

МАТЕРИАЛЫ

VIII РОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

**СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ
ПЛАЗМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**

Москва, МИФИ, 23-25 октября 2012 г.

Москва 2012

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

**МАТЕРИАЛЫ
VIII РОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Москва, НИЯУ «МИФИ», 23-25 октября 2012 г.

Москва 2012

ББК 22.333я5

УДК: 533.9 (06)

С-56

Материалы VIII Российской Конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение». Москва, 23-25 октября 2012 г.

М.: НИЯУ «МИФИ», 2012 г., 87 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных и стендовых докладов на 8-ом Российском Семинаре по диагностике плазмы и ее применению. Так как целью проведения семинара является обмен опытом в области современных достижений в диагностике как высокотемпературной, так и низкотемпературной плазмы с акцентом на привлечение к участию в нем студентов, молодых специалистов и ученых, то тематика сборника достаточно широка. Она охватывает как вопросы диагностики плазмы в термоядерных реакторах, включая проблемы диагностических зеркал, так и вопросы диагностики импульсных и стационарных газовых разрядов в исследовательских и технологических установках. Большой раздел сборника посвящен диагностике пылевой плазмы. Представлены также работы по исследованию новых плазменных объектов, в том числе образуемых в конденсированных средах, а также традиционных, но с применением нетрадиционных средств диагностики.

Включенные в сборник материалы приведены в авторской редакции.

Редакционная коллегия:

В.А. Курнаев

А. С. Савёлов

Э.И. Додулад

С.А. Саранцев

© Московский

ISBN 5-7262-0683-5

*инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008*

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

**КАФЕДРА ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ
НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЯДЕРНОГО
УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ»
МИНИСТЕРСТВА ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

**ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ
«РОСАТОМ»**

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

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

**Воронов Г.С. (ИОФ РАН)
Гаранин С.Г. (РФЯЦ ВНИИЭФ) чл.корр. РАН
Ковальский Н.Г. (ТРИНИТИ)
Кругляков Э.П. (ИЯФ СО РАН) - акад.РАН
Курнаев В.А. (НИЯУ «МИФИ»)
Лебедев Ю.А. (ОФО РФ, ИНХС)
Петров О.Ф.(ОИВТ РАН) чл.корр. РАН
Пергамент М.И. (ТРИНИТИ)
Савёлов А.С. (НИЯУ «МИФИ»)
Сергеев В.Ю. (СПбГТУ)
Сон Э.Е. (МФТИ)-чл.корр. РАН
Стрелков В.С. (ИЯС РНЦ "Курчатовский институт")**

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

**Курнаев В. А. (НИЯУ «МИФИ»)
Савёлов А. С. (НИЯУ «МИФИ»)
Додулад Э.И. (НИЯУ «МИФИ»)
Саранцев С.А. (НИЯУ «МИФИ»)
Золотовская С.В. (НИЯУ «МИФИ»)
Раевский И.Ф. (НИЯУ «МИФИ»)**

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В МИШЕНЯХ НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПО СКОРОСТИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В АЛЮМИНИИ НА УСТАНОВКЕ ИСКРА-5

В.В. Ватулин, Л.А. Душина, Н.В. Жидков, А.Г. Кравченко, П.Г. Кузнецов,
Д.Н. Литвин, В.В. Мисько, К.В. Стародубцев

Российский федеральный ядерный центр ВНИИЭФ

В экспериментах на мощных лазерных установках с мишенями непрямого (рентгеновского) облучения одной из задач ставится определение температуры плазмы внутри бокса. Наиболее распространенными методами измерения температуры плазмы являются рентгеновские с использованием регистрации абсолютных потоков рентгеновского излучения (РИ) из мишени в диапазоне 0.1-1.5 кэВ [1,2].

Измерение скорости ударной волны (УВ) в мишенях также является достаточно надежным способом определения температуры плазмы внутри бокса-конвертера [3,4]. При этом производится пересчет измеренной скорости УВ в материале с достаточно хорошо изученным уравнением состояния в давление на образец и температуру плазмы. В качестве нагружаемого образца обычно используется алюминиевая фольга.

Нами был проведён расчетно-теоретический анализ экспериментов на установке Искра-5 по взаимодействию рентгеновского излучения с горячей плотной плазмой и газодинамическим процессам в образцах алюминия. На основании проведённых расчётов была получена аппроксимационная зависимость средней скорости УВ в алюминии от температуры плазмы у поверхности алюминиевого образца, нагреваемой потоком РИ.

Ранее на лазерной установке Искра-5 была создана методика исследования ударной сжимаемости различных веществ при прямом лазерном воздействии на образцы [5]. Эта методика была взята за основу для новой методики измерения температуры плазмы.

Для проведения измерений в режиме многоканального лазерного воздействия потребовалась адаптация методики измерения скорости УВ к

геометрии основной камеры взаимодействия установки «Искра-5». При этом была разработана новая оптическая схема построения изображения мишени на входной щели фотохронографа, вписанная в основную камеру взаимодействия. Кроме того, специально для этой методики был собран фотохронограф СЭР-6. Основные параметры фотохронографа:

- предельное временное разрешение – 1 пс.
- пространственное разрешение - 30 пар.штр./мм (или 10 мкм по мишени).
- динамический диапазон при регистрации импульсов ~ 100 пс - не менее 200.
- спектральная область чувствительности фотокатода – $\lambda=0.35\div 0.70$ мкм.

В проведенных экспериментах диапазон измеренных скоростей ударных волн составил $D=8\div 35$ км/с, диапазон температур стенки бокса $T_e=140\div 170$ эВ.

Данный доклад посвящен результатам работ по созданию методики измерения температуры плазмы в мишенях непрямого облучения по измерению скорости ударной волны для установки «Искра-5».

Литература:

1. Лазарчук В.П., Муругов В.М., Петров С.И., Сенник А.В., Физика плазмы, 1994, том.20, №1, стр.101-106.
2. Garanin S.G., Lasarchuk V.P., Murugov V.M., Senik. A.V., SPIE, 1999, V.3516 p.688-690.
3. Lindl J.D., Phys. Plasmas, 1995, 2, 3933.
4. Kilkenny J. D., Surer L. J., Cabley M. D. et. al., preprint LLNL, 1994, UCRL-JC-118255, Rev. 1.
5. Kauffman R. L., Kornblum H. N., Phillion D. W. et. al., Rev.of Sci. Instr.,1995, Vol. 66, No. 1, pp. 678-682.
6. С.А. Бельков С.А., Кравченко А.Г., Кунин А.В. и др., ПТЭ,2006, №2, с1-4.

НЕВЯЗКОЕ ДВИЖЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОМ КРИСТАЛЛЕ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

Д.И. Жуховицкий¹, В.Е. Фортов¹, В.И. Молотков¹, А.М. Липаев¹,
В.Н. Наумкин¹, Х.М. Томас², А.В. Ивлев², Г.Е. Морфилл²

¹ *Объединенный институт высоких температур РАН*

² *Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik*

Пылевая плазма представляет собой низкотемпературную плазму, состоящую из электронов, ионов, нейтральных атомов и пылевых частиц, которые приобретают отрицательный заряд порядка $10^3 - 10^4$ зарядов электрона [1, 2]. Таким образом, пылевые частицы образуют сильнонеидеальную кулоновскую систему, которая может кристаллизоваться [3]. В экспериментах, проводимых в условиях микрогравитации на борту Международной космической станции (МКС) [3, 4] удается заполнить частицами большую часть газового разряда и достичь значительной однородности пылевой плазмы.

Подробное описание установки РК-3 плюс, установленной на борту МКС, содержится в [5]. Высокочастотное напряжение, приложенное к дискообразным электродам, вызывает разряд и формирование плазменного объема. Пылевые частицы, которые вводятся в плазму с помощью диспенсеров, образуют облако вблизи центра камеры. В качестве буферного газа использовался аргон при давлении 10 Па; пылевой кристалл был образован частицами из меламин-формальдегида с диаметром 2.55 мкм. В камере присутствуют также крупные частицы с диаметром 7.5 мкм. Время от времени отдельные крупные частицы ускоряются и проникают в объем пылевого кристалла. Положения частиц фиксировались с помощью камеры высокого разрешения, ведущей съемку на скорости 50 кадров в секунду. Разрешение камеры составляло 11.3 мкм по горизонтали и 10.3 мкм по вертикали.

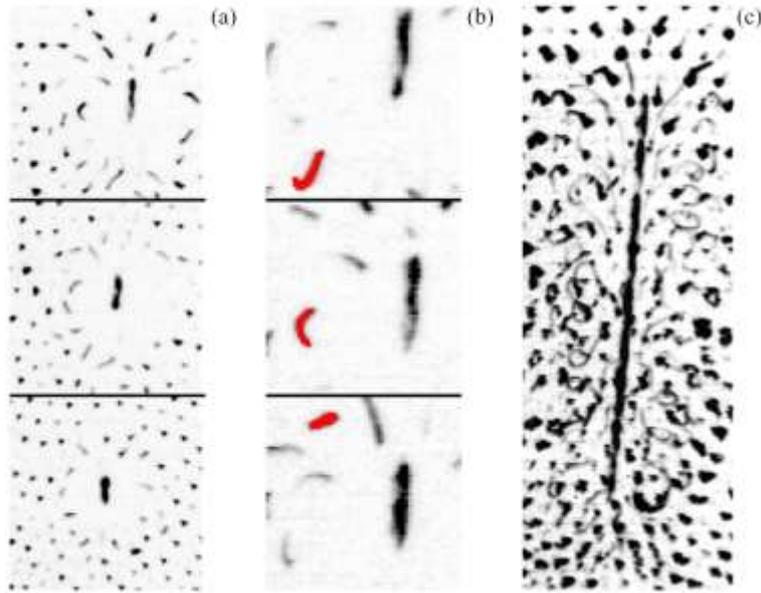


Рис. 1. Кадры, на которых зарегистрированы положения крупной частицы и пылевых частиц (негативное изображение). Интервал между отдельными кадрами составляет 0.1 с (а) и 0.02 с (b); (с) – наложение 12 кадров с интервалом 0.02 с

Движение крупной частицы иллюстрируется кадрами видеосъемки, показанными на рис. 1а. Видно, что структура плазменного кристалла может быть представлена в виде системы ячеек Вигнера–Зейтца, окружающих каждую частицу. Концентрация частиц оценивалась как $n_d = 3 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, поэтому радиус ячейки составлял $\bar{r}_d = (3/4\pi n_d)^{1/3} = 9.3 \times 10^{-3} \text{ см}$. Расстояние от центра крупной частицы до ближайшей пылевой частицы, определенное по снимку, составляет $\bar{R} \approx 3.3 \times 10^{-2} \text{ см}$ (рис. 1а). На рис. 1b показаны последовательные фазы движения отдельной пылевой частицы, а на рис. 1с — траектории пылевых частиц, полученные наложением кадров. Видно, что пылевые частицы движутся вдоль характерных α -образных петель. Отсутствие петель в некоторых областях на рис. 1с объясняется особенностями визуализации системы и кристаллизацией пылевых частиц, переместившейся в область за крупной частицей.

На крупную частицу, движущуюся в объеме пылевого кристалла, действуют следующие основные силы: сила трения о нейтральные атомы, сила ионного увлечения, сила, связанная с наличием в плазме электрического поля и сила взаимодействия с пылевыми частицами. Как показано в [6], в условиях данного эксперимента все они имеют порядок величины 3×10^{-8} дин, при этом в результате сильного трения о буферный газ движение частицы быстро, за время порядка 0.1 с, становится стационарным.

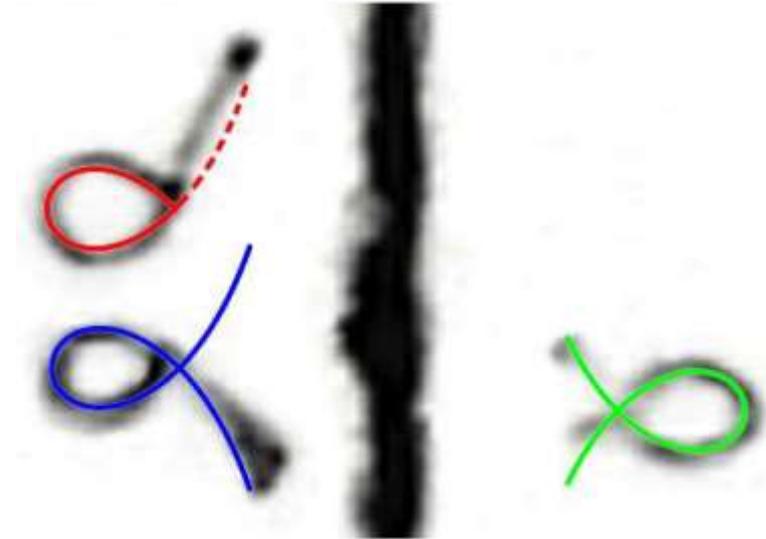


Рис. 2. Типичные α -образные траектории пылевых частиц. Треки получены наложением снимков исследуемой системы (негативное изображение, вертикальный трек – траектория крупной частицы); сплошная линия – расчет, пунктир – участок траектории, искаженный локальной кристаллизацией

Предположим, что пылевой кристалл плавится на некотором расстоянии от движущейся крупной частицы, и «расплавленные» пылевые частицы обтекают ячейку Вигнера–Зейтца вокруг крупной частицы. В гидродинамическом приближении задача сводится к задаче об обтекании несжимаемой невязкой жидкостью, движущейся со скоростью \mathbf{u} , сферы с радиусом \bar{R} . В системе координат, связанной с движущейся сферой, течение жидкости описывается стационарным уравнением Навье–Стокса $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla(p/\rho) + \eta \nabla^2 \mathbf{v}$, где $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ – поле скоростей, p и ρ – давление и плотность жидкости, соответственно, η – ее вязкость, и уравнением непрерывности $\text{div } \mathbf{v} = 0$ с граничными условиями $\mathbf{v}(\infty) = \mathbf{u}$ и $\mathbf{v}(\bar{R}) \cdot \mathbf{n} = 0$, где \mathbf{r} – радиус-вектор, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. Решение уравнения непрерывности имеет вид [7] $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = (\bar{R}^3 / 2r^3)[\mathbf{u} - 3\mathbf{n}(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})] + \mathbf{u}$. Для вычисления уравнений траектории пылевых частиц необходимо проинтегрировать это решение в лабораторной системе координат. В приповерхностном приближении ($r \ll \bar{R}$) уравнения траектории пылевых частиц записываются в виде [6]

$$\frac{x}{\bar{R}} = \frac{2}{3} vt - \text{th } vt, \quad y^* = \frac{y}{\bar{R}} = \frac{1}{\text{ch } vt},$$

где $v = 3u / 2\bar{R}$, а ось X направлена вдоль траектории крупной частицы. Пылевые частицы движутся на временном интервале от $t = -\Delta t$ до $t = \Delta t$, где $\Delta t = v^{-1} \ln\left(\bar{R}/d + \sqrt{\bar{R}^2/d^2 - 1}\right)$, d – прицельный параметр. На рис. 2 видно хорошее соответствие между полученными решениями и наблюдаемыми в эксперименте траекториями отдельных частиц, выделенными из рис. 1с. О соответствии теории эксперименту говорит и хорошее согласие в величинах отношения высоты замкнутой петли к \bar{R} , близкое к 0.28 (рис. 1с и 2).

Таким образом, наблюдаемое в эксперименте коллективное движение пылевых частиц может быть описано в рамках гидродинамического приближения как невязкое безвихревое обтекание ячейки Вигнера–Зейтца, образующейся вокруг крупной частицы, расплавленным пылевым кристаллом, или «жидкостью» пылевых частиц. Отсутствие заметной силы взаимодействия между крупной частицей и плазменным кристаллом объясняется отсутствием передачи импульса между жидкостью и обтекаемым телом.

Литература:

1. Morfill G.E., Ivlev A.V. // *Rev. Mod. Phys.*, 2009, v.81, p.1353.
2. Fortov V.E., Morfill G.E., eds., *Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space*, Series in Plasma Physics. CRC Press, 2009.
3. Thomas H.M., Morfill G.E. // *Nature*, 1996, v.379, p.806.
4. Schwabe M. *et al* // *EPL*, 2011, v.96, p.55001.
5. Thomas H.M. *et al* // *New J. Phys.*, 2008, v.10, p.033036.
6. Zhukhovitskii D.I. *et al* // *Phys. Rev. E*, 2012, v.86, p.016401.
7. Landau L.D., Lifshits E.M., *Fluid Mechanics*. Pergamon Press, 1959.

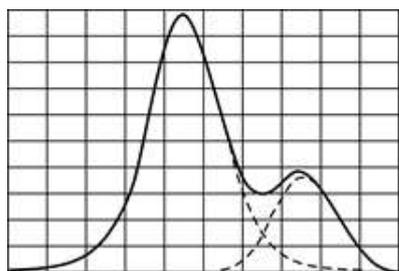
АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МНОГОМОДАЛЬНЫХ НОРМАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ

С.В. Королев

*Федеральное Государственное унитарное предприятие “Всероссийский электротехнический институт имени В.И. Ленина”, (ФГУП ВЭИ)
Государственный научный центр Российской Федерации.*

Аннотация. Предложен оригинальный аналитический метод определения параметров многомодальных нормальных распределений. Применение алгоритма компьютерной алгебры, базирующегося на использовании понятий результаты и субрезультаты, позволило получить аналитическое решение для вычисления параметров мод (доли, математические ожидания и дисперсии) таких распределений. Особенно эффективен метод для вычисления параметров распределений с числом мод, не превосходящих 4 (так как для таких распределений вычисление корней сводится к решению полиномиальных уравнений имеющих аналитические выражения для вычисления корней). Даны оценки влияния точности вычисления и объема выборки на результат определения параметров распределения.

Рассматривается аналитический метод определения параметров многомодальных нормальных распределений. Не нарушая общности, рассмотрим случай двухмодального распределения:



$$f(x) = \sum_{i=1}^2 p_i \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_i} e^{-\frac{(x-m_i)^2}{2\sigma_i^2}} \quad (1)$$

$$\begin{cases} q_1 > 0 \\ q_2 > 0 \\ \sigma_1^2 = \varepsilon_1 > 0 \\ \sigma_2^2 = \varepsilon_2 > 0 \end{cases} \quad (2)$$

Используя выражение для n момента [1], составим систему из шести уравнений, содержащую первые шесть моментов распределения:

$$\mu_n = \sum_{i=1}^2 p_i \cdot \int_{-\infty}^{\infty} x^n \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_i} e^{-\frac{(x-m_i)^2}{2\sigma_i^2}} \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{aligned}
f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \sum_{i=1}^2 q_i - 1 = 0 \\
f_2(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \sum_{i=1}^2 q_i \cdot m_i - \mu_1 = 0 \\
f_3(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \sum_{i=1}^2 q_i \cdot (m_i^2 + \varepsilon_i) - \mu_2 = 0 \\
f_4(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \sum_{i=1}^2 q_i \cdot m_i \cdot (m_i^2 + 3 \cdot \varepsilon_i) - \mu_3 = 0 \\
f_5(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \sum_{i=1}^2 q_i \cdot (m_i^4 + 3 \cdot \varepsilon_i^2 + 6 \cdot m_i^2 \cdot \varepsilon_i) - \mu_4 = 0 \\
f_6(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \sum_{i=1}^2 q_i \cdot m_i \cdot (m_i^4 + 10 \cdot m_i^2 \cdot \varepsilon_i + 10 \cdot m_i^2 \cdot \varepsilon_i + 15 \cdot m_i \cdot \varepsilon_i^2) - \mu_5 = 0
\end{aligned} \right. \quad (4)$$

Данная система состоит из полиномиальных, симметричных, однородных уравнений. Система симметрична по отношению группам переменных $\{(q_1, \sigma_1, m_1), (q_2, \sigma_2, m_2)\}$. Круговая замена одной группы переменных на другую не меняет систему. При этом симметричность системы не меняется при исключении с помощью алгебраических преобразований из системы любой пары параметров $(q_1, q_2), (\sigma_1^2, \sigma_2^2), (m_1, m_2)$.

$$\left\{ \begin{aligned}
f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= 0 \\
f_2(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= 0 \\
f_3(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= 0 \\
f_4(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= 0 \\
f_5(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= 0 \\
f_6(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= 0
\end{aligned} \right. \quad (5)$$

Для исключения переменных воспользуемся результатами (процедура компьютерной алгебры [2,3]. Входит в состав пакета Maple). Сначала исключим q_1 :

$$\left\{ \begin{aligned}
\varphi_1(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_1}(f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), f_2(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\
\varphi_2(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_1}(f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), f_3(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\
\varphi_3(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_1}(f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), f_4(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\
\varphi_4(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_1}(f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), f_5(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\
\varphi_5(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_1}(f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), f_6(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0
\end{aligned} \right. \quad (6)$$

где $\mathcal{R}(\chi_1(x, y), \chi_2(x, y)) = (-1)^{\frac{n(n-1)}{2}} \det M$ – результат в форме Сильверста.

Затем, снова воспользовавшись результатом, исключим переменную q_2 :

$$\left\{ \begin{aligned}
\psi_1(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_2}(\varphi_1(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \varphi_2(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\
\psi_2(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_2}(\varphi_1(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \varphi_3(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\
\psi_3(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_2}(\varphi_1(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \varphi_4(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\
\psi_4(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \mathcal{R}_{q_2}(\varphi_1(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \varphi_5(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0
\end{aligned} \right. \quad (7)$$

И наконец, с помощью результат, исключим переменные ε :

$$\begin{cases} \phi_1(m_1, m_2, \varepsilon_2) = \mathcal{R}_{\varepsilon_1}(\psi_1(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \psi_2(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\ \phi_2(m_1, m_2, \varepsilon_2) = \mathcal{R}_{\varepsilon_1}(\psi_1(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \psi_3(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \\ \phi_3(m_1, m_2, \varepsilon_2) = \mathcal{R}_{\varepsilon_1}(\psi_1(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \psi_4(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2)) = 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} \varrho_1(m_1, m_2) = \mathcal{R}_{\varepsilon_2}(\phi_1(m_1, m_2, \varepsilon_2), \phi_2(m_1, m_2, \varepsilon_2)) = 0 \\ \varrho_2(m_1, m_2) = \mathcal{R}_{\varepsilon_2}(\phi_1(m_1, m_2, \varepsilon_2), \phi_2(m_1, m_2, \varepsilon_2)) = 0 \end{cases} \quad (9)$$

Полученная система двух полиномиальных уравнений симметрична относительно переменных m_1, m_2 . Учитывая симметричность системы, введем новые переменные:

$$t_1 = m_1 + m_2; \quad t_2 = m_1 m_2; \quad (10)$$

$$\begin{cases} g_1(t_1, t_2) = \varrho_1(m_1, m_2) = 0 \\ g_2(t_1, t_2) = \varrho_2(m_1, m_2) = 0 \end{cases} \quad (11)$$

Полученная система – это система полиномиальных уравнений относительно переменных t_1, t_2 . Снова воспользуемся результатами, но теперь для исключения переменной t_1

$$\vartheta(t_2) = \mathcal{R}_{t_1}(g_1(t_1, t_2), g_2(t_1, t_2)) = 0 \quad (12)$$

Полученное полиномиальное уравнение $\vartheta(t_2) = 0$ можно решить с помощью одной из процедур Maple, например *fsolve*, решения полиномиального уравнения.

Корень t_1 найдем, воспользовавшись субрезультантом:

$$t_1 = -\frac{\det M_1^{(1)}}{\mathcal{R}_{t_1}^{(1)}(g_1(t_1, t_2), g_2(t_1, t_2))} \quad (13)$$

где $\mathcal{R}_{t_1}^{(1)}(g_1(t_1, t_2), g_2(t_1, t_2))$ – первый субрезультант полиномов $g_1(t_1, t_2), g_2(t_1, t_2)$

$$\mathcal{R}_{t_1}^{(1)}(g_1(t_1, t_2), g_2(t_1, t_2)) = (-1)^{\frac{n(n-1)}{2}} \det M_1$$

Матрица $M_1^{(1)}$ получается из матрицы M_1 заменой последнего столбца на:

$$\begin{pmatrix} \underbrace{0 \dots 0}_m, & a_n, b_m, & \underbrace{0 \dots 0}_n \end{pmatrix}^t$$

Значения математических ожиданий мод, найдем на основе обратной теоремы Безу

$$\begin{cases} m_1 + m_2 = t_1 \\ m_1 \cdot m_2 = t_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} m_1 = \frac{t_1 - \sqrt{t_1^2 - 4t_2}}{2} \\ m_2 = \frac{t_1 + \sqrt{t_1^2 - 4t_2}}{2} \end{cases} \quad (14)$$

После определения математических ожиданий, доли компонент и их дисперсию найдем с помощью уравнений

$$\varepsilon_2 = -\frac{\det M_1^{(1)}}{\mathcal{R}_{\varepsilon_2}^{(1)}(\phi_1(m_1, m_2, \varepsilon_2), \phi_2(m_1, m_2, \varepsilon_2))} \quad (15)$$

$$\varepsilon_1 = -\frac{\det M_1^{(1)}}{\mathcal{R}_{\varepsilon_1}^{(1)}(\psi_1(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \psi_2(m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2))} \quad (16)$$

$$q_2 = -\frac{\det M_1^{(1)}}{\mathcal{R}_{q_2}^{(1)}(\varphi_1(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), \varphi_2(q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2))} \quad (17)$$

$$q_1 = -\frac{\det M_1^{(1)}}{\mathcal{R}_{q_1}^{(1)}(f_1(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2), f_2(q_1, q_2, m_1, m_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2))} \quad (18)$$

Рассмотренный алгоритм является универсальным и может быть использован для аналитического определения параметров многомодальных нормальных распределений с любым числом мод. Все упоминавшиеся процедуры входят в состав пакета Maple. Однако необходимо отметить – большой объем аналитических вычислений выполняемых в рамках пакета Maple требует применения мощных ЭВМ с большим объемом памяти. Так же следует отметить, вычисления, выполненные с помощью пакета Maple 13, показали неустойчивость

решения системы, связанную в первую очередь с их погрешностью.

Разрядность	Корень		m_1	m_2	σ_1^2	σ_2^2	q_1	q_2	Квадратичное отклонение $\int_{-\infty}^{+\infty} [f_r(x) - f_p(x)]^2 dx$
	s	t							
40	5.000	6.000	2.0	3.0	0.1	0.2	0.3	0.7	0.0
32	5.000	6.000	2.0	3.0	0.1	0.2	0.3	0.7	$2.0 \cdot 10^{-14}$
30	5.0004	5.9999	1.9999	3.0000	0.0999	0.1999	0.3001	0.6999	$9.0 \cdot 10^{-11}$
28	4.9999	6.0000	2.0000	2.9999	0.1000	0.2000	0.2999	0.7001	$4.2 \cdot 10^{-8}$
26	4.9995	6.0007	2.0156	2.9838	0.1190	0.2007	0.2931	0.7068	0.01238
24	5.0027	5.8504	1.8639	3.1396	-0.0812	0.006	0.3444	0.6556	Решения нет
22	4.4271	4.6583	1.7220	2.7052	1.4298	0.3695	0.0052	0.9948	0.5529
20	15.368	34.208	2.7000	12.668	0.3829	-12.050	1.0000	0.0000	Решения нет
18	8.3618	15.270	2.6942	5.6600	0.3700	-3.8300	0.9980	0.002	Решения нет
16	31.309	71.247	2.7000	28.609	0.3080	-30.380	1.0000	0.000	Решения нет

Анализ приведенных в таблице результатов показывает - адекватное определение параметров распределения может быть получено только в рамках специализированных математических пакетов, позволяющих выполнять вычисления с разрядностью более 30 десятичных цифр.

