразуются в электрические с помощью ФЭУ) и методика на основе эффекта Доплера (сдвиг линии свечения плазмы регистрируется с помощью монохроматора и высокоскоростной камеры).

Регистрация осциллографических сигналов выполняется с помощью осциллографов TiePie. Размер одной осциллограммы при частоте дискретизации 10 МГц и времени экспозиции 1 мс (характерная длительность импульса КСПУ) составляет 80 кБ. Регистрация кадров осуществляется с помощью высокоскоростной камеры Phantom. За один пуск КСПУ камера генерирует 59 МБ данных. Таким образом, при работе ускорителя с частотой 10 Гц диагностическое оборудование создает поток данных 4.7 Гбит/с, причем более 90% трафика занимают кадры высокоскоростной камеры.

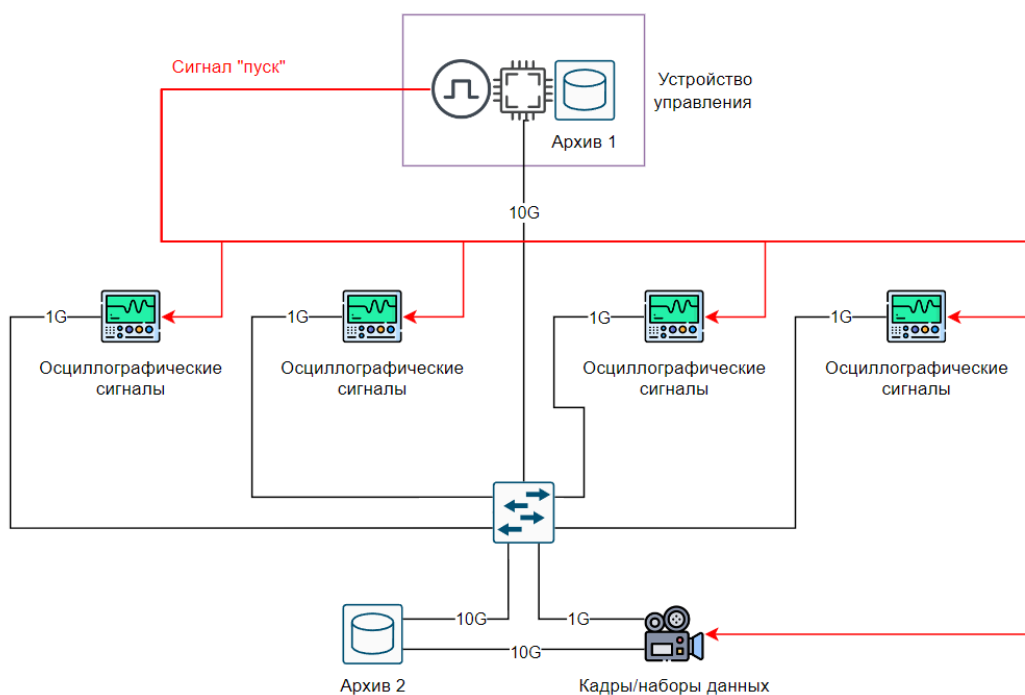


Рис.2. Система сбора данных.

Для передачи и архивирования этого объема информации предложена архитектура системы сбора данных (Рис. 2). Устройство управления контролирует диагностическое оборудование, архивирует данные осциллографических сигналов и генерирует импульсы синхронизации для согласованного запуска. Для хранения данных камеры выделяется отдельный архив. Выбор скорости каналов связи обусловлен техническими характеристиками диагностического оборудования.

Осциллографические данные анализируются непосредственно устройством управления. Контроль формы сигнала выполняется путем сравнения с образцом, выход за пределы которого означает ошибку в работе ускорителя (Рис. 3). Также, для передачи данных оператору производится оценка интегральных параметров импульса.

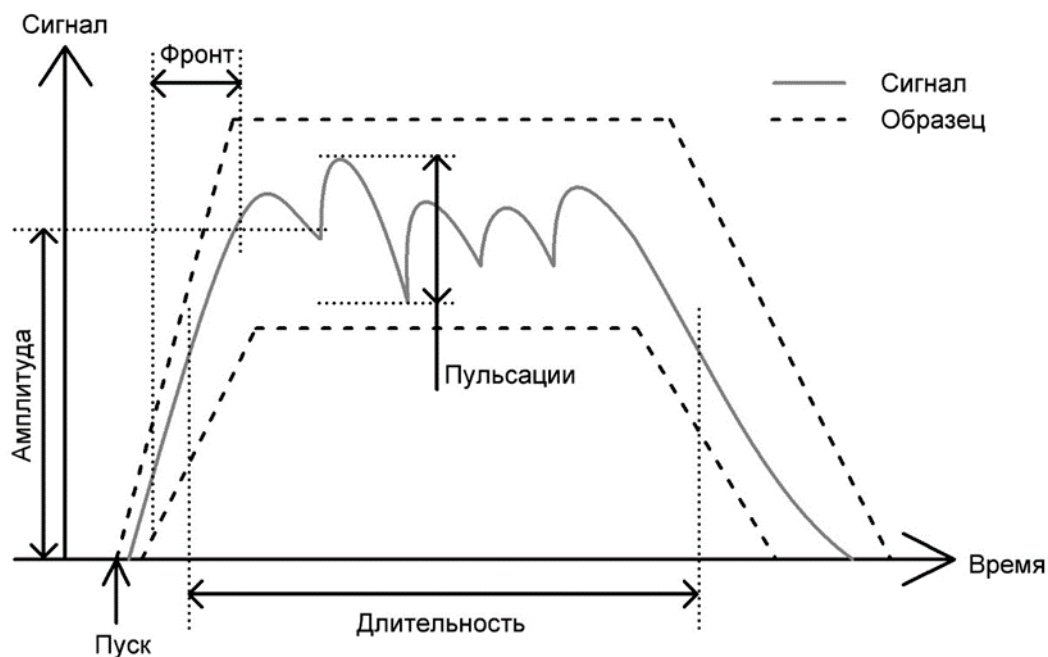


Рис.3. Анализ осциллографического сигнала.

Оценка потока данных показывает, что общая производительность сетевого коммутатора должна быть не менее 36.1 Мбит/с, что укладывается в пределы быстродействия рядового сетевого оборудования. Согласно расчету для выбранной архитектуры сети (Рис. 2), время передачи данных от высокоскоростной камеры составляет около 68 мс.

Проведено макетирование опроса камеры и осциллографов в частотном режиме. Установлено, что чтение данных осциллографа происходит за 2-3 мс. Проверка корректности осциллограммы выполняется менее 1 мс. Таким образом, оценки и макетирование показывают, что предложенная система сбора данных способна обеспечить работу КСПУ в импульсно-периодическом режиме с частотой 10 Гц.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4к.241.09.23.1062 от 19.04.2023.

*Литература:*

1. Ильгисонис В.И., Ильин К.И., Новиков С.Г., Оленин Ю.А. О программе российских исследований в области управляемого термоядерного синтеза и плазменных технологий. // Физика плазмы. – 2021. – Т. 47. – № 11. – С. 963—969.
2. Морозов А. И. Принципы коаксиальных (квази) стационарных плазменных ускорителей (КСПУ) //Физика плазмы. – 1990. – Т. 16. – №. 2. – С. 131-146.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕН НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ И ЛАЗЕРНОМ СИНТЕЗЕ

А.С. Мартыненко

*Объединенный Институт Высоких Температур РАН (ОИВТ РАН)*

Пены низкой плотности (как правило, от нескольких единиц до нескольких сотен мг на см<sup>2</sup>) представляют собой уникальный класс материалов, интерес к которым только растёт в последние годы. Они находят широкое применение в экспериментах с высокой плотностью энергии и лазерном термоядерном синтезе (ЛТС). Их высокая пористость и условно контролируемая плотность при их изготовлении позволяют создавать плазму с заданными параметрами; а это, в свою очередь, открывает новые возможности для исследования физики высоких энергий и разработки перспективных источников энергии.

В экспериментах с высокой плотностью энергии пены используются для генерации сильных ударных волн [1,2], изучения процессов поглощения и переноса излучения [3], моделирования астрофизических явлений [4] и исследования свойств вещества в экстремальных условиях [5]. Благодаря своей структуре, пены позволяют создавать однородную плазму с большой площадью поверхности, что способствует эффективному взаимодействию с лазерным излучением и генерации интенсивных рентгеновских импульсов [5].

В ЛТС пены рассматриваются в различных схемах, как в «классических» прямом и непрямом сжатии (англ., Direct and Indirect Fusion), так и в схемах протонного быстрого зажигания (англ., Fast Ignition with protons) и протон-боронного синтеза (англ., p-B fusion). В одном случае, пены используются для сглаживания поглощения лазерного излучения поверхностью мишени и уменьшения гидродинамических неустойчивостей [3]; или «лайнеров» для оптимизации поглощения рентгеновского излучения в «хольрауме» [6]. В другом случае, пены используются для генерации интенсивных протонных или ионных пучков, необходимых для нагрева термоядерного топлива [7].

Данный доклад является обзорным и сфокусирован в основном вокруг результатов последних исследований, посвященных использованию пен низкой плотности в экспериментах с высокой плотностью энергии и лазерном термоядерном синтезе, с акцентом на экспериментах.

*Литература:*

1. D. Batani, A. Balducci, W. Nazarov, et al. // Use of low-density foams as pressure amplifiers in equation-of-state experiments with laser-driven shock waves. Phys. Rev. E 63, 046410, 2001.
2. Belov, I.A., Bel'kov, S.A., Bondarenko, S.V. et al. Shock-Wave Pressure Transfer to a Solid Target with Porous Absorber of High-Power Laser Pulse. // J. Exp. Theor. Phys. 134, 340, 2022.
3. V. T. Tikhonchuk, T. Gong, N. Jourdain, et al. Studies of laser-plasma interaction physics with low-density targets for direct-drive inertial confinement fusion on the Shenguang III prototype // Matter Radiat. Extremes, 6, 2, 025902, 2021.
4. R. Roycroft, P. A. Bradley, E. McCary, et al. Experiments and simulations of isochorically heated warm dense carbon foam at the Texas Petawatt Laser // Matter Radiat. Extremes; 6, 1, 014403, 2021.
5. O.N. Rosmej, M. Gyrdymov, M.M. Günther et al. High-current laser-driven beams of relativistic electrons for high energy density research // Plasma Phys. Control. Fusion 62, 115024, 2020.
6. O.S. Jones Foams in Hohlräume. // Technical Report: Foams in Hohlräume, US department of energy, 2020.
7. T. Ditmire, M. Roth, P.K. Patel et al. Focused Energy, A New Approach Towards Inertial Fusion Energy // Journal of Fusion Energy, 42, 2, 2023.

# РАСЧЕТЫ МНОГОПРОХОДНОГО ЭЦ-ПОГЛОЩЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА В ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

П.В. Минашин<sup>1,2</sup>, Д.Р. Филипенко<sup>1,2</sup>, А.Б. Кукушкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

На токамаках, у которых из-за технологических особенностей может быть ограничена величина тороидального ускоряющего электрического поля, необходимого для электрического пробоя рабочего газа и омического нагрева плазмы (напр., токамаки Т-15МД, ИТЭР), генерация тока только индуктивным способом оказывается недостаточной для надежного получения разряда. Поэтому в этих установках планируется использовать дополнительный электронно-циклотронный (ЭЦ) нагрев на первых гармониках ЭЦ-частоты на начальной стадии разряда для предионизации рабочего газа и для последующего преодоления т.н. радиационного барьера [1], [2]. Температура и плотность электронов плазмы на начальной стадии разряда таковы, что однопроходного поглощения инжектируемой мощности ЭЦ-нагрева не происходит. Из-за этого для моделирования ЭЦ-нагрева на начальной стадии разряда требуется учитывать эффекты многопроходного ЭЦ-поглощения.

В работе представлены расчеты многопроходного ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в первых экспериментах токамаке Т-15МД, проведенные с помощью кода `Fast_mp_ECH_startup` [3].

**Моделирование ЭЦ-нагрева на начальной стадии разряда.** Для моделирования ЭЦ-нагрева плазмы и ЭЦ-генерации тока разработаны несколько численных кодов, прошедших валидацию (см. сравнение кодов в [4]) и верификацию, благодаря систематическому сравнению результатов расчетов с измерениями ЭЦ-поглощения и ЭЦ-генерации тока в экспериментах (см. обзор [5]). Однако существующие коды разработаны для условий квазистационарной стадии разряда. Оптическая толщина плазмы в этой стадии оказывается достаточно большой, что приводит к практически полному поглощению



инжектируемого в плазму излучения за один проход волны (однопроходное поглощение). Для начальной стадии разряда расчеты ЭЦ-поглощения осложняются из-за следующих эффектов: неполного однопроходного поглощения ЭЦ-излучения и возникающего в связи с этим многократного отражения излучения от стенок вакуумной камеры [6], отклонения функции распределения электронов по скоростям от максвелловской, приводящего к нелинейной зависимости поглощенной мощности от вводимой мощности [7], радиального транспорта быстрых электронов как возможной причины увеличения ширины пространственного профиля генерируемого тока и профиля плотности поглощенной мощности ЭЦ-нагрева [8], [9]. Существующие коды для расчета ЭЦ-нагрева, представленные в [4], требуют модификации для расчетов многопроходного ЭЦ-поглощения.

В работе для моделирования многопроходного ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в первых экспериментах на токамаке Т-15МД используется код `Fast_mp_ECH_startup` [3]. Код `Fast_mp_ECH_startup` упрощает для условий начальной стадии разряда подход существующих лучевых кодов для расчета эффективности ЭЦ-нагрева и ЭЦ-генерации тока: применяется приближение прямолинейных траекторий для лучей, используются аналитические коэффициенты поглощения ЭЦ-волн в разреженной максвелловской плазме. При отражениях ЭЦ-волны от стенки вакуумной камеры учитывается конверсия мод [10], [11].

**Расчеты многопроходного ЭЦ-поглощения в первых экспериментах на токамаке Т-15МД.** Первые эксперименты на токамаке Т-15МД осенне-зимней кампании 2023 г. [12] проводились при использовании гиротрона с частотой 82.6 ГГц для нагрева на второй гармонике необыкновенной волны при инжекции волны со стороны слабого магнитного поля. ЭЦ-мощность использовалась для создания плазменного разряда (в результате предыонизации рабочего газа) и последующего нагрева. Излучение вводится под углом  $10^\circ$  в тороидальной плоскости (угол отсчитывается против часовой стрелки от отрицательного направления оси  $X$  в тороидальной плоскости) и под углом  $90^\circ$  в полоидальной плоскости (отсчитываемый против часовой стрелки от положительного направления оси  $Z$  в полоидальной плоскости). Расчеты многопроходного ЭЦ-нагрева на начальной стадии разряда #845 в Т-15МД показаны на рис. 1-3.

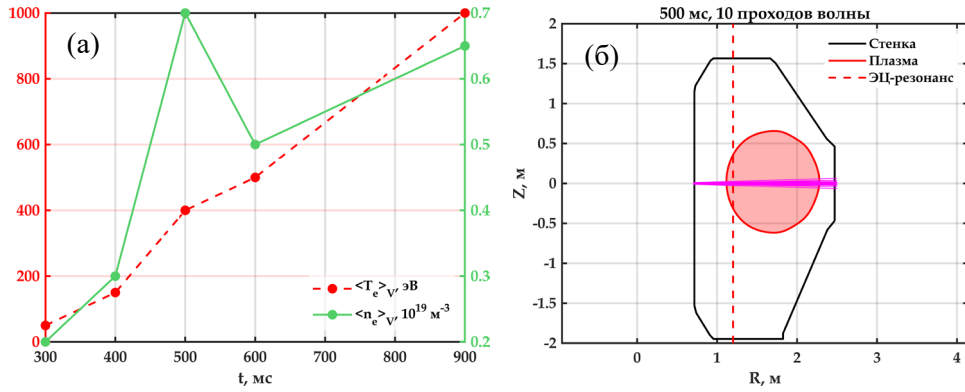


Рис. 1. (а) Средние по объему значения электронной плотности и температуры в различные моменты времени разряда #845 в токамаке Т-15МД (справа). (б) Траектории лучей в полоидальной плоскости  $R, Z$  после учёта 10 проходов волны для момента времени разряда 500 мс в расчетах кодом Fast\_ECH\_mp\_startup.

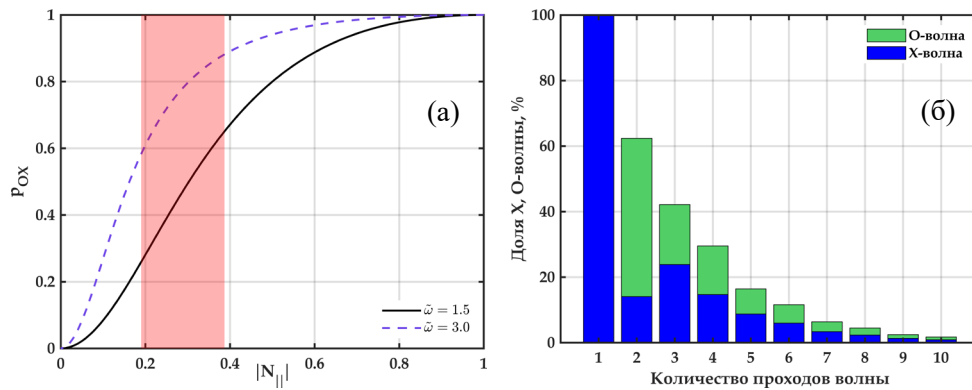


Рис. 2. (а) Коэффициент конверсии мод при отражениях ЭЦ-волны от стенки вакуумной камеры как функции параллельной магнитному полю составляющей коэффициента преломления волны,  $N_{||}$ . Построены две кривые для отражения волны от внутренней ( $\tilde{\omega} = \omega_{inj}/\omega_c = 1.5$ ) и внешней стенки ( $\tilde{\omega} = 3.0$ ).  $\omega_c$  – локальное значение циклотронной частоты в точке отражения луча от стенки. Красным цветом показана зона значений  $N_{||}$  в точках отражения лучей от стенки для рассмотренной схемы инжекции. (б) Соотношение различных поляризаций волны в одном луче

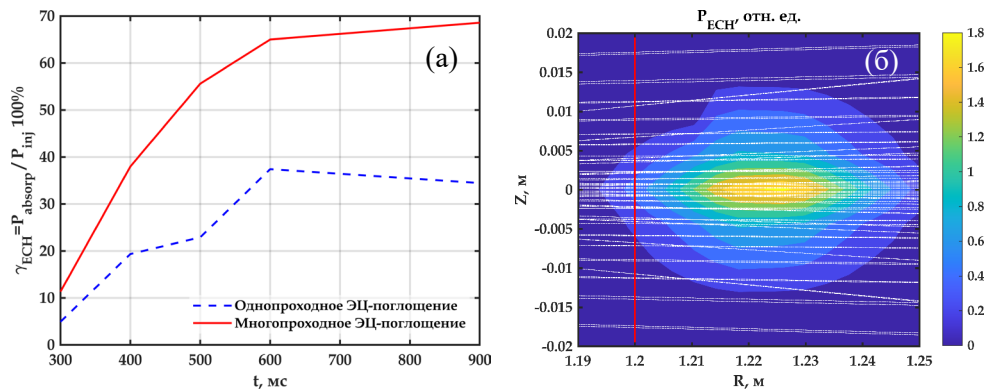


Рис. 3. (а) Расчеты кодом Fast\_ECH\_mp\_startup однопроходного и многопроходного ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда #845 в токамаке Т-15МД. Средний по поверхности коэффициент отражения ЭЦ-волны от металлической стенки вакуумной камеры выбран равным  $R_w = 0.8$ . (б) Двумерный профиль поглощённой мощности  $P_{ECH}$  ( $R, Z$ ). Пунктирными линиями показаны все траектории лучей с учетом многократного отражения от стенки вакуумной камеры. Положение холодного ЭЦ-резонанса показано красной вертикальной линией

Расчеты показывают, что для условий разряда 845 в Т-15МД при учете многопроходного ЭЦ-поглощения эффективность ЭЦ-нагрева примерно в 2 раза больше, чем при учете поглощения волны только на одном проходе.

*Литература:*

1. Stober J., Jackson G.L., Ascasibar E. *et al.* "ECRH-assisted plasma start-up with toroidally inclined launch: multi-machine comparison and perspectives for ITER" // Nuclear Fusion, 2011, v. 51, № 8, p. 083031.
2. de Vries P.C., Gribov Y. "ITER breakdown and plasma initiation revisited" // Nuclear Fusion, 2019, v. 59, № 9, p. 096043.
3. Минашин П.В., Филипенко Д.Р., Кукушкин А.Б. «Моделирование электронно-циклотронного поглощения инжектированного излучения в плазме на начальной стадии разряда в токамаках» // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез, 2024, т. 47, № 3, с. 129.
4. Prater R., Farina D., Gribov Y. *et al.* "Benchmarking of codes for electron cyclotron heating and electron cyclotron current drive under ITER conditions" // Nuclear Fusion, 2008, v. 48, № 3, p. 035006.
5. Prater R. "Heating and current drive by electron cyclotron waves" // Physics of Plasmas, 2004, v. 11, № 5, pp. 2349-2376.
6. Stober J., Schubert M., Schneider M. *et al.* "Quantification of X3 absorption for ITER L-mode parameters in ASDEX Upgrade" // EPJ Web Conf., 2023, v. 277, p. 02007.
7. Harvey R.W., McCoy M.G., Kerbel G.D. "Power Dependence of Electron-Cyclotron Current Drive for Low- and High-Field Absorption in Tokamaks" // Physical Review Letters, 1989, v. 62, № 4, pp. 426-429.
8. Harvey R.W., McCoy M.G. "The CQL3D code" // Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Advances in Simulation and Modeling of Thermonuclear Plasmas, Montreal, Canada, 1992, IAEA Institute of Physics Publishing, pp. 489-526.
9. Nikkola P., Sauter O., Behn R. *et al.* "Modelling of the electron cyclotron current drive experiments in the TCV tokamak" // Nuclear Fusion, 2003, v. 43, № 11, p. 1343.
10. Hsu J.Y., Moeller C.P. "Polarization change of electron cyclotron waves by reflection" // AIP Conference Proceedings, 1987, v. 159, № 1, pp. 13-16.
11. Golubev S.V., Gospodchikov E.D., Smolyakova O.B. "On matching a microwave radiation with the plasma of an electron cyclotron resonance discharge" // Physics of Plasmas, 2023, v. 30, № 11, p. 112503.
12. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Анашкин И.О. и др. "Первые экспериментальные результаты на токамаке Т-15МД" // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез, 2024, в. 47, № 2, pp. 5-14.

# МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ТЕХНОЛОГИЯХ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

А.В. Мяконьких<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИАН им. К.А. Валиева НИЦ «Курчатовский институт»

Необходимость применения плазменных технологий для процессов наноструктурирования в нанoeлектронике объясняется требованиями удаления материала с высокой степенью анизотропии и минимумом повреждений кристаллической структуры приповерхностных слоев одновременно. Это исключает возможность применения как чисто химических подходов, так и физического распыления быстрыми частицами. В целом, объем технологий с применением низкотемпературной плазмы при изготовлении УБИС достигает 50% от числа операций; им нет альтернатив в рамках существующих тенденций. Непрерывные плазменные технологии структурирования уже в настоящее время сталкиваются с невозможностью реализации атомарного уровня точности.

Минимальные топологические размеры в современных интегральных приборах нанoeлектроники достигли величины менее 10 нм, толщина ряда функциональных слоев, составляющих прибор еще меньше – до 2-3 нм.

Важно отметить, что, кроме этого, высоки требования по однородности обработки больших пластин (до 300 мм), диктуемые требованиями производительности и выхода годных, а также к электронной температуре (не более 3 эВ, с разбросом по пластине не более 0,2 эВ), определяемые минимизацией эффектов зарядки. Это делает актуальным применение пространственных разрешенных методов диагностики плазмы и методом измерения электронной температуры (мультизонды, оптическая эмиссионная томография).

До недавнего времени необходимая точность и воспроизводимость процессов плазмохимического травления достигались тщательным внешним контролем технологического оборудования и внедрением методик мониторинга процессов *in situ*, например, end-point детекторов, как методами диагностики плазмы (ленгмюровская диагностика, оптическая эмиссионная спектроскопия,

контроль *in situ* ВЧ-согласования в источнике плазмы), так и методами локального невозмущающего контроля формируемых структур в камере технологического реактора (интерферометрия и эллипсометрия).

В докладе проведен обзор основных современных методов, используемых для диагностики плотной низкотемпературной плазмы низкого давления технологических газов, применяемых в микроэлектронике: метода электростатического зонда Ленгмюра, метода эмиссионной оптической актинометрии, спектральных методов определения газовой температуры, методов абсорбционной спектроскопии, методом масс-спектроскопии. При этом метод зонда Ленгмюра позволяет определить электронную температуру в плазме и функцию распределения электронов по энергиям, знание которой необходимо для корректного определения актинометрических коэффициентов, по которым методом актинометрии могут быть найдены концентрации химически активных атомарных радикалов кислорода, фтора и других [1].

Технологическая плазма накладывает ряд ограничений на применение методов диагностики, например зондовые методы должны применяться при условии поддержания зонда в стационарном состоянии (исключается травление и осаждение непроводящих пленок). Для плёнкообразующей плазмы известен метод динамического зонда Ленгмюра (ДЗЛ), позволяющий проводить корректные измерения в пленкообразующей плазме.

Данные диагностики плазмы необходимы для экспериментального и теоретического исследования технологических процессов в низкотемпературной плазме. Интерес здесь представляют значения электронной температуры, концентрации электронов и ионов, концентрации ионов, функции распределения ионов по энергиям. Моделирование технологических процессов из первых принципов, с использованием в качестве входных данных конструкции реактора и внешних параметров разряда наталкивается на значительные трудности, связанные с ненадежными представлениями о сечениях, константах гибели частиц на стенках и т.д. Кроме того, такие модели должны быть самосогласованными, поскольку распространение электромагнитных полей в плазме зависит от концентрации электронов, а последняя в свою очередь зависит от кинетики процессов ионизации, кроме того, надо понимать, что поток продуктов реакции от обрабатываемой пластины сравним по порядку величины с потоком плазмообразующего газа.

Существенно повысить точность моделирования можно, если использовать данные диагностики, например значение электронной температуры и концентрацией активных частиц [2], в качестве входных параметров моделирования. Проведение диагностики в присутствии обрабатываемых микрроструктур [3] позволяет оценить возникающие эффекты загрузки, изменение скорости травления и других параметров в зависимости от доли открытых окон в маске травления.

Все возрастающие требования к точности микроstructuring привели к развитию процессов осаждения и травления атомного масштаба точности (атомно-слоевое осаждение и атомно-слоевое травление), что определяет новые задачи диагностики технологических процессов. С одной стороны необходимы методы точного контроля процессов травления и осаждения на поверхности, которые могут быть реализованы методом спектральной эллипсометрии [4]. С другой стороны в процессах атомно-слоевого травления для достижения высоких значений синергии необходим контроль ширины энергетического спектра ионов, достигающих поверхности образца [5], что требует развития соответствующих средств измерений, таких как Retarded Field Energy Analyzer (RFEA). Кроме того, в литературе рассматривается возможность предсказывать такие распределения теоретически на основе данных *in situ* диагностики (виртуальный сенсор) [6].

Таким образом диагностика плазмы в технологических реакторах микроэлектроники может быть использована как на этапе конструирования реакторов, на этапе оптимизации технологического процесса, так и непосредственно в технологическом процессе для целей детектирования момента окончания травления.

Плазменные процессы, вместе с литографией ответственные за соблюдение в заданных рамках критических размеров и геометрии приборных структур в целом, не имеют альтернатив в обозримом будущем. Применяя технологию с использованием такого сложного инструмента, как химически активная низкотемпературная плазма, получать стабильные, воспроизводимые результаты для структур с нанометровыми размерами возможно только при эффективном контроле процесса средствами встроенной диагностики.

Среди известных спектральных методов для практического мониторинга плазмохимических процессов перспективен IRLAS (ИК-абсорбционная

спектроскопия с использованием лазерных диодов). Методы ЛИФ и VUVLAS (абсорбционная спектроскопия в области вакуумного УФ-диапазона) обеспечивают высокую достоверность информации, однако сложность и дорогостоящее оборудование ограничивают их широкое распространение в настоящее время; эти методы будут по-прежнему использоваться в исследовательских лабораториях. Та же причина препятствует широкому внедрению масс-спектрометрической диагностики процессов *in situ* в промышленные реакторы. Реализация зондовых измерений в виде компактных автоматизированных установок с гибким программным обеспечением позволяет встраивать зондовые методики мониторинга в промышленные установки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00771, <https://rscf.ru/project/23-29-00771/>.

#### *Литература:*

1. Lopaev D. V. et al, Actinometry of O, N and F atoms //J. Phys. D Appl. Phys., vol. 50, no. 7, p. 075202, 2017.
2. Miakonkikh A., Kuzmenko V., Efremov A., Rudenko K. A comparison of CF<sub>4</sub>, CBrF<sub>3</sub> and C<sub>2</sub>Br<sub>2</sub>F<sub>4</sub> plasmas: Physical parameters and densities of atomic species, Vacuum, 2022, V. 200, Art. No. 110991, DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.110991.
3. Rudenko M., Kuzmenko V., Miakonkikh A., Lukichev V. On temperature and flux dependence of isotropic silicon etching in inductively coupled SF<sub>6</sub> plasma, Vacuum, 2022, V. 204, Art. No. 111326, DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.111326.
4. Miakonkikh A.V., Smirnova E.A., Clemente I.E. Application of the Spectral Ellipsometry Method to Study the Processes of Atomic Layer Deposition // Russian Microelectronics, 2021, V. 50(4), pp. 230–238,
5. Kuzmenko V., Melnikov A., Isaev A., Miakonkikh A. Revealing the controlling mechanisms of atomic layer etching for high-k dielectrics in conventional ICP etching tool, Journal of Vacuum Science and Technology A, 2024, V. 42, Art. No. 052602, DOI: 10.1116/6.0003717.
6. Bogdanova M.A., Lopaev D.V. and Zyryanov S.M. et al, Ion flux and energy virtual sensor for measuring ion flux and energy distribution at a RF biased electrode in ICP reactor (RIE-mode) //J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 768, p. 012016, 2016.

# МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ Z-ПИНЧ: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА

Р.С. Образцов<sup>1</sup>, А.С. Пришвицын<sup>1</sup>, В.В. Вайтонис<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Одним из важнейших вопросов физики плазмы является вопрос удержания плазмы в установке. Для удержания необходимо знать положение плазменного шнура в установке.

В настоящей работе определяется положение плазменного шнура в установке Z-пинч по изменению магнитного потока вне колбы со шнуром с помощью магнитных зондов [1].

Ток разряда в установке вызывает изменение магнитного поля через зонды. По току в катушках, зная площади их сечений, можно определить величину поля в каждой из них. Эта величина зависит от расстояния от катушки до плазменного шнура. Таким образом, зная положение зондов относительно вакуумной камеры и плазменного шнура, можно определить его положение [2].

Были произведены такие измерения по трём сечениям установки. Было получено измерение положения шнура плазмы Z-пинча во времени для трёх сечений.

## *Литература:*

1. Chen F.F. Introduction to plasma physics. // Springer Science & Business Media, 2012.
2. Арцимович Л.А., Мирнов С.В., Стрелков В.С. Исследование омического нагрева плазмы на тороидальной установке “Токамак-3” // Атомная энергия, 1964, т.17, №3.



# **АКТИВНЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ТОКАМАКЕ EAST С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ HES-СПЕКТРОМЕТРА, РАЗРАБОТАННОГО ДЛЯ ИТЭР**

Г.С. Павлова, С.Н. Тугаринов, Н.В. Кузьмин, В.В. Серов

*Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии  
«Росатом» «Проектный центр ИТЭР»*

На большинстве современных токамаков проводятся измерения ионной температуры, скорости вращения плазмы, а также концентрации легких примесей с помощью диагностики «Активная спектроскопия» (АС, в англоязычной литературе CXRS – Charge eXchange Recombination Spectroscopy) [1, 2]. Так как в горячей плазме водород и легкие примеси полностью ионизованы и не излучают спектральных линий, для измерения параметров плазмы в центральных областях плазменного шнура с помощью спектроскопии необходим высокоэнергетический пучок атомов, инжектируемый в плазму. Атомы пучка служат донорами электронов для голых ядер плазмы, которые в результате реакции перезарядки могут получить электрон в возбужденном состоянии и излучать линейчатый спектр. Это излучение собирается системой сбора света из разных точек наблюдения вдоль пути прохождения пучка через плазму, что позволяет построить не только временной, но и пространственный профиль измеряемых с помощью АС параметров плазмы.

На токамаке ИТЭР планируется использовать три активных спектроскопических системы, наблюдающих различные области плазмы: CXRS Core, CXRS Pedestal и CXRS Edge [3]. Для системы CXRS Edge, за создание которой отвечает Российская Федерация, был разработан многоканальный спектрометр HES (High Etendue Spectrometer) [4], обладающий высокими светосилой и спектральным разрешением. Благодаря использованию прозрачных голографических дифракционных решеток этот спектрометр имеет простую конструкцию и при этом позволяет проводить измерения сразу в нескольких спектральных диапазонах одновременно. Для того, чтобы

протестировать разработанный спектрометр на токамаке, его двухканальный прототип с «зеленым» (для спектра C VI (8 – 7) с длиной волны 529,1 нм) и «красным» (для спектра H-альфа (3 – 2) с длиной волны 656,3 нм) спектральными диапазонами был отправлен на установку EAST в Китае (ASIPP, Хэфэй) для проведения измерений с помощью АС диагностики. Схема измерений показана на Рис. 1. АС диагностика на токамаке EAST построена на нагревном пучке NBI-2L, ось которого обозначена зеленым цветом. На HES подаётся излучение из двух точек наблюдения: центральной с большим радиусом  $R = 1,97$  м (малый радиус плазменного шнура  $r = 0,16$ а) и внешней с  $R = 2,15$  м ( $r = 0,55$ а). Соответствующие линии наблюдения на Рис. 1 показаны фиолетовым цветом.

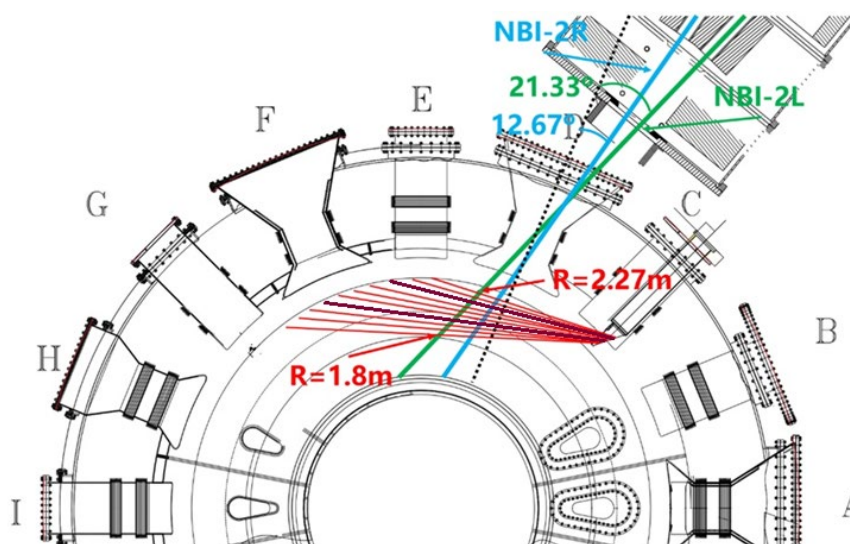


Рис.1. Схема устройства активной спектроскопической диагностики на EAST (вид сверху).

Полученные с помощью диагностики спектры состоят из нескольких компонент: 1) спектральной линии активной перезарядки, которая возникает при перезарядке ионов плазмы на атомах пучка и содержит информацию о параметрах плазмы в точке наблюдения; 2) спектральной линии пассивной перезарядки, которая возникает во внешних областях плазменного шнура при перезарядке ионов плазмы на атомах, поступающих в плазму со стенки; 3) спектральных линий с границ, которые излучаются холодными ионами и атомами с границ плазменного шнура из-за возбуждения электронным ударом; 4) фонового тормозного излучения континуума. Кроме того, в некоторых разрядах на EAST становятся заметными спектры молекулярного излучения с границы плазмы.

Спектральные линии, как правило, имеют гауссову форму. С помощью аппроксимации спектральной линии активной перезарядки функцией Гаусса можно определить температуру ионов в точке наблюдения по доплеровскому уширению линии, их скорость – по доплеровскому сдвигу, а концентрацию – по интенсивности линии. Для этого необходимо сначала выделить спектральную линию активной перезарядки из общего спектра. Это можно сделать двумя методами: с помощью вычитания пассивных кадров, когда пучок не работает, из активных, когда пучок работает, и с помощью фиттинга всех линий активного спектра набором гауссиан. В этой работе использовались оба метода. Фиттинг проводился с помощью кода CXSFIT [5]. На Рис. 2 показан пример определения температуры с помощью вычитания кадров для центральной точки наблюдения в разряде №135621: серым цветом показан спектр, полученный во время работы пучка, тёмно-зеленым – спектр, полученный до включения пучка, салатовым – разность этих спектров, а красным – её фиттинг функцией Гаусса. Полученная линия имеет ширину на полувысоте  $0,49$  нм, что соответствует ионной температуре  $1,6 \pm 0,1$  кэВ. Эта температура вместе с температурой во внешнем канале, определенной таким же способом, показана на Рис. 3, где для сравнения показан пространственный профиль ионных температур, полученных с помощью диагностики мягкого рентгеновского излучения плазмы XCS (X-ray Calorimeter Spectrometer). Как видно из Рис. 3, значения температур, полученные этими двумя диагностиками, находятся в хорошем согласии.

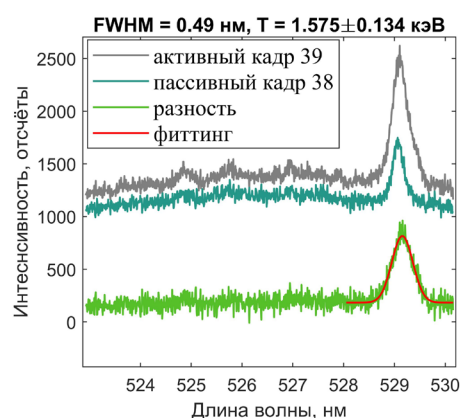


Рис.2. Определение ионной температуры плазмы с помощью АС методом вычитания пассивного кадра из активного. Разряд №135621,  $t = 4$  с, точка наблюдения с малым радиусом  $r = 0,16a$ .

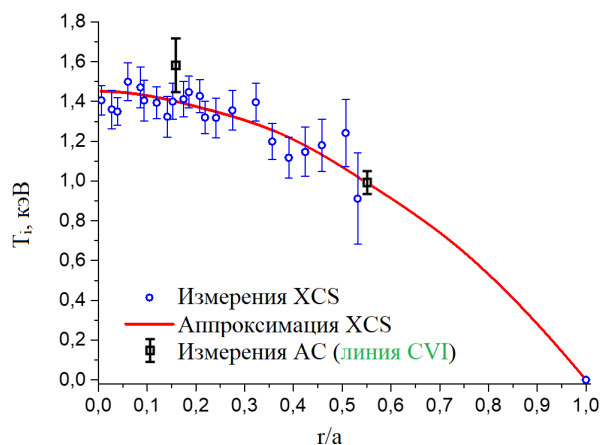


Рис.3. Пространственный профиль ионной температуры на 4 секунде разряда №135621, измеренный XCS, и значения температуры в точках наблюдения с малыми радиусами  $r = 0,16a$  и  $r = 0,55a$ , полученные с помощью АС методом вычитания пассивных кадров из активных.

Работа выполнена в соответствии с государственным контрактом от 20.03.2024 № Н.4а.241.19.24.1024 "Разработка, опытное изготовление, испытание и подготовка к поставке специального оборудования в обеспечение выполнения российских обязательств по проекту ИТЭР в 2024 году".