Литература:

1. Венецкий И.Г., Венецкая В.И. Основные математико-статистические понятия и формулы в экономическом анализе. Справочник. - М.: Статистика, 1979, 447 с.
2. Калинина Е.А., Утешев А.Ю. Теория исключения: Учеб. пособие. — СПб.: Изд-во НИИ химии СПбГУ, 2002. — 72 с.
3. Курош А.Г. Курс высшей алгебры. – М.: Наука. 1971, -402 с.

К ВОПРОСУ КОРРЕКТНОЙ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ

С.В. Королев

ФГУП Всероссийский электротехнический институт имени В.И.Ленина

Аннотация. Показано, что традиционный метод обработки результатов зондовых измерений с целью определения статистических функций распределений заряженных частиц и связанный с их двойным дифференцированием должен давать ошибочный результат. Данный вывод следует из того, что прямая задача - зондовая характеристика описывается интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода, и, как следствие, обратная задача – определение статистической функции распределения электронов и ионов из результатов зондовых измерений является некорректной. В этом случае решение возможно только при использовании дополнительной, априорной информации о характере решения, и использовании специальных алгоритмов обеспечивающих сходимость решения к точному, при погрешности исходной информации стремящейся к нулю. Даны рекомендации по корректным методам обработки результатов зондовых измерений.

Один из распространенных методов диагностики плазмы – метод зондовых измерений. Метод используется для определения статистических функций распределения заряженных частиц (ионов и электронов).

Известно, прямая задача – зависимость тока зонда от величины потенциала для электронной составляющей описывается уравнением:

$$j(u) = \frac{enS}{4} \left\{ \int_0^{v_m} v \cdot f(v) dv + \int_{v_m}^{\infty} B \cdot v \cdot \left(1 - \frac{2\varepsilon_0 u}{mv^2}\right) \cdot f(v) dv \right\}$$
$$v_m = r_p \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 u}{m[r_p^2 - r_s^2]}}$$

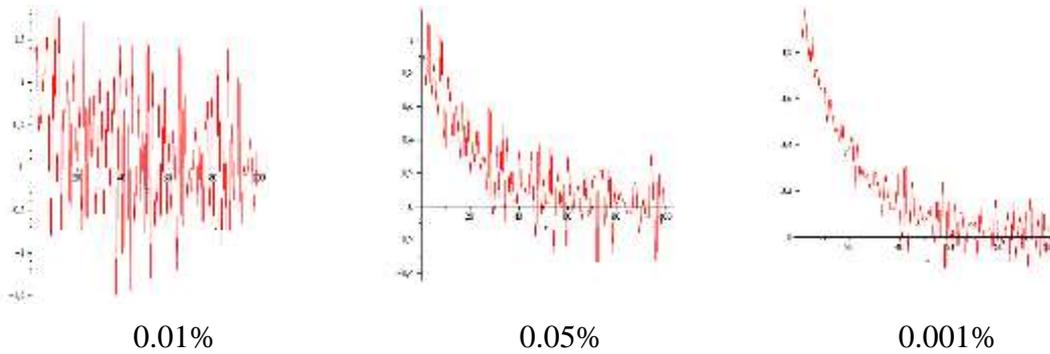
В свою очередь ионная составляющая описывается уравнением :

$$j(u) = 2\varepsilon_0 enS_p \int_{\sqrt{\frac{2\varepsilon_0 u}{m}}}^{\infty} v \cdot \left(1 - \frac{2\varepsilon_0 u}{mv^2}\right) \cdot f(v) dv$$

Обратные же задачи –определение функций распределения сводятся к двойному дифференцированию соответствующих участков зондовой характеристики:

$$\frac{d^2 j}{du^2} = -\frac{\varepsilon_0^2 \cdot n \cdot S_p}{4m \cdot u} \Rightarrow f\left(\sqrt{2\frac{\varepsilon_0}{m}u}\right) = -\frac{4m \cdot u}{\varepsilon_0^2 \cdot n \cdot S_p} \cdot \frac{d^2 j}{du^2}$$

Однако, не смотря на почти вековой опыт применения данной методики для обработки зондовых характеристик, ряд моментов вызывает сомнение в правомерности такого подхода. На рис. приведен результат моделирования восстановления функции распределения при наличии погрешности исходной информации.



Очевидно, не смотря на высокую точность регистрации исходной информации, результат далек от предсказываемого теорией.

Чтобы понять причину такого поведения решения, обозначим

$$K(v, u) = \frac{1}{2} \left\{ \left[1 + \operatorname{sign} \left(r_p \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 u}{m[r_p^2 - r_s^2]}} - v \right) \right] + \left[1 - \operatorname{sign} \left(r_p \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 u}{m[r_p^2 - r_s^2]}} - v \right) \right] \left(1 - \frac{2\varepsilon_0 u}{mv^2} \right) \cdot \left(\frac{r_p}{r_s} \right)^2 \right\}$$

Тогда уравнение зондовой характеристики будет описываться уравнением вида:

$$j(u) = \int_{-\infty}^{\infty} K(u, v) f(v) dv,$$

то есть уравнением Фредгольма 1-го рода.

В свою очередь для ионной составляющей тока зонда обозначим

$$K(u, v) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \operatorname{sign} \left(1 - 2\frac{\varepsilon_0}{m\varepsilon^2} u \right) \right] \cdot \varepsilon \cdot \left(1 - 2\frac{\varepsilon_0}{m\varepsilon^2} u \right)$$

тогда уравнение зондовой характеристики снова примет вид

$$j(u) = \int_{-\infty}^{\infty} K(u, v) f(v) dv,$$

то есть описывается уравнением Фредгольма 1-го рода.

Таким образом, зондовая характеристика описывается интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода.

Но если прямая задача описывается уравнением Фредгольма 1-го рода, то решение обратной задачи не однозначно. Помимо решения $f_0(v)$, удовлетворяющего исходному уравнению, исходному уравнению удовлетворяют и решения вида:

$$\begin{cases} f(v) = f_0(v) + \sum_{i=1}^n A_i \cdot \cos\left(\frac{2\pi i}{v_{max} - v_{min}} \cdot v\right) \\ f(v) = f_0(v) + \sum_{j=1}^k A_j \cdot \cos\left(\frac{2\pi j}{v_{max} + v_{min}} \cdot v\right) \end{cases} \quad n, k \in \mathbb{Z}$$

которые могут сколь угодно сильно отличаться от точного решения.

Традиционно, функция распределения определяется в результате вычисления второй производной зондовой характеристики по выборке. Понятие производной базируется на понятиях непрерывности и предела. К результатам экспериментальных исследований эти понятия не применимы, так как при регистрации экспериментальных данных они определены в конечном числе точек и имеют не нулевую погрешность, определяемую, либо разрядностью ЭВМ, либо разрядностью регистрирующей аппаратуры. Это приводит к нарушению предпосылок лежащих в понятии производной (отсутствует непрерывность и сходимости решения к точному), даже при погрешности исходной информации стремящейся к нулю.

Таким образом, задача определения распределений частиц из результатов зондовых измерений – некорректная задача. Так как прямая задача – зондовая характеристика описывается уравнением Фредгольма 1-го рода, то решения обратной следует искать как результат минимизации функционала Тихонова:

$$\vartheta = \int_{u_{min}}^{u_{max}} \left[\int_{v_{min}}^{v_{max}} K_h(u, v) \cdot f(v) dv - j_\delta(u) \right]^2 du + \alpha \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} \{[fv]^2 + [f'(v)]^2\} d\varphi$$

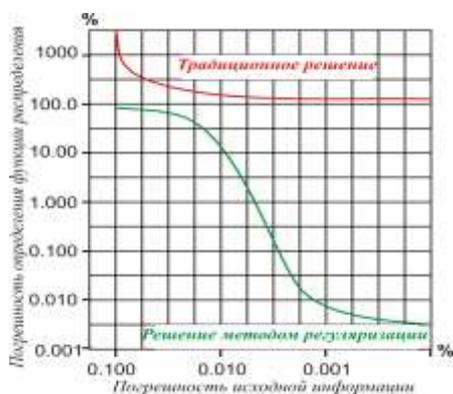
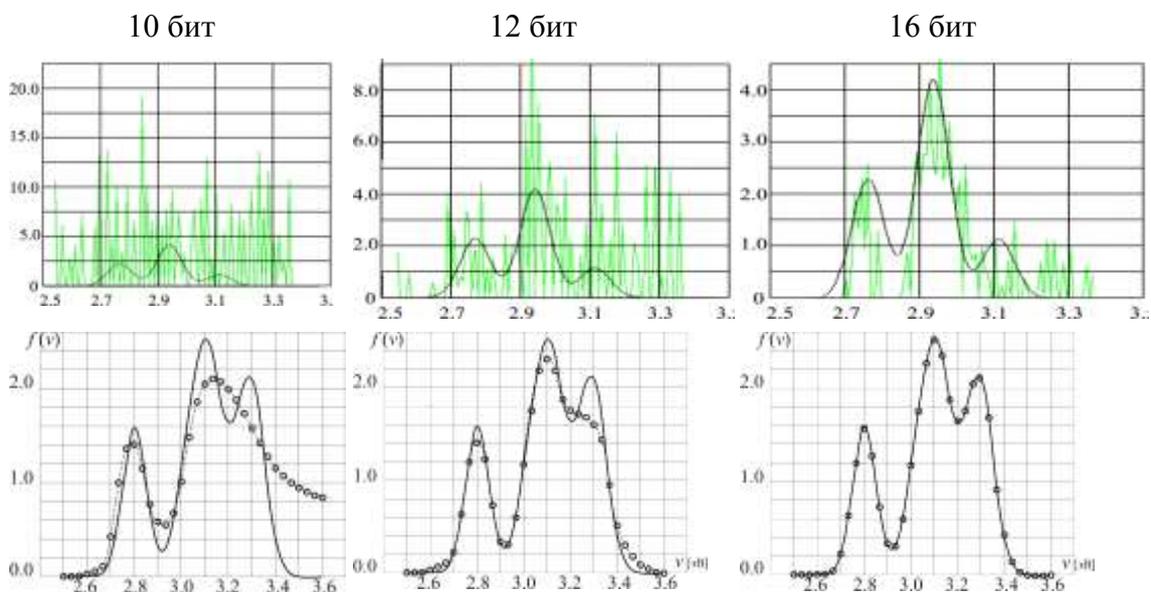
Где $j_\delta(u)$ - экспериментальные значения токоотбора; $K_h(u, v)$ - ядро соответствующее системе, в которой производится испытание. $f(v)$, $f'(v)$ - искомая функция распределения вместе со своей производной; α - параметр регуляризации, определяемый по обобщенной невязке.

$$\rho_\eta(\alpha) = \int_{u_{min}}^{u_{max}} \left[\int_{v_{min}}^{v_{max}} K_h(u, v) \cdot f(v) dv - j_\delta(u) \right]^2 du - \left\{ \delta + h \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} \{[f(v)]^2 + [f'(v)]^2\} dv \right\}^2 = 0$$

Алгоритма допускают простую программную реализации и проверен на большом множестве различных статистических функций распределения. Реализация метода упрощается в связи с широким распространением

различных реализаций решения уравнения Фредгольма 1-го рода в пакетах Maple, Mathematics и других.

Сходимость решения к точному была доказана методом Монте-Карло. На рис. приведено сравнение результатов моделирования определения функции распределения классическим (верхний ряд) и методом регуляризации (нижний ряд) для ряда значений разрядности регистрирующей аппаратуры.



Сравнение результатов моделирования показывает очевидное преимущество метода регуляризации по сравнению с традиционным методом и сходимость решения к точному при погрешности исходной информации стремящейся к нулю.

Заключение.

1. Показано, что зондовые характеристики, используемые для диагностики плазмы, описываются интегральным уравнением Фредгольма 1-го рода.
2. Адекватные результаты обработки зондовых характеристик, учитывающие погрешность исходной информации могут быть получены в результате минимизации функционала Тихонова.
3. Методом Монте-Карло была доказана справедливость найденного решения и доказано его сходимость к точному решению при погрешности исходной информации, стремящейся к нулю.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ КАНАЛА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю.Ю. Луценко, Е.М. Шлотгауэр, В.А. Власов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

В настоящее время при описании физических особенностей факельного разряда используется модель его канала [1] в виде однородного проводящего цилиндра. В реальности же канал разряда неоднороден как в осевом, так и в радиальном направлениях. В частности, в плазме разряда присутствуют радиальный и осевой градиенты газовой температуры. В соответствии с изменением газовой температуры меняется также величина удельной электропроводности разрядной плазмы. С увеличением расстояния от электрода изменяется также радиус канала разряда.

Заметим, что учёт радиальной неоднородности плазмы разряда сводиться к коррекции выражения для волнового числа электромагнитной волны, распространяющейся вдоль разряда. Учёт же осевой неоднородности должен повлиять на характер осевого распределения амплитуды электромагнитного поля. В настоящей работе рассмотрено влияние осевой неоднородности канала факельного разряда на его электродинамические характеристики.

Для определения осевого распределения удельной электропроводности плазмы факельного разряда нами были проведены измерения осевого распределения его газовой температуры. Измерения проводились для случая факельного разряда, горящего в воздухе при атмосферном давлении, и имеющего мощность 1 кВт. Разряд возбуждался в кварцевой цилиндрической камере диаметром 28 мм. Частота электромагнитного поля составляла 23 МГц. Газовая температура факельного разряда измерялась нами спектральным методом по относительной интенсивности вращательных переходов [2] молекулярной полосы гидроксила 3064 \AA . Использовались линии колебательной ветви Q_1 . Выбирались линии свободные от наложения других линий – Q_{14} , Q_{16} , Q_{19} , Q_{10} . Согласно результатам работы [3] для определения

температуры канала разряда более корректно использовать линии ветви R_2 . Поэтому нами также проводилось определение температуры по ветви R_2 . Использовались линии R_{23} , R_{24} , R_{214} , R_{215} . Температура, определённая по ветви R_2 превышала температуру, определённую по ветви Q_1 на $300 \dots 600^\circ\text{K}$. Подобное расхождение, по-видимому, обусловлено [3] тем, что линии ветви Q_1 лежат в более длинноволновом диапазоне, чем линии ветви R_2 и более сильно поглощаются внешней оболочкой разряда.

Результаты измерений представлены на рис. 1. На этом рисунке осевая координата представлена в единицах длины канала l . Как видно из рис. 1., максимум температуры находится на расстоянии от электрода, составляющем $0,3$ длины канала разряда. При длине канала разряда 26 см максимум температуры будет расположен приблизительно в 8 см от электрода. Локализация максимума температуры на расстоянии от электрода значительно превышающем диаметр диффузионной оболочки, подтверждается также результатами измерений полосы 3371 \AA второй положительной системы азота. Высвечивание этой полосы наблюдалось лишь на расстоянии от 5 до 13 см от электрода. Если предположить, что высвечивание этой полосы связано с величиной газовой температуры, то максимум температуры должен находиться на расстоянии $8 \dots 9$ см от электрода.

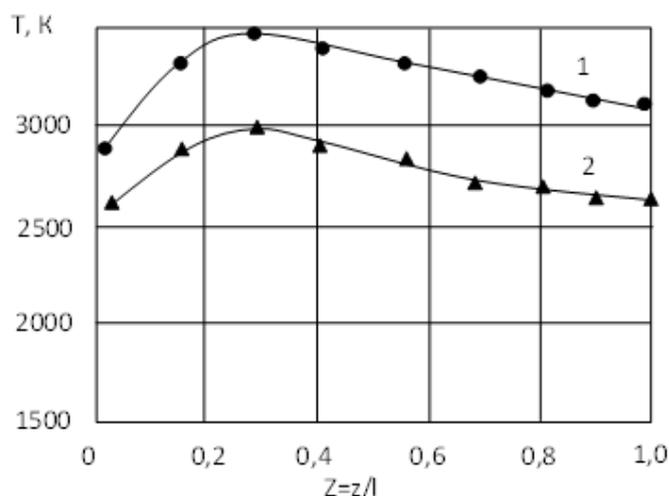


Рис.1. Осевое распределение газовой температуры высокочастотного факельного разряда мощностью 1 кВт ; 1 – по ветви R_2 ; 2 – по ветви Q_1 .

Заметим также, что изменение температуры вдоль канала разряда незначительно превышает погрешность измерений и составляет приблизительно 10...15% от абсолютного значения температуры.

На основе полученного распределения температуры вдоль оси разряда можно определить осевое распределение удельной электропроводности плазмы разряда. Расчёт удельной электропроводности плазмы разряда проводился нами по температурному распределению, полученному по ветви R_2 , на основе предположения о существовании локального термодинамического равновесия в плазме разряда.

Расчёт осевого распределения первых четырёх гармоник радиальной компоненты электрического поля факельного разряда проводился на основе модели канала разряда в виде неоднородной электрической линии конечной длины. При расчёте учитывалась конусообразная форма канала разряда и полученное осевое распределение удельной электропроводности плазмы разряда. Результаты расчёта представлены на рис.2.

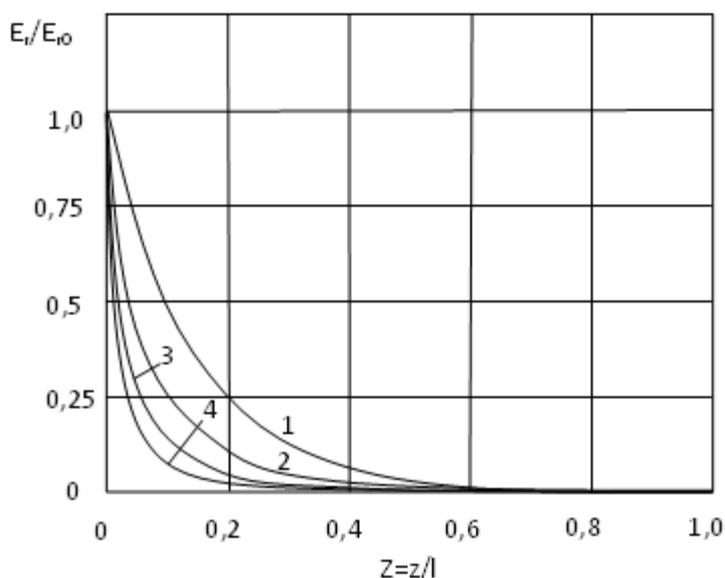


Рис. 2. Рассчитанное осевое распределение гармоник радиальной компоненты электрического поля факельного разряда. 1 – 23 МГц; 2 – 46 МГц; 3 – 69 МГц; 4 – 92 МГц.

Из рис. 2 видно, что при расчётах на основе значений равновесной электропроводности затухание электромагнитного поля слишком велико, чтобы обеспечить процесс горения разряда по всей его длине. Соответствующие экспериментальным данным расчётные значения величин затухания гармоник электрического поля могут быть получены посредством сдвига температурного профиля вверх на 2170 К. Результаты расчётов в соответствии со смещённым

температурным профилем приведены на рис. 3. Как видно из рис. 3, рассчитанные кривые изменяются вдоль оси разряда по закону близкому к линейному.

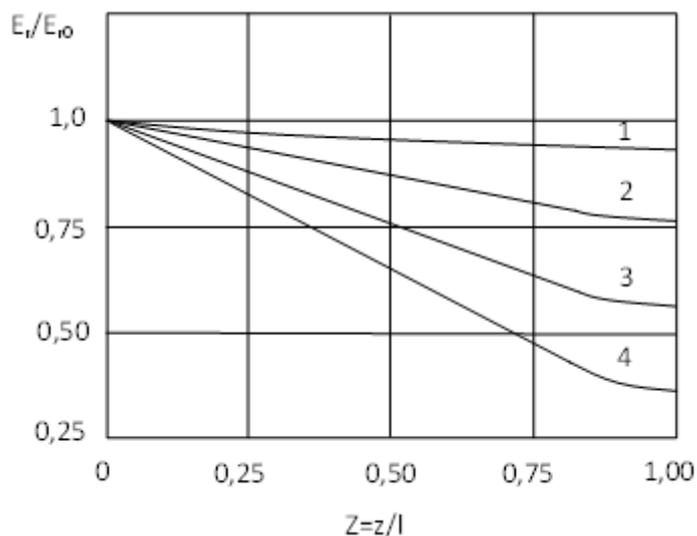


Рис. 3. Рассчитанное осевое распределение гармоник радиальной компоненты электрического поля факельного разряда с учётом коррекции температурного профиля. 1 – 23 МГц; 2 – 46 МГц; 3 – 69 МГц; 4 – 92 МГц.

Таким образом, совпадение расчётных результатов с экспериментальными результатами, наблюдается лишь при существенном отклонении величины удельной электропроводности от равновесных значений. Можно предположить, что подобное отклонение обусловлено наличием нелинейных электродинамических эффектов в плазме разряда.

Литература:

1. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. Электродинамическая модель высокочастотного факельного разряда // ЖТФ, 1970, т.40, №2, с. 340-345.
2. Михалевский В.Д., Прокофьева В.В. Исследование температуры металлической дуги по молекулярному спектру гидроксила // ЖЭТФ, 1950, т.20, Вып.7, с.584-593.
3. Кривопапов В.П. Оценка газовой температуры в канале высокочастотного факельного разряда в воздухе. // Известия Вузов. Физика, 1987, №2, с.3-7.

РОЛЬ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ (CXRS) В ИЗМЕРЕНИЯХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ИТЭР

С.В. Серов, В.В. Серов, С.Н. Тугаринов

*Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт
инновационных и термоядерных исследований*

В докладе представлено описание диагностической системы «активная спектроскопия» (Charge Exchange Recombination Spectroscopy или CXRS) на установке ИТЭР. Сообщается информация о конструктивных и физических аспектах данной диагностики.

В докладе рассматривается программа для моделирования спектральных профилей излучения из плазмы Multi Device CX Spectra Simulation, разработанная Манфредом Хеллерманом. Данная программа была использована для моделирования спектральных профилей, которые будут регистрироваться с помощью диагностики «активная спектроскопия» на установке ИТЭР. Примеры смоделированных спектров линии углерода для хорд наблюдения, пересекающих диагностический пучок на расстояниях $0,4r$ и $0,95r$ от центра плазменного шнура, изображены на рисунках 1 и 2 соответственно. Анализ результатов моделирования показал, при каких условиях, и с какой погрешностью диагностика «активная спектроскопия» позволит производить измерения ионной температуры, скорости тороидального и полоидального вращения плазмы и распределение плотности легких примесей по сечению плазменного шнура.

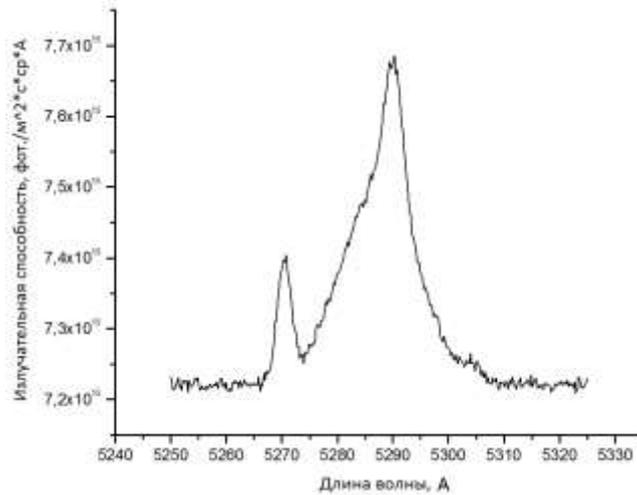


Рис. 1. Модель спектра линии углерода токамака ИТЭР для хорды наблюдения, пересекающей диагностический пучок на расстоянии $0,4r$ от центра плазменного шнура.

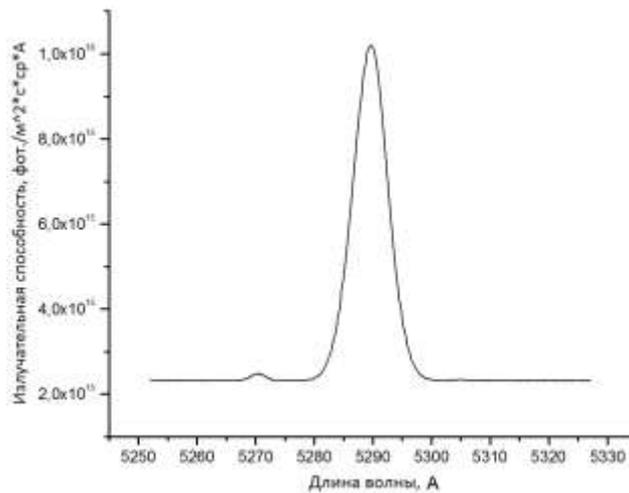


Рис. 2. Модель спектра линии углерода токамака ИТЭР для хорды наблюдения, пересекающей диагностический пучок на расстоянии $0,95r$ от центра плазменного шнура.

В докладе представлена информация о программе CXSFIT, предназначенной для обработки экспериментальных спектров излучения плазмы, измеренных с помощью диагностики «активная спектроскопия». С помощью этой программы была проведена обработка различных спектров с установки T-10. На рисунке 3 представлен пример обработки спектра, полученного во время импульса токамака с дейтериевой плазмой. На верхнем графике показано приближение спектра с использованием разложения по компонентам (1 - излучение из зоны пересечения пучка и хорды наблюдения, 2 - излучение атомов, выбитых пучком из стенки камеры, 3 – излучение, вызванное перезарядкой атомов 2й компоненты). На нижнем графике изображена

погрешность приближения - отклонение модели приближения от исходного спектра. Результаты обработки экспериментальных спектральных профилей с помощью программы CXSFIT с хорошей точностью (3 %) совпадают с независимыми результатами обработки, полученными сотрудниками установки Т-10. В дальнейшем планируется использование этой программы для обработки данных с установки ИТЭР.

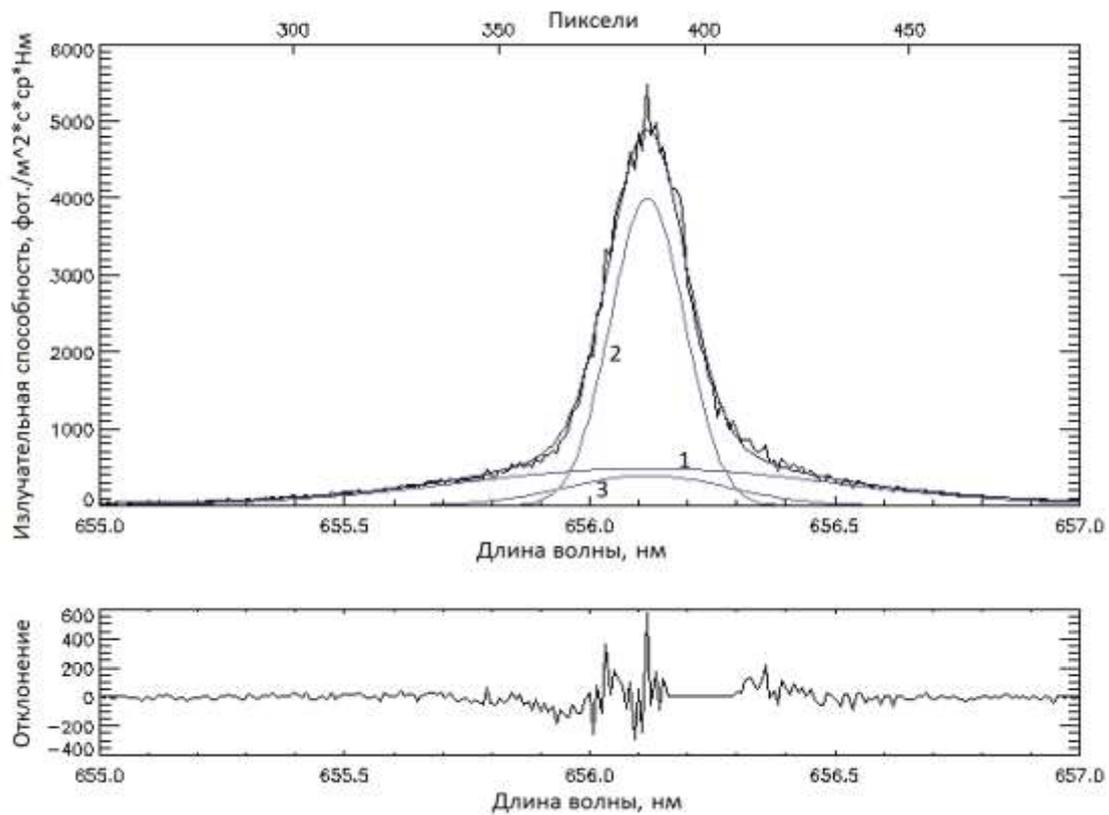


Рис. 3. Приближение спектра излучения дейтериевой плазмы токамака Т-10 и его разложение по компонентам (сверху). Отклонение модели приближения от исходного спектра (снизу).

РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МЕГААМПЕРНЫХ Z-ПИНЧЕЙ

Г.С. Волков¹, Е.В. Грабовский¹, А.Н. Грицук¹, В.И.Зайцев¹, Г.М. Олейник¹,
М.В. Федулов¹, Е.А. Болховитинов², А.А. Рупасов², А.С. Шиканов², В.Г.
Новиков³, И.Ю Вичев³

1Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», г. Троицк,

2Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва,

3Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша, Москва

1. Введение

Одним из способов реализации инерциального термоядерного синтеза является обжатие мишени рентгеновским излучением плазмы, возникающим в мегаамперных z-пинчах, для чего требуются мощные потоки рентгеновского излучения (10^{13} - 10^{15} Ватт) в «мягкой» области энергий квантов (10^2 - 10^4 эВ). В экспериментах с z-пинчами показано, что наибольшая мощность рентгеновского излучения достигается при сжатии лайнеров из тяжелых элементов. Одним из таких элементов является вольфрам, который в виде микронных проволочек часто используется в качестве нагрузки в z-пинч генераторах. Наряду с мощностью требуется определенный спектральный состав излучения, что делает необходимыми спектральные измерения.

В настоящей работе приводятся результаты по исследованию спектрального состава излучения плазмы, возникающей на конечной стадии сжатия пинча с током (4-5) МА, полученные на установке Ангара-5-1. На примерах Al- и W-пинчей обсуждаются способы определения параметров плазмы из спектроскопических измерений.

2. Методы

Применялись две рентгеновские спектроскопические диагностики. Исследование спектра излучения в области малых энергий квантов ($E \leq 1000$

эВ) проводилось с помощью пропускающей дифракционной решетки. Параметры решетки следующие: материал – золото, толщина – 0,6 мкм, период решетки – 1,4 мкм, число периодов – 50. Специальная пленка использовалась в качестве детектора рентгеновского спектра. Защита решетки от частиц разрушения электродов производилась с помощью клапана с временем перекрытия апертуры 500 мкс.. Спектрограф с выпуклым кристаллом слюды ($2D = 19,9 \text{ \AA}$) применялся для спектрального анализа в области энергий квантов выше 1000 эВ. В данном спектрографе в качестве детектора излучения использовался линейный прибор с зарядовой связью с 2048 ячейкам размером $15 \times 15 \text{ мкм}$. Интерфейс прибора позволял получать спектральную картину излучения непосредственно в процессе эксперимента. Теоретическая модель излучающей плазмы многозарядных ионов, учитывающая поуровневую кинетику радиационный перенос энергии использовалась для анализа экспериментальных данных.

3. Результаты

Экспериментально показано, что при оптимальных параметрах лайнера (вес, диаметр), соответствующих току генератора, спектр излучения пинча определяется атомным весом материала лайнера.

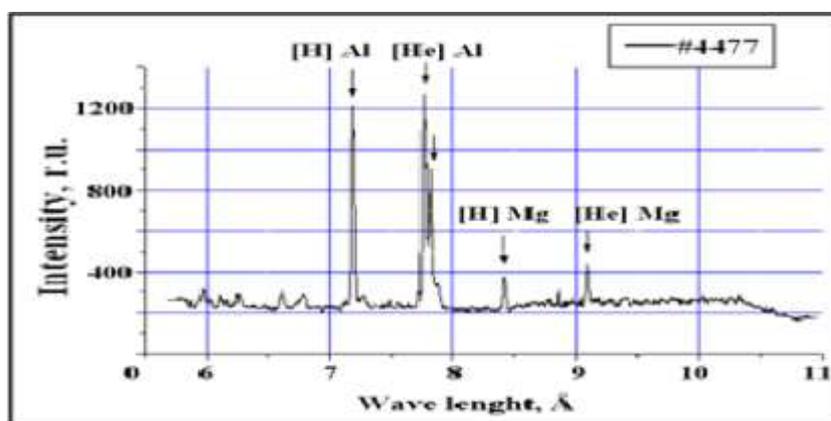


Рис. 1. Снимок Al-пинча

Излучение Al-пинча имеет линейчатый спектр соответствующий расчетной модели. Наиболее интенсивными являются водородо- и гелио-подобные линии алюминия. Также на спектре можно видеть K-линии магния, несколько процентов которого присутствует в проволоках. Анализ спектра путем сравнения интенсивности линий дает следующие параметры плазмы: $E = 550 \text{ эВ}$, $n = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [1]. Увеличение атомного номера материала лайнера приводит к резкому уменьшению интенсивности спектральных линий.

Например, включение малого количества вольфрамовых проволок (около 10%) приводит к уменьшению интенсивности спектральных линий более чем на порядок. Дальнейшее увеличение доли W в лайнере трансформирует вид спектра в квази-непрерывный, имеющий в области энергий квантов до 300 эВ несколько характерных пиков шириной (20-30) эВ.

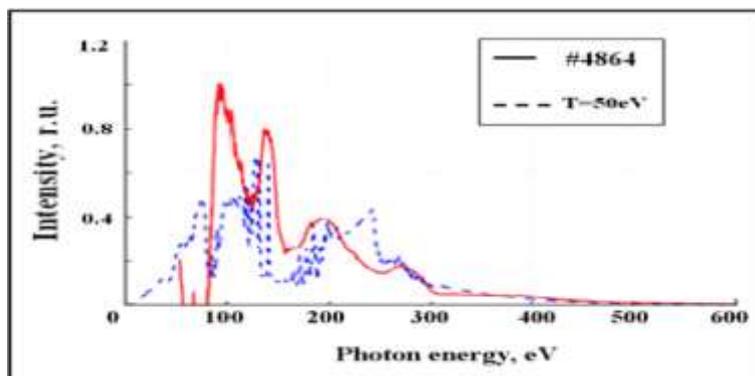


Рис.2. Сравнение экспериментального и расчетного спектров W-лайнера

Выполнено большое количество расчетов для параметров близких к эксперименту. Подготовлен атлас видов W-спектров для широкого значения параметров плазмы (T , n). Сравнение экспериментальных и расчетных спектров (рис.2) показывает подобие при параметрах плазмы $T=60$ эВ, $n = 1021\text{см}^{-3}$ [2]. Некоторые отличия могут быть связаны с несовершенствами как теоретической модели, так и экспериментальной методики.

Литература

1. Волков Г.С., Зайцев В.И., Грабовский Е.В., Федулов М.В., Александров В.В., Лахтюшко Н.И., Физика плазмы, т. 36, № 3, с. 211-220 (. 2010);
2. Vichev I. Yu., Novikov V. G., Solomyannaya A. D., Mathematical Models and Computer Simulations, v. 1, N.4, pp.470–481, (2009)

ЦИФРОВОЙ АЛМАЗНЫЙ СПЕКТРОМЕТР АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ ТОКАМАКА JET И ПРОЕКТ ДЛЯ ИТЭР

В.А. Красильников, В.Н. Амосов, Ю.А. Кащук, Д.А. Скопинцев

*ЧУ Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»
«Проектный Центр ИТЭР»*

Для исследования энергетических спектров быстрых ионов при различных сценариях нагрева плазмы токамака JET в дополнение к многоканальным анализаторам частиц (АНЧ) [1] был установлен компактный быстродействующий спектрометр атомов перезарядки с детектором на базе природного алмаза (алмазный спектрометр, АС) [2].

Основная задача диагностической системы с алмазным спектрометром - получение экспериментальных данных для исследования эволюции функции распределения быстрых атомов перезарядки в реальном и кинетическом пространствах при различных сценариях дополнительного нагрева плазмы (инжекция нейтралов и ионно-циклотронный нагрев).

Основная задача диагностической системы с алмазным спектрометром - получение экспериментальных данных для исследования эволюции функции распределения быстрых атомов перезарядки в реальном и кинетическом пространствах при различных сценариях дополнительного нагрева плазмы (инжекция нейтралов и ионно-циклотронный нагрев).

Вертикальный и горизонтальный анализаторы нейтральных частиц, установленные на токамаке JET, позволяют анализировать энергетические распределения ионов плазмы токамака, разделяют частицы по массе и по заряду. Применение этих анализаторов для исследования функции распределения имеет некоторые ограничения, а именно: фиксированное число каналов, низкая эффективность регистрации, а также особенности геометрии измерений. Конусы регистрации АНЧ направлены строго перпендикулярно плазменному шнуру. В дополнение к этим диагностикам на токамаке JET был установлен спектрометр быстрых атомов перезарядки с детектором на базе природного алмаза с цифровой обработкой сигналов. Алмазный детектор обладает высокой эффективностью регистрации атомов перезарядки (100%) в широком диапазоне энергий частиц (50 кэВ – 8 МэВ, для H^0). Направление оси

конуса регистрации алмазного спектрометра позволяет измерять энергетические распределения быстрых атомов перезарядки, имеющих в момент перезарядки параллельный магнитному полю компонент скорости, составляющий 6-8% от полной скорости частицы.

С помощью АС в нескольких разрядах токамака JET получены данные, позволяющие проанализировать влияние ионной температуры и плотности плазмы на скорость торможения частиц и на их энергетическое распределение. Рассмотрены три разряда токамака JET: 79199, 79202, 79203. Эксперимент, в рамках которого были проведены эти разряды, ставил целью изучение удержания гелий-4 плазмы при переходах плазмы из L- в H-режим [3]. С помощью АС были зарегистрированы энергетические спектры атомов перезарядки водорода в режимах работы токамака при ионно-циклотронном нагреве плазмы после инъекции нейтралов [4].

Анализ данных АС, полученных в разрядах JET 79340, 79341 и 79343 продемонстрировал влияние дополнительного нагрева на энергетическое распределение ионов в плазме. Состав плазмы в этих разрядах был следующий: основной компонент – H, инжектируемый газ – D, малая добавка - He³. ИЦР-нагрев плазмы был сконфигурирован следующим образом (33 МГц / 1.8 МА / 3.41 Т): резонанс на 1 гармонике для инжектируемых частиц (D) и на 1 гармонике для частиц малой добавки (He³, пристеночный резонанс) [5]. При одновременной работе инжектора нейтралов, расположенного в октанте № 4 и мощного (более 3 МВт) ИЦР-нагрева алмазным спектрометром регистрировались потоки перезарядившегося и доускоренного инжектированного дейтерия с энергией более 80 кэВ.

Для диагностики энергетических распределений ионного компонента плазмы токамака ИТЭР (ITER) предполагается использовать спектрометр быстрых атомов перезарядки и нейтронов на базе алмазного детектора как часть комплекса анализаторов нейтральных частиц [6]. В ряде режимов работы токамака ИТЭР АС будет способен обеспечить измерения потоков и энергетических распределений высокоэнергичных атомов перезарядки с более высокими, по отношению к АНЧ, временным и энергетическим разрешением. В определённых режимах (в которых будут регистрироваться одновременно потоки нескольких типов частиц) алмазному спектрометру потребуется дополнительная информация по данным измерений АНЧ для определения конкретного вида регистрируемой частицы. В связи с этим применение АС на ИТЭР особенно эффективно в комплексе с АНЧ. В дейтерий-тритиевых

экспериментах ИТЭР сигналы АС, генерируемые потоками термоядерных ДТ-нейтронов, на порядок превзойдут отсчёты детектора, связанные с регистрацией атомов перезарядки – в этом случае алмазный спектрометр будет использован для исследования ионного компонента плазмы уже в качестве спектрометра нейтронов. Система цифрового сбора и обработки данных вместе со сверхбыстрой специально разработанной первичной электроникой обеспечат АС работоспособность при пиковых нагрузках свыше 10^6 импульсов в секунду. При такой скорости счёта будет обеспечено временное разрешение измерения плотности потока нейтронов на уровне 1 мс и энергетических спектров нейронного излучения на уровне 100 мс. Это соответствует системным требованиям к нейтронной диагностике ИТЭР. Максимальный допустимый флюенс быстрых нейтронов, при котором алмазный детектор сохраняет свои спектрометрические свойства, составляет 5×10^{14} нейтронов/см² [7,8]. Такой флюенс в месте расположения алмазного детектора соответствует приблизительно 100 разрядам ИТЭР при максимальной термоядерной мощности (500 МВт). После набора такого флюенса блок детектирования подлежит замене. Особо чистые пластины искусственно выращенного (CVD) алмазного материала, который будет применяться при изготовлении алмазных детекторов для ИТЭР, в данный момент являются коммерчески доступным материалом, что гарантирует возможность создания детекторов для данной диагностики.

Алмазный спектрометр атомов перезарядки не позволяет напрямую определить тип регистрируемых частиц. Тем не менее, в ряде экспериментов тип частиц хорошо известен заранее для конкретных диапазонов энергий (ионы нейтральной инжекции в диапазоне до энергии инжекции, резонансные ионы, ускоренные при ВЧ-нагреве, термоядерные тритоны с энергией рождения 1 МэВ, а так же протоны и альфа-частицы с несколькими вариантами энергий рождения).

Основные задачи, стоящие перед АС в качестве спектрометра атомов перезарядки токамака ИТЭР, заключаются в следующем:

- Исследование динамики энергетического и пространственного распределений быстрых ионов во время развития неустойчивостей термоядерной плазмы с целью изучения особенностей воздействия различных неустойчивостей на популяцию быстрых ионов.

- Исследование эффективности дополнительного нагрева термоядерной плазмы.

- Изучение процессов рождения, удержания и торможения заряженных продуктов термоядерных реакций (альфа-частицы, протоны, тритоны).

- Исследование процессов зажигания и поддержания горения термоядерной плазмы

Помимо этого, алмазный детектор в качестве спектрометра 14 МэВ нейтронов может быть использован в качестве независимого метода измерения ионной температуры, что является одной из основных задач комплекса АНЧ. Задача спектрометрии термоядерных нейтронов должна сыграть важную роль в абсолютной калибровке и кросс-калибровке системы мониторов нейтронного выхода токамака.

Литература:

1. A. Murari et al. New developments in JET neutron, γ -ray and particle diagnostics with relevance to ITER. 2005 Nucl. Fusion 45 S195
2. В.А. Красильников. Спектрометр быстрых частиц с цифровой обработкой сигналов на основе алмазного детектора // 2008 ПТЭ, № 4, стр. 44–49
3. <http://users.jet.efda.org/tfs1wiki/index.php/C27: S1-2.4.17 LH transition and confinement. Pedestal width and height scaling with i on mass>
4. A.V.Krasilnikov Rev. Sci. Instrum., Vol. 68, No. 1, January 1997 p.553-556.
5. D Van Eester et al 2009 Plasma Phys. Control. Fusion 51 044007 JET (^3He)–D scenarios relying on RF heating: survey of selected recent experiments
6. V.I. Afanasyev et al. Neutral particle analysis on ITER: present status and prospects // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 621 (2010) 456–467
7. A.V.Krasilnikov Tokamak Fusion Test Reactor charge exchange atom spectrometry using a natural diamond detector // Rev. Sci. Instr Vol. 70, № 1. 1999.
8. A. Alekseyev, V. Amosov, Yu. Kaschuck, A. Krasilnikov, D. Portnov, S. Tugarinov. Study of natural diamond detector spectrometric properties under neutron irradiation. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 476 (2002) 516–521

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МОЩНОСТИ ИТЭР

С.Ю. Обудовский, А.В. Батюнин, В.А. Воробьев, Ю.А. Кащук, С.А. Швыкин

ЧУ Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный Центр ИТЭР»

Измерение полного выхода 14 МэВ нейтронов является единственным прямым методом определения термоядерной мощности, в экспериментах с термоядерной плазмой в токамаке-реакторе ИТЭР. Система нейтронной диагностики ИТЭР включает в себя радиальный и вертикальный многоканальные нейтронные коллиматоры, миниатюрные камеры деления, монитор нейтронного выхода, нейтронно-активационную систему и нейтронные спектрометры высокого разрешения.

Нейтронная диагностика мониторинга нейтронного выхода должна обеспечить измерение термоядерной мощности ИТЭР в диапазоне от 100 кВт до 1,5 ГВт (что соответствует выходу от 3×10^{16} до 5×10^{20} нейт/с для Д-Т плазмы и от 3×10^{14} до 5×10^{18} нейт/с для Д-Д плазмы). При этом необходимо обеспечить временное разрешение 1 мс с погрешностью определения абсолютного значения нейтронного выхода токамака-реактора менее 10%.

В работе рассмотрены предложения по созданию нейтронной диагностики ИТЭР в целом, а также инженерные и конструкторские решения для монитора нейтронного потока, размещенного на диверторной кассете токамака-реактора (ДМНП диагностика).

Решение использовать многодетекторную систему, состоящую из ионизационных камер деления, с разной чувствительностью и материалом радиатора, обеспечивает измерение потока нейтронов во всех диапазонах мощности ИТЭР с допустимой погрешностью. На основании результатов расчетов радиационных полей (нейтронное и гамма излучение) были получены оценки абсолютной чувствительности детекторов. Выбранное конструктивное решение обеспечит проведение абсолютной калибровки в условиях реальной геометрии ИТЭР за приемлемое время.

Конструкция монитора разработана на основе результатов инженерно-физического анализа модели ДМНП. Дизайн монитора учитывает технические

требования проекта по диапазону измеряемой термоядерной мощности, погрешности измерений и временному разрешению. Проведен детальный анализ тепловых, гидравлических и электромагнитных нагрузок ДМНП и отдельных его элементов.

Разработанная конструкция гарантирует работоспособность ДМНП в вакууме при механических, радиационных и тепловых нагрузках в месте его размещения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ КАБЕЛЕЙ С МИНЕРАЛЬНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ДЛЯ НЕЙТРОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР

С.А. Швыкин, А.В. Батюнин, В.А. Воробьев, Ю.А. Кащук, С.Ю. Обудовский

*ЧУ Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный
Центр ИТЭР»*

Экспериментальный термоядерный реактор ИТЭР, сооружаемый в настоящее время в Кадараше на юге Франции, предназначен для демонстрации зажигания термоядерной плазмы и возможности умножения энергии. Установка рассчитана на производство 500МВт термоядерной мощности при дополнительном нагреве 50МВт, достигая $Q \geq 10$. Поскольку значительная часть (75%) энергии синтеза выделяется в виде нейтронного излучения, и нейтроны вылетают из плазмы без какого-либо поглощения, регистрация нейтронного потока – это реальный метод прямого измерения выделяемой термоядерной мощности и контроля сгорания термоядерного топлива (трития).

Реализация данного метода является сложной физической и инженерно-технической задачей, поскольку к диагностике предъявляются высокие требования - широкий динамический диапазон измерений нейтронного выхода ИТЭР, высокое временное разрешение и низкая погрешность измерений.

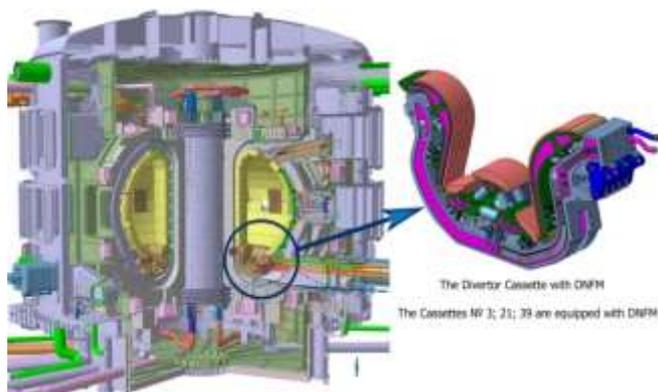
Нейтронная диагностика ИТЭР состоит из нескольких подсистем, таких как вертикальный и горизонтальный многоканальные нейтронные коллиматоры, активационная система и мониторы нейтронного потока. Одна из систем мониторинга нейтронного потока размещена в диверторной кассете. Диверторный монитор нейтронного потока (ДМНП) состоит из модуля системы охлаждения, детекторного узла с камерами деления и набора сигнальных кабелей (линии связи), соединяющих выводы детекторов с блоком разъемов, размещенных на торце диверторной кассеты.

В настоящей работе представлены результаты исследований характеристик макетов линии связи, предлагаемые для использования в составе диагностики ДМНП. Были исследованы характеристики кабелей с минеральной

изоляцией от российского производителя ОАО “Кирскабель”. Для каждого образца кабеля контролировались следующие параметры:

- сопротивления жилы и экранов;
- емкость и индуктивность образца (для расчета волнового сопротивления);
- волновое сопротивление (установлено соответствие расчетного значения и экспериментальных измерений);
- время задержки распространения сигнала;
- амплитудно-частотная характеристика в диапазоне частот 10 кГц – 100МГц;
- затухание сигнала.

Результаты предварительных исследований экспериментальных образцов показали, что кабели российского производителя могут быть использованы для передачи сигналов внутрикамерных диагностик ИТЭР. Выбор конкретного типа кабеля будет определяться по результатам исследования токов утечки, сопротивления изоляции и электрической прочности при различных температурах.



Размещение диагностики ДМНП в ИТЭРе: детекторный модуль на диверторной кассете под домом.



Экспериментальный образец кабеля с минеральной изоляцией (длина - 12,4м), с разделанными (герметизированными) концами.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ФОТОГРАФИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНЕТРОННЫХ РАЗРЯДОВ

А.В. Казиев, Г.В. Ходаченко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Настоящая работа посвящена оптической диагностике плазменных образований для последующей классификации форм импульсного разряда низкого давления ($p \sim 10^{-3}$ – 10^{-2} торр), реализуемых в магнетронных устройствах. Конечной целью является определение условий, обеспечивающих формирование сильноточного импульсного диффузного и сильноточного импульсного магнетронного разрядов (СДР и СИМР, соответственно).

Для проведения экспериментов использовались разрядные устройства магнетронного типа, входящие в состав стенда «Пинч»: планарный магнетрон (рис. 1а) и устройство с профилированными электродами (рис. 1б).

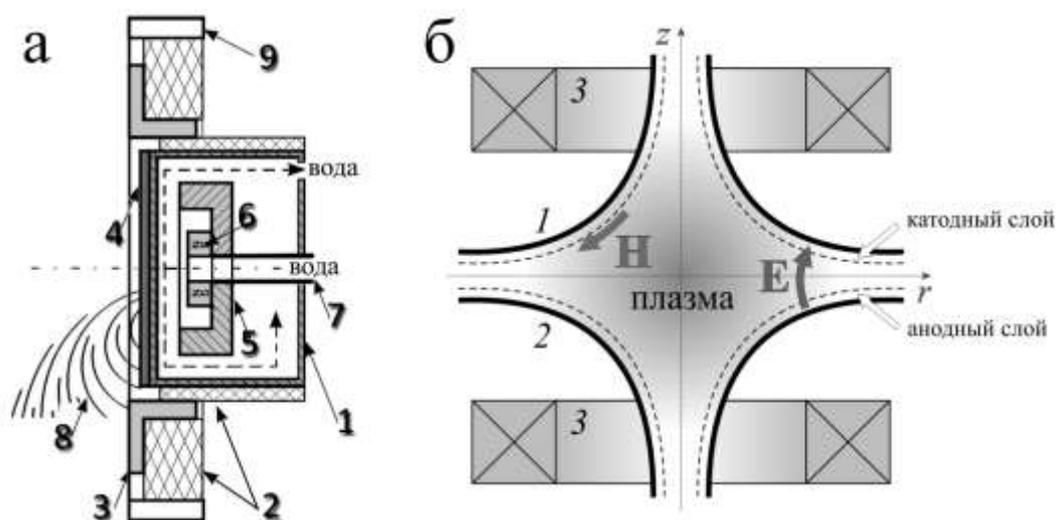


Рис. 1. Схемы разрядных устройств: а) планарный магнетрон: 1 — корпус катода, 2 — изоляторы, 3 — анод, 4 — катодная накладка, 5 — магнитопровод, 6 — магнит, 7 — шток, 8 — профили силовых линий магнитного поля, 9 — вакуумная камера; б) устройство с профилированными электродами: 1 — катод, 2 — анод, 3 — катушки, создающие магнитное поле

Независимо от конкретного разрядного устройства, предварительно в нём создавался стационарный магнетронный разряд (рабочий газ — Ar,

$p_{Ar} = 7 \cdot 10^{-3}$ торр), а затем, при коммутации искусственной длинной линии, к разрядному промежутку прикладывался импульс высокого напряжения.

Регистрация протекающих процессов проводилась посредством девятикадровой электронно-оптической камеры (ЭОК) ВІFO K011. Этот прибор позволяет получать изображения объекта с программируемыми длительностями кадров (0,1–100 мкс) и межкадровых пауз (0,1–100 мкс). Одновременно с помощью спектрометра Avantes AvaSpec-2048x14 проводилась оптическая эмиссионная спектроскопия плазмы. Эволюция разрядных параметров (тока $I_{разр}$ и напряжения $U_{разр}$) регистрировалась с помощью цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TPS 2024.

Проведенная оптическая диагностика позволила визуализировать различные режимы импульсного магнетронного разряда, а также зарегистрировать переходные процессы в них (см. рис. 2).

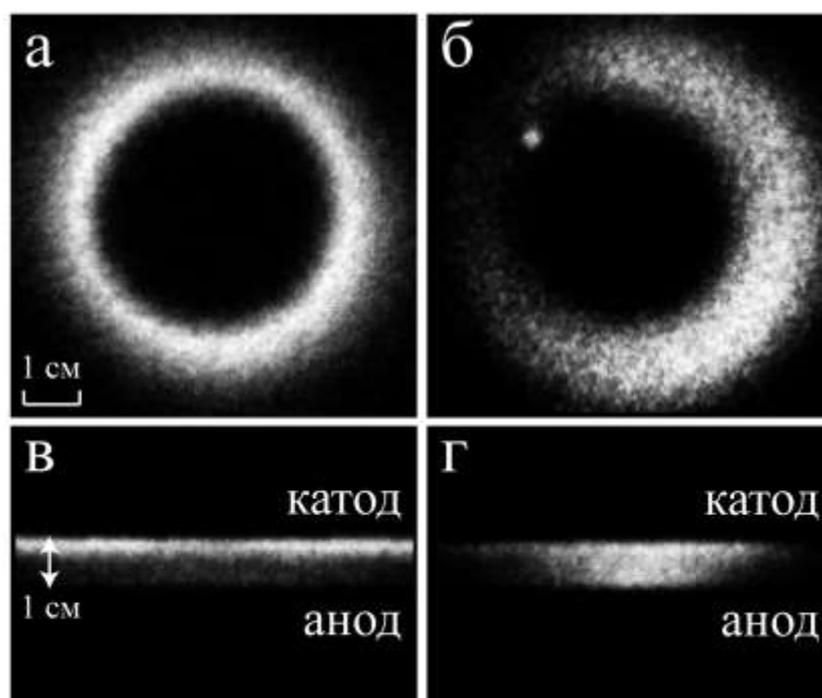


Рис. 2. Изображения разряда, полученные с помощью ЭОК. Планарный магнетрон: а) СИМР, б) дуговая привязка (длительность каждого кадра — 5 мкс). Устройство с профилированными электродами: в) СИМР; г) переход в диффузный режим (длительность каждого кадра — 1 мкс)

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ИЗ АНАЛИЗА ИНТЕРФЕРОГРАММ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА СДВИГА

А.М. Степаненко

Научно Исследовательский Центр Курчатовский Институт

В НИЦ “Курчатовский институт” разработан компактный интерферометр сдвига, состоящий из двух зеркал с отражением 100%, двух зеркал с отражением 43% и двух плоскопараллельных сдвиговых пластин, все элементы имеют диаметр 55 мм. Интерферометр успешно применен для исследований динамики кумулятивной струи на установке плазменный фокус с током 240 кА, расположенной в ФИАН [1]. На рис.1 представлен трехмерный чертеж интерферометра.