*Литература:*

1. Зиновьев А.Н., Афросимов В.В. Корпускулярно-спектроскопическая диагностика высокотемпературной плазмы. – В. сб.: Сборник статей «Диагностика плазмы» под ред. М.И. Пергамента. Выпуск 7. М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 56-111.
2. Isler R.C. An overview of charge-exchange spectroscopy as a plasma diagnostic // Plasma Physics and Controlled Fusion, 1994, v. 36, №2, p. 171-208.
3. Serov S.V., De Bock M., von Hellermann M.G. and Tugarinov S.N. Measurement performance assessment for the ITER CXRS Edge diagnostic system // Review of Scientific Instruments, 2021, v. 92, 053517.
4. Кузьмин Н.В. и др. Светосильный спектрометр-полихроматор высокого разрешения, оснащенный научными КМОП-камерами, для спектроскопической диагностики плазмы токамаков // Приборы и техника эксперимента, 2023, № 6, с. 85-97.
5. Delabie E. et al. The CXSFIT spectral fitting code: Past, present and future // Review of Scientific Instruments, 2024, v. 95, 083536.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В БАЗОВОМ РАЗРЯДЕ ТОКАМАКА МИФИСТ-0

И.И. Пашков<sup>1</sup>, А.С. Пришвицын<sup>1</sup>, Н.Е. Ефимов<sup>1</sup>, С.А. Крат<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

МИФИСТ-0 является малым сферическим учебным токамаком с большим радиусом  $R = 25$  см, малым радиусом по вакуумной камере  $a = 13$  см [1]. С вводом в эксплуатацию новой системы питания полоидальных катушек, основанной на ряде тиристорных ключей, на токамаке стала возможной реализация более сложных магнитных сценариев, обеспечивающих устойчивость положения плазменного шнура по вертикали и горизонтали в течение всего разряда длительностью 2-3 мс. Для разрядов такой длительности, определение параметров плазмы уже является более комплексной задачей, чем для коротких разрядов  $< 1$  мс.

Определение тока по плазме в разряде происходит при помощи секционированного пояса Роговского, установленного внутри лимитера токамака. Ввиду неидеальности используемого пояса Роговского и также неточности его установки, значительная часть регистрируемого сигнала вызвана магнитными полями внешних катушек. Принимая во внимание сигналы токов по внешним катушкам, а также по вакуумной камере возможно с высокой точностью удалить паразитную часть сигнала. Измерение магнитных полей в области вакуумной камеры осуществляется с помощью 15 магнитных зондов и 15 петель измерения напряжения на обходе. При помощи данных диагностик возможно определение положения центра плазмы, а также ее малого радиуса.

В ходе экспериментальной кампании по определению влияния элементов дивертора токамака на разряд токамака, были получены разряды с током плазмы  $I_p$  до 6 кА, длительностью 3 мс. Предполагая круглое сечение плазменного шнура, характерное для разряда устойчивых по вертикали магнитных конфигурациях, при помощи формулы проводимость Спитцера была сделана оценка электронной температуры плазмы:  $T_e \approx 30$  эВ.

В ходе кампании также производились измерения параметров плазмы с помощью тройного электрического зонда, показанного на рисунке 1.

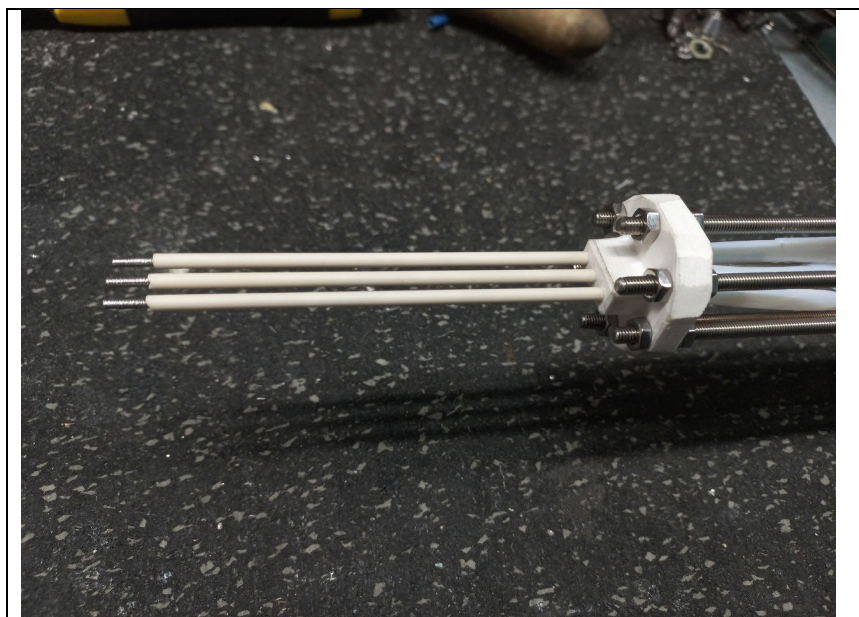
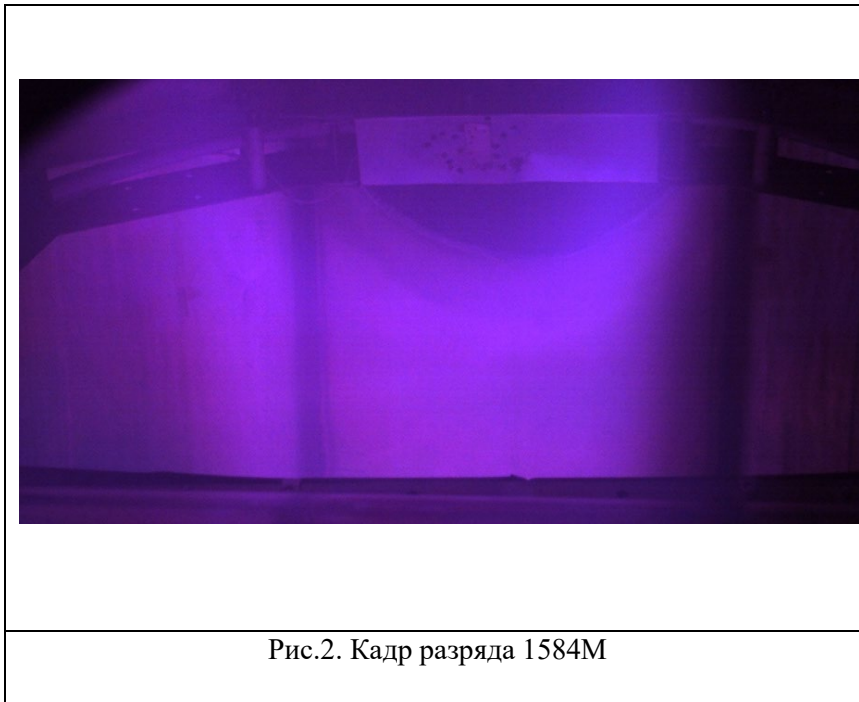


Рис.1. Внешний вид тройного электрического зонда токамака МИФИСТ

Тройной электрический зонд, в отличие от одиночного не требует получения полной вольт-амперной характеристики. Определение температуры электронов и плотности плазмы производится по мгновенным значениям измеряемых напряжений, что делает возможным определение параметров плазмы разряда токамака МИФИСТ-0. Несмотря на устойчивость магнитную конфигурацию, плазменный шнур перемещается по вакуумной камере в течение разряда, и как следствие в разные моменты времени зонд находится в разных местах плазменного шнура. Данный факт не мешает определению параметров плазмы тройным зондом, однако следует иметь ввиду, что измеренные в разное время параметры относятся к разным областям плазменного шнура. В кампании, максимальная электронная температура, зарегистрированная тройным зондом, составила  $T_e = 35$  эВ, а плотность плазмы:  $n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Измерения параметров плазмы тройным зондом согласуются с оценкой электронной температуры по формуле проводимости Спитцера, а также с измерениями СВЧ интерферометром. Измерения плотности плазмы доказывают высокую степень ионизации порядка  $\alpha = 0,5$ , показывающую близость разряда к «прогоранию водорода», что подтверждается кадрами высокоскоростной съемки разряда, показанными на рисунке 2, на которых видно, что излучение плазмы сосредоточено на границе.



*Литература:*

1. G. M. Vorobyov, S. A. Krat, V. D. Mironov, and V. A. Kurnaev, "Vacuum Chamber of the MEPhIST-1 Tokamak," *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 83, no. 12, pp. 1675–1681, Dec. 2020, doi: 10.1134/s1063778820100257.

**ТОЧНОСТЬ IN SITU ДВУХЦВЕТНОЙ ПИРОМЕТРИИ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ,  
ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ ПОКРЫТИЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ  
ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

<sup>1</sup>Г.А. Рыжков, <sup>1</sup>Л.Н. Вячеславов, <sup>1,2</sup>А.А. Касатов, <sup>1,3</sup>Д.Е. Черепанов

<sup>1</sup> *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН*

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет*

<sup>3</sup> *Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН*

Одной из ключевых проблем создания термоядерного реактора является проблема обращенной к плазме стенки. В реакторе с магнитным удержанием первая стенка рабочей камеры и плазмоприёмники в диверторе будут подвергаться разрушительными термическими ударами (термоудары), возникающими в результате переходных процессов в плазме реактора. В последнее время привлекают внимание в качестве материала первой стенки высокотемпературные керамические композиты, а также тонкоплёночные керамические покрытия, имеющие относительно невысокое среднее зарядовое число. Материалы с малым зарядовым числом имеют преимущества в том, что в случае попадания их в виде примесей в плазму не должно происходить значительного роста потерь плазмы на излучение.

В ИЯФ СО РАН проводятся эксперименты по моделированию влияния термоударов на керамические материалы на экспериментальном комплексе БЕТА [1–2]. В качестве инструмента, моделирующего термоудары, используется иттербиевый волоконный лазер с возможностью модуляции интенсивности выходного излучения. На экспериментальном стенде *in situ* пирометрия определяет динамику температуры. Дополнительные диагностики определяют динамику поглощенной плотности мощности излучения, а также динамику изменения рассеяния света от поверхности образца. Таким образом они дают возможность подробно описать изменение состояния поверхности материала во время его нагрева. Однако для пирометрии необходимо знать спектральную излучательную способность  $\varepsilon(\lambda, T)$  материала в широких диапазонах длин волн  $\lambda$



и температур  $T$ , и не для каждого материала известны эти значения. Одно из решений этой проблемы – это двухцветная пирометрия, которая определяет температуру по измерению отношения мощностей теплового излучения в разных диапазонах  $\lambda$ .

Для того, чтобы проверить возможность применения двухцветной пирометрии для различных керамик, её точность относительно одноцветной была проверена на тех материалах, для которых известны значения  $\varepsilon(\lambda, T)$  из литературы, и которые на текущий момент исследуются на лазерном стенде комплекса БЭТА – карбид бора ( $B_4C$ ), карбид кремния ( $SiC$ ) и диборид циркония ( $ZrB_2$ ). У выбранных керамик  $\varepsilon(\lambda, T)$  незначительно меняется с изменением  $\lambda$  теплового излучения, поэтому для исследования точности двухцветной пирометрии использовался ещё вольфрам ( $W$ ), как материал с сильной зависимостью  $\varepsilon(\lambda, T)$  от  $\lambda$ .

Результаты экспериментов показали, что двухцветную пирометрию можно использовать для измерения температур материалов выше 1200 К, причем для керамических материалов  $B_4C$ ,  $SiC$ ,  $ZrB_2$  ошибка относительно одноцветной составляет не более 5%, в то время как для  $W$  такая же ошибка может превышать 12%. Таким образом результаты двухцветной пирометрии для выбранных керамик можно использовать, чтобы сделать вывод об их устойчивости к нагреву и перспективности использования в термоядерных реакторах.

#### *Литература:*

1. Vyacheslavov L. N. et al. Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor // Physica Scripta, 2018, т. 93, №3, с. 035602.
2. Cherepanov D. E. et al. In situ study of thermal shock damage to high-temperature ceramics // Nuclear Materials and Energy, 2023, т. 36, с. 101495.

# ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Рязанцев С. Н.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН)*

В большинстве экспериментов по взаимодействию высокоинтенсивных лазерных импульсов с веществом фактическое значение интенсивности на мишени не измеряется *in situ* для каждого лазерного выстрела. Обычно оно оценивается косвенно на основе результатов предварительных экспериментов, либо про помощи делителей пучка. В первом случае измерения проводятся в режиме ограниченной функциональности установки, то есть, когда часть подсистем отключена или вообще исключена из оптического пути. Это требуется для того, чтобы избежать повреждения измерительного оборудования. Так, например, для измерения энергосодержания импульса не требуется фокусирующая подсистема, а временной профиль или распределение интенсивности в фокальном пятне могут быть получены для импульса с низкой энергией. Подобные измерения обязательно проводятся во время ввода экспериментальной установки в эксплуатацию, а также в рамках планового технического обслуживания. К сожалению, определенные таким образом значения нельзя считать фиксированными, предполагая высокую стабильность работы используемого оборудования. Каждая лазерная система, особенно современные крупномасштабные установки, состоит из множества элементов и любой из них может выйти из строя в произвольный момент. В связи с этим данные предварительных экспериментов можно рассматривать как средние/пиковые значения. По этой причине, по крайней мере, энергосодержание и длительность импульса зачастую опосредованно контролируются и во время реальных экспериментов. Для этого исходный пучок разделяется на высокоэнергетическую и низкоэнергетическую составляющие с помощью оптики с известными коэффициентами пропускания/отражения. Измерения проводятся для низкоэнергетического пучка, а результаты пересчитываются в значения

параметров высокоэнергетической составляющей. Тем не менее, это все еще косвенные измерения. Более того, система разделения пучка зачастую устанавливается в оптическом пути до системы финальной фокусировки и компрессора, который также имеет свой собственный коэффициент пропускания.

В связи с вышесказанным к настоящему моменту была разработана и экспериментально апробирована целая совокупность различных *in situ* методов измерения фактической интенсивности лазерного излучения на мишени. Их краткий обзор можно найти, например, во Введении к [1]. Важно отметить, что выбор диагностического подхода зависит от диапазона интенсивности. Методы, разработанные для дорелятивистских значений ( $<10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>), дают довольно точные результаты. Проблема возникает для случая гораздо более высоких ( $>10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>) интенсивностей, которые вполне достижимы на современных лазерных комплексах.

Для данного диапазона наиболее перспективным является способ, основанный на анализе представленности в образующейся лазерной плазме ионов определенной кратности. В первую очередь речь идет о водородоподобных (далее — H-подобных) ионах с высоким значением заряда атомного ядра  $Z$ . Они могут образовываться в плазме как за счет столкновительной ионизации, так и за счет ионизации полем лазерной волны (далее *OFI* от англ. *Optical Field Ionization*). Для данного иона с зарядом  $Q$  можно рассчитать значение интенсивности  $I_{\text{порог}}$  (например, в рамках теории Аммосова-Делоне-Крайнова [2]), необходимое для удаления электрона из иона за счет *OFI*. Если при этом доказано, что в рассматриваемых условиях столкновительная ионизация иона  $Q$  не может эффективно реализовываться, то наблюдение в области взаимодействия ионов с зарядом  $Q+1$  можно рассматривать как свидетельство того, что  $I_{\text{порог}}$  было достигнуто.

С практической точки зрения такой подход подразумевает использование в качестве лазерной мишени газовых сред низкой плотности (концентрация атомов  $n_0 \sim 10^{12} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>), чтобы минимизировать как межчастичные столкновения, так и возможные нелинейные эффекты. Сама диагностика выполняется путем регистрации многозарядных ионов, образующихся в области перетяжки пучка, с помощью подходящего детектора частиц, например параболы Томсона. Потенциальной проблемой этого метода является очень малое количество частиц, которые необходимо детектировать. Достижение рекордных

интенсивностей связано с фокусировкой пучка в пятно диаметром в несколько микрометров. С учетом величины  $n_0$  это означает, что вокруг перетяжки может быть сгенерировано всего несколько сотен интересующих ионов. Может быть сложно правильно охарактеризовать зарядовое состояние столь низкоинтенсивного источника ионов, хотя и не невозможно. Даже если эта проблема решена, диагностические результаты, полученные таким образом, все ещё являются косвенными с точки зрения любого другого эксперимента с использованием того же лазерного оборудования, поскольку измерение выполняется не для фактической мишени, а для тестовой.

В рамках доклада будет рассмотрена методика *in situ* диагностики интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов. Она основана на результатах нестационарных расчетов кинетики гидродинамически разлетающейся фемтосекундной лазерной плазмы ионов с  $Z \sim 30$ . Они показывают, что в такой плазме не может образоваться значительное (десятки процентов) количество H-подобных ионов только за счет столкновительной ионизации. Таким образом, наблюдение в экспериментальном спектре интенсивных спектральных линий, соответствующих переходам в таких ионах, может рассматриваться как свидетельство их эффективной генерации за счет OFI, а значит и достижения необходимого для этого  $I_{\text{порог.}}$ . Так, например, для ионизации гелиеподобных ионов Ni ( $Z = 28$ )  $I_{\text{порог.}} = 3.5 \times 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>.

*Литература:*

1. Ciappina M.F., Peganov E.E., Popruzhenko S. V. Focal-shape effects on the efficiency of the tunnel-ionization probe for extreme laser intensities // Matter and Radiation at Extremes. American Institute of Physics Inc., 2020. Vol. 5, № 4.
2. Ammosov M. V., Delone N.B., Krainov V.P. Tunnel Ionization Of Complex Atoms And Atomic Ions In Electromagnetic Field / ed. Alcock J.A. 1986. P. 138.

# ДИАГНОСТИКА ИЗМЕНЕНИЙ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ «ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА» В СРЕДЕ ДЕЙТЕРИЯ НА УСТАНОВКЕ ПФМ72-М МЕТОДОМ ВИМС

Савватимова И.Б., Ключков А.Н., Сидоров П.П., Башутин О.А.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Известно, что в процессе формирования плазменного фокуса (ПФ) генерируется жесткое и мягкое рентгеновское излучение, плазменные потоки, производится ударная плазменная волна и могут генерироваться нейтроны.

Оценивалось воздействие на поверхность вольфрама дейтериевой плазмы с энергией частиц от 1 кэВ в импульсном режиме со временем взаимодействия порядка 20 микросекунд за импульс после серии из 30-ти импульсов. Анализ поверхностей монокристаллического вольфрама и поликристаллической вольфрамовой фольги, частично экранированной монокристаллическим вольфрамом, осуществлялся методом масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) на масс-спектрометре TOF.SIMS 5. Приводятся результаты масс-спектрометрического анализа, полученные на ВИМС после воздействия потоков дейтериевой плазмы в зоне плазменного фокуса и в периферийной зоне. Обнаружено увеличение содержания легких элементов с массой менее массы матричного материала образца W (**Li, Na, K, Ca, Mg**) в периферийной области по сравнению с центральной зоной воздействия монокристаллического и поликристаллического вольфрама от 5 до 100 крат для различных элементов. Причём, в периферийной и экранированной монокристаллом вольфрама областях анализируемых образцов регистрируются до миллионов импульсов (ионов) по сравнению с тысячами в центральной области. То есть, максимальные эффекты с существенным увеличением концентрации «лёгких» изотопов наблюдаются в областях периферийной холодной плазмы, находящейся на удалённых от центра частях образцов на расстоянии 5 - 10 мм от оси установки, где распыление образующихся изотопов и «выброс» ударной плазменной волной меньше или не происходит совсем.

Ионы, образованные в межэлектродном промежутке установки плазменного фокуса (ПФ), имеют энергию 5 -7 кэВ, а периферийная плазма имеет существенно меньшую энергию частиц ( $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D^0$ ,  $D^*$ ) от 40 эВ до единиц эВ.

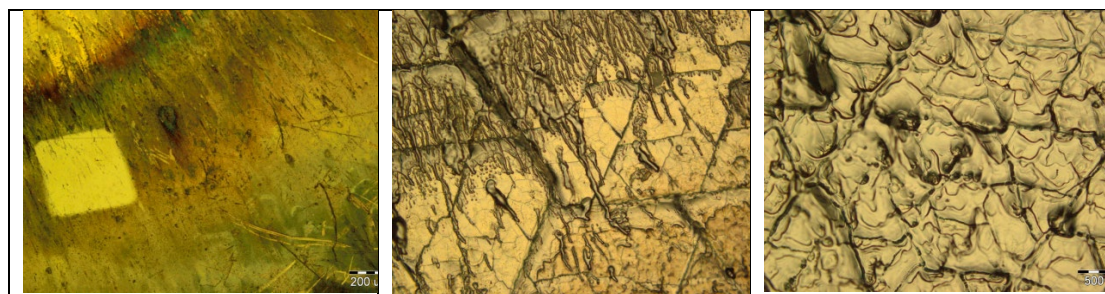
«Лёгкие» элементы в W после плазменного фокуса в D

Элемент	m/z	W моно центр 1	W моно центр 2	W моно Край 1	W моно Край 2	W фольга Центр 1	W фольга Край 1	W фольга Край 2
1	2	3	4	5	6	7	8	9
H	0.99	1 186	1020	5 040	16 924	545	7 124	2 565
Li6 - 7,5%	6.07	278	228	1 359	1 543	263	6 876	379
Li7- 92,5%	6.95	763	1322	<u>13 362</u>	<u>14 754</u>	1190	<u>75 482</u>	3 066
C12	11.96	1 003	2098	798	1 704	1 407	2 159	1 454
O16	16.04	478	680	3533	6274	362	4 389	1 103
Na 23	22.99	39 297	49 986	<u>5 641 388</u>	<u>3 547 031</u>	38 713	<u>4 252 542</u>	194540
Mg 26	26.01	692	1 315	7 973	10 972	782	4382	2398
K39- 93,3%	<u>39.12</u>	88 545	69 289	<u>7 035 144</u>	<u>5 530 286</u>	43 231	<u>6 855 759</u>	264 414
Ca40- 97%	<u>39.89</u>	53 878	192 033	723 272	<u>1 522 747</u>	42 392	381 152	178 970
K41- 6,7%	41.05	11 095	7431	<u>1 006 832</u>	439 819	5 702	548 696	22 829
Ca44 - 2%	43.82	4 498	4681	19 011	34 274	833	10 132	4 929
2 Na23 46	45.85	1675	421	<b>51 104</b>	<b>10 253</b>	575	<b>18787</b>	771

Калия нет в элементах конструкции, но миллионы импульсов регистрируются.

На периферии плазменного фокуса на краях образцов монокристаллического W и фольги W в зоне «экранированной» от непосредственного воздействия ПФ в 10-20 раз больше появляется более «лёгких» элементов, чем по центру ПФ. Т.е., либо они также образуются, как в зоне ПФ, но меньше распыляются и не «выбрасываются» ударной волной ПФ или переотражаются в промежутке Wмоно - Wполи-фольга, либо энергетические условия в этих периферийных областях более предпочтительны для их образования.

Структурные неоднородные изменения поверхности, вносящие вклад в количественные значения содержания «лёгких» элементов, можно видеть на рис.1.

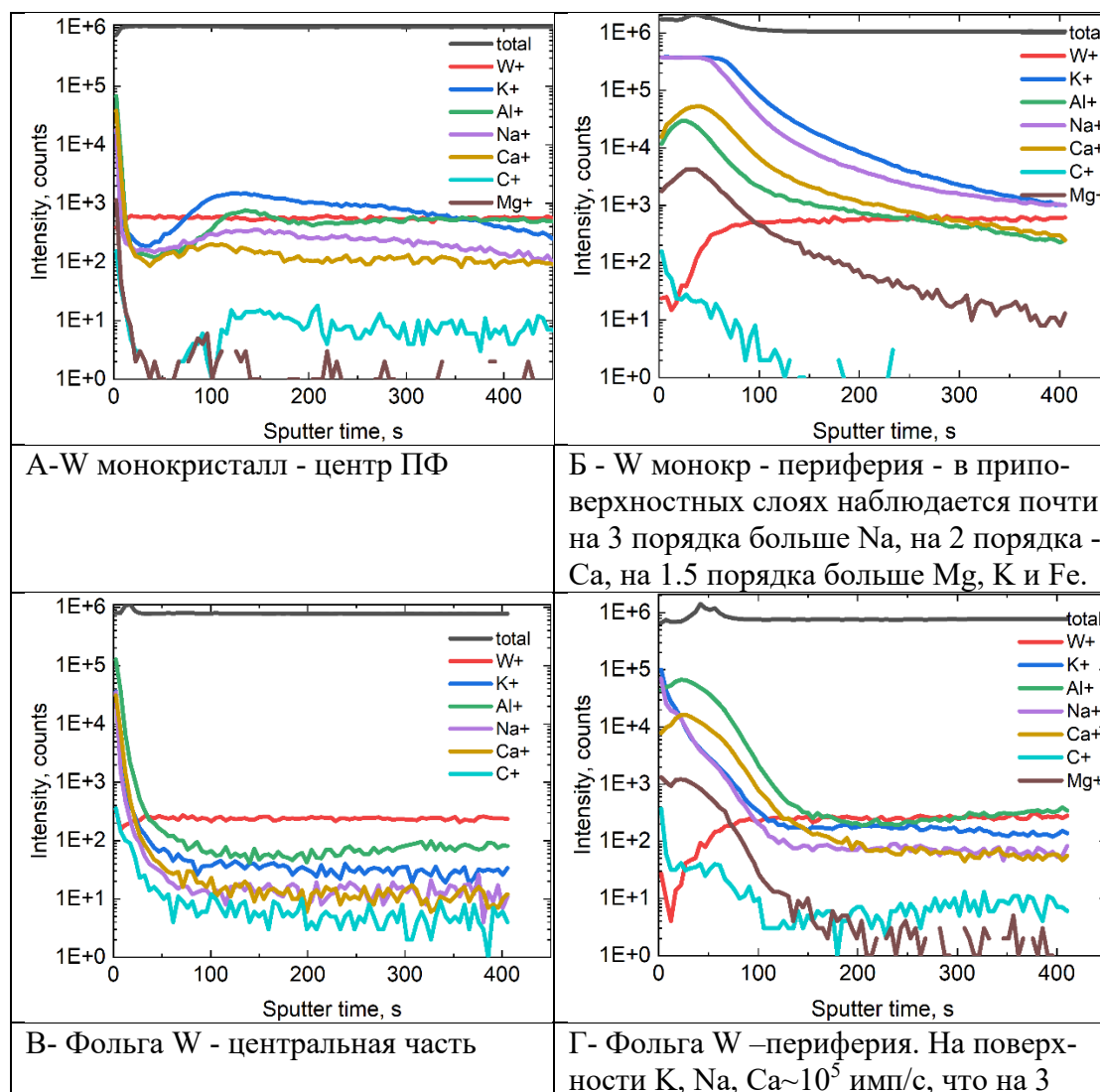


Граница ПФ и периферии. Светлое пятно-зона анализа «периферии»	Граница периферии слева и плазменного фокуса справа	Центр плазменного фокуса (ПФ)
--	---	-------------------------------

Рис.1 Поверхность монокристалла W после 30 импульсов в плазменном фокусе

Для получения детальной информации об изотопном, элементном и молекулярном составе поверхности и приповерхностных слоёв образца использовался масс-спектрометр вторичных ионов TOF.SIMS 5 (ВИМС). Анализ ВИМС осуществлялся при бомбардировке ионами  $Bi^{3+}$  с энергией 30 кэВ. Измерялись количества положительно заряженных вторичных ионов. При анализе происходило травление образцов пучком ионов Cs с энергией 2 кэВ. Длительность измерения одного спектра составляла 400 - 800 секунд.

Сканирование поверхности проводили в центральной и периферической частях, подвергавшихся воздействию плазменного фокуса монокристаллического W и поликристаллической фольги, располагавшейся под монокристаллом W.



На поверхности К, Na, Са~4·10 <sup>4</sup> имп/с, на удалении от пов-ти на~ 50 нм < 10 <sup>2</sup> имп/с	порядка > , чем на удалении от поверхности на 100 нм~10 <sup>2</sup> имп/с
Ось ординат- Интенсивность регистрируемых импульсов в секунду, ось абсцисс - время распыления ( регистрации импульсов) в секундах- 400 сек.	

Рис.2. Спектры отдельных элементов на поверхности монокристалла W и поликристаллической фольги W, регистрируемых ВИМС

При анализе вольфрама после воздействия плазменного фокуса методом ВИМС обнаруживаются, наряду с появляющимися элементами с массами, менее массы матричного элемента, различные комплексы. В частности, это помимо W, комплексы WO, WO<sub>2</sub>, WCs, совокупность которых должна учитываться при определении величины «Total W», комплексы CsZn, 2Na, и др.

Проведенная диагностика изменений состава поверхности вольфрама при воздействии «плазменного фокуса» с использованием метода ВИМС указывает на разнообразие ядерно-химических процессов, которые преимущественно инициируются в областях с пониженной  $E_e$  кинетической энергией электронов (полагаем  $\sim E_e < 10$  эВ) [1-3].

#### *Литература:*

1. С.Ф. Тимашев, И.Б. Савватимова, С.С. Потешин, С.М. Рындя, Н.И. Каргин. Физика элементарных частиц и атомного ядра.2022, Т.53. Вып.1 с.110.
2. С.Ф. Тимашев, И.Б. Савватимова, С.С. Потешин, С.М. Рындя, Н.И. Каргин. ЖФХ, 2023, т. 97, №7, с. 915-924
3. Timashev S.F. Russ. J. Phys. Chem. A, 2024. Vol. 98, No. 6, pp. 1147–1152; ArXiv\_2406.10293v1.



# ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА МИФИСТ-0

С.А. Сапронов, А.С. Пришвицын, С.А. Крат

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Один из основных методов исследования происходящих в плазме токамака процессов — измерение излучения из плазмы [1]. Диагностика на основе линейки AXUV (Absolute eXtreme UltraViolet) фотодиодов позволяет построить радиационный профиль плазмы, получить представление о транспортных процессах в плазме [2,3].

МИФИСТ-0 — малый сферический токамак, используемый в научных и учебных целях. Оснащение токамака новой диагностикой позволит увеличить объём информации, получаемой о происходящих в плазме процессах, и как следствие увеличит возможности по подготовке высококвалифицированных специалистов.

На токамаке МИФИСТ-0 используется 32-канальная линейка полупроводниковых детекторов ФДУК-32УВС-ПУ как чувствительный элемент камеры-обскуры (см. Рис. 1). Каждый из датчиков по отдельности измеряет мощность излучения плазмы, лежащей на соответствующей ему хорде. Высокое временное разрешение датчиков AXUV позволяет точно определять времена появления в разряде примесей с высоким атомным номером и определить примерно их положение.

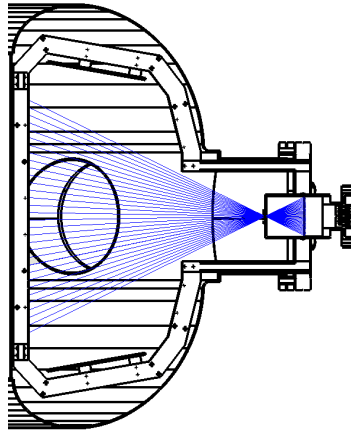


Рисунок 1. Положение измерительных хорд для токамака МИФИСТ-0.

В данной работе были измерены излучательные потери из плазмы токамака МИФИСТ-0 на стадии пробоя и роста тока. Разработан алгоритм восстановления интенсивности излучения как функции расстояния до центра плазмы в предположении тороидальной симметрии излучения. Проведено моделирование отклика детектора для различных профилей излучательной способности плазмы. Определены границы видимости для диагностики.

*Литература:*

1. Фэн Б. et al. Измерение радиационных потерь в сферическом токамаке ГЛОБУС-М // Письма в Журнал технической физики. 2003. Vol. 29.
2. Duan Y. et al. Radiated power measurement with AXUV photodiodes in EAST tokamak. Beijing, 2013. 65–70 p.
3. Gao J.M. et al. Preliminary design of the AXUV diode measurements for the HL-2M tokamak // Fusion Engineering and Design. Elsevier Ltd, 2020. Vol. 161.

# РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ КЛАСТЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЕЕ ОБЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

М.В. Седов<sup>1</sup>, С.Н. Рязанцев<sup>1</sup>, И.Ю. Скобелев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2 125412, Россия*

Кластерные мишени представляют большой интерес как источник высокоэнергетичных заряженных частиц, а также как яркий точечный импульсный источник рентгеновского излучения [1-2]. Данный тип мишеней сочетает в себе практические преимущества газовой струи (не загрязняют вакуумную камеру и являются непрерывно обновляемыми), с высоким поглощением, соответствующим твердотельной мишени. Это позволяет использовать для создания плазмы лазеры с высокой частотой повторения импульсов ( $> 1$  кГц).

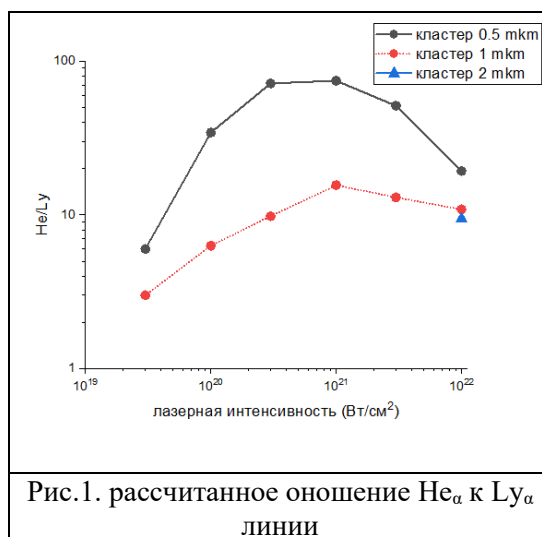
Расчеты взаимодействия коротких лазерных импульсов с кластерами обычно проводятся с помощью PIC-кодов (частица-в-ячейке), которые сами по себе являются весьма ресурсоемкими, и сочетание которых с кодами детальной радиационно-столкновительной кинетики требует использования вычислительных мощностей, недоступных большинству исследователей. Поэтому, как правило, моделирование лазерно-кластерной плазмы не включает в себя расчет излучаемых ею спектров.

В связи с этим в настоящей работе предлагается для оценки свечения плазмы в некоторых спектральных линиях малоэлектронных ионов использовать в PIC-расчетах простые аналитические модели. Конкретные результаты получены для плазмы аргоновых кластеров, очень часто используемых в экспериментах с мощными фемтосекундными лазерными импульсами релятивистских интенсивностей.

Для моделирования эволюции лазерно-кластерной аргоновой плазмы использовался программный пакет EPOCH [3]. Применяемый PIC-код учитывает как полевою, так и столкновительную ионизации. С помощью

построенной аналитической модели был проведен анализ параметров лазер-плазменного источника рентгеновского излучения (длительности свечения и полное число испущенных фотонов) в зависимости от лазерной интенсивности и размера кластера.

На рис. 1 приведено рассчитанное отношение интенсивностей линий  $He_{\alpha}$  и  $Ly_{\alpha}$  в зависимости от лазерной интенсивности. Расчеты для кластеров диаметром 0.5 мкм показаны черной сплошной линией, 1 мкм – красными точками, 2 мкм – синими точками. Отношение интенсивностей линий, а не их абсолютные значения выбраны из соображений практической применимости данного графика - в эксперименте измерение абсолютных светимостей линий является весьма сложной задачей, поэтому обычно для диагностики плазмы используют их отношение. Из рисунка видно, что качественно зависимость отношения интенсивностей линий совпадает для кластеров различных диаметров, максимум соответствует лазерной интенсивности  $\sim 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Также видно, что количественно данное отношение сильно зависит от диаметра кластера, поэтому в эксперименте оно может быть использовано для оценки лазерной интенсивности только при наличии дополнительной информации о размере кластеров, попавших в лазерную перетяжку. Это может быть организовано, например, с помощью методов теневой фотографии.



Кластерные мишени околотвердотельной плотности потенциально привлекательны для создания сверхбыстрых источников рентгеновского излучения из-за своей высокой яркости и короткой длительности, вызванной быстрым разлетом мишени. С помощью предложенной аналитической модели, используемой в сочетании с PIC-расчетами, можно провести оптимизацию

параметров подобного источника – получить минимальную длительность рентгеновского импульса, или максимальный коэффициент конверсии лазерной энергии в излучении выбранных линий. Второе практическое применение представленной модели – диагностика лазерной интенсивности в экспериментах с кластерными мишенями. Используя расчетную зависимость отношения интенсивностей линий  $Ly_{\alpha}$  и  $He_{\alpha}$  от лазерной интенсивности и размера кластера, при знании размера кластера, можно решить обратную задачу, и по отношению интенсивностей резонансных линий оценить лазерную интенсивность. Или, наоборот, зная лазерную интенсивность в фокальном пятне, можно оценить размер кластера, попавшего в фокальную перетяжку в конкретном выстреле.

*Литература:*

1. Chen L.M. et. al. Bright betatron X-ray radiation from a laser-driven-clustering gas target // Scientific Reports. 2013. № 1(3). С. 1912.
2. Dorchies F. et. al. Observation of Subpicosecond X-Ray Emission from Laser-Cluster Interaction // Physical Review Letters. 2008. № 20(100). С. 205002.
3. Arber T.D. et. al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2015. № 11(57). С. 113001.

# ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО И НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС ПФМ72-М

П. П. Сидоров, О.А. Башутин, К.И. Козловский, Г.Х. Салахутдинов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Несмотря на длительную историю исследований плазменного фокуса остаются весьма актуальными исследования физических процессов влияющих на генерацию жесткого рентгеновского и нейтронного излучений.

В работе представлены измерения спектра жесткого рентгеновского излучения и исследовалась его взаимосвязь с выходом нейтронного излучения на плазмофокусной установке ПФМ72-м с мейзеровской геометрией электродов.

При зарядном напряжении 28 кВ энергия, запасаемая в конденсаторной батарее составляла 4,7 кДж, а ток разряда достигал 370 кА, при времени нарастания до максимума 1,3 мкс. Электроды были изготовлены из меди. Анод имел диаметр 30 мм и высоту 25 мм. В центральной части анода находилась вставка из вольфрама. Катод имел форму цилиндра с внутренним диаметром 50 мм. Электроды разделялись изолятором из алунда, диаметром 24 мм и высотой 11 мм. В качестве рабочего газа использовался дейтерий,

Для регистрации рентгеновского излучения применялись: пятиканальный спектрометр рентгеновского излучения на основе термолюминесцентных детекторов из LiF и сцинтилляционный детектор на основе кристалла NaI(Tl) и ФЭУ. Измерения выхода нейтронов проводилось с помощью счётчика медленных нейтронов СНМ-10 с замедлителем из оргстекла. Относительная погрешность измерения выхода нейтронов составляла не более 30 % с доверительной вероятностью равной 0,95.

Наблюдалась практически прямо пропорциональная зависимость интенсивности рентгеновского излучения от величины нейтронного выхода для рентгеновских квантов с энергиями менее 400 кэВ. Для квантов с энергиями более 400 кэВ наблюдался значительный разброс значений интенсивности рентгеновского излучения по сравнению с величиной нейтронного выхода.

Восстановление формы спектра рентгеновского излучения ПО кривым ослабления осуществлялась методом эффективных энергий [1] с последующим моделированием методом Монте-Карло. На рис.1 представлены восстановленные спектры рентгеновского излучения на установке ПФМ-72М для режимов работы с генерацией нейтронов на уровне  $0,7 \times 10^8$  и  $1,4 \times 10^8$  н/имп.

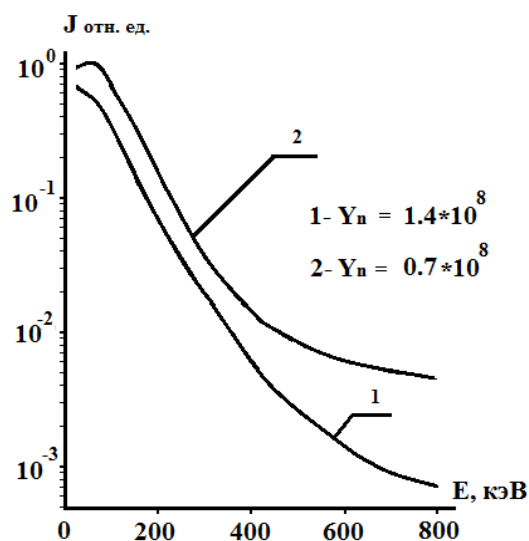


Рис.1 Спектры рентгеновского излучения

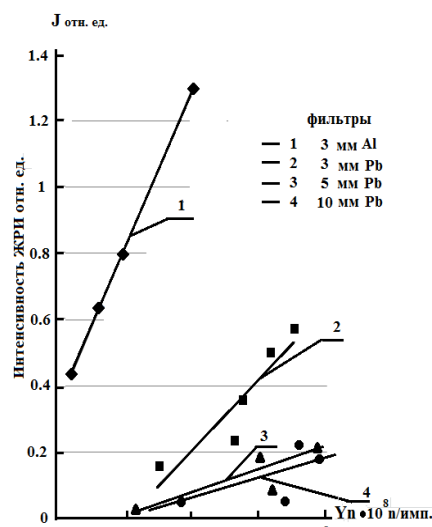


Рис.2 Зависимость ЖРИ от  $Y_n$

В полученных спектрах можно выделить три участка:  $20 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 100 \text{ кэВ}$ ,  $100 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 400 \text{ кэВ}$  и  $400 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 800 \text{ кэВ}$ .