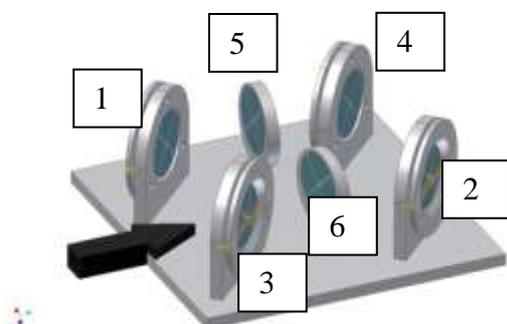


Рис.1. Интерферометр сдвига. 1,2-100% зеркала, 3,4-43% зеркала, 5,6- плоскопараллельные сдвиговые пластины.

Настоящая работа посвящена описанию программного обеспечения, созданного для восстановления радиального распределения электронной плотности плазмы из анализа интерферограмм, полученных с помощью интерферометра сдвига. Численные коды созданы в среде Delphi, которая позволяет эффективно визуализировать результаты основных и промежуточных расчетов, а также результаты эксперимента.

В интерферометре сдвига форма интерференционной полосы зависит от величины сдвига и вида исследуемого распределения плотности плазмы. В первом блоке кодов (“Polosa”) проведен анализ формы интерференционной

полосы (или хордового распределения) для различных видов радиального распределения плотности плазмы и различных величин сдвига. На рис.2 показаны результаты некоторых расчетов. Видно, что интерференционная полоса в интерферометре сдвига может иметь очень сложную форму, поэтому проведенные численные эксперименты являются необходимыми для корректной интерпретации экспериментальных результатов.

Во втором блоке кодов (“Profile”) производится визуализация экспериментально полученной интерферограммы и автоматическая оцифровка выбранной для обработки интерференционной полосы. Интерферограмма расположена в отдельном окне. Для удобства оцифровки интерферограммы предусмотрен выброс горизонтальных и вертикальных сеток. Для фиксации данных открывается файл, в котором запаваются результаты оцифровки. С

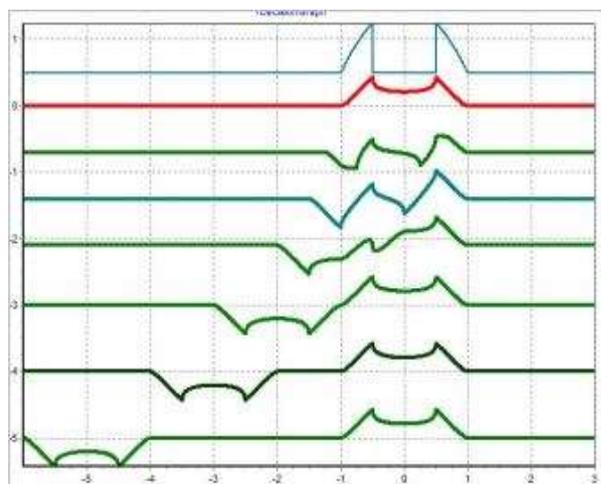


Рис.2. 1 - радиальная функция $\varepsilon(\rho) = (1-\rho^2)$ при $1 > \text{mod}(\rho) > 0.5$, $\varepsilon(\rho) = 0$ при $\text{mod}(\rho) < 0.5$. 2-8- форма интерференционной полосы (хордовая функция) при различных сдвигах s:
 2 - $s = 0$ (интерферометр Маха-Цендера),
 3 - $s = 0.25$ (интерферометр Бейтса),
 4 - $s = 0.5$ (интерферометр Бейтса),
 5 - $s = 1$ (интерферометр Бейтса),
 6 - $s = 2$ (интерферометр Бейтса),
 7 - $s = 3$ (интерферометр Бейтса),
 8 - $s = 5$ (интерферометр Бейтса).

использованием запасенных в файл численных данных строится кривая (негладкая) с графической визуализацией результата в новом окне и затем производится сглаживание полученной кривой методом кубических сплайнов. На каждом интервале строится своя сплайновая функция, что предотвращает волнистость на концах отрезка. Совпадение кривых визуализировано графически. Дальнейший анализ формы полученной таким образом интерференционной полосы производится посредством аппроксимации ортогональными полиномам Чебышева как хордового, так и радиального распределений. Вначале вычисляются коэффициенты хордовой функции, после нахождения которой рассчитывается радиальное распределение. В результате

такой процедуры восстанавливается радиальное распределение плотности плазмы.

Тестирование кода проводится следующим образом: задается радиальное распределение плотности, для которого вычисляется хордовое распределение из которого в свою очередь с помощью кода восстанавливается радиальное. На рис.3 приведены результаты данного численного эксперимента из которых следует, что расчетное радиальное распределение (бирюзовая кривая) отлично совпадает с тем, которое задано априори (жирная красная кривая).

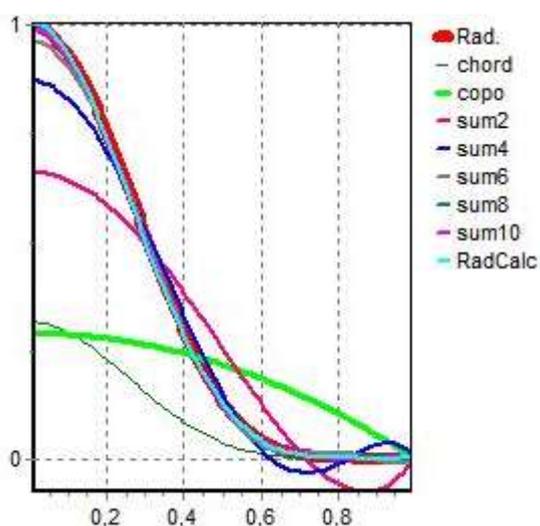


Рис.3. Заданное радиальное распределение - жирная красная кривая, рассчитанное хордовое распределение - тонкая зеленая кривая, бирюзовая кривая -рассчитанное радиальное распределение, остальные кривые соответствуют более низким приближениям полинома Чебышева для радиальной функции.

Видно, что на концах отрезка отсутствует волнистость итоговой радиальной функции, что свидетельствует о надежности проделанной аппроксимации.

Созданные коды были применены для восстановления радиального распределения электронной плотности плазмы позади токовой оболочки в кумулятивной струе, генерированной плазменным фокусом. На рис.4 представлены результаты расчетов. Профиль полученной плотности является достаточно гладким, максимальное значение электронной плотности плазмы составляет $n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

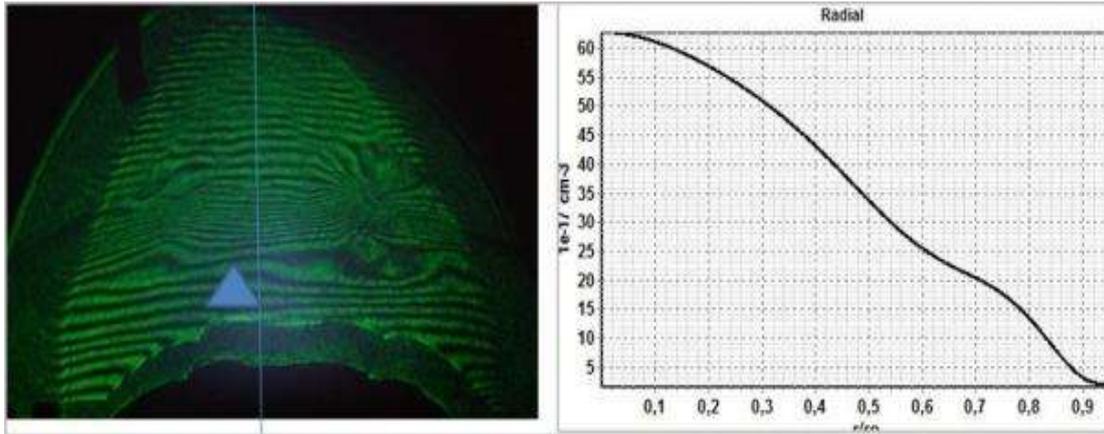


Рис.4.а-интерферограмма, б - радиальный профиль плотности позади токовой оболочки.

Созданный интерферометр сдвига, снабженный численными кодами для восстановления радиального распределения плотности плазмы, может быть использован в любых типах лабораторных экспериментов.

Литература:

1. E. O. Baronova, O. A. Bashutin, V. V. Vikhrev, E. D. Vovchenko, E. I. Dodulad, S. P. Eliseev, V. I. Krauz, A. D. Mironenko_Marenkov, V. Ya. Nikulin, I. F. Raevskii, A. S. Savelov, S. A. Sarantsev, P. V. Silin, A. M. Stepanenko, Yu. A. Kakutina, and L. A. Dushina, Study of a Cumulative Jet in a Plasma Focus Discharge by the Method of Shearing Interferometry//Plasma Physics Reports, 2012, vol38,no9,p751-760.

ИСКАЖЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ХОРДОВЫМ ХАРАКТЕРОМ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ИЗЛУЧЕНИЮ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

И. Ю. Вафин, А.И. Мещеряков

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН

Измерения электронной температуры по излучению в рентгеновском диапазоне носят хордовый характер. На детектор спектрометра попадает излучение не только из центральных, наиболее горячих областей плазменного шнура, но также и из более холодных областей, принадлежащих измеряемой хорде. Таким образом, измеряя электронную температуру заданной области, измерительным прибором детектируется излучение, в том числе и из периферийных областей, что неизбежно вносит искажения в значение измеряемой температуры. Исследования по этому вопросу проводились и ранее, так в работе [1] представлен расчет такого рода искажений. В этой же работе было показано, что величина искажений зависит от профилей плотности и электронной температуры, и диапазона измеренного спектра.

На стеллараторе Л – 2М в режимах, когда плотность плазмы составляла $\approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и мощность нагрева более 200 кВт, очень часто наблюдался «провальный» профиль плотности [2]. При этом концентрация плазмы описывалась немонотонной кривой, в центре плазменного шнура концентрация оказывалась существенно меньше чем на периферии. В этих условиях вклад в принимаемое излучение из центральных областей, по сравнению с периферийными областями, уменьшался. Было выдвинуто предположение, что соответственно возрастут и искажения в измеренную по излучению электронную температуру.

Для исследования этого вопроса было проведено моделирование мягкого рентгеновского излучения из плазмы. При «непровальном» профиле плотности полученные результаты хорошо согласуются с результатами работы [1]. Но при существенно «провальном» профиле плотности тенденция углубляется и

вносимые в измерения искажения электронной температуры для многохордовой диагностики (метод фольг) достигают значений 15% - 17%. На рис. 1 представлен график на котором нанесены, заложенные в модель профили плотности и электронной температуры, точками показаны значения, полученные в результате моделирования по хордам, соответствующим многохордовой диагностики мягкого рентгеновского излучения на стеллараторе Л-2М (график соответствует случаю метода фольг).

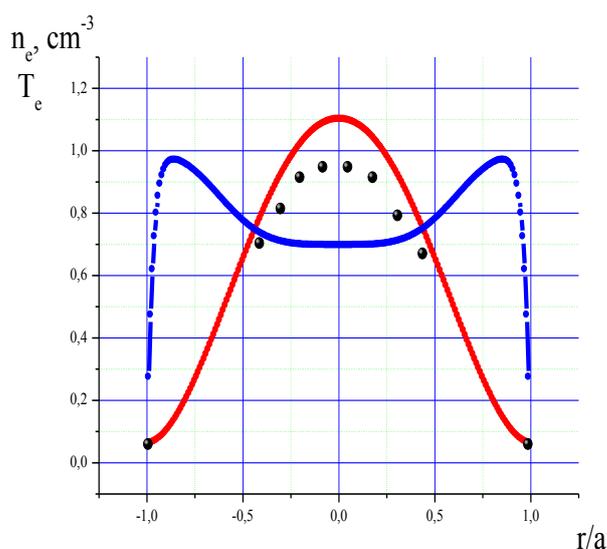


Рис.1

Было проведено так же исследование искажения спектра рентгеновского излучения, и определена величина искажения электронной температуры по спектру рентгеновского излучения.

Литература:

1. S. Sesnic, M. Dieso, K. Hill, A. Holland. Profile Correction to Electron Temperature and Enhancement Factor in Soft-X-Ray Pulse-Height-Analysis Measurements in Tokamaks. Rev. Sci. Instrum. 59, 1810 (1988), issue 8
2. А. А. Летунов, Е. В. Воронова, С. Е. Гребенщиков, В. П. Логвиненко. Немонотонные распределения плотности электронов плазмы стелларатора Л-2М при высоких мощностях ЭЦР-нагрева// тезисы докладов XXXIX международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПОМОЩИ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

А.В. Баловнев, И.Г. Григорьева, А.Д. Литвин, Э.И. Додулад, А.С. Савелов,
Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Рентгеновская диагностика плазменных объектов является одним из основных методов получения информации о параметрах излучающей плазмы и протекающих в ней физических процессах [1, 2].

Измерение спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы имеет ряд сложностей, связанных с тем, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ($\approx 10^{16}$) и нейтронного излучения ($\approx 10^7$), сопровождаемое сильной электромагнитной наводкой. При таких условиях эксперимента отдельная регистрация частиц, а следовательно, и их отдельная спектрометрия становится невозможна и, как правило, применяют различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью фильтров Росса или рентгеновских фильтров поглощения (метод «серых» фильтров) [2]. Для регистрации импульсного рентгеновского излучения плазменных объектов в используемых спектрометрических системах используются различные виды детекторов (сцинтилляционные, полупроводниковые и т.д.). Одним из важнейших требований к этим детекторам является устойчивость к сильной электромагнитной наводке. В связи с этим есть два пути получения достоверных результатов – это создание системы защиты детекторов от электромагнитных наводок, или использование устойчивых к этим наводкам детекторов, например, таких как термолюминесцентные детекторы (ТЛД).

Принцип действия ТЛД заключается в том, что образуемые в них под действием ионизирующего излучения носители заряда локализуются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит

накопление поглощенной энергии, которая может быть освобождена при дополнительном возбуждении. В случае ТЛД дополнительное возбуждение вызывается нагревом. Важно отметить, что ТЛД не подвержены искажению результатов при воздействии электро-магнитных наводок и обладают линейностью отклика в широком диапазоне поглощенных доз (от 0,1 мЗв до 10 Зв). Если детекторы должным образом откалиброваны, то их можно применять и для определения изотропности рентгеновского излучения плазмы.

В качестве материала для ТЛД используют фториды лития, кальция, активированные различными элементами, и алюмофосфатные стекла. Конструктивно ТЛД выполнены в виде диска с размерами порядка \varnothing 5 мм и высотой 1 мм.

Для регистрации спектра рентгеновского излучения был разработан спектрометр на основании ТЛД. Конструкция спектрометра представляла собой фланец (рис.1), который крепился вакуумно плотно к экспериментальной установке, генерирующей плазму. Во фланце существовали семь углублений для расположения ТЛД. В каждое углубление помещались сборки из детекторов, расположенных один за другим. Сборки помещались в углублениях фланца и крепились за фильтрами ослабления из различного материала (Be, Al, Cu) и толщины (от 6 мкм Al до 350 мкм Cu).



Рис. 1 Малогабаритный спектрометр рентгеновского излучения плазмы.

В ходе измерения спектра рентгеновского излучения использовались различные методы регистрации рентгеновского излучения в течение одного разряда. Использовался метод «серых» фильтров (сигналы с семиборок за фильтрами различной толщины), метод поглощенной энергии (анализ сигналов ТЛД одной сборки), метод фильтров Росса (анализ сигналов соборок, расположенных за фильтрами из различных материалов). Данные измерения

позволяли получить спектры рентгеновского излучения в области 1,5 – 80 кэВ для различных плазменных объектов.

Показания с ТЛД считывались с помощью прибора ДВГ-02ТМ. Уровни сигналов термолюминесценции не превышали паспортных показаний, приведенных изготовителем ТЛД.

Разработанный и созданный малогабаритный спектрометр на основе ТЛД использовался для измерения параметров рентгеновского излучения различных видов плазменных объектов: плазменного фокуса, низкоиндуктивной вакуумной искры и лазерной плазмы.

На установке «Плазменный фокус» (в конфигурации с эллиптическими электродами мейзеровского типа) был измерен спектр рентгеновского излучения. В области спектра от 25 до 80 кэВ был определен коэффициент преобразования вкладываемой в разряд электрической энергии в энергию рентгеновского излучения $k=9,83 \times 10^{-5}$, при энергии излучения равной 2,26 Дж. Все полученные данные согласуются с теорией и проводимыми на других установках измерениями [4].

На установке низкоиндуктивной вакуумной искры в НИЯУ «МИФИ» на кафедре физики плазмы были произведены измерения спектров рентгеновского излучения в различных конфигурациях электродов и при различных токах разряда. Наибольшей эффективностью преобразования вкладываемой в разряд электрической энергии в энергию рентгеновского излучения в спектральном диапазоне 5-20 кэВ, обладает конфигурация установки, когда и катод и анод выполнены в виде острия, а разрядный ток превышает 100 кА. При этом суммарная энергия излучения составила 1,52 Дж. Изменение формы электродов на острие-плоскость, а также использование электродов типа острие-острие изменивших свою форму (затупившихся) в результате многократного распыления, приводит к значительному снижению выхода рентгеновского излучения в 5-7 раз. Снижение разрядного тока также приводит к уменьшению эффективности рентгеновского источника, однако не оказывает значительного влияния на спектр излучения [3].

На установке генерирующей лазерную плазму произведено сравнение результатов измерений спектров рентгеновского излучения полученных при помощи штатной системы диагностики, использующей полупроводниковые детекторы и спектрометра с термолюминесцентными детекторами. Было

показано хорошее соответствие измеренных спектров. Энергия рентгеновского излучения в экспериментах составила от 7,4 Дж до 10,5 Дж. В случаях возникновения мощного электромагнитного излучения результаты измерений полученные с помощью полупроводниковых детекторов могут быть искажены. В этом случае использование ТЛД позволяет получить достоверный результат.

В ходе проведенных экспериментов по исследованию спектров рентгеновского излучения полученных с помощью ТЛД и других видов детекторов, была продемонстрирована необходимость использования помехоустойчивых спектрометров на основе ТЛД для получения достоверных результатов.

Литература:

1. Гулин М.А., Долгов А.Н., Николаев О.В., Савелов А.С. О параметрах излучающей плазмы в микропинчевом разряде, Физика плазмы, 1990, т.16, №8, с. 1015-1017.
2. Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. Ядерно-физические методы диагностики плазмы, Москва, 1985.
3. Кадетов В.А., Ли Джэн Хун, Савёлов А.С., Башутин О.А., Вовченко Е.Д., и др. Исследование динамики микропинчевого разряда и эрозии электродов. - Препринт МИФИ, 015-98.
4. Mather J. Formation of a high-density deuterium plasma focus. "Phys. Fluid", 1965, Vol.8, №2, p.366.

ОБОСНОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ДЕЛЕНИЯ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ НЕЙТРОННОГО И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.И.Белотелов¹, М.М.Цвентух¹, В.А.Курнаев¹, В.А.Федоров¹, А.В.Кудрявцев¹,
Ю.А.Парышкин¹, В.П.Алферов², С.П.Алферов²

¹. *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

². *НПЦ "ЭЛЕГИЯ" - филиал ФГУП "Красная Звезда"*

Для обоснования применимости в термоядерных установках в качестве детекторов нейтронов ионизационных камер деления при наличии сильного магнитного поля в повышенных температур проведен предварительный анализ и подготовлена программа экспериментальных исследований подобных детекторов. Предварительный анализ влияния магнитного ИТЭР на работу детектора нейтронов показал следующее:

1. Влияние магнитного поля на движение осколка деления, тормозящегося в газе высокого давления, несущественно.
2. Динамика электронов в плотном газе определяется лишь дрейфом в электрическом поле, несмотря на приложение сильного магнитного поля величиной до 6 Тл. Дополнительное приложение поперечной компоненты поля на уровне 0,6 Тл от тока плазмы, также не оказывает влияния на работу ионизационной камеры высокого давления.
3. Основными факторами, определяющими форму импульса и разброс сигнала в ионизационной камере, являются 1) разброс в параметрах вылетающего осколка деления (масса, энергия, заряд, угол вылета), 2) процессы потери осколком энергии и заряда. При этом для различной геометрии детектора – плоской и цилиндрической, влияние магнитного поля произвольного направления незначительно.

Программа лабораторных испытаний прототипа детекторной сборки (ПДС) диверторного монитора нейтронного потока (ДВНП) реактора ИТЭР подготовлена на основе опыта ИРТ МИФИ по лабораторным исследованиям характеристик ионизационных камер [1,2].

Испытания проводятся с целью определения:

- средней величины заряда «быстрой» компоненты импульса прототипа детекторной сборки ДМНП от нейтронов;
- длительности «быстрой» компоненты импульса прототипа детекторной сборки ДМНП от нейтронов;
- наклона плато вольтамперной характеристики при максимальном рабочем значении тока ПДС (1 мА) при значениях температуры 20 °С и 350 °С;
- степени разогрева ПДС при облучении в поле реакторного излучения с плотностью потока нейтронов до $1 \cdot 10^{12}$ нейтрон / (см²·с);
- изменения тока ПДС после набора флюенса $3 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см² при плотности потока нейтронов $1 \cdot 10^{12}$ нейтрон / (см²·с) в процессе снижения мощности реактора;
- возможности и диапазона контроля изменения мощности реактора до и после набора флюенса.

Прототип детекторной сборки, который (рис.1) выполнен на основе камеры деления КНТ 25 с линией связи. Для проведения испытаний ПДС при температуре до 350 °С она монтируется в электронагреватель.

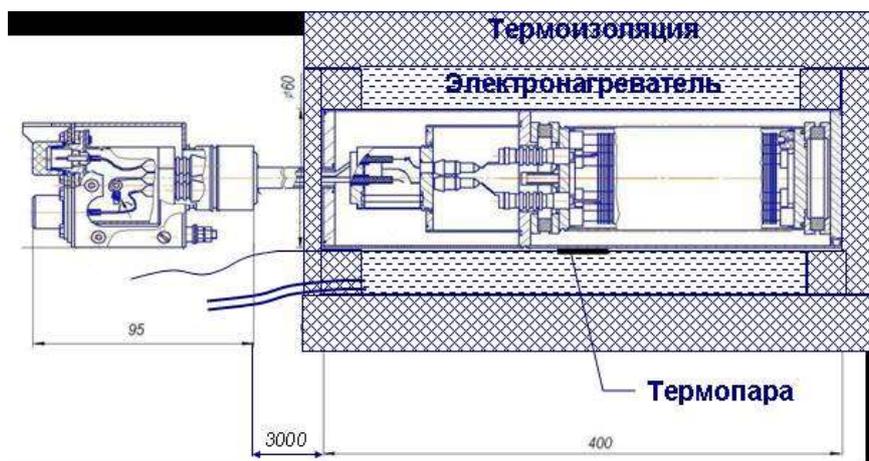


Рис. 1. Сборка прототипа детекторной сборки с нагревателем

Экспериментальная установка, на которой регистрируется амплитудный спектр сигнала ПДС, имеет структуру, приведенную на рис. 2. Ионизационная камера, облучаемая нейтронами, подключена параллельно с генератором калиброванных импульсов ко входу блока БАО-06 контроллера КВВС 03.02. Выходной сигнал усилителя импульсов блока БАО-06 поступает на вход блока анализатора импульсов БАИ-01, работой которого управляет блок управляющего контроллера БУК-02. Пакеты данных с выхода БУК-02 через преобразователь интерфейса ПИ-05 передаются на персональный компьютер ПК. Программное обеспечение БАИ-01, БУК-02 и ПК позволяют зарегистрировать распределение импульсов на входе БАО-06 по величине заряда.

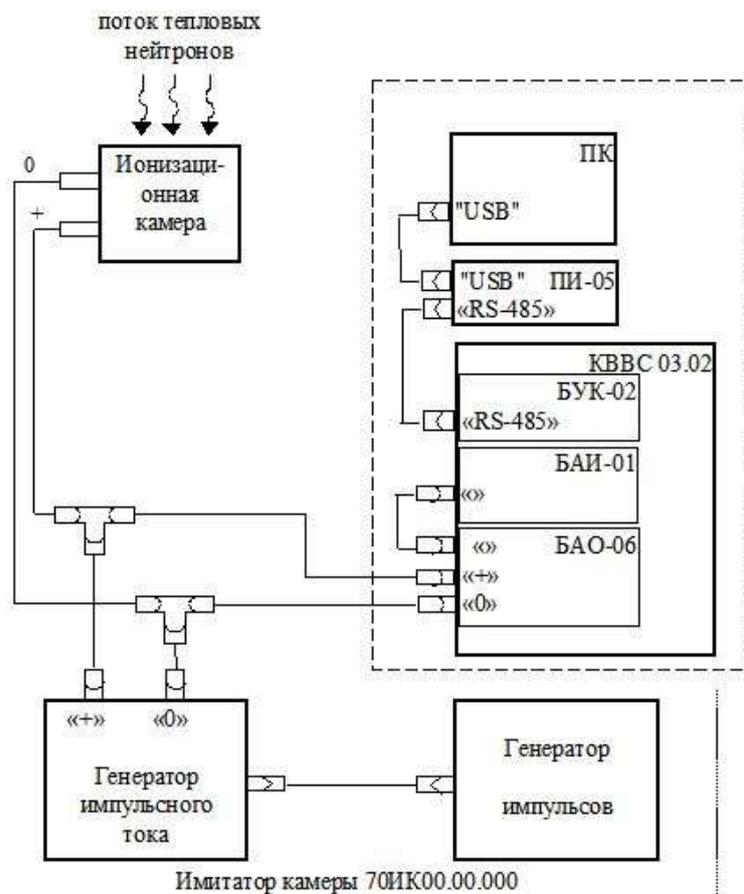


Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки для регистрации амплитудного спектра сигнала ПДС.

Состояние работ по калибровке и испытанию Диверторного монитора нейтронного потока ИТЭР можно охарактеризовать следующим образом.

1 Проведено расчетное исследование движения заряженных частиц в межэлектродном пространстве ионизационных камер с плоскими и коаксиальными электродами в магнитных полях до 6 Тл..

2 Разработана схемотехника и изготовлен прототип аппаратуры широкодиапазонного канала регистрации сигналов диверторного монитора нейтронного потока. Исследованы характеристики прототипа аппаратуры.

3 Разработана организационно-техническая документация для создания испытательного стенда на базе исследовательского реактора. Подготовлена программа НИР на ИРТ для тестирования элементов нейтронной диагностики.

4 Разработано и изготовлено специальное оборудование для проведения измерений на исследовательском реакторе - испытательный стенд.

5 Разработаны программы и методики лабораторных и реакторных испытаний.

6 Проведено исследование температурных характеристик опытного образца детекторной сборки диверторного монитора нейтронного потока (ДМНП) под действием интенсивных потоков нейтронного и гамма излучения.

Следующим этапом данной работы будет проведение реакторных испытаний.

Литература:

1. Алферов В.П., Федоров В.А., Кириченко Г.П. Характеристики импульсов ионизационных камер деления // Приборы и техника эксперимента, 2000, №6, с. 25-27.
2. Алфёров В.П., Гурьев И.П., Дмитриев А.Б., Яковлев К.И., Кириченко Г.П., Кудрявцев А.В., Федоров В.А. Метрологическое обеспечение широкодиапазонных каналов контроля нейтронного потока для СУЗ // "Промышленные АСУ и контроллеры", М., Научтехлитиздат, 2006, №8, с. 35-39.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЕНСОРОВ В ИТЕР-ПОДОБНЫХ РАДИАЦИОННЫХ УСЛОВИЯХ

И. Большакова¹, И. Васильевский², Л. Виерербл³, Р. Голяка¹, И. Дюран⁴,
Я. Кость¹, С. Куликов⁵, В. Курнаев², Е. Макидо¹, Ф. Шурыгин¹, Р. Стецко¹,
А. Штабальюк¹

¹ *Национальный университет «Львовская политехника», Львов, Украина*

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

³ *Nuclear Research Institute, Řež, Czech Republic*

⁴ *Institute of Plasma Physics, Prague, Czech Republic*

⁵ *Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия*

В ускорителях заряженных частиц, ядерных и термоядерных реакторах измерение магнитного поля проводится в условиях радиационной нагрузки. Работоспособность и надежность сенсоров магнитного поля зависит от стабильности их характеристик в этих условиях, что выдвигает определенные требования к полупроводниковому материалу, на основе которого изготовлены чувствительные элементы сенсора. Основными материалами для холловских сенсоров магнитного поля являются полупроводниковые материалы Si, GaAs, InSb, InAs, InAsSb, GaInAs. Однако в условиях радиационного облучения Si и GaAs в связи с особенностями строения зонной структуры быстро становятся высокоомными и не могут использоваться для изготовления сенсоров. Наиболее перспективными для радиационностойких сенсоров являются In-содержащие материалы, исследования которых проводятся в Лаборатории Магнитных Сенсоров более 10 лет [1-3].

Исследования влияния воздействия нейтронного облучения на параметры полупроводниковых материалов проводились в исследовательских реакторах: ИБР-2 в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна, Россия), ВВР-м в Петербургском институте ядерной физики (г. Гатчина, Россия) и LVR-15 (Řež, Czech Republic).

Оценка радиационной стойкости исследуемых образцов проводилась методом on-line исследований, при котором измерения параметров сенсоров проводятся в режиме реального времени на протяжении всего времени экспозиции их в канале ядерного реактора. Для данных экспериментов использовалась разработанная в Лаборатории Магнитных Сенсоров аппаратура,

которая включает оснастку для размещения исследуемых сенсоров в канале реактора, источник магнитного поля, управляющую электронику, линии связи и программное обеспечение [4].

Известно, что под воздействием облучения в полупроводниках происходит смещение положения уровня Ферми, который в результате накопления радиационных дефектов перемещается с исходного положения в предельное F_{lim} [5]. Это смещение зависит от нескольких факторов, среди которых определяющими являются условия облучения (энергетический спектр нейтронов, флюенс, температура облучения), материал и его исходные параметры (в первую очередь концентрация свободных носителей заряда).

Известно, что при облучении реакторными нейтронами в полупроводниковом материале InSb одновременно протекают два конкурирующих процесса: ядерное легирование материала донорной примесью Sn, количество атомов которой зависит только от флюенса тепловых нейтронов и коэффициента легирования материала; и введение радиационных дефектов акцепторного типа, количество которых зависит от исходной дефектности полупроводника [1,6].

Проведенные исследования зависимости радиационной стойкости сенсоров на основе гетероструктур InSb/i-GaAs от исходного уровня легирования материала показали, что характер поведения сенсоров под воздействием нейтронного облучения заметно меняется с ростом исходной концентрации свободных носителей заряда материала чувствительного элемента.

Так, на изменение параметров исследуемых образцов с малым уровнем легирования ($n \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в большей степени влияет ядерное легирование, а влияние образованных радиационных дефектов незначительное, в результате чего наблюдается увеличение концентрации свободных носителей заряда и уменьшение чувствительности сенсора. Для сильнолегированного материала ($n \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) изменение параметров происходит за счет введения радиационных дефектов акцепторного типа, а влияние введенных дополнительных донорных уровней за счет ядерного легирования малозаметно. Для таких сенсоров характерным будет увеличение чувствительности при уменьшении концентрации носителей заряда в материале.

Таким образом выбором уровня легирования материала чувствительного элемента, при котором скорость образования донорных уровней за счет ядерного легирования будет соразмерной скорости образования акцепторных

уровней на быстрых нейтронах, можно получить сенсоры с максимальной радиационной стойкостью (рис.1). Для данных условий облучения оптимальный уровень легирования для InSb составляет $n = (4-6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

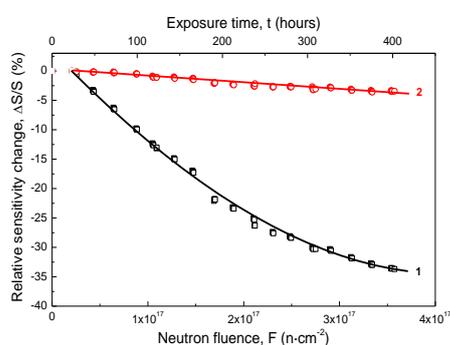


Рис. 1. Изменение чувствительности сенсоров InSb под воздействием нейтронного облучения: 1 – стандартный сенсор; 2 – радиационностойкий сенсор

Рабочий слой
Метаморфный буфер
Метаморфный буфер
Буфер
Подложка

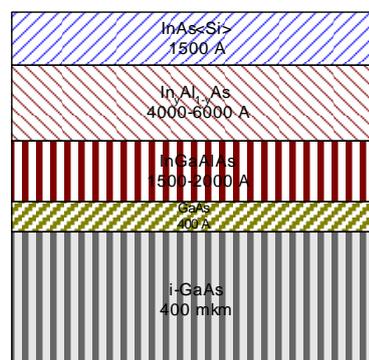


Рис.2. Схема гетероструктуры InAs/i-GaAs с буферными слоями

В отличие от антимонида индия, InAs имеет значительно большую ширину запрещенной зоны, что позволяет значительно увеличить рабочие температуры приборов на его основе. Кроме того, при облучении высокоэнергетическими частицами уровень Ферми в InAs перемещается в зону проводимости; облученный материал всегда имеет n^+ -тип, предельная концентрация носителей заряда $n_{lim} \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [5,7].

Поскольку подвижность носителей заряда в InAs меньше чем в InSb, то для получения высокочувствительных тонкопленочных сенсоров на гетероструктурах InAs/i-GaAs с толщиной активного слоя InAs (0,15-0,25) мкм используют сложную технологию изготовления буферных слоев (рис. 2).

Результаты on-line исследований таких сенсоров при облучении их реакторными нейтронами (рис.3) не подтвердили ожидаемую стабильность сенсоров с исходной концентрацией носителей заряда в активном слое InAs $n = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, близкой по значению к оптимальной [5,7]: изменение их чувствительности составило 80% при флюенсе $1 \cdot 10^{18} \text{ н} \cdot \text{см}^{-2}$. Такое изменение чувствительности сенсоров InAs/i-GaAs связано, вероятно, с ростом проводимости именно буферных слоев, в которых накапливаются радиационные дефекты донорного типа. Это приводит к возникновению «паразитных» токов растекания и, как следствие, уменьшению чувствительности сенсора; при этом изменение концентрации носителей заряда в активном слое структуры может не влиять на изменение чувствительности сенсора.

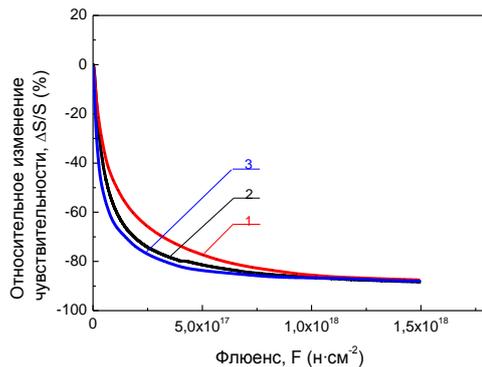


Рис.3. Относительное изменение чувствительности тонкопленочных сенсоров на основе InAs/i-GaAs с буферными слоями при облучении нейтронами в ядерных реакторах:
1 – ИБР-2; 2 – ВВР-м; 3 – LVR-15

изготовления радиационно-стойких сенсоров, предназначенных для магнитной диагностики термоядерных реакторов следующего поколения.

Сейчас в Центре нанотехнологий МИФИ в рамках Договора о сотрудничестве с НУ «Львовская политехника» разрабатывается технология получения тонких слоёв InAs в гетероструктурах InAs/i-GaAs без буферных слоев. Такие структуры являются перспективными для

Литература:

1. Bolshakova I.A., Boiko V.M., Brudnyi V.N., Kamenskaya I.V., Kolin N.G., Makido E.Yu., Moskovets T.A., Merkurisov D.I.: The effect of neutron irradiation on the properties of n-InSb whiskers, Semiconductors (Fizika i tekhnika poluprovodnicov), **39** (7), 780-785 (2005).
2. Ph. Moreau, J.B. Lister, G. Chitarin, S. Peruzzo, G. Vayakis, A. Le-Luyer, P. Pastor, Ph. Malard, J.M. Moret, D. Testa, M. Toussaint, Y. Fournier, R. Delogu, R. Vila, J. Romero, B. Brichard, I. Bolshakova, I. Duran, A. Envheva. Development of a Magnetic Diagnostic Suitable for the ITER Radiation Environment, IEEE Xplore: Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Application, 1-8 (2010).
3. Inessa Bolshakova, Yaroslav Kost, Elena Makido, Fedor Shurygin. Mathematical simulation, synthesis, characterization and application of indium arsenide whiskers, Journal of Crystal Growth, 310 (7-9), 2254-2259 (2008).
4. Bolshakova I., Chekanov V., Leroy C., et al. Methods and Instrumentation for Investigating Hall Sensors During Their Irradiation in Nuclear Research Reactors // IEEE Xplore: Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Application, 2010, P.1-6. http://ieeexplore.ieee.org/xpl/freeabs_all.jsp?arnumber=5503722.
5. Brudnyi V.N., Grinyaev S.N., Kolin N.G. A model for Fermi-level pinning in semiconductors: radiation defects, interface boundaries, Physica B, 348, 213-225 (2004).
6. N.G. Kolin: Neutron-Transmutation Doping and Radiation Modification of Semiconductors: Current Status and Outlook, Russian Physics Journal, **46** (6), 543-551, (2003).
7. Брудный В.Н., Колин Н.Г., Смирнов Л.С. Модель самокомпенсации и стабилизации уровня Ферми в облученных полупроводниках // Физика и техника полупроводников. 41(9). (2007). 1031-1040.

СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ ЗАКОНАМ ФИЗИКИ СВОЙСТВА ПЕРЕНОСА И РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ: О ПРИЧИНАХ ИЗВЕСТНЫХ АНОМАЛИЙ И ПАРАДОКСОВ ПРИ ОПИСАНИИ ЭТИХ СВОЙСТВ

И.А. Бориев

Филиал Института энергетических проблем химической физики Российской академии наук

Введение

Получение плазмы, а также некоторые методы ее диагностирования связаны с воздействием на вещество электрического поля. При этом как свойства плазмы, так и эффективность ее диагностирования на основе измерения электропроводности определяются преимущественно динамикой поведения электронов в веществе под действием силы электрического поля. Ясно, что для правильного понимания свойств электропроводности плазмы необходимо использовать правильные представления о поведении электронов в веществе под действием электрического поля, которые основаны на фундаментальных законах физики. Однако некоторые важные общепринятые представления о поведении электронов в веществе под действием электрического поля этому условию не удовлетворяют, что неизбежно проявляется как неспособность теории полностью объяснить достоверные экспериментальные данные, а также в виде неких аномалий и явных парадоксов. Эта актуальная проблема исправления существующих ошибочных представлений о динамике поведения электронов в веществе под действием электрического поля и рассматривается в настоящем сообщении.

Краткое содержание доклада

Как было отмечено [1,2], при описании переноса (дрейфа) и разогрева электронов в веществе под действием силы электрического поля изначально (уже свыше 100 лет) используются допущения, которые не соответствуют

фундаментальным законам физики: законам сохранения импульса и энергии. Эти два допущения (о связи времени релаксации импульса переноса электронов со временем их свободного пробега в веществе, а также о связи скорости дрейфа электронов с функцией распределения их скоростей) кажутся практически очевидными. Видимо поэтому они ранее никогда не были поставлены под сомнение, а главное, они не были проверены ни теоретически, ни экспериментально. Но так как эти допущения не верны, то их применение, что и естественно, привело к хорошо известным аномалиям и парадоксам: это так называемый аномальный (неожиданно быстрый) перенос электронов в токамаках и парадоксальное представление об убегающих (неограниченно разогреваемых) электронах под действием постоянного и однородного электрического поля.

Что касается экспериментальной проверки, то нами недавно [3], при объяснении специфических эффектов для скорости дрейфа электронов в жидких инертных газах (Xe, Ar, Kr) на основе развитого статистически корректного подхода и была выявлена ошибочность двух указанных важных допущений. Следует отметить, что эти экспериментальные данные о зависимости скорости дрейфа электронов от напряженности поля, которые были получены сотрудниками МИФИ еще в 80-х годах прошлого века [4], являются наиболее информативными для выявления правильных свойств динамики электронов в веществе.

Во-первых, неверно полагать, что время релаксации импульса силового переноса упруго (и изотропно, из-за их малой массы) рассеиваемых электронов равно времени их свободного пробега в веществе. Корректный учет закона сохранения импульса дает, что время релаксации импульса переноса (дрейфа) электронов значительно превышает время из свободного пробега: от 16 до 4 раз, в зависимости от разогрева электронов [5]. Для около тепловых электронов эта ошибка приводит к недооценке в 16 раз их расчетной (на основе известных сечений рассеяния электронов) скорости дрейфа (и подвижности). Учет этой ошибки логично объясняет неожиданно быстрый перенос электронов в токамаках, а также и при известной диффузии Бома [6]. Кстати, Д.Бом для объяснения наблюдаемого им неожиданно быстрого (сильно превышающего результат расчета при равенстве указанных времен) дрейфа электронов поперек однородного магнитного поля ввел коэффициент, равный именно 16.

Во-вторых, неверна используемая, кажущаяся очевидной, связь скорости дрейфа электронов с функцией распределения их скоростей, представляющая собой просто свертку (по этой функции) проекций скоростей электронов на направление их переноса. Эта связь сложнее, в принципе, так как она должна учитывать эффективную массу для процесса силового переноса электрона, которая, согласно законам сохранения импульса и энергии, определяется механизмом его рассеяния в веществе [1,2], что, в общем-то, хорошо известно для кристаллических веществ. Использование такой неверной связи приводит к неверному выводу об очень малой анизотропии этой функции даже для сильно разогреваемых переносом электронов, без которого нельзя обосновать парадоксальное представление об «убегании» (неограниченном разогреве) некоторой части электронов, дрейфующих в постоянном и однородном поле. Этот вывод, как известно, делается из того факта, что тепловая (хаотическая) скорость электронов много больше скорости их дрейфа, но при этом скорость дрейфа неверно принимается за количественную меру анизотропии функции распределения скоростей электронов. Кроме того, такое представление явно ошибочно, так как оно противоречит эргодичности ансамбля дрейфующих электронов (их связности в фазовом пространстве скоростей), согласно которой «убежать» смогут все электроны ансамбля так, как им всем доступно все пространство скоростей. Развитая нами статистически корректная теория силового переноса и разогрева электронов дает, что функция распределения скоростей для упруго рассеиваемых горячих электронов приобретает в сильных полях значительную анизотропию [1]. Этот результат, важный сам по себе, устраняет основу для «убегания» электронов, т.к. оно, согласно известным теоретическим оценкам, может иметь место лишь при очень малой анизотропии этой функции [7].

В докладе дается обоснование развитых на основе фундаментальных законов физики представлений о свойствах силового переноса и разогрева электронов в веществе, указываются причины ошибочности используемых допущений об этих свойствах, а также приводится метод корректного описания значительной анизотропии функции распределения скоростей для горячих электронов в сильных полях.

В заключение следует отметить, что процесс силового переноса электронов в аморфном веществе приводит к образованию импульсов

направленного переноса, как самих дрейфующих электронов, так и частиц вещества при рассеянии на них этих электронов. И только корректное применение законов физики к этим импульсам позволяет дать полное объяснение [3] экспериментальных данных о специфических эффектах для скорости дрейфа электронов в жидких инертных газах [4], а также исключить появление указанных аномалий и парадоксов.

Литература:

1. Бориев И.А. Некоторые фундаментальные свойства переноса и разогрева электронов в веществе под действием электрического поля: результаты статистически строгой теории и их подтверждение известными экспериментальными данными. Известия Академии наук, сер. Энергетика, 2007, №5, С.106-114.
2. Бориев И.А. Статистически строгая теория переноса и разогрева электронов под действием силы электрического поля в простой модельной среде (больцмановский газ атомов). Материалы V Российского семинара «Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды», Москва, МИФИ, 27-29 июня 2006 г., С.76-78.
3. Бориев И.А. Объяснение наблюдаемого в конденсированных инертных газах эффекта насыщения дрейфовой скорости избыточных электронов в пределе сильного электрического поля // Химическая физика, 2003, **22**, № 4, 80-87.
4. Гуцин Е.М., Круглов А.А., Ободовский И.М. Динамика электронов в конденсированных аргоне и ксеноне // ЖЭТФ, 1982, Т.82, С.1114-1125.
5. Бориев И.А. Количественная связь времени релаксации импульса переноса электронов в веществе под действием силы электрического поля со временем их свободного пробега// Известия Академии Наук, сер. Энергетика, 2012, №3, С.105-112.
6. Моисеев С.С., Сагдеев Р.З. О коэффициенте диффузии Бома // ЖЭТФ, 1963, №2, 763-765.
7. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М.: «Наука», 1975, с.400.

БЫСТРЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА Л-2М

Д.Г. Васильков

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Представлено изучение быстрых транспортных процессов в стеллараторе Л-2М. Данные эффекты обладают малой длительностью (< 200 мкс) и имеют существенное сходство с L-N переходами, однако отличаются от них небольшим ($< 15\%$) ростом энергии плазмы. В более ранних работах было показано, что существенный рост энергии плазмы характерен для экспериментов с большим значением параметра β (то есть отношения газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля). Для плазмы малого давления роста энергии не наблюдается, и улучшение удержания идентифицируется лишь по увеличению плотности плазмы и уменьшению уровня флуктуаций. В данной работе представлено изучение эффекта, занимающего промежуточное значение между данными двумя случаями – в эксперименте наблюдается небольшой рост энергии плазмы, параметры плазмы в центральной области плазмы меняются мало, и резкие изменения наблюдаются на краю плазмы, где возможно изучение структуры плазмы с помощью зондов.

Эксперименты проводились на установке Л-2М (ИОФ РАН). Л-2М – классический стелларатор средних размеров с заходностью $l = 2$, полным числом периодов магнитного поля $N = 14$ и большим радиусом $R = 100$ см. Малый радиус плазмы $a_p = 11.5$ см. Угол вращательного преобразования $\mu(a = 0) = 0.18$ на вакуумной магнитной оси и $\mu(a = a_p) = 0.78$ на вакуумной сепаратрисе (a – средний радиус магнитной поверхности). Плазма в экспериментах была получена и нагревалась с помощью электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) при максимальной мощности 250 кВт. Установка имеет порядка 20 различных диагностических систем.

При изучении быстрых процессов использовались комбинированная диамагнитная диагностика (КДД), специально разработанная для подробного

изучения энергобаланса плазмы и, в частности, регистрации изменения энергетического времени жизни (то есть фактически улучшения или ухудшения режима удержания плазмы). Энергобаланс плазмы описывается эмпирической формулой $W \sim (P/n_e)^{0.7}$ [1]. Здесь W – энергия плазмы, n_e – средняя электронная плотность, P – мощность ЭЦР-нагрева.

Также в экспериментах была задействована система расположенных в разных положениях на установке электростатических (ленгмюровских) зондов. Необходимо напомнить, что ленгмюровские зонды измеряют не непосредственно n и Φ (соответственно плотность и потенциал плазмы), а плавающий потенциал $V_f = \Phi + AkT_e/e$ и ионный ток насыщения $I_{\text{sat}} \sim n (T_i + T_e)^{1/2}$. Здесь A – постоянная, зависящая от свойств газа ($A \sim 3$ в случае водорода), k и e – соответственно постоянная Больцмана и заряд электрона. В анализе использовались сходные разряды с не очень высокими параметрами, где $n_e \approx 1.5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $W \approx 400 \text{ Дж}$.

Показано, что наиболее ярко данный эффект проявляется на производной диамагнитной диагностики (мощности потерь) в виде резкого сброса мощности длительностью менее 200 мкс (рис.1). При этом наблюдается сначала быстрое падение, затем рост энергии и средней электронной плотности плазмы, а также уменьшение интенсивности излучения H_α , что соответствует свойствам классического L-H перехода, однако все эти изменения невелики. Обнаружено, что условия появления данного эффекта имеет порог по мощности для фиксированной плотности, однако при высоких мощностях возможны разряды как с данным явлением, так и без него [2].

Необходимо отметить, что данный процесс существует при сравнительно высокой удельной мощности нагрева плазмы, а при меньших ее значениях пропадает. Данное явление наблюдается в режимах, где на краю плазмы формируется небольшой транспортный барьер. Этот процесс наиболее заметно проявляется в краевой области плазмы, которую можно исследовать с помощью ленгмюровских зондов.

Для измерений используется трехштырьковый зонд, регистрирующий плавающий потенциал V_f и ионный ток насыщения I_{sat} и, следовательно, локальный турбулентный поток Γ . Данные характеристики резко меняются в момент быстрого процесса, а также различаются радиально.

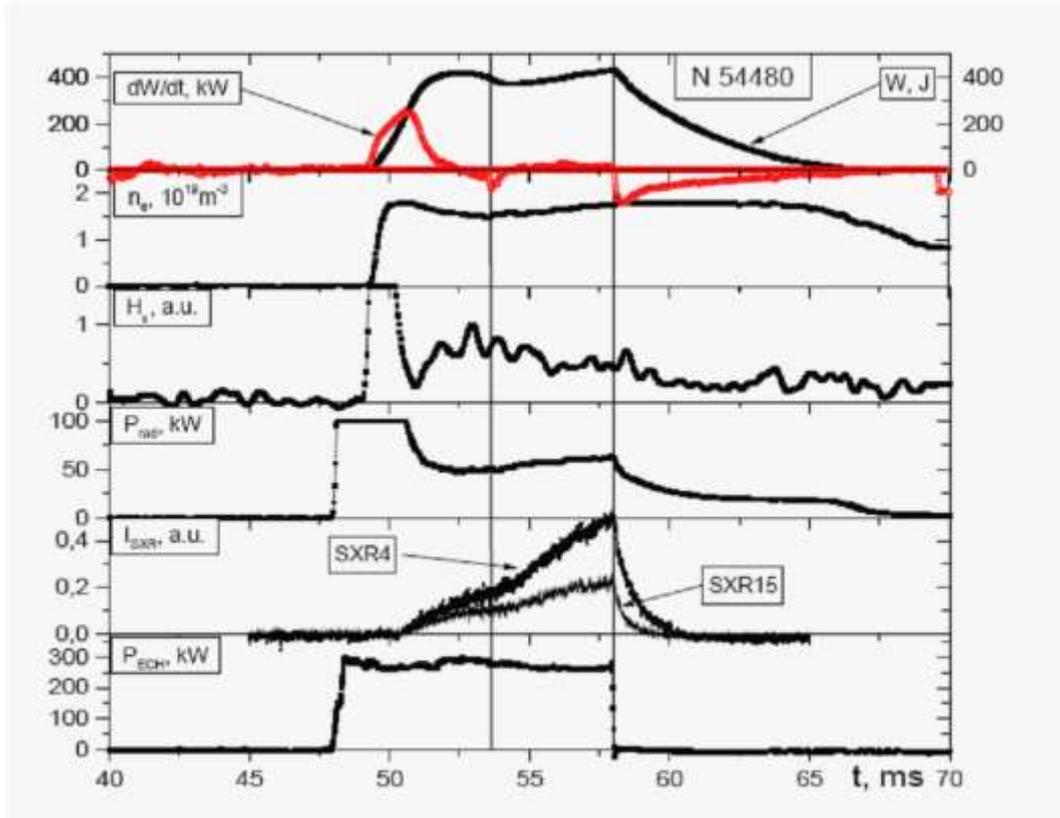


Рис.1. Временная эволюция параметров плазменного разряда с быстрым транспортным процессом. Представлены временная производная энергии dW/dt , энергия плазмы W , интенсивность излучения линии H_α , мощность радиационных потерь P_{rad} , интенсивность мягкого рентгеновского излучения I_{SXR} , мощность ЭЦР-нагрева P_{ECR} .

Обнаружено, что на определенных радиусах, близких к сепаратрисе, поток направлен внутрь, что неоднократно наблюдалось на различных установках. Показано, что вблизи рациональной магнитной поверхности с $\mu = 3/4$ турбулентный поток меняет свое направление: вне ее он направлен наружу, внутри – внутрь плазмы. Вторая область перемены направления потока расположена между поверхностями, где $\mu = 2/3$ и $3/4$ (рис.2). Обнаружено также, что в зависимости от положения зонда усредненный турбулентный поток зависит от разных частотных компонентов спектров плавающего потенциала V_f и ионного тока насыщения I_{sat} [3].

Таким образом, в стеллараторе в режиме ЭЦР-нагрева с удельной мощностью, превышающей пороговое значение, обнаружены быстрые (менее 200 мкс) процессы, сопровождающиеся небольшим ростом энергии и средней плотности плазмы (до 15%). Данный эффект сопровождается слабым изменением интегральных характеристик плазмы, однако вызывает существенное изменение параметров края плазменного шнура. В краевой

области наблюдается резкое уменьшение флуктуаций и образование сложной слоистой структуры.

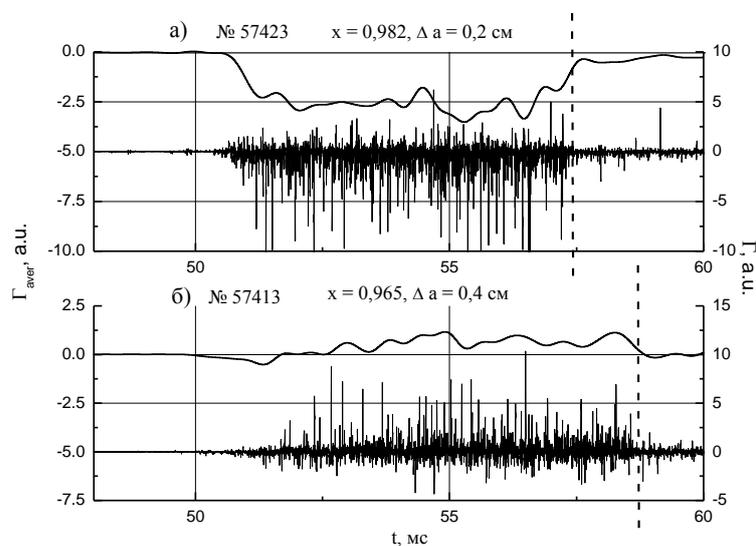


Рис.2. Турбулентный поток и его усреднение в зависимости от положения зонда, виден эффект обращения потока. Отрицательный знак означает направление наружу, положительный – внутрь.

В тонком (~ 1 см) слое краевой плазмы, в котором расположены рациональные магнитные поверхности невысокого порядка, обнаружены эффекты, ранее наблюдавшиеся порознь на различных установках при различных условиях. Наблюдается эффект обращения экспериментально измеренного усредненного турбулентного потока в окрестности рациональной магнитной поверхности. В разных слоях краевой плазмы направление турбулентного потока различно. В ходе быстрого процесса направление потока не меняется, уровень турбулентности падает более чем на порядок.