В диапазоне энергий квантов  $20 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 100 \text{ кэВ}$  форма спектров с удовлетворительной точностью описывается максвелловской функцией распределения частиц по энергиям при температурах 54 кэВ и 67 кэВ для разрядов с нейтронным выходом  $\sim 0,7 \times 10^8$  н/имп и  $1,4 \times 10^8$  н/имп, соответственно. В диапазоне энергий свыше 100 кэВ спектр гамма квантов меняется пропорционально  $\sim 1/E^k$ . При этом для энергий  $100 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 400 \text{ кэВ}$  показатель степени  $k$  находится на приблизительно одинаковом уровне  $k = 3,2 \pm 0,4$  при различной величине нейтронного выхода. Для квантов с энергиями свыше 400 кэВ показатель  $k$  снижается до значений  $k \approx 2$  и ниже, причем с уменьшением нейтронного выхода граница начала такого снижения сдвигается в сторону квантов более высоких энергий.

Полученная нами экспериментально, прямо пропорциональная зависимость между интенсивностью жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий  $100 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 400 \text{ кэВ}$  и величиной выхода нейтронов (рис.2) свидетельствует в пользу преимущественно ускорительного механизма

формирования потоков высокоэнергетичных электронов и ионов в плазменном фокусе. \

Причиной ускорения заряженных частиц до высоких энергий может являться возникновение высоких напряжений на оси пинча. Механизмы формирования таких напряжений в настоящее время до конца не изучены. Предполагается, что важную роль в этом должно играть аномальное сопротивление плазмы.

Степенной характер полученного спектра рентгеновского излучения в области энергий 100–400 кэВ согласуется с данными других исследователей [2], где была показана практически одинаковая степенная зависимость спектров электронов и ионов от энергии  $dN/dE \sim 1/E^k$  с показателем степени  $k = 3,5 \pm 0,5$  в области энергий 30–600 кэВ. Это позволяет предположить схожесть спектра зарегистрированного нами рентгеновского излучения и распределения ускоренных ионов по энергиям. На основании такого предположения, с учетом сечения D-D реакции, были построены кривые удельного вклада ионов дейтерия в нейтронный выход, представленные на рис. 3.

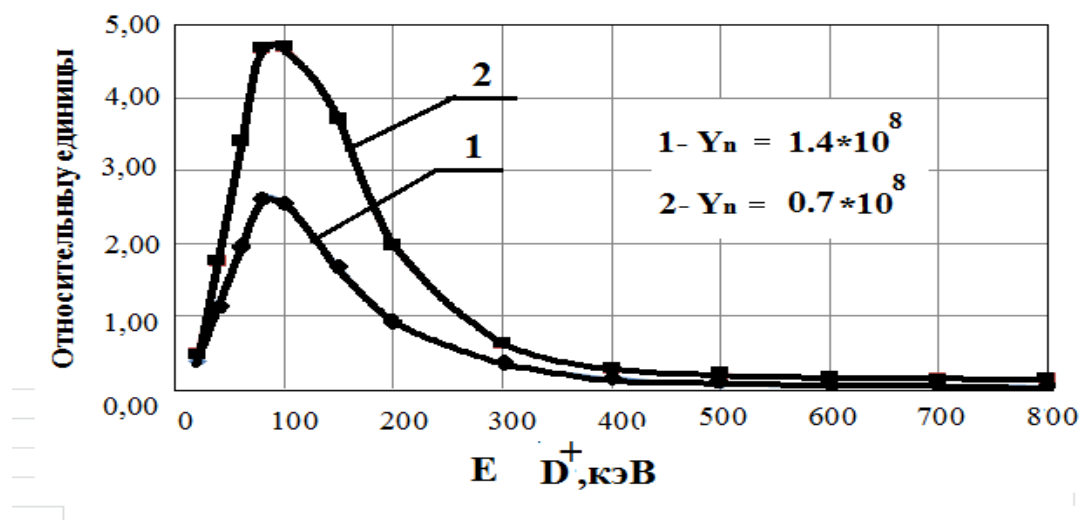


Рис.3- Относительный вклад в нейтронный выход

Они показывают, что максимальный вклад в нейтронный выход дают ионы дейтерия с энергиями от 80 до 100кэВ.

Более быстрый рост числа квантов с энергиями свыше 400 кэВ на рентгеновских спектрах по сравнению с ростом числа квантов меньших энергий при одинаковом увеличении величины нейтронного выхода свидетельствует о другом механизме формирования рентгеновского излучения в этой области энергий, отличном от тормозного излучения электронов. Предположительно этот механизм связан с генерацией гамма излучения, возникающего при неупругом



рассеянии нейтронов, образующихся в ПФ, на ядрах свинца, используемого в качестве поглощающих фильтров, а также материалов, конструкции установки (медь, вольфрам, нержавеющая сталь, дюралюминий).

В результате проведенных измерений установлена линейная зависимость между интенсивностью жесткого рентгеновского излучения ПФ с энергиями квантов в диапазоне 20–400 кэВ и величиной выхода нейтронного излучения, что свидетельствует в пользу преимущественно ускорительного механизма формирования потоков высокоэнергетичных электронов и ионов.

Выявлены разные механизмы формирования жесткого рентгеновского излучения менее 400 кэВ и более 400 кэВ в плазменном фокусе при работе на дейтерии. Определяющую роль в образовании квантов с энергиями менее 400 кэВ играет тормозное излучение высокоэнергетичных электронов на аноде. Кванты с энергиями более 400 кэВ представляют собой гамма излучение, возникающее вследствие неупругого рассеяния нейтронов, образующихся в ПФ на элементах конструкции экспериментальной установки.

Полученные данные свидетельствуют о том, что максимальный вклад в нейтронный выход дают ионы дейтерия с энергиями от 80 до 100 кэВ.

*Литература:*

1. Диагностика плотной плазмы / Под ред. Басова. М: Наука, 1989. С. 128.
2. *Stygar W., Gerdin G., Venneri F. et al. // Nucl. Fusion. 1982. V. 22. P. 1161.*

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОГРАФОВ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

А.В. Скобляков<sup>1</sup>, Д.С. Колесников<sup>1</sup>, А.В. Канцырев, А.А. Голубев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”*

В представленной работе разработаны уникальные полномасштабные Монте-Карло модели дифракционных спектрографов скользящего падения GIS, GIS-3D, VUV-QFF и кристаллического спектрографа JA-1, позволяющие на принципиально новом уровне проводить численное моделирование работы спектрографов с отражательной дифракционной решеткой (ДР) и кристаллом слюды. На основе моделей спектрографов разработаны методы восстановления исходных спектров экстремального ультрафиолетового излучения (ЭУФ) и мягкого рентгеновского излучения (МР) [1,2,3] плазмы.

Основными проблемами, препятствующими достоверному качественному и количественному восстановлению ЭУФ и МР спектров излучения плазмы Z-пинча, является наложение сигналов от разных порядков дифракции и зависимость распределения интенсивности излучения в различные порядки дифракции от длины волны после взаимодействия излучения с ДР и кристаллом слюды. В разработанных моделях спектрографов, для учета процессов взаимодействия ЭУФ с ДР и МР с кристаллом спектрографа используются дифференциальный метод и динамическая теория дифракции.

Разработаны два оригинальных метода восстановления исходного спектра излучения плазмы мега-амперного Z-пинча установки Ангара 5-1:

1) Быстрый однопроходный метод восстановления исходных спектров ЭУФ излучения плазмы учитывающий вклад различных порядков дифракции в сигнал спектрограмм [2].

2) Метод восстановления исходных МР спектров излучения плазмы с использованием рассчитанной аппаратной функции спектрографа, учитывающий уширение спектральных линий [1] в плоскости регистрации спектрографа.

С использованием разработанных методов выполнено восстановление спектров Z-пинч плазмы на установке Ангара 5-1:

1) Восстановлены исходные спектры ЭУФ излучения плазмы, полученные в экспериментах с нагрузкой в виде вольфрамового многопроволочного цилиндрического лайнера. Показано, что максимум излучения лежит в диапазоне 5-6 нм, что соответствует массиву не разрешаемых переходов 4d-4f в ионах W [1,2].

2) Измерены значения коэффициентов пропускания Al и In в диапазоне 2-30 нм. Полученные результаты совпадают с базой данных Henke [2].

3) Показано существенное влияние формы профиля штриха дифракционной решетки на результаты восстановления исходных спектров. С использованием априорной информации определены формы профилей штрихов ДР для спектрографов GIS-3D и VUV-QFF [2].

4) Восстановлен спектр МР излучения плазмы Z-пинча, полученного с помощью спектрографа JA-1 в экспериментах с нагрузкой состоящей из Al проводников с вложенными W проводниками [3].

5) На основе восстановленных исходных спектров проведена оценка электронной температуры и плотности плазмы Z-пинча мега-амперной установки Ангара 5-1.

#### *Литература:*

1. A.V. Skobliakov, D.S. Kolesnikov, A.V. Kantsyrev, A.A. Golubev, I.V. Rudskoi, A.N. Gritsuk, E.V. Grabovskii, K.N. Mitrofanov, G.M. Oleinik, 2023, Plasma Phys. Rep. 49(6), 700-717.
2. A.V. Skobliakov, D.S. Kolesnikov, A.V. Kantsyrev, A.A. Golubev, M.V. Ilyicheva, A.N. Gritsuk, E.V. Grabovskii, The Review of scientific instruments, 2023, 94(11), 113102
3. A.V. Skobliakov, D.S. Kolesnikov, A.V. Kantsyrev, A.A. Golubev, A.N. Gritsuk, G.S. Volkov, E.V. Grabovskii, Reconstruction of Z-pinch emission spectra in the wavelength range of less than 10 Å using a crystal X-ray spectrograph, Rev. Sci. Instrum., 1 July 2024, 95 (7), 073101, <https://doi.org/10.1063/5.0212101>

# ДРЕЙФОВО-РЕДУЦИРОВАННЫЕ МГД УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА

А.А. Степаненко

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Аномальный перенос плазмы на периферии токамака представляет одну из ключевых проблем на пути создания термоядерного реактора. Перспективным техническим решением, предлагаемым для решения этой задачи, является использование жидкометаллических покрытий для защиты наиболее нагруженных элементов конструкции токамака, таких как пластины дивертора в области страйк-пойнта [1]. Расчёты показывают, что, несмотря на существенное снижение тепловых потоков на стенку реактора, распыление и испарение материала жидкометаллической стенки приводит к размыванию основной плазмы и поступлению в разряд недопустимо высокого уровня примесных частиц [2]. Примесные частицы влияют на транспорт и турбулентность пристеночной плазмы установки, что должно быть учтено в моделях кодов для моделирования транспорта плазмы, таких как SOLPS.

Для описания аномального переноса плазмы на периферии токамака в литературе используется модель двухжидкостной магнитной гидродинамики Брагинского [3]. Транспорт примеси, как правило, описывается в следовом приближении (приближении пассивного скаляра, когда частицы увлекаются потоком основной плазмы, практически не влияя на него). В то же время, условия разряда с жидкометаллической стенкой подразумевают, что динамика примеси более не может рассматриваться в следовом приближении, и уравнения, описывающие турбулентный транспорт плазмы, должны быть обобщены на случай многокомпонентной среды.

Для описания аномального переноса плазмы с примесью на периферии токамака недавно был предложен ряд обобщений уравнений магнитной гидродинамики Брагинского, таких как многокомпонентные модели MiHESEL

[4], SOLEDGE3X [5], GRILLIX [6], GBS [7], BOUT++ [8]. Модели позволяют учесть наличие дополнительных ионных компонент плазмы, перенос которых описывается в дрейфово-редуцированном двумерном электростатическом приближении [4], с использованием полных выражений для дрейфовой скорости ионов [4, 5] или при ограничении числа примесей небольшим количеством [7]. В случае [6] с использованием замыкания Жданова [9] были получены дрейфово-редуцированные трехмерные уравнения непрерывности, баланса энергии электронов, завихренности, а также закон Ома.

В работе представлен вывод трёхмерных электромагнитных уравнений многокомпонентной магнитной гидродинамики в дрейфово-редуцированном приближении, применимом для численной реализации в турбулентном коде, таком как BOUT++. Уравнения замыкаются с использованием граничных условий в области контакта пристеночной плазмы с проводящими стенками установки (за сепаратрисой). Получены двумерные формы уравнений аномального переноса многокомпонентной плазмы. Проведены и проверены на физическую корректность расчёты турбулентной динамики дейтериевой плазмы с источником литиевой примеси на периферии токамака T-15МД.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект №24-22-00158 в НИЯУ МИФИ, <https://rscf.ru/project/24-22-00158/>.

#### *Литература:*

1. Mirnov S. // J. Nucl. Mater., 2009, v. 390, p. 876-885.
2. Marenkov E. D., Kukushkin A. S., Pshenov A. A. // Nucl. Fusion, 2021, v. 61, № 3, p. 034001.
3. Xu X. Q. et al. // Phys. Plasmas, 2000, v. 7, № 5, p. 1951-1958.
4. Poulsen A. et al. // Phys. Plasmas, 2020, v. 27, № 3, p. 032305.
5. Bufferand H. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion, 2022, v. 64, № 5, p. 055001.
6. Makarov S. O. Development and Implementation of a Generalized Multi-Ion Transport Model in Plasma Edge Fluid Codes. München: Technische Universität München, 2024.
7. Mancini D. et al. // Nucl. Fusion, 2023, v. 64, № 1, p. 016012.
8. Dudson B. et al. // Comp. Phys. Comm., 2024, v. 296, p. 108991.
9. Zhdanov V. M. Transport processes in multicomponent plasma. CRC Press, 2002.

# ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ИСТОЧНИКЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ SPI

А.А. Степаненко<sup>1</sup>, К.А. Ившин<sup>2</sup>, А.Н. Соловьев<sup>2</sup>, В.В. Фимушкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

<sup>2</sup> *Объединенный исследовательский ядерный институт, Лаборатория физики высоких энергий, г. Дубна*

Исследования в области физики взаимодействия пучков поляризованных протонов и дейтронов – один из вопросов, активно изучаемых на ускорителе Нуклотрон и планируемых к исследованию на строящемся ускорительном комплексе NICA Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) [1]. Для формирования пучков поляризованных ионов на базе Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) ОИЯИ создан и действует источник SPI. Принцип действия источника основан на конверсии поляризованных атомов, поступающих из диссоциатора, на ионах в потоке плазмы, поступающей в зарядово-обменного ионизатор (соленоид), рис. 1, в результате перезарядных столкновений. Образование частиц происходит в объеме накопительной ячейки, расположенной внутри ионизатора. После ионизации частицы вытягиваются и коллимируются при помощи ионно-оптической системы для формирования пучка, в дальнейшем поступающего внутрь ускорителя.

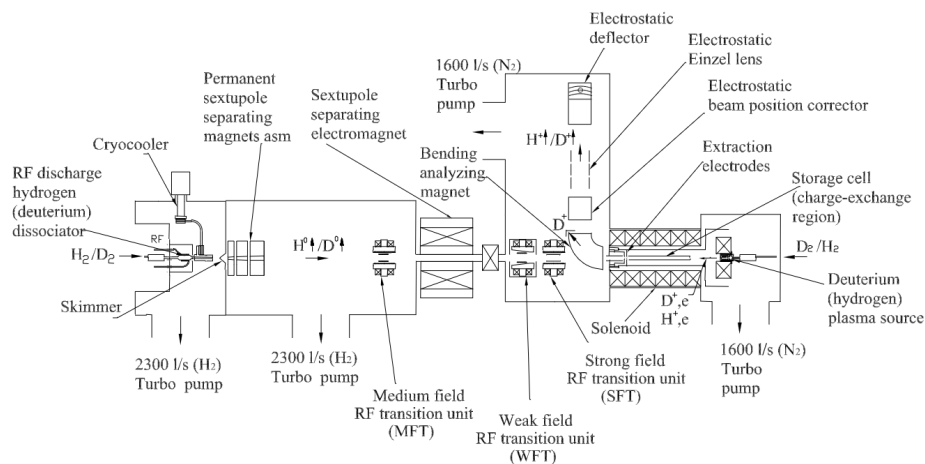


Рис.1. Схема источника SPI [2]. Область перезарядки поляризованных нейтралов – внутри накопительной ячейки соленоида источника SPI.

Эффективность процессов конверсии нейтралов и экстракции поляризованных ионов напрямую зависит от параметров источника SPI, таких как конфигурация магнитного поля соленоида, режимы работы ионизатора, геометрии накопительной ячейки и др.. Несмотря на значительный накопленный опыт работы с установкой, всё ещё остаются открытыми вопросы переноса плазмы и поляризованных нейтралов в источнике и определения путей повышения эффективности конверсии нейтральных частиц в ионы с их последующей экстракцией в ускоритель.

В работе построена модель переноса плазмы и поляризованных нейтралов внутри вакуумной камеры зарядово-обменного ионизатора источника поляризованных нейтралов SPI. Модель учитывает прохождение потока плазмы внутри отдельной камеры, расположенной внутри ионизатора, – накопительной ячейки – и основана на одножидкостном приближении (рассматривается перенос ионов) в предположении об амбиполярном характере течения вещества (электроны «приклеены» к ионам). Уравнения модели численно реализованы в виде расчётного кода на базе библиотеки BOUT++ [3]. С использованием программы проведено моделирование транспорта плазменной струи внутри зарядово-обменного ионизатора SPI с установленной внутри него накопительной ячейкой. Показано, что наличие области нарастающего магнитного поля, формируемого магнитной системой ионизатора, приводит к формированию магнитной пробки и сжатию (коллимации) поступающего в ячейку потока плазмы к оси системы. Характерной особенностью прохождения плазменной струи через магнитную пробку является образование конвективной ячейки на входе в магнитное горлышко, что связано с конечной проводимостью данной области установки. Наличие физических стенок позволяет дробить конвективные ячейки, уменьшая область перемешивания плазмы. В результате взаимодействия плазменного потока и стенок могут возникнуть условия для установления течения вещества в направлении против потока. Образующиеся при этом вихри негативно влияют на вынос поляризованных частиц из установки, захватывая их внутрь себя. Показано, что наличие областей установки, заполненных редкой плазмой, также нежелательно для организации разряда, поскольку величина объёмного источника поляризованных ионов уменьшается. Обнаруженные особенности течения плазмы через магнитную

пробку внутри накопительной ячейки (образование вихря, формирование области противотечения плазмы за магнитным горлышком) предполагают, что более эффективной может быть конструкция с прямолинейным магнитным полем либо с накопительной ячейки в форме песочных часов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна.

*Литература:*

1. Fimushkin V. V. et al. // J. Phys. Conf. Ser., 2016, v. 678, № 1, p. 012058.
2. Belov A. S. et al. // J. Phys. Conf. Ser., 2017, v. 938, p. 012017.
3. Dudson B. D. et al. // Comp. Phys. Comm., 2009, v. 180, № 9, p. 1467-1480.



# ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ ДОПЛЕРОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПЕРИФЕРИЙНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ТОКАМАКЕ

А.Ю. Токарев<sup>1</sup>, А.Ю. Яшин<sup>1,2</sup>, В.К. Гусев<sup>2</sup>, Н.С. Жильцов<sup>1,2</sup>, Е.О. Киселев<sup>2</sup>,  
Г.С. Курскиев<sup>2</sup>, В.Б. Минаев<sup>2</sup>, Ю.В. Петров<sup>2</sup>, А.М. Пономаренко<sup>1</sup>, Н.В. Сахаров<sup>2</sup>,  
В.В. Солоха<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе

На сегодняшний день режим улучшенного удержания плазмы или H-мода считается базовым режимом работы всех токамаков [1]. Переход в режим улучшенного удержания приводит к появлению на периферии плазмы области с пониженными коэффициентами переноса – области транспортного барьера и, как следствие, происходит формирование пьедестала. Считается, что это происходит за счет перестройки профиля радиального электрического поля  $E_r$ , которое влияет на плазменные потоки и контролирует турбулентность. Кроме того, радиальное электрическое поле участвует и во многих других процессах в плазме. К примеру, оно влияет на удержание быстрых частиц. Однако большие градиенты давления в районе пьедестала приводят к появлению магнитогидродинамических неустойчивостей, таких как, например, периферийные локализованные моды (ELM), которые могут приводить к изменению  $E_r$  и, соответственно, к изменению удержания плазмы [2]. Поэтому исследование радиального электрического поля, в том числе в режимах с развитием периферийных неустойчивостей, является важной и актуальной задачей в настоящее время.