Литература:

1. Федянин О.И. и др. Энергобаланс плазмы в стеллараторе Л-2М. Физика плазмы, 2009, т.33, с.880-890.
2. Shchepetov S.V. et al. Sandwich structure of plasma edge during transition to improved confinement regime in L-2M stellarator. Plasma Phys. Control. Fusion., 2008, V.50, p.045001.
3. Shchepetov S.V. et al. On interrelation between inward turbulent flux and rational magnetic surfaces at plasma edge. JETP Letters, 2010, V.91, pp. 170–173.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО И КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ

И.Г. Григорьева, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Для исследования импульсного рентгеновского и корпускулярного излучения плазмы сильноточных разрядов и дальнейшего развития физической картины явлений в плазме [1 – 3] был создан комплекс диагностической аппаратуры состоящий из многоканальных сцинтилляционных спектрометров импульсного РИ, спектрометров РИ на основе термолюминесцентных детекторов и ядерных эмульсий, спектрометра нейтронов, магнитного спектрометра электронов, камер-обскур и ряда стандартных приборов, таких, как пояс Роговского, пин-диода, вакуумного фотодиода, позволяющий в полном объеме провести исследования импульсного рентгеновского и корпускулярного излучения плазмы в процессе одного сильноточного разряда в различных режимах [4,5]. Эксперименты проводились на установках «плазменный фокус» (ПФ) и «низкоиндуктивная вакуумная искра» (НВИ). В установках низкоиндуктивная вакуумная искра с инициацией разряда от вспомогательных разрядных устройств эрозийного типа, рабочей средой разряда служили продукты эрозии материала электродов. Сила тока в разряде в экспериментах изменялась в пределах $I \approx 30 - 250$ кА, период разряда $T = 5 - 8,5$ мкс. Установка «плазменный фокус» имела разрядную камеру с эллиптическими электродами мейзеровского типа и рассчитана на работу с разрядным током до 360 кА. Энергозапас конденсаторной батареи порядка 4 кДж [4,5].

Эксперименты по измерению спектров РИ (рис.1) с одновременной непосредственной регистрацией электронов магнитным спектрометром (рис.2) показали, что высокоэнергетичная часть этих спектров (> 100 кэВ) коррелирует между собой. Наличие высокоэнергетичных электронов в спектре соответствует наличию высокоэнергетичного РИ ($h\nu > 100$ кэВ) в рентгеновском спектре, что указывает на наличие ускорительных процессов, приводящих к возникновению

данного излучения. Как и рентгеновские спектры, спектры электронов имеют хорошую повторяемость в области энергий до 80 кэВ, далее спектр меняется случайным образом от разряда к разряду аналогично рентгеновскому спектру. Непостоянство спектра определяется вероятностным характером протекания ускорительных процессов.

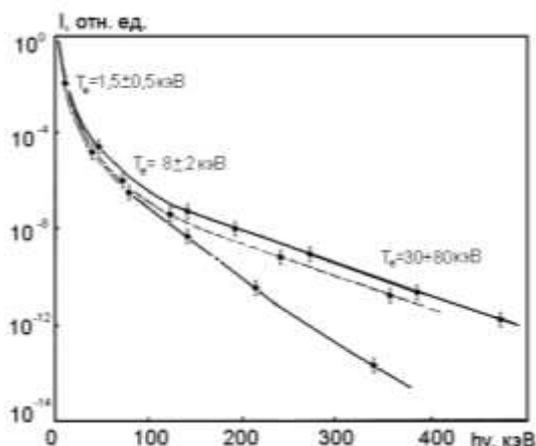


Рис.1. Типичные спектры РИ плазмы НВИ полученные при токе разряда 150 кА.

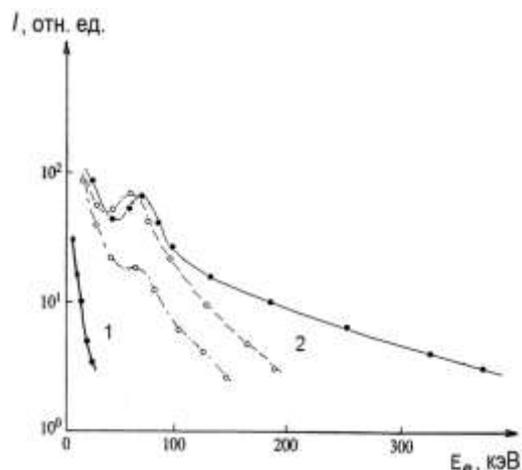


Рис.2. Спектры быстрых электронов плазмы НВИ при токе разряда: 1 – < 50 кА; 2 – 150 кА.

Основным механизмом, приводящим к рождению высокоэнергетичных рентгеновских квантов $h\nu > 85$ кэВ, является возникновение электрических полей высокого напряжения (значительно больше чем на разрядных электродах). Данные электрические поля образуются в результате аномального роста омического сопротивления $R_{ом}$ плазменного столба, возникающего на стадии развала микропинча (в результате нарушения баланса энергопотери). По приведенным в работе [1] оценкам $R_{ом}$ достигает значения порядка 1 – 10 Ом. Из оценки, проведенной на основании измерения спектра рентгеновского излучения, данную величину можно оценить от 2 – 3 Ом.

Полученные результаты не противоречат экспериментальным расчетам [3,6] и хорошо согласуются с теоретическими представлениями в процессах в плазме микропинчового разряда.

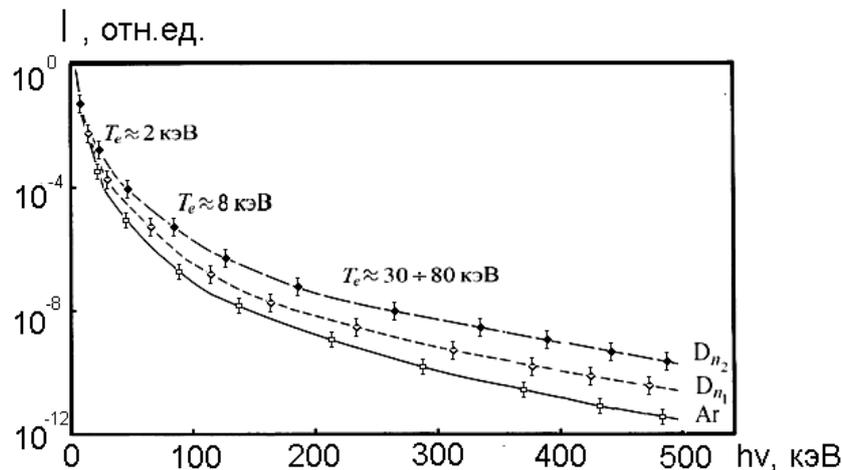


Рис.3. Типичные спектры излучения плазмы ПФ в диапазоне $1,5 \text{ кэВ} < h\nu < 500 \text{ кэВ}$, полученные в различных сериях измерений для камеры, заполненной аргоном Ar; дейтерием D (при различном выходе нейтронного излучения $n_1 = 10^6$, $n_2 = 10^7$).

Плазма, образованная на установке ПФ, при заполнении разрядной камеры газом Ar, обладает достаточно устойчивой картиной спектра РИ в отличие от плазмы, образованной в дейтерии. Вид спектра РИ в случае с дейтерием зависит от выхода нейтронного излучения. Чем выше абсолютный выход нейтронного излучения, тем интенсивней спектральная составляющая жесткого РИ с энергией $h\nu \geq 100 \text{ кэВ}$.

Результаты одновременного измерения спектров РИ и выхода нейтронов на установках ПФ позволили установить влияние ускорительных процессов на образование в плазме жесткого рентгеновского и нейтронного излучений и их взаимосвязь.

Данный результат свидетельствует об ускорительной природе возникновения жесткого рентгеновского излучения вследствие быстрого роста аномального сопротивления плазмы за счет микротурбулентности. Пинч превращается в плазменный диод, на котором и происходят ускорительные процессы электронов и ионов. Чем выше выход жесткого рентгеновского излучения, тем выше выход нейтронного излучения в ходе плазмофокусного разряда.

Литература:

1. Долгов А.Н., Вихрев В.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3 С. 290.

2. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. Формирование и развитие микропинчевой области в вакуумной искре // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211 – 1219.
3. Веретенников В.А., Исаков А.И., Крохин О.Н., Семенов О.Г., Сидельников Ю.В. Временные характеристики рентгеновского излучения вакуумной искры. Препринт ФИАН № 59. 1983.
4. Долгов А.Н., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. Применение спектрометрического комплекса аппаратуры для рентгеновской диагностики плазмы импульсных установок // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 103 – 107.
5. М.В. Колтунов, Б.Д. Лемешко, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов, Д.И. Юрков, П.П. Сидоров // Прикладная физика. 2010. № 4 . С. 52– 56.
6. Анциферов П.С., Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. Температура плазменных точек в вакуумно-искровых разрядах // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 1018 – 1023.

ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ОБЪЕМНОГО ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Е.А. Елистратов, А.П. Кузнецов, С.П. Масленников, А.А. Протасов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Неравновесная низкотемпературная плазма объемного импульсно-периодического газового разряда вследствие ряда особенностей находит широкое применение в различных областях науки и технологических процессах. Для оценки возможности применения такой плазмы для решения конкретной практической задачи необходимо знание ее основных характеристик. Одной из наиболее важных среди них является электронная плотность. При этом, работы, посвященные экспериментальному измерению электронной плотности плазмы разрядов с объемной структурой, встречаются достаточно редко. Данная работа посвящена разработке лазерного многолучевого интерферометра Фабри-Перо для диагностики низкотемпературной неравновесной плазмы и измерению с его помощью электронной плотности плазмы импульсного наносекундного объемного разряда в воздухе атмосферного давления характерным размером l разрядной области до 10 см.

Средняя электронная плотность в импульсных объемных разрядах в воздухе атмосферного давления, как правило, не превышает 10^{14} см⁻³ [1]. Для измерения плазмы такой низкой плотности был разработан многолучевой интерферометр типа Фабри-Перо [2]. Ширина максимумов интерференции в таком интерферометре существенно меньше расстояния между ними, что позволяет измерять фазовый сдвиг с более высокой чувствительностью по сравнению с двухлучевыми схемами.

Для определения электронной плотности плазмы многолучевым интерферометром можно использовать формулу

$$N_e \ell = \frac{1,12 \cdot 10^{15}}{\lambda} \frac{\tau}{T} \frac{\Delta I}{I_{\max}} [\text{см}^{-2}]. \quad (1)$$

где λ – длина волны лазерного излучения, τ - временной интервал, при котором интенсивность прошедшего излучения изменяется от I_{min} до I_{max} , T интервал между соседними максимумами пропускания. Принципиальная схема лабораторного стенда представлена на рис.1.

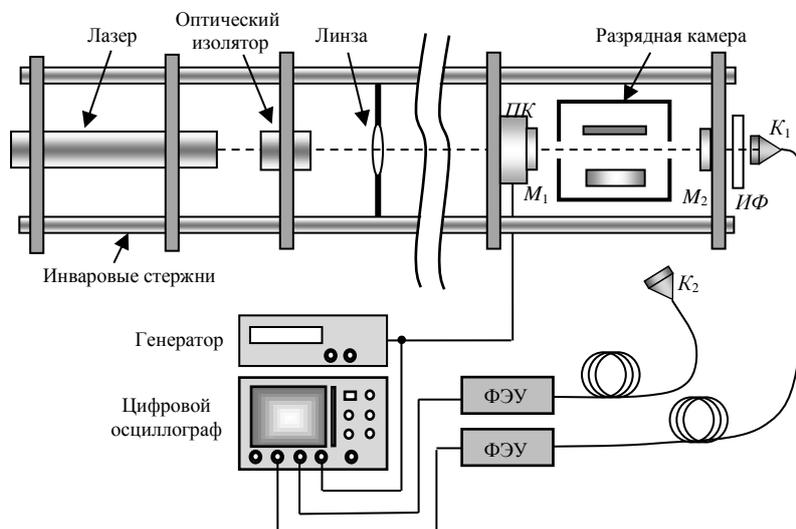


Рис.1. Принципиальная схема экспериментального стенда с интерферометром Фабри-Перо

Интерферометр образован диэлектрическими зеркалами M_1 (радиус кривизны 2 м) и плоским M_2 с коэффициентами отражения $>0,98$. В качестве излучателя использовался одномодовый частотно-стабилизированный He-Ne лазер мощностью 1,3 мВт ($\lambda=632,99012$ нм). Для устранения паразитной оптической обратной связи на выходе лазера установлен фарадеевский оптический изолятор. Согласование гауссовых пучков лазера и пассивного резонатора интерферометра достигается с помощью линзы с фокусным расстоянием 400 мм. Настройка на рабочую точку ($I \approx 0.5 I_{max}$) осуществляется при помощи смещения зеркала M_1 пьезокерамическим актюатором. Быстродействие многолучевых интерферометров ограничено инерционностью, определяемой временем накопления поля в резонаторе (между зеркалами M_1 , M_2). Для используемых в работе зеркал время импульсного отклика составляет ≈ 90 нс.

Генерация разряда осуществлялась в электродной системе, представленной на рис.2а. Особенностью ее является то, что в ней обеспечивается одновременное возбуждение двух разрядов, основного и вспомогательного, от одного импульса напряжения. Напряжение подается на гребенчатый электрод, расположенный на диэлектрической пластине. На

обратной стороне пластины расположен плоский заземленный электрод. В результате по поверхности диэлектрика развивается поверхностный разряд, служащий для предварительной ионизации газового промежутка и выполняющий роль плазменного катода для объемного разряда, развивающегося между гребенчатым электродом и расположенным напротив него плоским заземленным электродом. Длина межэлектродного газового промежутка составляла 7,5 мм, поперечный размер разрядной области 6 см. Для повышения устойчивости объемного разряда поверхность заземленного электрода покрывалась диэлектрической пластиной из акрилового стекла толщиной 1 мм. Характерный вид разряда формируемого в представленной электродной системе представлен на рис.2б.

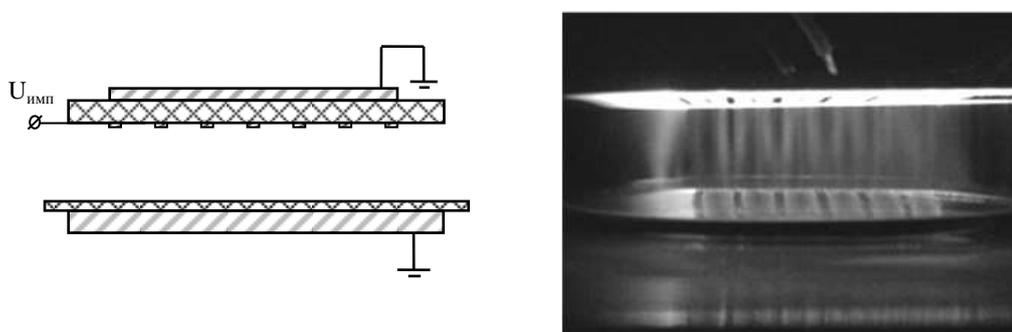


Рис.2. а - структурная схема электродной системы; б – внешний вид разряда.

Электропитание разрядов осуществляется импульсным высоковольтным генератором [3], работающем с частотой повторения от 1 Гц до 1 кГц. Особенностью его является то, что на форму и амплитуду генерируемых импульсов напряжения оказывают влияние параметры разрядного контура. Характерный вид осциллограмм, регистрируемых в процессе экспериментов представлен на рис.3. В данном случае амплитуда импульса напряжения (рис.3а) составляет около 30 кВ при длительности переднего фронта около 40 нс и длительности импульса на полувысоте ~ 110 нс. Максимальное значение тока (рис.3б) составляет 60 А и достигается в узком пике длительностью около 10 нс. Полная величина энергии, вкладываемой в объем (рис.3в) составляет около 15-20 мДж.

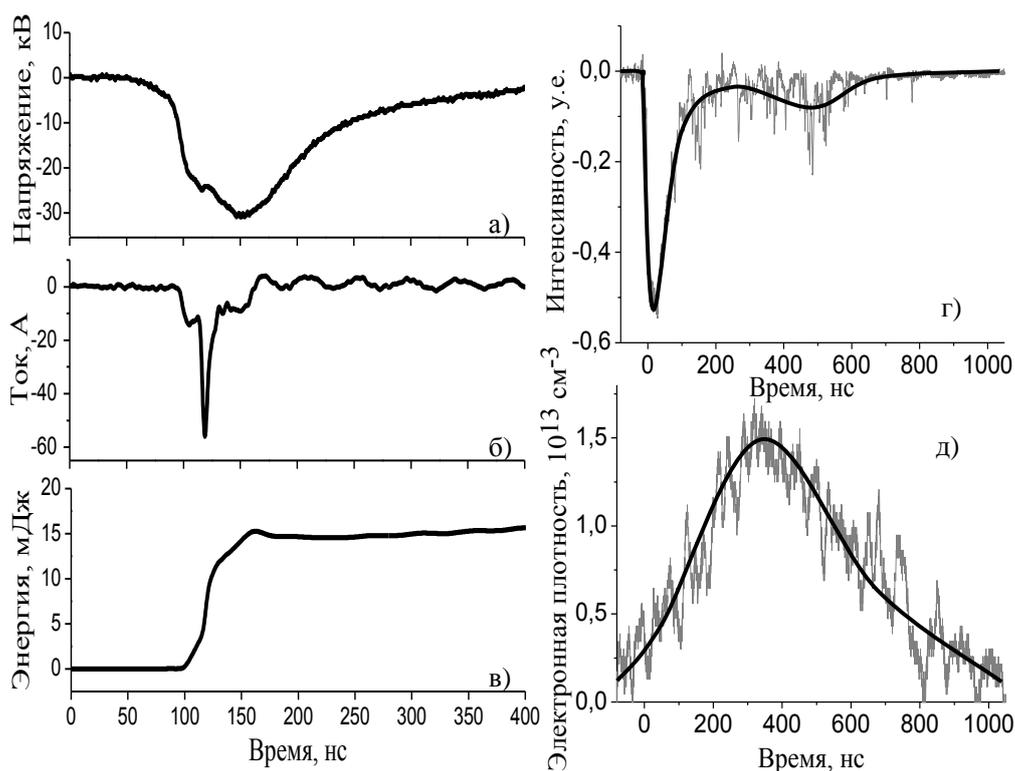


Рис.3. Осциллограммы: напряжения (а), тока объемного разряда (б), расчетная динамика вложения энергии в объемный разряд (в) свечения разряда (г) и зависимость электронной плотности плазмы в разрядной области от времени, рассчитанная по измерениям интерферометром Фабри-Перо (д)

Во время протекания разряда регистрировался интерференционный сигнал, представленный на рис. 3д. На рис 3г представлена осциллограмма импульса оптического излучения разряда, служащего оптическим триггером. Максимальная усредненная вдоль хода луча через плазму электронная плотность, вычисленная по (1), составляет $(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Литература:

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. 3-е изд. М.: Интеллект, 2009.
2. Скоков И.В. Многолучевые интерферометры в измерительной технике. М.: Машиностроение, 1989.
3. Крастелев Е.Г., Масленников С.П., Школьников Э.Я. Генератор высоковольтных наносекундных импульсов для возбуждения диффузных газовых разрядов при атмосферном давлении. // ПТЭ, №5, 2009, с.98-101.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В ДЕЙТЕРИИ

В.М. Градов, А.М. Зимин, С.Е. Кривицкий, С.В. Серушкин, В.И. Тройнов

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

Наряду с традиционными технологическими применениями для нанесения покрытий и получения тонких пленок магнетронная распылительная система (МРС) используется для моделирования взаимодействия плазмы изотопов водорода с обращенными к плазме компонентами термоядерного реактора [1,2]. Арочная конфигурация магнитного поля в МРС обуславливает сильную зависимость параметров разряда от координат. Плазма является многокомпонентной: в ней помимо молекул, атомов и ионов плазмообразующего газа присутствуют атомы и ионы материала катода. Ввод в плазму зондов приводит, как правило, к погасанию разряда, что требует применения для исследований магнетронной плазмы бесконтактных методов.

В МГТУ им. Н.Э. Баумана на базе спектрометра AvaSpec-2048 фирмы AVANTES создан автоматизированный комплекс для диагностики плазмы магнетронного разряда (рис. 1), предусматривающий регистрацию в видимой области эмиссионного спектра излучения плазмы из различных областей разряда, а также его компьютерную обработку и анализ.

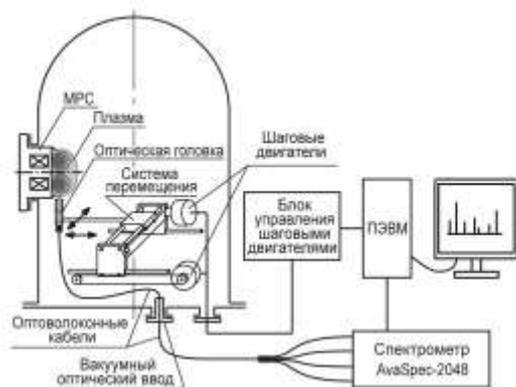


Рис. 1. Автоматизированный диагностический комплекс

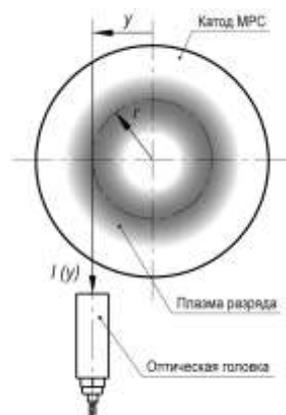


Рис. 2. Схема регистрации излучения

После прохождения через систему диафрагм оптической головки излучение магнетронной плазмы фокусировалось коллимационной линзой на торце размещенного в вакуумной камере оптоволоконного кабеля. Ось оптической головки была ориентирована перпендикулярно оси разряда, чтобы исключить попадание на элементы диагностики расплывшихся с поверхности катода атомов. Для пространственных измерений была сконструирована двухкоординатная система, позволяющая перемещать оптическую головку с шагом до 0,2 мм как вдоль, так и поперек оси магнетронного разряда (рис. 2).

Для распознавания и обработки атомного и молекулярного спектров в автоматическом режиме были созданы комплекс программ в среде MATLAB и по данным [3] электронный атлас электронно-колебательно-вращательных переходов для дейтерия. Из массивов значений сигналов с CCD-линейки спектрометра формировался блок данных, содержащий информацию о длине волны, интенсивностях в отчетах и с учетом спектральной чувствительности, насыщенности линии, уровне шумов и т.д. Затем осуществлялся поиск пиков интенсивности, соответствующих распознаваемым линиям. Для каждой найденной линии автоматически производилось сравнение ее длины волны со значениями из электронного атласа. В случае идентификации ей ставились в соответствие квантовые характеристики данного излучательного перехода.

Эксперименты по исследованию пространственных зависимостей излучательных характеристик плазмы разряда в среде дейтерия, ориентированные на моделирование процессов в системах оптической диагностики реактора-токамака ИТЭР, проводились при давлении дейтерия в камере 2 Па, напряжении разряда – 300-350 В, токе – от 0,3 до 1 А. Для анализа пространственных распределений параметров потребовалась регистрация более 1000 спектров с различными временами интегрирования. В результате анализа были идентифицированы молекулярные полосы дейтерия, соответствующие электронным системам $d^3\Pi_u - a^3\Sigma_g^+$, $EF^1\Sigma_g^+ - B^1\Sigma_u^+$, $GK^1\Sigma_g^+ - B^1\Sigma_u^+$, а также атомные линии серии Бальмера.

Распределения измеренных вдоль хорд интенсивностей $I(y)$ (y - расстояние от оси разряда до точки наблюдения, см. рис. 2) атомных линий и молекулярных полос очень схожи. Таким образом, атомы и молекулы присутствовали во всей области разряда. Отчетливо виден «провал» на оси разряда, связанный с тороидальной формой светящейся области.

Симметрия полученных распределений относительно оси разряда позволила применить преобразование Абеля и получить распределения излучательной способности по радиусу разряда $\varepsilon(r)$. Экспериментальная зависимость $I(y)$ аппроксимировалась сглаживающими сплайнами. Корректность процедуры нахождения $\varepsilon(r)$ проверялась путем последующего решения прямой задачи отыскания $I(y)$ по найденным радиальным зависимостям. Обработка результатов показала, что излучательная способность атомных линий при удалении от катода-мишени МРС спадает быстрее, чем для молекулярных полос (рис. 3).

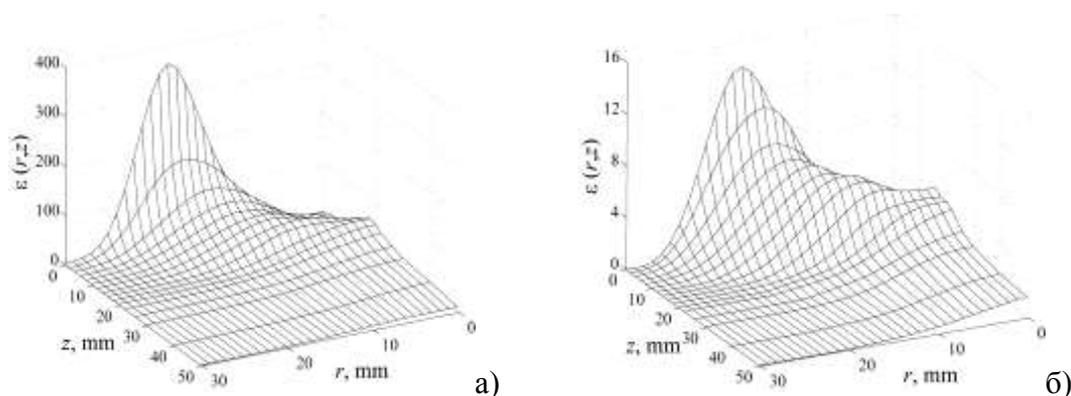


Рис. 3. Пространственные распределения излучательной способности $\varepsilon(r, z)$ для атомной линии D_α (а) и вращательной линии 614,94 нм (б)

Для оценки температуры газа по методике [4], использовались Q-ветви полос α -системы Фулхера. Для различных значений вращательной энергии верхнего состояния $x = F(J')$ (абсцисса) формировался массив значений ординаты $y = \ln(I_{J',J''} / (v_{J',J''}^4 \cdot S_{J',J''}))$, где $I_{v',v''}$ – интенсивность вращательной линии, соответствующей переходу $J' - J''$, $v_{v',v''}$ – частота излучения данного перехода, $S_{J',J''}$ – фактор Хенля - Лондона.

Полученный с помощью метода наименьших квадратов тангенс угла наклона прямой, вокруг которой группируются экспериментальные точки, характеризует вращательную температуру верхнего возбужденного состояния T_{rot}^* . По ее значению в соответствии с формулой $T_{rot}^0 = T_{rot}^* (B_e^0 / B_e^*)$, где B_e^0 , B_e^* – вращательные постоянные основного и возбужденного состояний, оценена величина температуры газа. Результаты измерений показывают, что в зоне наиболее интенсивного свечения разряда зависимость $T_{rot}^0(r)$ относительно

слабая, при этом значения температуры лежат в пределах 450-550 К.

Нами проводились также оценки колебательных температур верхнего возбужденного состояния с использованием уровней с $v' = 1-6$ секвенций $\Delta v = -1, 0$. Аналогично вышеизложенному по оси абсцисс графика откладывались значения колебательной энергии верхнего уровня $x = G(v')$, по оси ординат $y = \ln(I_{\nu', \nu''} / (\nu_{\nu', \nu''}^4 \cdot q_{\nu', \nu''}))$, где $I_{\nu', \nu''}$ – интенсивность полосы, соответствующей переходу $\nu' - \nu''$; $\nu_{\nu', \nu''}$ – частота излучения, $q_{\nu', \nu''}$ – фактор Франка-Кондона для данного перехода. Для определения интенсивности каждой полосы осуществлялось автоматическое суммирование $\varepsilon(r)$ вращательных линий Р, R и Q-ветвей для каждой координаты. Колебательная температура верхнего возбужденного состояния также определялась по наклону прямой.

Температуры T_{vib}^* , полученные с использованием данных по полосам с $\Delta v = -1$ и 0, различаются примерно на 10 % и лежат в пределах 6500 – 7000 К. Следует отметить, что температура возбуждения верхних уровней, рассчитанная по атомным линиям серии Бальмера, составляет около 0,5 эВ.

Магнетронная плазма дейтерия является оптически тонкой и полученные распределения интенсивности $\varepsilon(r, z)$ могут быть использованы для томографии.

Литература:

1. Зимин А.М., Гусева М.И., Елистратов Н.Г. Моделирование взаимодействия ионов изотопов водорода с бериллиевыми элементами конструкции // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Машиностроение, 2003, с. 3-21.
2. Рогов А.В., Вуколов К.Ю. Моделирование условий распыления в ИТЭР с использованием магнетронной установки // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2005, вып. 1, с. 9-25.
3. Freund R.S., Schiavone J.A., Crosswhite H.M. The Electronic Spectrum and Energy Levels of the Deuterium Molecule // J. Phys. Chem. Ref. Data, 1985, v. 14, no. 1, p. 235-383.
4. Лебедев Ю.А., Мокеев М.В. О температуре газа в плазме электродного СВЧ разряда пониженного давления в водороде // Физика плазмы, 2003, т. 29, № 3, с. 251-255.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ВУФ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ ДЕЙТЕРИРОВАННОГО Z-ПИНЧА

В.В. Александров², В.А. Брызгунов¹, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук²,
С.А. Данько¹, Е.Д. Казаков¹, Ю.Г. Калинин¹, В.Д. Королев¹, Я.И. Лаухин²,
С.Ф. Медовщиков², К.Н. Митрофанов², Г.М. Олейник², Е.А. Смирнова¹,
Г.И. Устров¹, И.Н. Фролов², А.П. Шевелько³

¹. Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт»

². Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований

³. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Целью данной работы является исследование плазмы в окрестностях горячей точки малоплотного дейтерированного Z-пинча, сформированного при имплозии нагрузок специальной формы на мощном генераторе высоковольтных импульсов тока «Ангара 5-1» (ток до 3,5 МА, время нарастания 120 нс) с использованием методов спектроскопии в области вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения [1].

Для усиления эффекта фокусировки энергии центральная часть нагрузок (перетяжка), была выполнена из микропористого дейтерированного полиэтилена с плотностью 100 мг/см³ и диаметром (1 - 1,3) мм. В вещество перетяжки вносилась диагностическая добавка более тяжелого элемента (железа, Fe) в количестве 5 - 7% по массе [2].

Расстояние между электродами Z-пинчевого разряда составляло 15 мм. Пространственно-временные характеристики плазмы измерялись с помощью диагностического комплекса установки «Ангара-5-1» (рисунок 1). Информация о временной эволюции плазмы пинча осуществлялась с помощью двух оптических щелевых разверток вдоль оси пинча и по его радиуса с временным разрешением 0,3 нс. Фотографирование изображений пинча в мягком рентгеновском диапазоне спектра было выполнено с помощью рентгеновского ЭОП'а на основе микроканальной пластины, обеспечивающего получение 3-х кадров в один момент времени с экспозицией 2 нс в диапазонах энергии фотонов: $E > 20 \text{ эВ}$, $E > 120 \text{ эВ}$, и $E > 600 \text{ эВ}$.

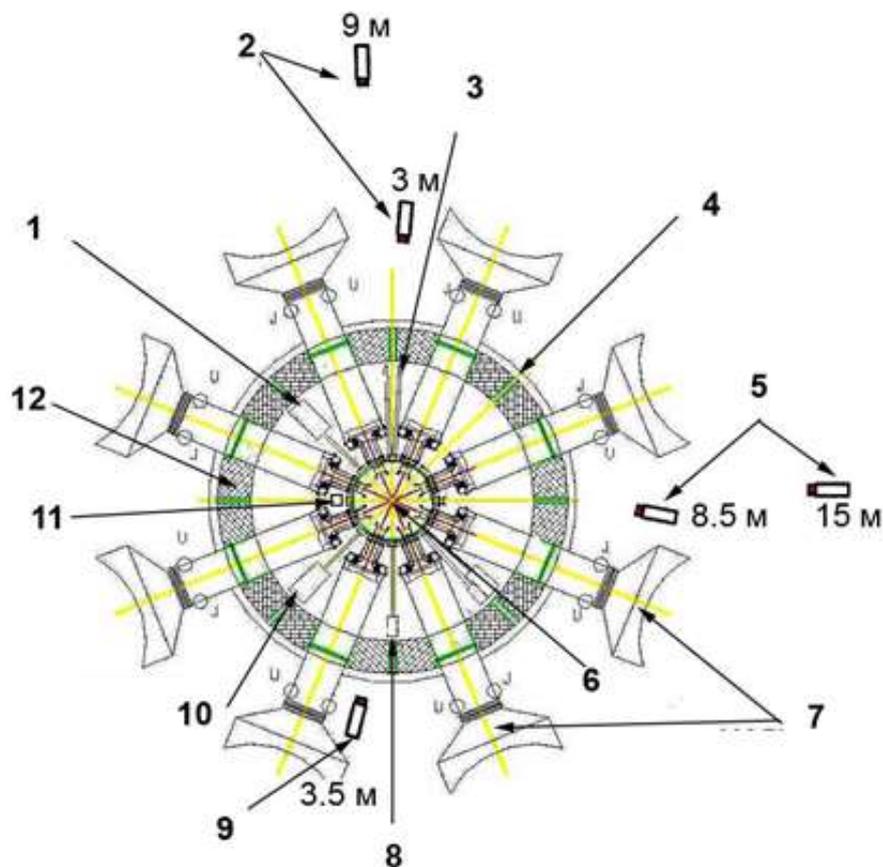


Рис. 1. Расположение методик диагностического комплекса установки «Ангара-5-1»: 1 - спектрограф скользящего падения, $\Delta\lambda = (10 - 400)\text{\AA}$; 2 - сцинтилляционные детекторы, установленные вдоль оси пинча, над анодом; 3 - набор рентгеновских вакуумных фотоэмиссионных детекторы (с энергией отсечки 100 эВ, $E > 170\text{эВ}$ и 750 эВ), 4 - вывод излучения на оптические щелевые развертки, ориентированные вдоль оси нагрузки и перпендикулярно к ней; 5 - сцинтилляционный детектор, установленный по нормали к оси пинча; 6 - нагрузка, 7 - модули установки «Ангара-5-1», 8 - трех кадровый рентгеновский ЭОП (спектральный диапазон $E > 20\text{эВ}$, $E > 120\text{эВ}$, $E > 600\text{эВ}$), 9 - сцинтилляционный детектор, установленный вдоль оси пинча, под катодом; 10 - 3-х кадровая рентгеновская камера-обскура (спектральный диапазон $E > 20\text{эВ}$, $E > 120\text{эВ}$, $E > 600\text{эВ}$) 11 - активационный детектор, 12 - бетонная защита, (J) - датчик производной тока, (U) - датчик напряжения.

Структура плазмы определялась с помощью интегрального по времени фотографирования с помощью камеры-обскуры с тремя отверстиями. Одно из этих отверстий было открыто, а на двух других устанавливались алюминиевый и лавсановый фильтры толщиной 3 мкм и 2 мкм соответственно. Электронная температура в окрестностях горячей точки (рисунок 2) определялась из спектров ВУФ излучения, полученных с помощью спектрографа скользящего падения с использованием внероуландовской схемы [1, 3].

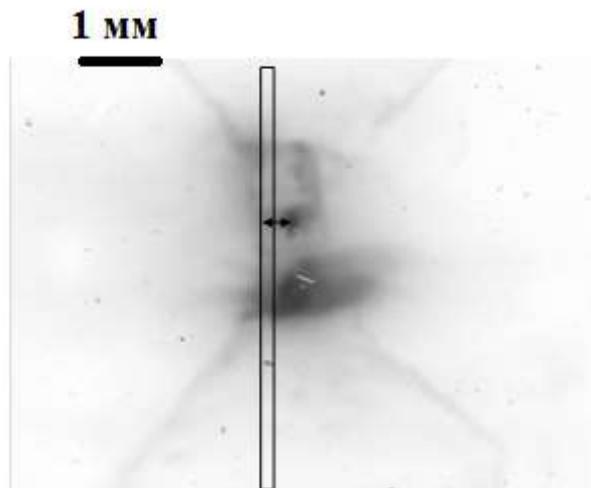


Рис. 2 Изображение за лавсановым фильтром (в излучении >120 эВ) нагрузки в выстреле №5097. Прямоугольник – область, излучение из которой регистрируется спектр.

Спектрограф состоял из металлического корпуса, в котором установлены входная щель, дифракционная решётка скользящего падения (радиус $R=1$ м, угол скольжения 4° , 600 штр/мм, покрытие W/Re), и кассеты для фотопленки. Для ограничения угловой апертуры использовалась дополнительная диафрагма, устанавливаемая между входной щелью и дифракционной решеткой. Разрешение спектрографа на центральной длине волны $\lambda/\delta\lambda \sim 100$, пространственное разрешение на объекте для энергии фотонов менее 20 эВ ~ 1 мм, для энергии фотонов ~ 1 кэВ – 250 мкм. Спектрограф с внероуландовской схемой для регистрации спектров ВУФ-излучения представлен на рисунке 3.



Рис. 3. Внероуландовская схема регистрации ВУФ-спектра.

Спектры многозарядных ионов Fe были исследованы в работах [1,3] методами ВУФ спектроскопии в диапазоне длин волн (20 – 800) Å. Сравнение спектров, полученных в экспериментах на установке «Ангара-5-1» (рисунок 4), с теоретическими вычислениями и со спектрами хорошо исследованной

наносекундной лазерной плазмы позволило оценить электронную температуру плазмы в окрестностях горячих точек.

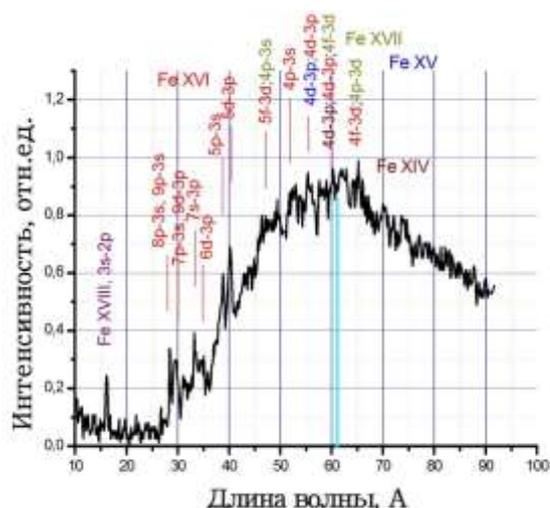


Рис.4 Спектр ионов Fe в окрестностях горячей точки, полученный в эксперименте №5103.

Обнаружено, что в окрестностях горячей точки (рисунок 2) электронная температура, оцененная по параметрам ВУФ-спектров, изменяется в диапазоне 200 - 350 эВ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-00522-а, № 12-02-31321-мол_а, № 10-02-00449а, № 10-02-00063-а, № 11-02-00492-а, и № 12-02-00369-а.

Литература

1. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., МакГарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстихина И.Ю., Уикс Т. ВУФ-спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора “Z-Machine” (SNL)// Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1021-1032.

2. Борисенко Н.Г., Акимова И.В., Громов А.И., Меркульев Ю.А., Халенков А.М., Пименов В.Г., Кондрашов В.Н., Медовщиков С.Ф., Лимпоух И., Кроуский Е., Куба И., Масек К., Пфайфер М. Поглощение интенсивного лазерного излучения (до 10^{15} Вт/см²) и перенос энергии в подкритических средах, в т.ч. содержащих добавки тяжелых элементов. Препринт 26 ФИАН , 2005.

3. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовщиков С.Ф., Шевелько А.П. Особенности структуры излучающей области при токовом сжатии пено-проволочных сборок на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 12. в печати.

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ

Д.Л. Кирко, А.С. Савелов, Э.И. Додулад

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Вакуумная искра позволяет моделировать процессы пинчевания и явления, происходящие в высокотемпературной плазме. В работах проводились подробные исследования излучения плазмы пинча и плазменных точек в рентгеновском диапазоне [1]. Вместе с тем, достаточно важной является информация о периферийных областях плазмы. Данные исследования можно провести с помощью спектральных методов видимого и ультрафиолетового диапазонов электромагнитного излучения.

Разрядное устройство вакуумной искры состоит из анода (диаметр 3 мм, материал сталь, медь) и катода (диаметр 20 мм, материал сталь). Электроды расположены на расстоянии 4-5 мм. Давление в камере поддерживается в диапазоне 10^{-4} - 10^{-5} Торр. Для работы системы на электроды подается постоянное напряжение 5-15 кВ. Поджиг разряда происходит с помощью триггерной системы. При работе установки ток разряда составляет 100-150 кА при периоде 8,5 мкс. При формировании плазмы на оси установки образуется сильно сжатый пинч, окруженный более разреженной оболочкой. Во время возникновения перегретости тока у анода наблюдается появление микропинчей. С помощью азотного лазера была измерена концентрация плазмы в области пинча, которая составила $n_e=10^{17}$ - 10^{19} см⁻³ [1]. Электромагнитное излучение пинча в рентгеновском диапазоне содержит K-линии железа и меди, и высокоионизованные линии данных элементов.

Для получения обзорного спектра излучения вакуумной искры в видимой и ультрафиолетовой областях электромагнитного спектра использовался спектрометр Ava Spec 2048 (рабочий диапазон 200-1000 нм, спектральное разрешение 0,3 нм). Временные измерения проводились с помощью монохроматора МУМ (рабочий диапазон 200-800 нм, спектральное разрешение 0,2 нм) и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-85 (временное разрешение 5 нс).

Для экспериментов были использованы электроды, изготовленные из стали. В излучении были зарегистрированы интенсивные линии элементов, входящих в состав электродов: атомов железа Fe I 298 нм, 382 нм, ионов железа Fe II 270 нм, 284 нм, 523 нм, атомов кремния Si I 305 нм, 318 нм, 333 нм. В спектре наблюдается появление водородных линий H_γ 434 нм, H_α 656 нм. В излучении также присутствуют атомы и однократные ионы элементов, содержащихся в остаточном газе, как, например, N I 415 нм, 493 нм, N II 464 нм, O II 253 нм. Спектр обладает достаточно сильной непрерывной составляющей.

Наличие временных зависимостей интенсивностей спектральных линий может дать полезную информацию о динамике плазменной оболочки вакуумной искры. Для этого был исследован ряд наиболее важных спектральных линий. Ввиду процессов интенсивного испарения металла на поверхности электродов при возникновении плазмы, должно наблюдаться излучение атомов и ионов элементов, входящих в состав электродов. Были получены временные зависимости интенсивностей линий атома и иона железа: Fe I 382 нм и Fe II 523 нм. Излучение данных линий хорошо коррелирует с зависимостью тока. Импульсы излучения данных линий железа имеют достаточно крутые фронты $t_\phi=0,20-0,25$ мкс, при длительностях импульса $t_u=1,5-1,6$ мкс, что свидетельствует о процессах излучения при интенсивном испарении электродов. Максимум интенсивности линии совпадает с моментом сжатия пинча и образованием перетяжки тока, что наблюдается на зависимостях тока по появлению сильных высокочастотных колебаний. Вместе с тем, были получены временные зависимости для водородных линий H_α 656 нм и H_γ 434 нм. Импульсы излучения данных линий имеют более пологие фронты $t_\phi=0,5-0,6$ мкс при длительностях импульса $t_u=1,4-1,5$ мкс. Максимум излучения данных линий совпадает с максимумом тока разряда. Излучение данных линий связано с процессами возбуждения атомов водорода в оболочке пинча. Появление атомов водорода, по-видимому, связано с присутствием паров воды в остаточном газе и содержанием углеводородов в масляных пленках на поверхности электродов. Вместе с тем, часть зарегистрированного излучения может поступать из пинча. Спектр излучения вакуумной искры содержит впадины в диапазоне 310-370 нм, которые могут быть вызваны поглощением излучения пинча и микропинча в плазменной оболочке. Была проведена

калибровка интенсивностей изучаемых линий с помощью эталонной лампы. С помощью метода относительных интенсивностей [2] по водородным линиям H_α 656 нм и H_γ 434 нм была рассчитана температура плазмы, которая составила $T=3800\pm 300$ К при зарядном напряжении $U=15$ кВ.

Временные зависимости спектральных линий атомарного водорода H_α и H_γ обладают достаточной интенсивностью после уменьшения тока до минимальных значений. Возможным объяснением данных измерений может быть свечение возбужденного водорода, присутствующего вблизи электродов. Появление данного водорода, по-видимому, вызвано выходом атомов, присутствующих в поверхностном слое электродов.

Данные временные измерения интенсивностей основных спектральных линий позволяют проследить динамику возбуждения атомов и однозарядных ионов, входящих в плазму различных областей вакуумной искры. В результате возможно исследование как плазмы на начальной стадии, так и при излучении сформированной оболочки пинча и на заключительной стадии разлета плазмы.

Литература

1. Башутин О.А., Савелов А.С., Вовченко Е.Д. Пространственное распределение рентгеновского излучения низкоиндуктивной вакуумной искры // Физика плазмы, 2009, т.35, №10, с. 883-888.
2. Диагностика плазмы. Ред. Р.Хаддлсоун, С.Леонард. М.: Мир, 1967. 515 с.

МИКРОВОЛНОВАЯ КОРРЕЛЯЦИОННАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ГАЗОМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Ю.В. Ковтун, А.И. Скибенко, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

Плазма в скрещенных $E \times B$ полях представляет интерес для решения широкого круга научных и прикладных задач физики плазмы в области исследования лабораторной, термоядерной и космической плазмы [1]. Возможность использования устройств с вращающейся плазмой для разделения вещества является одним из стимулов ее исследования и создания установок и комплексов, связанных с разделением вещества на массовые группы и элементы [2]. При этом рассматривается высокоионизированная плотная вращающаяся плазма с концентрацией частиц 10^{14} см^{-3} , скорость вращения которой должна быть порядка 10 км/с. Выбор таких значений плотности и скорости вращения разделяемой плазмы обосновывается тем, что при этих параметрах возможно достичь высоких значений производительности и коэффициентов разделения.

На сегодняшний день используется целый ряд диагностических методов определения скорости вращения плазмы. Выбор того или иного диагностического метода в основном связан с возможностью использования его в конкретных экспериментальных условиях. Для исследования вращения многокомпонентной газометаллической плазмы наиболее предпочтительны бесконтактные методы, к которым относятся оптический (Допплеровская спектрометрия) и микроволновый (Допплеровская и корреляционная рефлектометрия) методы. Оба метода имеют свои достоинства и недостатки. Основным достоинством оптического метода является возможность измерения скорости вращения различных ионов плазмы, хотя для этого требуется достаточно сложное аппаратное обеспечение (особенно при определении радиальной зависимости скорости вращения). СВЧ методы достаточно просты в аппаратном обеспечении, однако позволяют определить плотность и скорость вращения только электронной компоненты плазмы.

Используемые микроволновые методы, Допплеровская и корреляционная рефлектометрия, имеют свои преимущества и трудности при их реализации. Метод Допплеровской рефлектометрии основан на измерении смещения частоты отраженной зондирующей волны при ее наклонном падении на движущийся слой плазмы. Данный метод позволяет определить локальное значение скорости вращения, поскольку локализация измеряемой скорости ограничивается площадью отражающегося пятна, а частотный сдвиг определяется движением плазменного слоя. С учетом наклонного зондирования значение плотности плазмы в точке поворота луча меньше величины плотности отсечки при нормальном зондировании, что требует использования дополнительного метода для определения плотности в точке поворота луча.

Корреляционная рефлектометрия основана на определении авто- и взаимно-корреляционных функций (АКФ и ВКФ) двух пологоидально разнесенных СВЧ сигналов, отраженных от слоя плазмы одной плотности при нормальном падении луча на слой плазмы. Это позволяет одновременно определить пространственное положение слоя и его скорость вращения, что особенно важно при диагностике плазмы импульсных разрядов. Зондирование несколькими частотами позволяет найти профиль плотности плазмы и скорость вращения слоев с критической плотностью.

В данной работе при исследовании многокомпонентной газометаллической плазмы импульсного отражательного разряда использовалась микроволновая корреляционная рефлектометрия. Газометаллическая плазма образовывалась в результате разряда в среде поджигающего газа Ar или газовой смеси 88,9%Kr-7%Xe-4%N₂-0,1%O₂ и распыленного материала катодов (Ti). Максимальная плотность плазмы составляла $N_p \geq 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Разрядное напряжение и ток составляли, соответственно, $U_{dis.} \leq 4 \text{ кВ}$ и $I_{dis.} \sim 1,8 \text{ кА}$. Схематическое изображение экспериментальной установки представлено на рис. 1. Более подробно экспериментальная установка и ранее полученные результаты описаны в [3,4]. Зондирование плазмы производилась обыкновенной волной (O) с длиной волны $\lambda = 8 \text{ мм}$ поперек плазменного столба в двух сечениях, разнесенных вдоль магнитного поля. Это позволило определить линейную скорость вращения плазменного слоя с критической плотностью, сравнить угловую скорость вращения плазмы для двух сечений расположенных вдоль оси плазменного

столба, исследовать распространение колебаний многокомпонентной газометаллической плазмы вдоль магнитного поля.

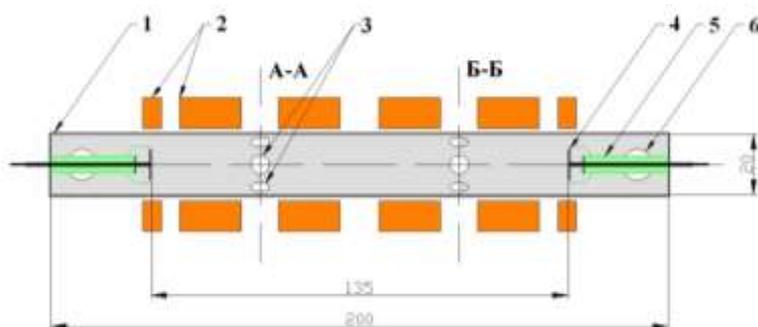


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки. 1 – разрядная камера (анод); 2 – магнитная система; 3 – диагностические порты; 4 – катоды; 5 – изолятор; 6 – система вакуумной откачки; А-А, Б-Б – сечение диагностических портов, (размеры даны в см).

Проведенные измерения линейной скорости вращения в $Ar+Ti$ и $Kr-Xe-N_2-O_2+Ti$ плазме при изменении магнитного поля показали, что зависимость имеет возрастающий характер, т.е. с увеличением B возрастает и v_{max} (см. рис. 2). Увеличение максимальной скорости вращения v_{max} с ростом B качественно описывается одножидкостной МГД моделью плазмы. В отражательном разряде радиальная компонента j_r плотности тока, взаимодействуя с продольным магнитным полем B_z , вызывает вращение плазмы. В первом приближении скорость вращения v_ϕ пропорциональна $\sim j_r \times B_z$. Отсюда следует, что с увеличением магнитного поля будет увеличиваться и скорость вращения, что и наблюдается экспериментально (см. рис. 2).

Анализ периодов АКФ отраженных СВЧ сигналов в $Ar+Ti$ плазме, разнесенных вдоль магнитного поля, показал, что периоды АКФ близки друг к другу и, соответственно, угловые скорости вращения близки. Такая зависимость согласуется с законом изоротации [1] или теоремой *Ferraro*, угловая скорость постоянна вдоль силовых линий магнитного поля $\omega = \omega_0 = const$.

Для исследования распространения колебаний $Ar+Ti$ плазмы вдоль магнитного поля была использована ВКФ отраженных СВЧ сигналов в двух сечениях, расположенных вдоль оси плазменного столба. Чтобы убедиться, что на обоих рефлектометрах наблюдаются одни и те же флуктуации, исследовалась функция когерентности сигналов с рефлектометров. Высокая степень когерент-

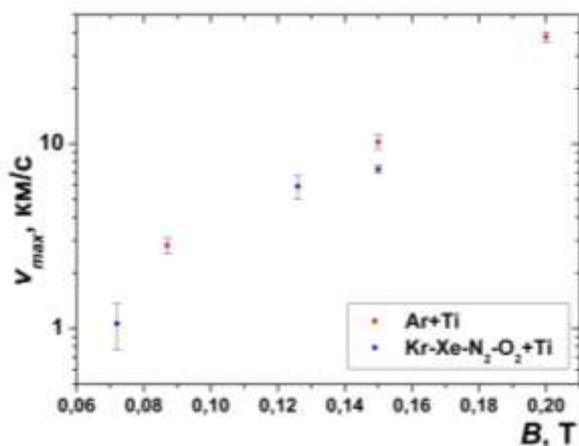


Рис.2. Зависимость максимальной скорости вращения плазменного слоя с $N_e \geq 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ от величины магнитного поля (Ar+Ti, $p = 0,8 \text{ Па}$, $U_{\text{dis.}} = 3,8 \text{ кВ}$; Kr-Xe-N₂-O₂+Ti, $p = 0,8 \text{ Па}$, $U_{\text{dis.}} = 3,8 \text{ кВ}$).

Альфвеновской скорости $V \sim V_A \sim 10^7 \text{ см/с}$.

Таким образом, применение микроволновой корреляционной рефлектометрии при исследовании многокомпонентной газометаллической плазмы импульсного отражательного разряда позволило исследовать скорости вращения плазменных слоев одинаковой плотности и установить, что в плазме вдоль магнитного поля распространяются колебания со скоростью, близкой по величине к Альфвеновской скорости $V \sim V_A$.

Литература:

1. Lenert B. Rotating Plasmas // Nucl. Fusion., 1971, Vol.11, №5, P. 485-533.
2. Fetterman A.J., Fisch N.J. Metrics for comparing plasma mass filters // Phys. Plasmas., 2011, Vol.18, №10, P. 103503 (8pp).
3. Ковтун Ю.В., Скибенко А.И., Скибенко Е.И. и др. Исследование параметров водородно-титановой плазмы в импульсном отражательном разряде // Физика плазмы, 2010, т. 36, № 12, с. 1130–1136.
4. Yu.V. Kovtun, A.I. Skibenko, E.I. Skibenko et al. Study of multicomponent plasma parameters in the pulsed reflex discharge // Ukr. J. Phys., 2010, Vol.55, №12, P. 1269-1277.

ности колебаний ($\gamma_{xy}^2 > 0,4$), зарегистрированная на обеих рефлектометрах, свидетельствует о перемещении вдоль магнитного поля одних и тех же колебаний. С помощью ВКФ отраженных СВЧ сигналов было определено характерное время распространения колебаний плазмы вдоль магнитного поля и вычислена скорость распространения, которая оказалась близка по величине к

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ

С.А. Лепихов, Г.В. Крашевская

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Зондовый метод диагностики плазмы является одним из наиболее информативных, позволяя измерять локальные характеристики плазмы. Несмотря на большую погрешность метода (>50%) в определении абсолютных значений параметров плазмы (например, концентрации и электронной температуры), несомненным достоинством его является возможность получения распределения этих параметров. При этом относительная погрешность таких измерений при выбранном методе вычисления мала, а сама диагностика проста в реализации.

Для получения картины распределения параметров плазмы в исследуемой области, необходимо обеспечение контроля перемещения зонда, а также записи и обработки массива измерений, что без автоматизации данного процесса делает эту задачу весьма долгой и трудоемкой. Особенно это актуально для измерений в плазме больших объемов. При этом готовых решений автоматизированной зондовой диагностики в России нет. Решения же зарубежных фирм производителей аналитического оборудования таких, как HidenAnalytical (Великобритания), CCRProcessProducts (Ирландия), Impedans (США), являются очень дорогими и поэтому не подходят для большинства научных организаций, так как производство зонда своими силами при наличии компетентных работников требует меньших затрат.