В данном докладе представлены результаты исследования радиального электрического поля во время периферийных локализованных мод в H-моды на сферическом токамаке Глобус-М2 [3]. Для получения значений  $E_r$  используется многочастотная диагностика доплеровского обратного рассеяния (ДОР) [4]. Она основана на исследовании рассеянного в обратном направлении на флуктуациях концентрации электромагнитного излучения. Диагностика

позволяет измерять скорость вращения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях при пренебрежении фазовой скоростью флуктуаций. Зная магнитное поле в точке отсечки, можно рассчитать  $E_r$ . Благодаря использованию нескольких частот зондирования возможно построить профиль  $E_r$ .

Применение диагностики ДОР во время развития периферийных неустойчивостей требует особой аккуратности при интерпретации полученных данных. Во-первых, при изменении профиля концентрации плазмы происходит смещение положения отсечки. Даже если изменения профиля электрического поля в реальности не происходит, движение отсечки приводит к тому, что  $E_r$  теперь измеряется в другом месте, что приводит к временной эволюции сигнала на каждом канале ДОР. Для учёта этого эффекта был проведен численный расчет положения отсечки для разных экспериментальных профилей концентрации: во время срывов ELM и между ними. Вычисления показали, что наблюдаемые во время ELM смещения отсечки малы по сравнению с характерными масштабами изменения  $E_r$  и, соответственно, наблюдаемые изменения измеряемых значений  $E_r$  объясняются именно перестройкой профилей  $E_r$  во время ELM.

Кроме того, сильные возмущения концентрации, которые могут наблюдаться при срывах ELM, могут привести к нелинейному рассеянию зондирующего излучения на флуктуациях концентрации. Для проверки этого утверждения также было выполнено моделирование возмущений концентрации различной амплитуды в точке отсечки. Показано, что лишь при достаточно больших ( $\delta n/n \sim 0.5$ ) возмущениях концентрации рассеяние является нелинейным и приводит к экспериментально завышенным значениям  $E_r$  относительно реальных. В экспериментах на токамаке Глобус-M2 такие возмущения наблюдаются только в узком слое вблизи сепаратрисы. Поэтому они могут оказывать влияние только на один частотный канал, отсечка которого находится в районе сепаратрисы, и только во время срывов ELM.

С учетом описанных выше эффектов изменения профиля концентрации плазмы и больших возмущений концентрации в точке отсечки во время срывов ELM были получены усреднённые для однотипных ELM профили радиального электрического поля во время и между срывами. Они демонстрируют увеличение модуля радиального электрического поля на всех исследованных

радиусах (до 8 см вглубь от сепаратрисы) во время срыва периферийных локализованных мод.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 23-72-00024, <https://rscf.ru/project/23-72-00024> на УНУ "Сферический токамак Глобус-М", входящей в состав ФЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях».

*Литература:*

1. Wagner F., Plasma Phys. Control. Fusion, 2007, 49, B1.
2. Conway G.D. et al, 15th Intl. Reflectometer Workshop, St Paul Lez Durance Cedex, 2022.
3. Solokha, V.V. et al, Plasma Phys. Rep., 2023, 49, 419–427.
4. Yashin A.Y. et al, JINST, 2022, 17, C01023.

# ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО ОБЪЕКТА НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЦИКЛА ПРЕОБРАЗОВАНИЙ АБЕЛЯ-ФУРЬЕ-ХАНКЕЛЯ

Д. В. Толбухин<sup>1</sup>, А. И. Хирьянова<sup>1</sup>, Е. В. Паркевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва 119991, Россия

В анализе результатов лазерной интерферометрии фазовых объектов, таких как плазма, турбулентные газовые потоки и другие оптические неоднородности, важную роль играют методы решения обратных задач дифракции. При прохождении через фазовый объект зондирующее лазерное излучение претерпевает изменения в своем фазовом распределении [1]. Лазерная интерферометрия сосредоточена на регистрации изменений фазы зондирующего лазерного излучения, что позволяет реконструировать распределение диэлектрической проницаемости исследуемого фазового объекта [2-5]. В классических методах решения обратных задач дифракции предполагается, что изучаемый фазовый объект имеет осевую симметрию или может быть аппроксимирован до осевой симметрии. При этом фазовый сдвиг, вносимый объектом, связан с диэлектрической проницаемостью неоднородной среды через обратное интегральное уравнение Абеля [6-15]:  $\tilde{\varepsilon}(r) = \frac{2}{\pi k} \int_r^R \frac{\partial \delta \varphi(y')}{\partial y'} \frac{dy'}{\sqrt{y'^2 - r^2}}$ , рассматриваемого в системе координат  $Ox'y'$ , которая расположена в центре осесимметричного фазового объекта. Здесь  $r = \sqrt{(x')^2 + (y')^2}$ ,  $\delta \varphi(y')$  – распределение сдвига фазы зондирующего лазерного излучения,  $\tilde{\varepsilon}(r)$  – распределение возмущений диэлектрической проницаемости, связанное с полной диэлектрической проницаемостью выражением  $\varepsilon(r) = 1 + \tilde{\varepsilon}(r)$ . Это уравнение возникает в решении прямой задачи дифракции в приближении геометрической оптики [16] и, как правило, моделируется специальными численными методами [17]. Несмотря на множество фундаментальных ограничений [18], приближение геометрической оптики уже давно стало мощным инструментом для анализа данных лазерной интерферометрии. Тем не менее, продолжают различные теоретические исследования, которые, в частности, сосредоточены на поиске наиболее эффективного решения обратной задачи дифракции в рамках приближения геометрической оптики. Это связано с тем, что применение многих численных методов для решения обратного интегрального уравнения Абеля может быть трудоемким и недостаточно точным процессом, что является нежелательным в экспериментах с учетом всех строгих ограничений, накладываемых приближением геометрической оптики. Таким образом, в контексте этого приближения и с целью упрощения расчетов существует интерес к нахождению оптимального подхода для решения обратной задачи дифракции.

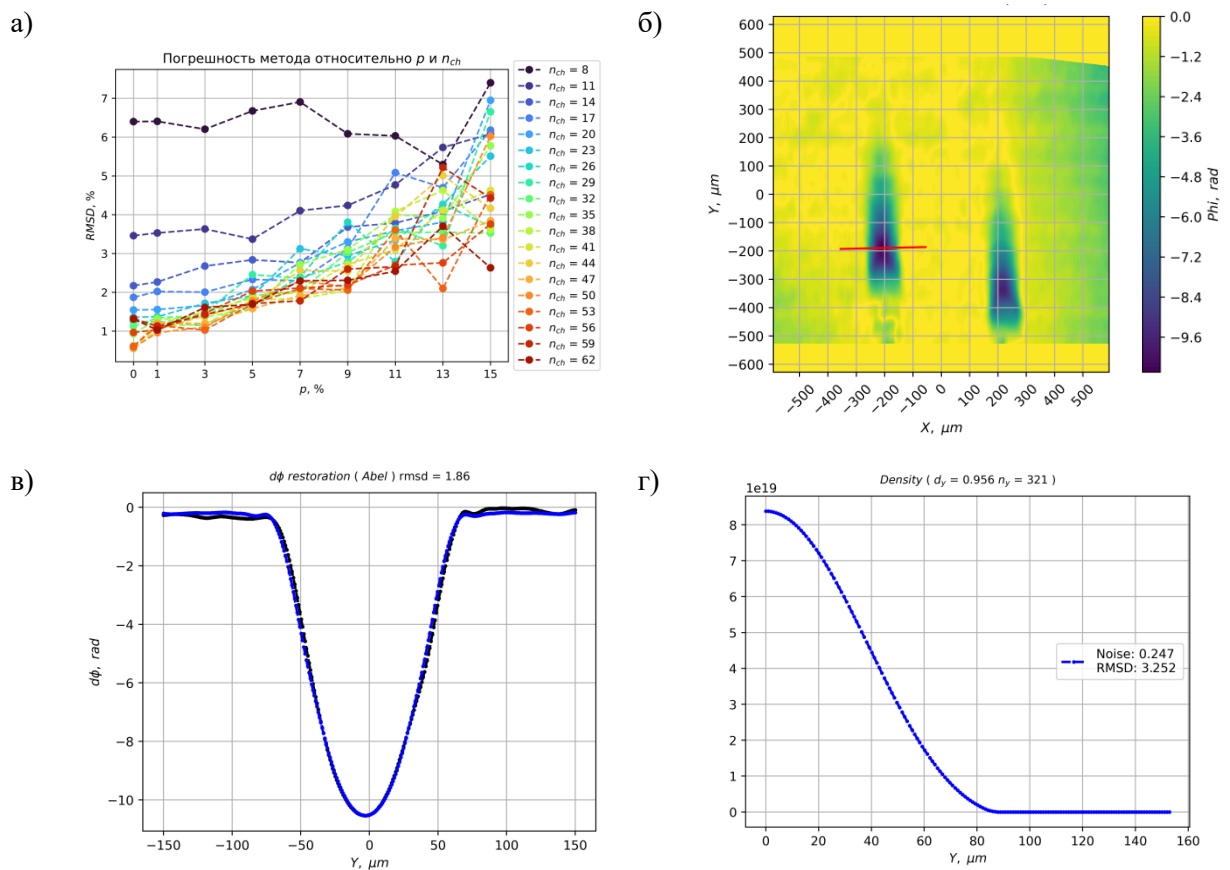
В данной работе мы рассматриваем один из таких подходов, основанный на особенностях цикла преобразований Абеля-Фурье-Ханкеля:

$$H[F[A[\tilde{\varepsilon}(x', y')](y')](f_{y'})](r) = \tilde{\varepsilon}(r), \quad \text{где } A[\tilde{\varepsilon}(x', y')](y') = \frac{k}{2} \int_{y'}^R \frac{2\tilde{\varepsilon}(r)rdr}{\sqrt{r^2 - (y')^2}} = \delta\varphi(y'),$$

$$F[\delta\varphi(y')](f_{y'}) = 2 \int_0^{+\infty} \delta\varphi(y') \cos(-2\pi r f_{y'}) dy', \quad H[F(f_{y'})](r) =$$

$$\frac{4\pi}{k} \int_0^{+\infty} F(f_{y'}) J_0(2\pi r f_{y'}) f_{y'} df_{y'}. \text{ В результате исследования предложенного метода}$$

решения обратной задачи дифракции были описаны особенности вычислительного характера и погрешность самого метода в зависимости от условий задачи (рис. 1(а)). Поскольку обратная задача дифракции некорректна в постановке, описан формализм определения погрешности метода в рамках этой задачи. Метод проверен путём решения обратной задачи в модельном эксперименте и протестирован при обработке результатов лазерной интерферометрии (рис. 1(б)) настоящего эксперимента: из экспериментального распределения  $\delta\varphi(y')$  (чёрная кривая на рис. 1(в)) метод вычислял оптимальное осесимметричное распределение  $\delta\varphi^*(y')$  (синяя кривая на рис. 1(в)) из которого и было восстановлено  $\tilde{\varepsilon}(r)$  (рис. 1(г)).



**Рисунок 1. а)** Зависимость погрешности (статистический показатель - RMSD) метода от количества точек, приходящихся на характерный масштаб отклонений в распределении  $\delta\varphi(y')$ , формально определяемый, как  $L = \frac{\delta\varphi(y')}{|\bar{\nabla}\delta\varphi(y')|}$ . При моделировании фазового объекта  $L$  было равно диаметру этого объекта. **б)** Результат обработки лазерной

интерферометрии разряда на острие электрода. **в)** Погрешность метода на основе отличия  $\delta\varphi^*(y')$  от  $\delta\varphi(y')$  в рассматриваемом эксперименте равно 1.84%. **г)** Результат восстановления гладкого осесимметричного распределения электронной плотности.

Метод показал надежные численные результаты, позволяя восстанавливать электронную плотность плазменного объекта с погрешностью до 2%. Помимо этого, метод обладает теми преимуществами, в сравнении с другими методами, что в нём отсутствует акумуляция погрешности вдоль радиуса объекта и нет каких-либо жёстких ограничений на количество расчётных точек.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант №24-79-10167).

## Литература

1. E. V. Parkevich, A. I. Khirianova, T. F. Khirianov, K. T. Smaznova, D. V. Tolbukhin, V. M. Romanova, I. A. Kozin, and S. A. Ambrozevich, Strong diffraction effects accompany the transmission of a laser beam through inhomogeneous plasma microstructures, *Phys. Rev. E* 109, 055204 (2024)
2. P. Müller, M. Schürmann, and J. Guck, The theory of diffraction tomography, arXiv preprint arXiv:1507.00466 (2015)
3. D. L. Marks, A family of approximations spanning the born and rytov scattering series, *Optics express* 14, 8837 (2006)
4. Y. Sung, W. Choi, C. Fang-Yen, K. Badizadegan, R. R. Dasari, and M. S. Feld, Optical diffraction tomography for high resolution live cell imaging, *Optics express* 17, 266 (2009)
5. S. I. Knizhin, Using spatial radio wave field processing for diagnostics of inhomogeneous plasma, *Waves in Random and Complex Media* 31, 2115 (2021)
6. K. Bockasten, Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma, *JOSA* 51, 943 (1961)
7. Deutsch M. and Beniaminy I., Inversion of Abel's integral equation for experimental data, *Journal of Applied Physics*, 54(1), 137–143 (1983)
8. Shemyakin, O. P., Levashov, P. R., and Khishchenko, K. V., Equation of State of Al Based on the Thomas-Fermi Model, *Contributions to Plasma Physics*, 52(1), 37–40 (2012)
9. Cova, S., Ghioni, M., Lacaita, A., Samori, C., and Zappa, F., Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection, *Applied Optics*, 35(12), (1996)
10. Algeo, J. D., & Denton, M. B., On the Use of the Inverted Abel Integral for Evaluating Spectroscopic Sources, *Applied Spectroscopy*, 35(1), 35–42, (1981)
11. Andratschke, M., Range, K.-J., Haase, H., and Klement, U., Die Kristallstruktur von  $\alpha$ -KZnPO<sub>4</sub> / The Crystal Structure of  $\alpha$ -KZnPO<sub>4</sub>, *Zeitschrift Für Naturforschung B*, 47(9), 1249–1254, (1992)
12. Bruce, R. A., and Fitzpatrick, G. L., Remote vibration measurement of rough surfaces by laser interferometry, *Applied Optics*, 14(7), 1621, (1975)
13. A. Kasperczyk and T. Pisarczyk, Application of automated interferometric system for investigation of the behaviour of a laser-produced plasma in strong external magnetic fields, *Optica Applicata* 31(3): 571-597, (2001)
14. E. L. Kosarev, Applications of Integral Equations of the First Kind in Experiment Physics, *Computer Physics Communication*, Vol. 20, 69-75, (1980)
15. Pikalov, V.V. and Preobrazhenskii, N.G., Abel transformation in the interferometric holography of a point explosion, *Combust Explos Shock Waves* 10, 827–833, (1974)

16. Kravtsov, Y. A., and Orlov, Y. I., Geometrical optics of inhomogeneous media (Vol. 38, p. 48). Berlin: Springer-Verlag, (1990)
17. G. Pretzier, H. Jäger, T. Neger, H. Philipp, and J. Woisetschläger, Comparison of Different Methods of Abel Inversion Using Computer Simulated and Experimental Side-On Data, Institut für Experimentalphysik, Technische Universität Graz, Graz, Austria Z. Naturforsch. 47a, 955-970 (1992)
18. Kravtsov, Y. A., and Orlov, Y. I., Limits of applicability of the method of geometric optics and related problems, Soviet Physics Uspekhi, 23(11), 750, (1980)

# ПРИВОД ЗАЩИТНОЙ ШТОРКИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ «СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ» В ИТЭР

Д.А. Федоров<sup>1,3</sup>, Е.Н. Андреев<sup>1,3</sup>, Д.К. Вуколов<sup>1,3</sup>, К.Ю. Вуколов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>3</sup> УТС-Центр, Москва, Россия

Доклад посвящен разработке пневматической системы управления защитной шторкой для диагностики Спектроскопии Водородных Линий в ИТЭР (СВЛ) [1].

ИТЭР – Международный термоядерный экспериментальный реактор, который в настоящее время строится во Франции. Цель проекта ИТЭР – создание установки для демонстрации возможности управляемого термоядерного синтеза, а также получение компетенций в решении соответствующих физических и инженерных проблем.

Для управления работой реактора, а также исследования физических процессов в плазме необходимы диагностические системы. Одной из них является Спектроскопия Водородных Линий. Эта диагностика основана на измерении интенсивности линий изотопов водорода и примесей в плазме в спектральном диапазоне 450–700 нм [2]. Диагностический комплекс решает несколько ключевых задач:

- Измерение потоков и концентраций изотопов водорода вдоль полоидального обхода в пристеночной области плазмы;
- Отслеживание интенсивности свечения примесей в плазме ИТЭР (В, W, С, О, Ne, Ar);
- Определяет момент перехода из L в H моду;
- Контроль изотопного отношения водорода.

Каналы регистрации СВЛ диагностики расположены в двух экваториальных портах установки ИТЭР: два в экваториальном порту №11 (ЭП11) и один в экваториальном порту №12 (ЭП12).



В ЭП11 каналы регистрации обеспечивают радиальный обзор верхней и нижней части внутренней стенки вакуумной камеры. Канал СВЛ в ЭП12 (см. рисунок 1) направлен по касательной к оси плазменного шнура, захватывая своим обзором внутреннюю и наружную стенки вакуумной камеры. На рисунке 1 приведена диагностическая система в ЭП12 и ее поле обзора.

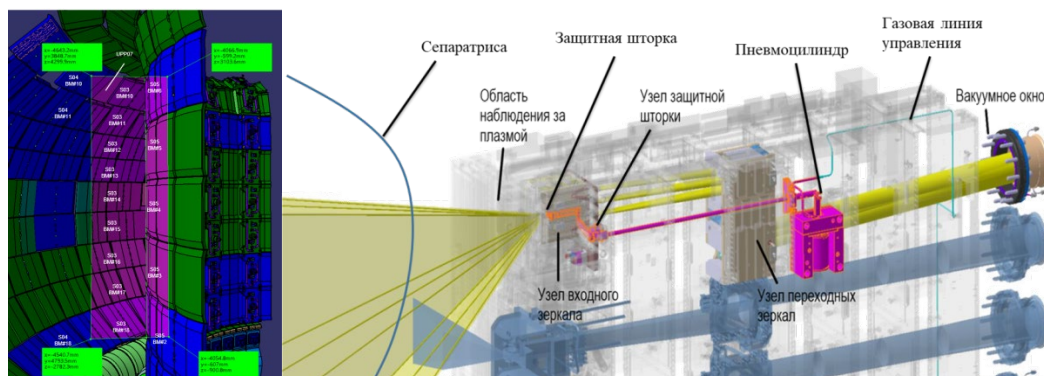


Рисунок 1 – Диагностическая система СВЛ в вакуумной части ЭП12 (справа) и область наблюдения в камере (слева)

Излучение из плазмы собирается системой зеркал и транслируется в диагностическую комнату для дальнейшего анализа. Для защиты систем зеркал от деградации оптических свойств, используется шторка, которая закрывает входной зрачок оптического канала, когда диагностика не используется, и предотвращает тем самым попадание частиц на поверхность зеркал и, продлевая срок службы диагностики.

Из-за невозможности использовать электромагнитные приводы в сильных магнитных полях, для привода шторки используется пневматическая система, состоящая из пневмоцилиндра (ПЦ) [3] в вакуумной части порта и газового шкафа в атмосферной части порта.

Основная функция газового шкафа – управление ходом ПЦ путём напуска чистого газа (азот) в рабочий объём ПЦ и последующей его откачки. Шторка спроектирована нормально открытой, т.е. когда в ПЦ есть газ, защитная шторка находится в закрытом положении, когда газ откачан, шторка открывается.

Газовый шкаф показан на рисунке 2. Он состоит из двух магистралей: основная магистраль обеспечивает управление ПЦ, в качестве рабочего газа в ней используется чистый азот под избыточным давлением не более 1,2 бар (на рисунке 2 показана синим); вторая магистраль, с техническим воздухом под

давлением 8 бар в качестве рабочего газа, используется для работы нормально-закрытых клапанов безопасности (на рисунке 2 показана жёлтым).

Главным элементом защитного барьера для проекта ИТЭР служат нормально-закрытые клапаны безопасности (1) и (2) с пневматическим управлением. В рабочем режиме установки ИТЭР клапаны всегда открыты, что позволяет регулировать работу защитной шторки. В аварийных режимах клапаны закрываются, что исключает утечку трития за пределы вакуумной части установки в случае разгерметизации ПЦ.

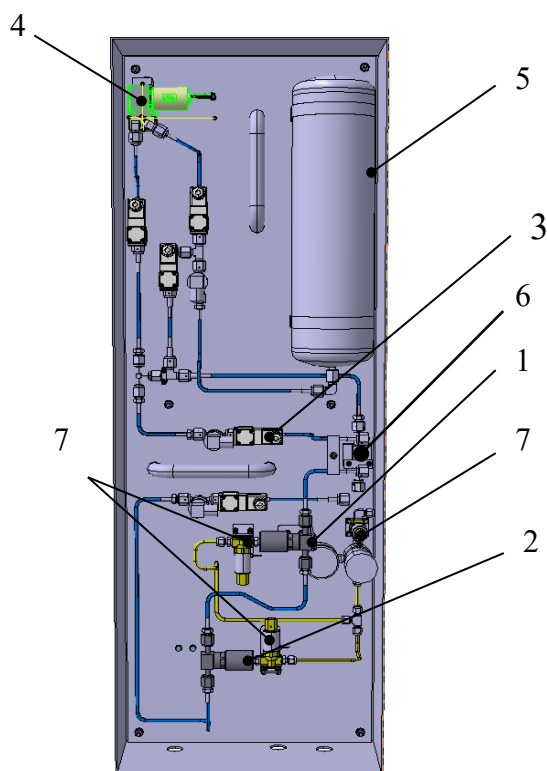


Рисунок 2 – 3D модель газового шкафа

1, 2 – Нормально-закрытые пневматические клапаны безопасности,  
3 - Электромагнитный клапан, 4 – Насос-компрессор, 5 – Газовый ресивер,  
6 - Дроссель, 7 – 3-х ходовые клапаны

Взяв необходимое количество газа из сервисной вакуумной системы ИТЭР, газовый шкаф работает по замкнутому контуру. В шкафу располагается насос-компрессор (4), который с помощью переключения электромагнитных клапанов или нагнетает газ в ПЦ, или откачивает его из ПЦ в ресивер (5). Для плавного напуска газа из ресивера в ПЦ в схеме предусмотрен дроссель (6).

Для управления клапанами безопасности (1) и (2), взятый из системы сжатых газов ИТЭР, технический воздух нагнетается через 3х ходовые клапаны (7) в приводы клапанов безопасности. Для закрытия клапанов (1) и (2)

технический воздух из приводов через 3х ходовые клапаны сбрасывается в атмосферу.

В 2025 году планируется полномасштабное макетирование газового шкафа для уточнения рабочих характеристик, компоновки, алгоритмов управления и дальнейшего перехода к изготовлению опытного образца.

Работа выполнена в рамках государственного контракта С ГК «Росатом» от 20.03.2024 № Н.4а.241.19.24.1024.

*Литература:*

1. Д.К. Вуколов, Е.С. Николаев, И.Д. Карпушов, Е.Е. Баркалов, С.Н. Звонков, А.А. Морозов, А.Г. Алексеев, Разработка привода защитной шторки для диагностики «Спектроскопия водородных линий и примесей ИТЭР», 16-я Всероссийская конференция Диагностика высокотемпературной плазмы, Звенигород, 8 июня 2015

2. Вуколов, К.Ю. Особенности применения волоконной оптики в ИТЭР / Е.Н. Андреевко, Р.С. Афанасенко, А.А. Борисов, А.А. Морозов // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2017. – Т. 3. Вып.3.

3. Д.К. Вуколов, А.Г. Алексеев, А.А. Морозов, И.Д. Карпушов, Е.Н. Андреевко, Ю.В. Капустин, А.А. Куров, А.С. Ерошкин, А.Г. Варакин, И.А. Банов, Разработка и изготовление внутрикамерных узлов Пневмопривода Защитной шторки для Диагностики Спектроскопия водородных линий ИТЭР, 20-я Всероссийская конференция Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи, 18 сентября 2023

# CHARACTERIZATION OF HOT ELECTRONS GENERATED BY LASER–PLASMA INTERACTION AT SHOCK IGNITION INTENSITIES

E. D. Filippov<sup>1</sup>, M. Khan<sup>2</sup>, A. Tentori<sup>3</sup>, P. Gajdos<sup>4</sup>, A. S. Martynenko<sup>1,5</sup>,  
R. Dudzak<sup>4,6</sup>, P. Koester<sup>7</sup>, G. Zeraoui<sup>8</sup>, D. Mancelli<sup>9,10</sup>, F. Baffigi<sup>7</sup>,  
L. A. Gizzi<sup>7</sup>, S. A. Pikuz<sup>1,11</sup>, Ph.D. Nicolai<sup>3</sup>, N. C. Woolsey<sup>2</sup>, R. Fedosejevs<sup>12</sup>,  
M. Krus<sup>4</sup>, L. Juha<sup>6</sup>, D. Batani<sup>3</sup>, O. Renner<sup>4,6,13</sup> and G. Cristoforetti<sup>7</sup>

<sup>1</sup>*Joint Institute for High Temperatures RAS, Izhorskaya st. 13/2, Moscow 125412, Russia, efilippov@ihed.ras.ru*

<sup>2</sup>*York Plasma Institute, School of Physics, Engineering and Technology, University of York, York YO10 5DD, United Kingdom*

<sup>3</sup>*Université de Bordeaux, CNRS, CEA, CELIA, Talence 33405, France*

<sup>4</sup>*Institute of Plasma Physics of the CAS, Prague, Czech Republic*

<sup>5</sup>*Plasma Physics Department, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, 64291 Darmstadt, Germany*

<sup>6</sup>*Institute of Physics of the CAS, Prague, Czech Republic*

<sup>7</sup>*Intense Laser Irradiation Laboratory, INO-CNR, Pisa 56124, Italy*

<sup>8</sup>*Centro de Laseres Pulsados (CLPU), Edificio M5, Parque Científico. C Adaja, 8, Salamanca 37185, Spain*

<sup>9</sup>*Institute of Plasma Physics and Lasers - IPPL, Centre of Research and Innovation, Hellenic Mediterranean University, Rethymnon, Greece*

<sup>10</sup>*Department of Electronic Engineering, Hellenic Mediterranean University, Chania, Greece*

<sup>11</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow 115409, Russia*

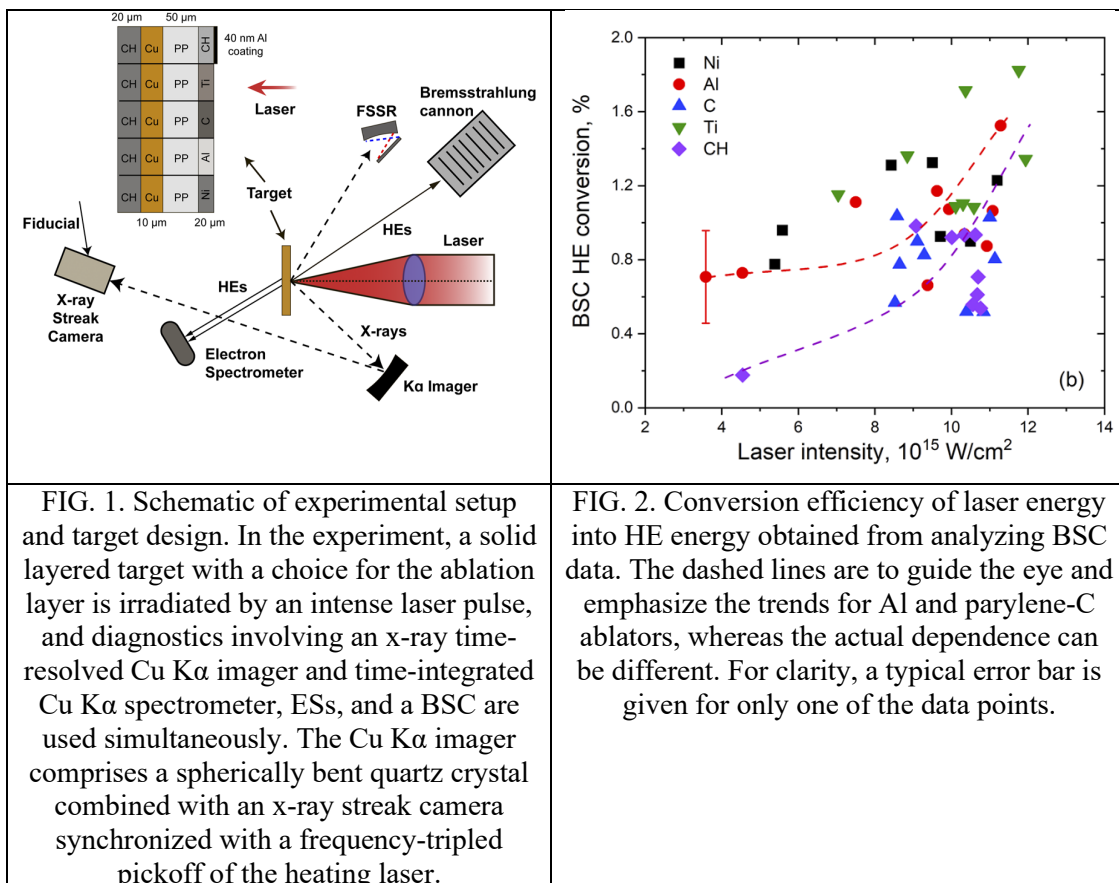
<sup>12</sup>*University of Alberta, Edmonton T6G 2V4, Alberta, Canada*

<sup>13</sup>*The Extreme Light Infrastructure ERIC, ELI Beamlines Facility, Dolní Brezany, Czech Republic*

At laser intensities relevant to shock ignition conditions ( $I > 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>), the heating and transport of hot electrons were studied by using several complementary diagnostics, i.e., K $\alpha$  time-resolved imaging, hard x-ray filtering (a bremsstrahlung cannon, BSC), and electron spectroscopy (ES) (see Fig.1). Ablators with differing composition from low Z (parylene N) to high Z (nickel) were used in multilayer planar targets to produce plasmas with different coronal temperature and collisionality and modify the conditions of hot-electron generation. The variety of available diagnostics allowed full characterization of the population of hot electrons, retrieving their conversion efficiency, time generation and duration, temperature, and angular divergence. The obtained results are shown to be consistent with those from detailed simulations and similar inertial confinement fusion experiments. Based on the

measured data, the advantages, reliability, and complementarity of the experimental diagnostics are discussed.

The experiment reported herein was conducted at PALS, a joint facility of the Institutes of Physics and Plasma Physics of the Czech Academy of Sciences. A multilayer target was irradiated (Fig. 1) at normal incidence by a laser pulse with an energy of  $\sim 600$  J and a duration of  $\sim 300$  ps to study the generation of HEs at a laser intensity typical of SI. Operating at the fundamental wavelength of  $1.315 \mu\text{m}$ , the laser beam was smoothed by a random phase plate and focused to a Gaussian spot with a FWHM of  $\sim 100 \mu\text{m}$ , resulting in a peak intensity on the target of  $\sim 1.5 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Behind the ablation layer of the target was a 50  $\mu\text{m}$  layer of polypropylene (PP) in which the HEs generated by LPI could propagate, followed by a 10  $\mu\text{m}$  layer of copper used as a tracer of HEs by the time-resolved  $K\alpha$  imaging technique (see below). Finally, a 20  $\mu\text{m}$  layer of parylene N was used to reduce the effect of HE recirculation into the Cu layer.



The present results provided an electron temperature of  $\sim 35$  keV and a laser-to-HE conversion efficiency of 1%–2%. These values are consistent with detailed simulations done with the CHIC code at  $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$  and, as well as with

experimental data collected under similar conditions from the front and rear sides of the target. Implementing a comprehensive set of multiple diagnostics as reported herein is very important for future studies focused on understanding HE generation and transport in ICF-scale targets and their relationship to laser plasma instabilities. In our experiment, we suggest that HEs are mainly produced by SRS instabilities. This is indicated by the fact that the HE temperature measured here is consistent with the phase velocity of electron plasma waves produced by SRS. More details about the research can be found in the published papers [1,2].

*Literature:*

1. Filippov E.D. et.al. Characterization of hot electrons generated by laser–plasma interaction at shock ignition intensities. // *Matter Radiat. Extremes* 2023, V.8, 065602
2. Cristoforetti G. et.al., “Investigation on hot electron origin in laser plasma interaction at shock ignition intensities. // *Scientific Reports* 2023, V. 13, 20681

## КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРНЫХ ПЛЕНОК IMAGING PLATES ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.О. Хурчиев<sup>1</sup>, В.А. Панюшкин<sup>1</sup>, Р.О. Гаврилин<sup>1</sup>, А.В. Богданов<sup>1</sup>,  
А.В. Скобляков<sup>1</sup>, А.В. Канцырев<sup>1</sup>, А.А. Голубев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт»

Информация о потоках частиц, эмитируемых сильноточными разрядами или лазерной плазмой представляет интерес как с точки зрения исследования процессов, происходящих в плазме, так и прикладных задач. По измеренным спектрам заряженных частиц можно судить о механизмах ускорения плазмы. Регистрация рентгеновского излучения используется для построения изображения излучающей зоны плазмы и определения температуры плазмы. Для регистрации спектров заряженных частиц и рентгеновского излучения большое распространение получили пленочные детекторы Imaging Plates (IP) Fujifilm на основе фотостимулированного люминофора (BaFBr:Eu<sup>2+</sup>) [1], обладающие высоким динамическим диапазоном и хорошим пространственным разрешением.

Чувствительность пленок IP BAS-MS и BAS-TR нелинейно зависит от энергии регистрируемой частицы или рентгеновского излучения, причем абсолютные значения калибровки зависят от типа лазерного сканера, используемого для считывания с пленки зарегистрированного сигнала [2]. Сигнал детекторных пленок зависит от поглощенной энергии заряженной частицы в чувствительном слое. В работе [3] была предложена экспоненциальная модель зависимости чувствительности пленок BAS-MS, BAS-TR и BAS-SR от поглощенной энергии  $dE_{dep}$  в расчете на одну частицу для электронов и фотонов:

$$PSL(E) = \alpha \int_0^W \frac{dE_{dep}}{dz}(E, z) e^{-z/L} dz = \alpha dE_{dep}^{eff}, \quad (2)$$

где  $dE_{dep}/dz$  – энергия, выделяемая падающими и всеми вторичными частицами в люминофорном слое  $dz$ ;  $W$  – толщина слоя люминофора;  $L$  – длина поглощения фотонов фотостимулированного излучения, образованных в процессе сканирования пленки. Экспоненциальный множитель в формуле

учитывает ослабление потока фотонов на глубине  $z$  в люминофорном слое. Коэффициент  $\alpha$  зависит от типа заряженной частицы, но не зависит от её энергии. Таким образом, зная коэффициент  $\alpha$ , можно рассчитать чувствительность пленки для широкого диапазона энергий.

В работе [4] на основе экспериментальной калибровки для ионов углерода, железа и ксенона было предложено модифицированное эмпирическое выражение из работы [5] для описания абсолютной чувствительности детекторных пленок для ионов:

$$PSL(E) = \int_0^W \frac{dE_{dсп}}{dz} \left( \frac{As^{-z/L}}{1+B|dE_{dсп}/dz|} + C \right) dz, \quad (2)$$

Здесь  $A = 2.4 \cdot 10^{-4}$  PSL/кэВ,  $B = 15$  мкм/МэВ [5], а  $C$  – постоянная, не зависящая от состава пленки и равная  $10^{-2}$  PSL/МэВ [4]. Проведенный в работе [4] расчет абсолютной чувствительности пленки BAS-SR показал хорошее согласие с экспериментальными данными, полученными для ионов серебра. Выражение (2) может быть использовано при расчете калибровочной зависимости пленки BAS-TR, BAS-MS, BAS-SR для широкого спектра ионов, включая тяжелые.

В задачах измерения спектра частиц от плазмы мега-амперных Z-пинчей и мощных лазеров используются компактные магнитные спектрометры. В качестве детектора заряженных частиц в них используются пленочные детекторы Imaging Plates. В данной работе представлены результаты калибровки IP BAS-MS и BAS-TR для заряженных частиц, в том числе с учетом угла падения частиц в спектрометре, а также результаты калибровки для рентгеновского излучения [6].

Работа выполнена при поддержке Договора НИОКР №17706413348210001380/226/3467-Д от «23» июня 2021 г. между АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» и НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ а рамках комплексной программы "Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года"

#### *Литература:*

1. Miyahara J., Takahashi K., Amemiya Y., Kamiya N., Satow Y. A new type of X-ray area detector utilizing laser stimulated luminescence. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A., 1986. V. 246. P. 572.



2. Zeil K., Kraft D., Jochmann A. et. al. Absolute response of Fuji imaging plate detectors to picosecond-electron bunches. *Rev. Sci. Instrum.*, 2010, V. 81, 013307.
3. Bonnet T., Comet M., Denis-Petit D. et. al. Response functions of imaging plates to photons, electrons and  $^4\text{He}$  particles. *Rev. Sci. Instrum.*, 2013, V. 84, 103510.
4. Nishiuchi M., Sakaki H., Dover N. P. et. al. Ion species discrimination method by linear energy transfer measurement in Fujifilm BAS-SR imaging plate. *Rev. Sci. Instrum.*, 2020., V. 91, P. 093305.
5. Lelasseux V. and Fuchs J. Modelling energy deposition in TR image plate detectors for various ion types. *JINST.*, 2020., V. 15., P. 004002.
6. Хурчиев А.О., Панюшкин В.А., Скобляков А.В. и др. Калибровка детекторных пленок Imaging Plates для регистрации заряженных частиц. *Приборы и техника эксперимента*, 2023. №6. с.46-55.

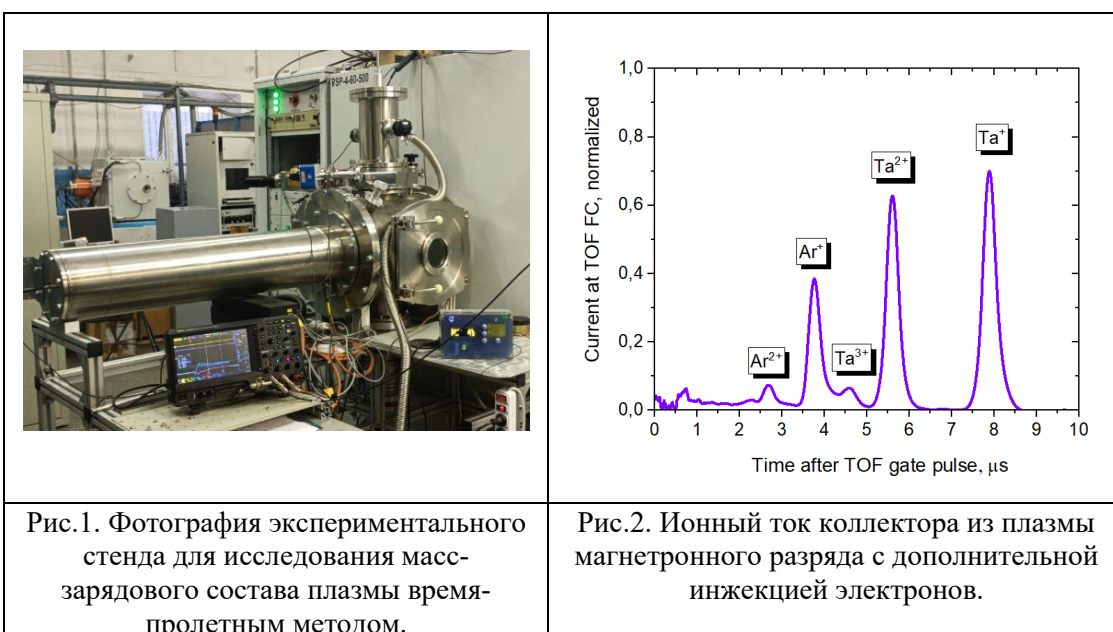
# МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

М.В. Шандриков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск*

В докладе представлены основные эмиссионные, зондовые и оптические методы, используемые в Институте сильноточной электроники СО РАН для диагностики плазмы магнетронного разряда низкого давления.

Используемые методы обеспечивают возможности исследования как непрерывной (с током разряда до 10 А), так и импульсной (до 100 А) форм разряда. Использование квадрупольного и время-пролетного спектрометров позволяет проводить анализ масс-зарядового состава ионов плазмы, в т.ч. его эволюцию. Отдельное внимание уделяется методикам исследования сильноточного режима магнетронного разряда в области предельно-низкого рабочего давления (0.03 Па) или безгазового (0.004 Па) режима с преобладанием металлического ионного компонента в плазме (т.н. режим «самораспыления»). Рассматриваются особенности конструкции зондов и электрического питания, используемых для измерения температуры электронов и степени ионизации материала мишени в режиме самораспыления.



# ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ "КАЛЬМАР" НА РАЗВИТИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МИШЕНЯХ

Л.М. Юсупова<sup>1,2</sup>, С.И. Ткаченко<sup>2,3,4</sup>, Е.Д. Казаков<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет МЭИ*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

<sup>3</sup> *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*

<sup>4</sup> *Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН*

Так как всё больше новых композитных и полимерных материалов используются в различных областях науки и техники, изучение процессов формирования и распространения ударных волн внутри различных материалов при мощном импульсном воздействии является актуальной задачей как с точки зрения фундаментальных физических явлений, так и для ряда приложений. Одним из способов инициации ударно-волнового воздействия на мишень является использование сильноточных электронных пучков, особенностью которых является относительно высокая проникающая способность.

В работе рассматриваются особенности ударно-волновых процессов в мишенях при воздействии сильноточного электронного пучка установки «Кальмар» (ток пучка до 35 кА, напряжение на диоде до 350 кВ, длительность пучка электронов ~100 нс). Одним из методов диагностики плазмы при прохождении через образец ударных волн является применение лазерной теневой фотографии с электронно-оптической регистрацией в хронографическом режиме. Именно такой способ исследования динамики ударных волн и применяется на установке «Кальмар». Диодный промежуток и мишень просвечиваются зондирующим лазерным излучением перпендикулярно оси диода. Лазерное излучение проходит в диагностические окна через исследуемую область, а изображение переносится на фотокатод электронно-оптической камеры СФЭР-6, работающей в хронографическом режиме, с помощью системы объективов и зеркал [1].

Применение данной диагностики при проведении экспериментов [2] на оргстекле (ПММА) и стекле К-8 позволило заметить на фотографиях после прохождения ударной волны мелкомасштабные пространственно-временные возмущения поля лазерного излучения (рис.1). Это говорит о том, что в мишени присутствовали изменения оптических свойств материала. Природа возникновения этих изменений пока не известна.

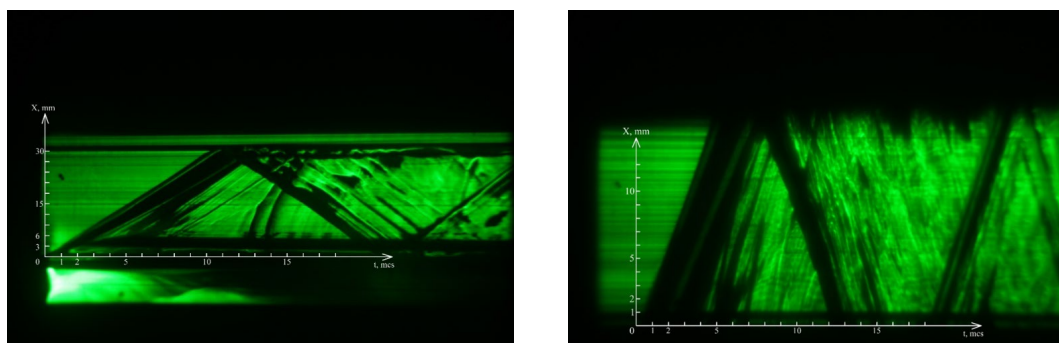


Рис. 1. Примеры хронограмм, на которых визуализировано распространение ударных волн в образце из ПММА

В большинстве работ оценки различных параметров на поверхности мишени производят только с учетом взаимодействия пучка электронов с поверхностью мишени и разгрузки области энерговыделения за короткий промежуток времени порядка 100 нс, но уже после прохождения электронного пучка в диодном зазоре образуется плазма, влияние которой не учитывается. Экспериментальные результаты [3] дают основание полагать, что на формирование и распространение ударных волн может влиять диодная плазма.

Чтобы подтвердить или опровергнуть выдвинутую гипотезу о влиянии диодной плазмы на формирование ударно-волновых процессов в мишенях, было проведено моделирование процессов, происходящих в плазменном столбе диодного зазора в рамках одномерной магнитной гидродинамики (стадия формирования плазменного канала не рассматривалась).

На рисунке 2, иллюстрирующем результат моделирования, видно, что концентрация, а следовательно, и давление нарастают в периферийной области плазменной цилиндрической оболочки, и со временем эта область смещается к оси симметрии. Это явление можно объяснить двумя одновременными процессами: поджатием магнитным давлением к оси периферийной плазмы с

низкой плотностью и расталкиванием от оси вещества высокой плотности под действием газодинамического давления.

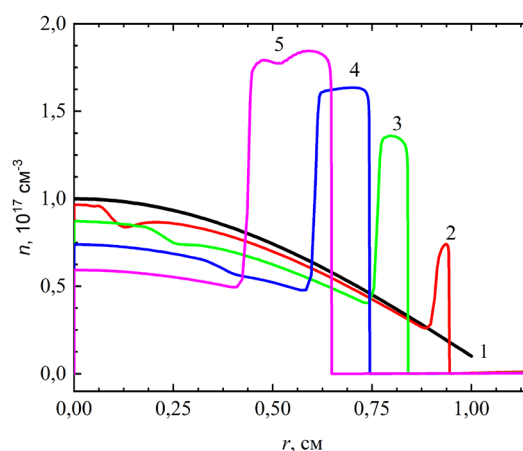


Рис. 2. Радиальные зависимости концентрации в плазменном столбе на различные моменты времени. Цифрами указаны моменты времени, которые отсчитываются от момента начала тока проводимости: 1 – 0 нс, 2 – 100 нс, 3 – 200 нс, 4 – 300 нс, 5 – 400 нс.

Таким образом, как экспериментальные результаты, так и моделирование подтверждают необходимость учета процессов, происходящих в плазме диода, поскольку наблюдаемое увеличение давления плазмы может вызвать формирование вторичных волн сжатия, которые не связаны непосредственно с воздействием пучка электронов на поверхность мишени.

Математическое моделирование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-21-00248).

*Литература:*

1. Кривошеев С.И. Магнитно-импульсная методика тестирования материалов при импульсном нагружении // Журнал технической физики, 2005, т. 75, № 3, с. 49-55
2. Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Крутиков Д.И., Курило А.А., Орлов М.Ю., Стрижаков М.Г., Ткаченко С.И., Шашков А.Ю. Методы лазерной теневой фотографии с электронно-оптической регистрацией в хронографическом режиме для исследования динамики плазмы в диоде генератора РЭП // Физика плазмы, 2021, т. 47, №8, с. 716–720
3. Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г. Применение лазерной теневой фотографии с электронно-оптической регистрацией в хронографическом режиме для исследования динамики ударных волн в прозрачных материалах // Приборы и техника эксперимента, 2020, № 3, с. 90-95

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЧ РАЗРЯДЕ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ</b> И.Ш. Абдуллин, И.К. Некрасов, Ф.Р. Сагитова	3
<b>ОСОБЕННОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ГРАМОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ И ГРАМПОЛОЖИТЕЛЬНЫЕ БАКТЕРИИ</b> Г.Н. Абрашитов, Д.М. Манченко, М.Р. Леонтьева, В.Г. Якунин, В.П. Савинов, В.Ю. Тимошенко	6
<b>ИССЛЕДОВАНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРА МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ В СРЕДЕ COMSOL</b> А.С. Аксенова, Д.В. Колодко	10
<b>РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С <math>1\text{E}22 \text{ Вт/см}^2</math></b> М.А. Алхимова, И.Ю. Скобелев, Т.А. Пикуз, Е.А. Вишняков, А.С. Пирожков	14
<b>ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО ИСТОЧНИКА В ИСТОЧНИКЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ SP1</b> А.С. Ауэзов, А.А. Степаненко, К.А. Ившин, А.Н. Соловьев, В.В. Фимушкин	16
<b>РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРА ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ</b> Е.О. Баронова	20
<b>НОВАЯ МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ФРЭЭ В РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ В ГЕЛИИ</b> А.В. Бернацкий, И.И. Драганов, Н.А. Дятко, И.В. Кочегов, В.В. Лагунов, В.Н. Очкин	25
<b>РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТНОМ СОПЛЕ МАКЕТА БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ</b> Е.Ю. Брагин, Н.П. Бобырь, Е.А. Бунин, С.С. Гусев, Е.Н. Егорова, М.Н. Казеев, Д.В. Камин, В.Ф. Козлов, И.А. Костриченко, Д.С. Кутузов, С.В. Коробцев, А.А. Косарев, И.А. Костриченко, Д.Л. Пименов, П.С. Пчелинцев, А.В. Спицын, А.Е. Сухов, Т.А. Трубицына, В.В. Чечуро, Д.О. Шуровский, С.В. Янченков, В.А. Жильцов	29
<b>ТЕПЛОВОЙ АНАЛИЗ В ЗАЩИТНОМ КОРПУСЕ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР ДЛЯ ПРОВЕРКИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ВИДЕОКАМЕР</b> М.Ю. Бузмаков, К.Ю. Вуколов, Д.К. Вуколов, Е.Н. Андреевко, А.В. Горшков, Г.М. Асадулин	31
<b>ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ АСИММЕТРИЧНОГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ НА ТРАНСПОРТ РАСПЫЛЕННОГО МАТЕРИАЛА</b> Д.А. Бутняков, И.А. Сорокин, Д.В. Колодко	34
<b>ПРИБОРЫ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С <math>1\text{E}22 \text{ Вт/см}^2</math></b> Е.А. Вишняков, А.Н. Шатохин, А. Сагисака, Т.А. Пикуз, М.А. Алхимова, А.О. Колесников, Е.Н. Рагозин, А.С. Пирожков	37
<b>ДИАГНОСТИКА БЫСТРОГО МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА С ЛАЗЕРНЫМ ИНИЦИИРОВАНИЕМ</b> К.И. Козловский, А.М. Алехин, И.А. Бусыгина, Е.Д. Вовченко, И.Г. Григорьева, Е.А. Морозова, Г.Х. Салахутдинов, А.Е. Шиканов	41
<b>ОСОБЕННОСТИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЛАЗМЕННЫХ МИКРООБЪЕКТАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРВОГО РЫТОВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ</b> С.Ю. Гаврилов, А.И. Хирьянова, Е.В. Паркевич	45
<b>МОДЕЛИРОВАНИЕ КИЛЬВАТЕРНОГО И ПРЯМОГО УСКОРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С ЛАЗЕРНЫМ ДРАЙВЕРОМ ПЕТАВАТТНОЙ МОЩНОСТИ</b> Д.И. Гималетдинова, М.В. Седов	47
<b>ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПЛАЗМЫ АБЛЯЦИОННОГО ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ</b> А.Т. Горевой, И.Д. Егоров	49
<b>СРАВНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НАНО И ПИКОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В ДИАГНОСТИКЕ НАКОПЛЕНИЯ ИЗОПОВ ВОДОРОДА</b> М.В. Гришаев, Н.Е. Ефимов, Д.Н. Синельников, О.С. Медведев, Е.В. Шубина, И.А. Никитин, А.Г. Раздобарин	52
<b>ОСОБЕННОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПРИ РАЗРАБОТКЕ ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРТЕЛЯ</b> К.М. Гуторов, В.Л. Подковыров, А.А. Карташева, А.Д. Ярошевская, А.А. Мамонов, А.В. Мелешко, В.С. Чернышев	56
<b>ДИАГНОСТИКА ЗНАКА ЗАРЯДА НА МИКРОЧАСТИЦАХ С ПОМОЩЬЮ КВАДРУПОЛЬНОЙ ЛОВУШКИ</b> М.С. Доброклонская	58
<b>РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОЛОГО КАТОДА И СЕТЧАТОГО АНОДА</b> А.В. Бернацкий, И.И. Драганов, В.В. Лагунов, В.Н. Очкин	62

<b>ПРОГРЕСС В ИЗМЕРЕНИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ СВЧ-ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ НА ТОКАМАКЕ МИФИСТ-0</b> А.С. Дрозд, А. Басак, И.С. Пашков, С.А. Крат	66
<b>МЕТОДИКА ИМПУЛЬСНОГО ЛОКАЛЬНОГО НАПУСКА ГАЗА В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ УСТАНОВКУ</b> А.А. Дроздовский, С.А. Дроздовский, А.В. Канцырев, С.М. Савин	68
<b>ПРИМЕНЕНИЕ ТРОЙНОГО ЗОНДА ЛЕНГМЮРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИНЖЕКТОРЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ</b> В.Е. Завалова, А.А. Козлов, А.В. Козлов, Ю.В. Карпушин, В.П. Полищук	73
<b>INVESTIGATION OF THE EFFECT OF ATMOSPHERIC AIR GLOW DISCHARGE PLASMA ON A SOLUTION OF A MIXTURE OF IRON AND NICKEL NITRATES</b> P.A. Ignateva, A.A. Ignatev, K.V. Smirnova, A.N. Ivanov, D.A. Shutov, V.V. Rybkin	77
<b>КОМПЛЕКС ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТНОМ СОПЛЕ МАКЕТА БПРД НА СТЕНДЕ Е-1</b> Е.А. Бунин, Т.А. Ишков, Е.А. Шевцов, А.Е. Сухов	81
<b>СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТА В ОБЛАСТИ ЖЁСТКОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА</b> С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, С.М. Климович, С.Ю. Савинов, С.Н. Цхай, А.П. Шевелько	83
<b>ДИАГНОСТИКИ ИТЭР И РОССИЙСКОЕ УЧАСТИЕ В СОЗДАНИИ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ПРОЕКТА</b> Д.Э. Кравцов	86
<b>ПРИНЦИПЫ СИНТЕТИЧЕСКОЙ КОМПЛЕКСНОЙ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА</b> А.Б. Кукушкин, А.В. Демура, А.А. Куличенко, М.Г. Левашова, Д.С. Леонтьев, В.С. Лисица, П.В. Минашин, П.А. Сдвиженский, Д.Р. Филипенко, Р.И. Хуснутдинов, В.А. Шурыгин	90
<b>РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ВНЕШНЕЙ ФОТОНАКАЧКОЙ</b> Р.К. Куликов, С.С. Макаров, И.Ю. Скобелев	94
<b>МОДИФИКАЦИЯ АЛГОРИТМА ИНТЕРПРЕТАЦИИ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ</b> А.Б. Кукушкин, А.А. Куличенко	97
<b>ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЧЕ-РАЗРЯДА В ПРИСУТСТВИИ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ СТРУКТУР</b> И.И. Латфуллин, М.Ф. Шаехов	101
<b>СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИОННОГО ПУЧКА ПЕННИНГОВСКОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ</b> Н.Р. Лаур, М.С. Лобов	104
<b>ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД</b> М.Г. Левашова, Д.В. Рыжаков, Г.М. Асадулин, А.В. Горшков, А.В. Демура, А.С. Дрозд, А.Б. Кукушкин, Д.С. Леонтьев, В.С. Лисица, П.В. Минашин, Д.С. Панфилов, Д.В. Сарычев, Д.С. Сергеев, Ю.И. Толпегина, Д.Л. Уласевич, В.А. Шурыгин	108
<b>ВЛИЯНИЕ ОБЛАСТИ ПОДАЧИ ГАЗОВОЙ СМЕСИ НА СОСТАВ ИОННОЙ ФРАКЦИИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ ИЗ ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В СРЕДЕ СМЕСЕЙ He/H<sub>2</sub></b> Г.С. Ломоносов, М.М. Харьков, Д.В. Колодко, М.С. Новиков, А.В. Тумаркин, А.В. Казиев	112
<b>РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ СБОРА ДАННЫХ ДЛЯ РАБОТЫ КСПУ В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ</b> А.А. Мамонов, К.М. Гуторов, А.В. Мелешко	114
<b>ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕН НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭНЕРГИИ И ЛАЗЕРНОМ СИНТЕЗЕ</b> А.С. Мартыненко	118
<b>РАСЧЕТЫ МНОГОПРОХОДНОГО ЭЦ-ПОГЛОЩЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА В ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД</b> П.В. Минашин, Д.Р. Филипенко, А.Б. Кукушкин	120
<b>МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В ТЕХНОЛОГИЯХ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ</b> А.В. Мяконьких	124
<b>МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ Z-ПИНЧ: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА</b> Р.С. Образцов, А.С. Пришвицын, В.В. Вайтонис	128
<b>АКТИВНЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ТОКАМАКЕ EAST С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ NES-СПЕКТРОМЕТРА, РАЗРАБОТАННОГО ДЛЯ ИТЭР</b> Г.С. Павлова, С.Н. Тугаринов, Н.В. Кузьмин, В.В. Серов	129

<b>ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В БАЗОВОМ РАЗРЯДЕ ТОКАМАКА МИФИСТ-0</b> И.И. Пашков, А.С. Пришвицын, Н.Е. Ефимов, С.А. Крат	133
<b>ТОЧНОСТЬ IN SITU ДВУХЦВЕТНОЙ ПИРОМЕТРИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ ПОКРЫТИЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ</b> Г.А. Рыжков, Л.Н. Вячеславов, А.А. Касатов, Д.Е. Черепанов	136
<b>ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ</b> С.Н. Рязанцев	138
<b>ДИАГНОСТИКА ИЗМЕНЕНИЙ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ «ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА» В СРЕДЕ ДЕЙТЕРИЯ НА УСТАНОВКЕ ПФМ72-М МЕТОДОМ ВИМС</b> Савватимова И.Б., Клочков А.Н., Сидоров П.П., Башутин О.А.	141
<b>ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА МИФИСТ-0</b> С.А. Сапронов, А.С. Пришвицын, С.А. Крат	145
<b>РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ КЛАСТЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЕЕ ОБЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ</b> М.В. Седов, С.Н. Рязанцев, И.Ю. Скобелев	147
<b>ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО И НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС ПФМ72-М</b> П.П. Сидоров, О.А. Башутин, К.И. Козловский, Г.Х. Салахутдинов	150
<b>МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОГРАФОВ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ</b> А.В. Скобляков, Д.С. Колесников, А.В. Канцырев, А.А. Голубев	154
<b>ДРЕЙФОВО-РЕДУЦИРОВАННЫЕ МГД УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА</b> А.А. Степаненко	156
<b>ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ИСТОЧНИКЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ SPI</b> А.А. Степаненко, К.А. Ившин, А.Н. Соловьев, В.В. Фимушкин	158
<b>ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ ДОПЛЕРОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПЕРИФЕРИЙНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В ТОКАМАКЕ</b> А.Ю. Токарев, А.Ю. Яшин, В.К. Гусев, Н.С. Жильцов, Е.О. Киселев, Г.С. Курский, В.Б. Минаев, Ю.В. Петров, А.М. Пономаренко, Н.В. Сахаров, В.В. Солоха	161
<b>ВОССТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО ОБЪЕКТА НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЦИКЛА ПРЕОБРАЗОВАНИЙ АБЕЛЯ-ФУРЬЕ-ХАНКЕЛЯ</b> Д.В. Толбухин, А.И. Хирьянова, Е.В. Паркевич	164
<b>ПРИВОД ЗАЩИТНОЙ ШТОРКИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ «СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ» В ИТЭР</b> Д.А. Федоров, Е.Н. Андреев, Д.К. Вуколов, К.Ю. Вуколов	168
<b>CHARACTERIZATION OF HOT ELECTRONS GENERATED BY LASER-PLASMA INTERACTION AT SHOCK IGNITION INTENSITIES</b> E.D. Filippov, M. Khan, A. Tentori, P. Gajdos, A.S. Martynenko, R. Dudzak, P. Koester, G. Zeraouli, D. Mancelli, F. Baffigi, L. A. Gizzi, S.A. Pikuz, Ph.D. Nicolaï, N.C. Woolsey, R. Fedosejevs, M. Krus, L. Juha, D. Batani, O. Renner, G. Cristoforetti	172
<b>КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРНЫХ ПЛЕНОК IMAGING PLATES ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ</b> А.О. Хурчиев, В.А. Панюшкин, Р.О. Гаврилин, А.В. Богданов, А.В. Скобляков, А.В. Канцырев, А.А. Голубев	175
<b>МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА</b> М.В. Шандриков	178
<b>ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ "КАЛЬМАР" НА РАЗВИТИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МИШЕНЯХ</b> Л.М. Юсупова, С.И. Ткаченко, Е.Д. Казаков	179
<b>СОДЕРЖАНИЕ</b>	182