Целью данной работы является разработка автоматизированной зондовой диагностики для возможности измерения параметров плазмы в широком диапазоне внешних условий.

Диапазон изменения рабочих параметров зонда представлен следующими величинами: давление рабочего газа - $10^{-5} \div 10^{-3}$ Торр, внешнее магнитное поле до 1 кГс; частота внешнего высокочастотного (ВЧ) поля –

13,6 МГц и 2,45 ГГц. Разрабатываемая система включает в себя автоматизированную систему перемещения и позиционирования зонда с точностью позиционирования 1 мм и ходом зонда до 500 мм.

В качестве ввода движения в вакуум выбран магнитный ввод движения (рис. 1) благодаря герметичности, простоте реализации, возможности осуществления передачи как поступательного, так и вращательного движения. Разработанный магнитный ввод является защищенным от внешних магнитных полей и обеспечивает требуемую точность позиционирования.

Система перемещения реализована на основе передачи винт-гайка для поступательного движения и ременной передачи для вращательного движения (рис.2). Движение осуществляется посредством двух шаговых двигателей марки FL42STH47-0406B. и управляется с компьютера через специально разработанную на Labview программу ASPC (Automatic System of Probe Control).

В качестве основного измерительного узла разработан универсальный тройной зонд. Данный зонд обеспечивает возможность работы в режимах одиночного, двойного и тройного зонда в зависимости от условий измерений.

Электрическая схема зонда позволяет легко переходить от одного режима работы к другому и обеспечивает необходимые параметры экранирования и шумоподавления.

Система разработана для использования в качестве части комплекса управления экспериментом. Для этого в программном обеспечении системы реализуется возможность внешнего управления системой в фоновом режиме. Система осуществляет постоянную запись данных и протоколирование эксперимента для обеспечения надежности работы.

Испытания системы планируется производить на установках кафедры «Физика Плазмы» НИЯУ МИФИ: «Магнетор» и «Пробкотрон». Условия экспериментов на данных установках позволят провести испытания в соответствии с заявленными рабочими параметрами системы.

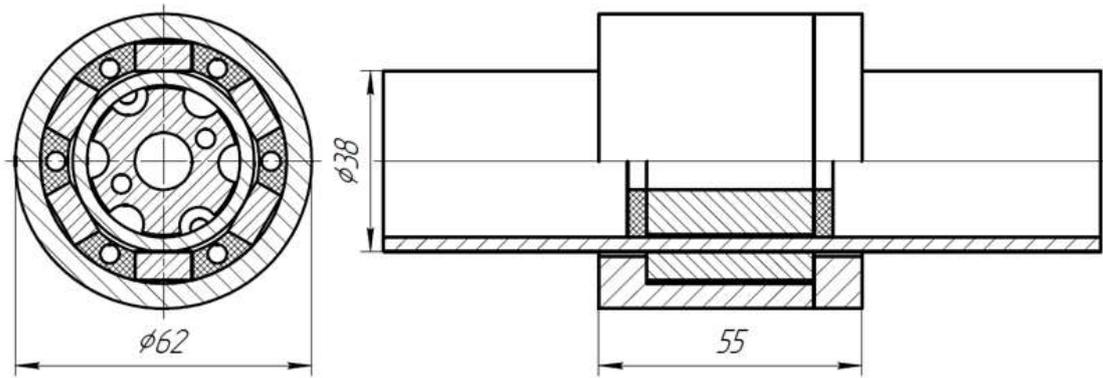


Рис. 1 Магнитный ввод движения в вакуум

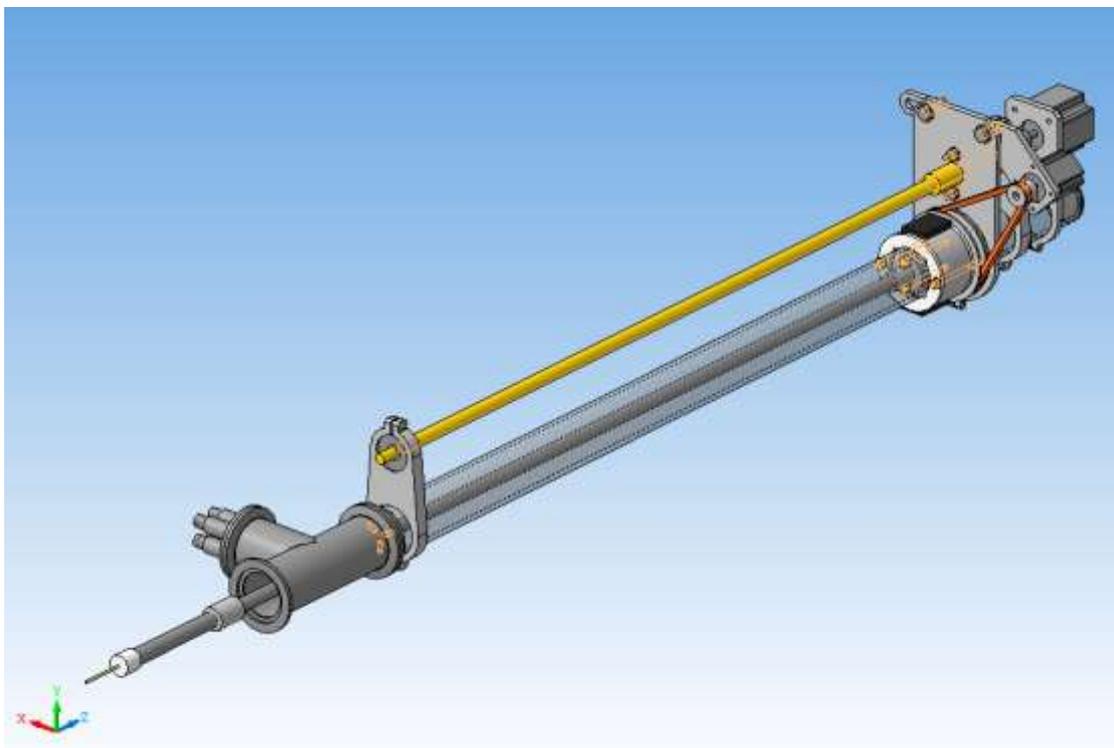


Рис. 2 Внешний вид системы перемещения

ПРОБЛЕМА РАССЕЯННОГО ДИВЕРТОРНОГО СВЕТА ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ Н- α СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ В ИТЭР

В.С. Неверов, А.Б. Кукушкин, М.Г. Левашова

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Основной ожидаемой проблемой Н- α спектроскопии высокого разрешения (СВР) в ИТЭР является существенное превышение рассеянного диверторного света (РДС) – света, излученного в бальмеровских линиях в диверторе и попадающего в спектрометры в результате диффузного или неоднократного зеркального отражения от полностью металлических стенок вакуумной камеры – над излучением в бальмеровской альфа-линии в пристеночной области (SOL). Эта проблема потребовала проведения детальных расчетов ожидаемой точности измерения отношения плотностей компонент топлива в SOL для выполнения «Требований к измерениям МО ИТЭР».

Для оценки спектров РДС была предложена полуаналитическая модель. При достаточно большом (чтобы требовался учет многих зеркальных или хотя бы нескольких диффузных отражений) коэффициенте отражения света от внутренней поверхности вакуумной камеры, R_w , интенсивность отраженного излучения можно считать пространственно однородной по всему объему внутри вакуумной камеры. Тогда верхняя граница для интенсивности равна:

$$J^{(reflect)}(\lambda) \left[\frac{photon}{s m^2 ster \Delta\lambda} \right] = \frac{\int dV \int d\Omega_n \left\{ Q(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda) \left[\frac{photon}{s m^3 ster \Delta\lambda} \right] \right\}}{\int d\Omega_n \int (\mathbf{n}, dS_w) (1 - R_w(\lambda, S_w, (\mathbf{n}, \mathbf{n}_w))) \eta((\mathbf{n}, \mathbf{n}_w))}$$

где $Q(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda)$ - локальная спектральная светимость (в данной работе использовалась светимость $Q(\mathbf{r})$, рассчитанная кодом B2-EIRENE [1-3] и доплер-зеемановская модель спектральных линий); η - функция Хевисайда. Знаменатель можно представить в виде функции усредненного по поверхности

коэффициента отражения $\bar{R}_W \equiv \langle R_W \rangle_{S_{w,n}}$, что дает $\pi(1-\bar{R}_W)S_{wall_surf}$, где S_{wall_surf} – полная площадь поверхности вакуумной камеры.

Предварительное сравнение результатов этой модели для интегральной по длине волны интенсивности с результатами расчетов лучевыми траекториями кодом LightTools для модельной геометрии [4] показало превышение полуаналитической моделью результатов лучевых расчетов на фактор $\sim 2-3$ для коэффициента отражения $R_w=0.5$ и на $\sim 20\%$ для $R_w=0.9$.

Интенсивность РДС может на два порядка величины превышать интенсивность излучения из SOL в сценариях с малой плотностью (Рис. 1).

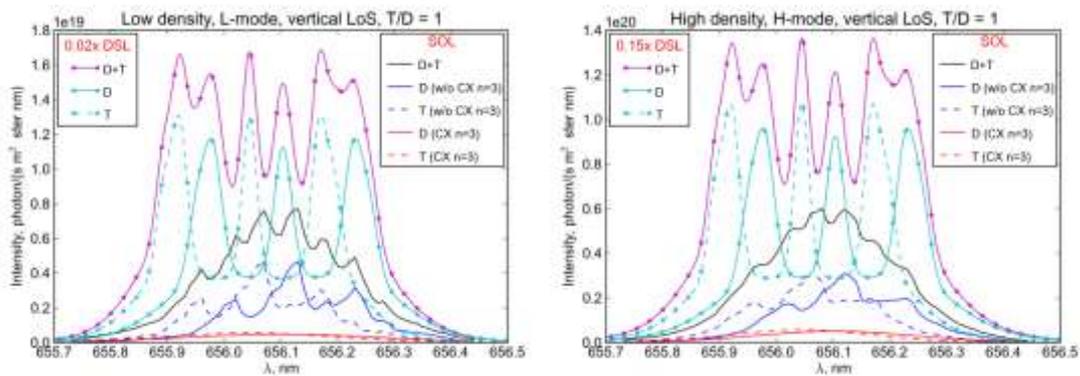


Рис. 1. Спектральная интенсивность бальмеровской альфа-линии атомов D и T в SOL (рассчитана для немаксвелловской функции распределения атомов по скоростям, полученной кодом B2-EIRENE) и аналогичная интенсивность РДС ($R_w=0.5$), ожидаемая для вертикальной хорды наблюдения из верхнего порта UPP02 при $R=6.16$ м для расчетного режима «ITER#1514» работы дивертора. Слева – сценарий с малой плотностью в L-моду, справа – с высокой плотностью в H-моду. Красные кривые показывают вклад перезарядки нейтрального атома в возбужденном состоянии $n=3$ на быстром ионе. Показаны суммарные D+T спектры для смеси T/D=50/50.

Обратная задача для оценки отношения трития к дейтерию в SOL по данным H- α СВР сформулирована как минимизация целевой функции (далее для простоты рассмотрен случай двухкомпонентной T+D смеси):

$$\sum_{j=1}^m |S_{calc}(\lambda_j) - S_{obs}(\lambda_j)| \xrightarrow{k_R, k_D, k_T} \min, \quad k_i \geq 0, \quad i = R, D, T, \quad (2)$$

$$S_{calc}(\lambda_j) \equiv k_R S_R^{[div]}(\lambda_j) + k_D S_D^{[SOL]}(\lambda_j) + k_T S_T^{[SOL]}(\lambda_j),$$

где λ_j – длина волны j -го спектрального канала (пикселя); $S_{obs}(\lambda_j)$ – наблюдаемая спектральная интенсивность; $S_R^{[div]}(\lambda_j)$ – спектральная бальмер- α

интенсивность РДС с известным изотопным отношением; $S_D^{[SOL]}(\lambda_j)$ и $S_T^{[SOL]}(\lambda_j)$ – спектральные бальмер- α интенсивности из SOL; k_T и k_D – искомые весовые коэффициенты, связанные со средними плотностями нейтральных атомов изотопов водорода в излучающем слое в SOL; коэффициент $k_R \equiv 1/(1-\bar{R}_w)$ вынесен из (1) и также является оптимизируемым параметром.

При анализе точности решения задачи (2) учитываются возможные ошибки: входных параметров плазмы (профилей плотности плазмы и температуры вдоль хорды наблюдения); модели РДС спектра; квантовый шум детектора. Многократное решение задачи (2) дает статистическое распределение искомой величины $B = k_T / k_D$. Точность восстановления заданной величины $B^{(assumed)}$ рассчитывается по формуле

$$Acc(B^{(assumed)}) \equiv 2.5 \left[\left\langle \left(\left(B / B^{(assumed)} \right) - 1 \right)^2 \right\rangle \right]^{1/2},$$

где скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по статистическому распределению. Фактор 2,5 отвечает 98% вероятности обнаружить значение B в интервале $\{B^{(assumed)} - 2.5 \delta B, B^{(assumed)} + 2.5 \delta B\}$, где

$$\delta B = \left[\left\langle \left(B - B^{(assumed)} \right)^2 \right\rangle \right]^{1/2}.$$

Анализ результатов (см. Таблицу) показывает, что «Требования к измерениям МО ИТЭР» не могут быть выполнены во всем пространстве параметров (хорда наблюдения (ХН), режим работы, отношение T/D) для практически возможных значений подавления РДС с помощью оптической ловушки. Это послужило мотивацией для формулировки новой схемы – одновременного измерения вдоль двух хорд наблюдения, направленных в оптическую ловушку и рядом с ней, позволяющей «исключать» РДС в условиях малых отношений прямого сигнала к РДС. Минимизация отклонений расчетных спектров от двух экспериментальных спектров – измеренного с ловушкой, $S_{obs}^{dump}(\lambda_j)$, и рядом с ней, $S_{obs}(\lambda_j)$, использующая модельные спектры в SOL для D и T, $S_{D,T}^{[SOL]}(\lambda_j)$, сводится к следующей задаче:

$$\sum_{j=1}^m \left| \tilde{k}_R S_{obs}(\lambda_j) + \tilde{k}_D S_D^{[SOL]}(\lambda_j) + \tilde{k}_T S_T^{[SOL]}(\lambda_j) - S_{obs}^{dump}(\lambda_j) \right| \xrightarrow{\tilde{k}_R, \tilde{k}_D, \tilde{k}_T} \min. \quad (4)$$

Коэффициент k_R связан с эффективностью ловушки и также определяется в процессе оптимизации. Результаты приведены в Таблице.

Таблица. Точность восстановления T/D для вертикальной ХН в % * ($R_w = 0.5$).											
Способ измерения			Однократное ⁺ (только в ловушку)				Сдвоенное ⁺⁺ (в ловушку и на стенку рядом с ней)				
Заданное T/D			0.01	0.1	1	10	0.01	0.1	1	10	
Режим	1**	Отношение РДС/СОЛ	138	Rand	198	64	171	585	92	35	116
	2		151	Rand	293	70	174	583	92	30	118
	3		35	Rand	73	18	45	664	78	18	93
	4		38	Rand	80	19	48	512	83	21	68
	5		17	Rand	43	10	22	662	61	17	69
	6		19	Rand	41	11	25	574	65	17	68

* Зеленым показаны значения, удовлетворяющие «Требованиям к измерениям МО ИТЭР» (20%).

⁺ 30-кратное подавление РДС ловушкой, 10% случайная спектральная ошибка РДС, полное этендью $1,8E-08$ м² стер. (15 оптических волокон).

⁺⁺ 5-кратное подавление РДС, 10% случайная спектральная ошибка в модельных спектрах СОЛ, этендью = $1,2e-9$ м²стер. (по 1-му оптоволокну на S_{obs}^{dump} и S_{obs})

** Описание режимов: 1,2 - низкая плотность; 3,4 - средняя плотность; 5,6 - высокая плотность; 1,3,5 - L-мода; 2,4,6 - H-мода.

Выводы. Для оценки влияния спектров рассеянного диверторного света (РДС) как фонового сигнала на точность измерения компонент топлива с помощью H-альфа спектроскопии высокого разрешения была предложена полуаналитическая модель. Показано, что интенсивность фонового сигнала может на два порядка величины превышать полезный сигнал (излучения бальмеровских альфа-линий из SOL) в сценариях с малой плотностью.

Решение сформулированной обратной задачи для оценки отношения плотностей трития и дейтерия в SOL стимулировало предложение новой схемы измерения, существенно повышающей точность в условиях значительного превышения фонового сигнала над полезным.

Авторы благодарны А.Г. Алексееву, В.С. Лисице, Д.К. Вуколову, К.Ю. Вуколову, А.В. Горшкову, М.Б. Кадомцеву, В.А. Шурыгину (НИЦ «Курчатовский институт»), С. Лисго, А.С. Кукушкину, Е. Вещеву (Международная Организация ИТЭР), В. Котову (Центр в Юлихе, Германия) за сотрудничество в проекте H-альфа диагностики для ИТЭР.

Литература:

1. Kukushkin A.S., Pacher H.D., Loarte A., *et al.* Nucl. Fusion, 2009, 49, 075008.
2. Braams B.J., PhD thesis. Utrecht: Rijksuniversitet, 1986.
3. Reiter D., Baelmans M., Börner P., Fusion Sci. Tech., 2005, 47, 172
4. Stuber J., Woodruff Sci. Inc. Progress Reports, personal communication, 2012.

ДИАГНОСТИКА ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ТОКАМАКЕ ИТЭР. ВЕРТИКАЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ КАМЕРА

Немцев Г. Е.¹, Амосов В. Н.¹, Мещанинов С. А.¹, Рахманов А. Ю.¹, Родионов Н. Б.¹, Родионов Р. Н.¹

¹. *Частное учреждение ГК «Росатом» «Проектный центр ИТЭР»*

Измерение нейтронов, рождающихся в результате термоядерного синтеза, является одной из наиболее значимых прикладных задач в диагностике высокотемпературной плазмы. Современные системы нейтронной диагностики позволяют определять такие плазменные параметры как профиль нейтронного источника и профиль ионной температуры плазмы, плотность источника альфа-частиц, общий нейтронный выход и общую термоядерную мощность в широком диапазоне измеряемых значений. В настоящее время для токамака ИТЭР разрабатывается 7 подсистем нейтронных диагностик: радиальная и вертикальная нейтронные камеры, микрокамеры деления, монитор нейтронного потока, нейтронно-активационная система, диверторный монитор нейтронного потока, система нейтронных спектрометров высокого разрешения. Эти подсистемы будут предоставлять ключевую информацию как по физическим процессам, происходящим внутри плазмы токамака, так и по взаимодействию плазмы с первой стенкой токамака, что важно для безопасной работы всей установки.

Задачей нейтронной диагностикой ИТЭРа является определение следующих параметров: полного нейтронного выхода, термоядерной мощности, профиля мощности, профилей нейтронного и альфа источников, топливного отношения (отношение плотностей трития к дейтерию), полного количества нейтронов, попавших на первую стенку токамака, профиля ионной температуры. Система диагностики должна измерять данные параметры с точностью не хуже 10%, временным разрешением не более 1 мс, и пространственным разрешением не более 1/10 от малого радиуса плазмы (20 см). При этом ожидается, что полный выход нейтронов в различных режимах

работы ИТЭРа будет меняться от 10^{14}с^{-1} до 10^{21}с^{-1} . Особенностью нейтронной диагностики ИТЭРа является работа в сложных условиях эксплуатации, сильного радиационного облучения (до $10^{14}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ нейтронов с энергией 14 мэВ), сильного магнитного поля (до 6 Тл), высокой температуры (до 1000°C) и высокого вакуума, что требует специальных технологических решений.

Опыт токамаков TFTR, JT-60, FTU, JET показал, что наиболее полную информацию о нейтронном источнике дают системы диагностики на основе многоканальных нейтронных коллиматоров. Основная задача данных диагностик, – измерять с временным разрешением нейтронный выход в полоидальном сечении плазмы токамака. Знание профилей нейтронного источника позволяет оценивать удержание энергичных частиц, профиль ионной температуры, скорость выгорания термоядерного топлива, положение плазменного шнура. В связи с глубоким проникновением быстрых нейтронов сквозь любой защитный материал и их рассеиванием на структуре токамака нейтронные коллиматоры представляют собой массивные и протяженные конструкции. Радиальная и вертикальная нейтронные камеры ИТЭРа разрабатываются на основе систем, использовавшихся на токамаках TFTR и JET. Данные камеры состоят из веерообразных массивов трубок, смотрящих на плазму. В конце каждой трубки установлен набор детекторов, выбор которых обусловлен возможностью измерения нейтронных потоков в широком диапазоне, для работы как в DD так и DT режимах, оптимальными характеристиками спектрального и временного разрешения, возможностью разделения нейтронного и гамма сигнала, условиями эксплуатации. В данной работе описывается предполагаемая конструкция вертикальной нейтронной камеры, ее цели и задачи в общей программе ИТЭРа, оцениваются основные физические параметры, определяемые с ее помощью.

Вертикальная нейтронная камера (ВНК) состоит из верхней части, в которой имеется шесть каналов нейтронных коллиматоров, и нижней, имеющей пять коллимированных каналов и одного слепого для оценки фонового сигнала. В ИТЭРе нет вертикального порта, поэтому в отличие от радиальной камеры части ВНК расположены в очень ограниченном пространстве и установлены в так называемые портплаги (затычки) горизонтальных патрубков токамака. Роль нейтронной защиты для нижней части ВНК при этом также играет бланкет (защитная оболочка камеры токамака), и диверторная кассета. Для этого в них

выполнены отверстия. В среднем длина одного коллиматора около 1 метра. Расчеты показывают, что при этом уровень фона во всех режимах работы меньше сигнала от прямого нейтронного потока, но для некоторых каналов значителен. Для оценки фона будет использоваться дополнительно слепой канал измерения.

Из-за ограниченности пространства невозможно использовать больше 11 измерительных каналов. Требуемое пространственное разрешение системы не более 1/10 от малого радиуса плазмы обеспечивается, в предположении полоидальной симметрии нейтронного источника, расположением коллиматоров так, чтобы линии наблюдения касались не менее 10 различных магнитных поверхностей.

Другой особенностью ВНК камеры ИТЭРа являются жесткие условия эксплуатации детекторов, не позволяющие использовать сцинтилляционные детекторы высокой чувствительности, примененные на токамаках TFTR, JT-60, FTU, JET. Расчетный поток нейтронов в каналах коллиматоров 10^5 - $10^{10}/\text{см}^2\text{с}$, температура работы 150°C , магнитное поле до 1,5 Тл. В ВНК ИТЭР основными детекторами будут алмазные детекторы и камеры деления с ураном ^{238}U высокой чистоты. Детекторы будут работать как пороговые счетчики, алмазные детекторы дополнительно обеспечат разрешение нейтронов по энергии. Чувствительность детекторов ограничена их размерами и составляет 10^{-4} - 10^{-3}см^2 . Условия эксплуатации не позволяют расположить аппаратуру предварительного усиления сигнала рядом с детекторами, поэтому для ВНК разрабатывается специальная электроника спектрометрического качества.

Концепция ВНК предполагает разработку методики измерения нейтронных потоков в каналах коллиматоров, включающее составление полной базы данных сечений ядерных реакций и расчет функций откликов детекторов, математическое моделирование исходных спектров нейтронов, а также технику томографического восстановления нейтронного источника.

Литература:

1. Adams J., *et al.*, The JET neutron emission profile monitor, *Nucl. Instrum. Meth.*, A 329 (1993) 277

2. Roquemore L., *et al.*, TFTR multichannel neutron collimator, *Rev. Sci. Instrum.*, **61** (1990) 3163
3. Batistoni P., *et al.*, Design of the neutron multicollimator for Frascati tokamak upgrade, *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (1995) 4949
4. Johnson L., *et al.*, Analysis of neutron cameras for ITER, *Rev. Sci. Instrum.*, **70** (1999) 1145
5. Jarvis O., *et al.*, Neutron profile measurements in the Joint European Torus, *Fusion Eng. Des.*, **34-35**, (1997) 59
6. Ishii K., *et al.*, Multi-Channel Neutron Emission and Triton Burn-up Measurement on JT-60U Using Digital Signal Processors, *Plasma and Fusion Research*, **5**, (2010) S1043
7. Marocco D., *et al.*, Combined unfolding and spatial inversion of neutron camera measurements for ion temperature profile determination in ITER, *Nucl. Fusion*, **51** (2011) 053011
8. A. L. Roquemore., *et al.*, Recent expansion of the TFTR multichannel neutron collimator, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, (1997) 544

АНАЛИЗАТОРЫ ПОТОКА АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА ИТЭРЕ

В.И. Афанасьев, С.С. Козловский¹, А.Д. Мельник, М.И. Миронов,
В.Г. Несеневич, М.П. Петров, С.Я. Петров, Ф.В. Чернышев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

¹ *Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

В настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе для международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР создается система атомных анализаторов для диагностики плазмы по потокам атомов перезарядки [1]. Система состоит из двух анализаторов для регистрации частиц в различных энергетических диапазонах. Анализатор атомов тепловых энергий LENPA предназначен для измерений в диапазоне энергий от 10 до 200 кэВ, анализатор атомов высоких энергий HENPA – от 0.2 до 2.0 МэВ. Данные приборы позволяют проводить анализ входящего потока атомов по энергии с одновременным разделением частиц по массе.

Диагностика плазмы по потокам атомов перезарядки на ИТЭРе должна обеспечить решение двух основных задач. Во-первых, это измерение соотношения плотностей ионов дейтерия и трития (изотопного соотношения D-T) для обеспечения оптимального режима горения плазмы и контроля за процессом протекания термоядерной реакции. Вторая задача заключается в измерении функций распределения быстрых D,T-ионов с энергиями вплоть до нескольких МэВ, возникающих в плазме в результате дополнительного нагрева ионов, а также взаимодействия тепловых D,T-ионов с термоядерными α -частицами. В последнем случае особенный интерес представляет возможность изучения удержания термоядерных альфа-частиц на основе данных, получаемых для быстрых ионов отдачи.

Физические основы метода диагностики плазмы по потокам атомов перезарядки могут быть выражены соотношением между потоком атомов, покидающих плазму, и соответствующей функцией распределения ионов в плазме. Число атомов сорта i с энергией E , возникающих в единичном объеме плазмы в единицу времени, выражается как

$$\phi_i(E) = n_i f_i(E) \sum_k n_k \langle \sigma(v_{omk}) v_{omk} \rangle, \quad (1)$$

где n_i и f_i – плотность и функция распределения рассматриваемого типа ионов, $n_k \langle \sigma(v_{omk}) v_{omk} \rangle$ – число актов взаимодействия в единицу времени между частицами типа i и k , приводящих к нейтрализации ионов i . Суммирование производится по всем типам частиц k , на которых возможна нейтрализация. Тогда, в предположении изотропного распределения, поток атомов, выходящих из плазмы вдоль линии наблюдения диагностической системы L , можно записать как

$$\Gamma_i(E) = \frac{1}{4\pi} \int_L \phi_i(l) \mu(E, l) dl, \quad (2)$$

где $\mu(E, l)$ – это оптическая толщина плазмы для атомов с энергией E , выходящих из точки с координатой l , с учетом их ионизации и повторной перезарядки.

Нейтрализация ионов дейтерия и трития в плазме может происходить в результате трех процессов: радиационной рекомбинации, перезарядки на фоновых атомах изотопов водорода и захвата электронов от легких водородоподобных ионов примесей, основной из которых на ИТЭРе будет являться бериллий.

Из соотношений (1) и (2) следует, что измерение потоков атомов, выходящих из плазмы, даёт информацию о функции распределения ионов, что позволяет решить первую из задач, поставленных перед диагностикой, – измерение изотопного соотношения термоядерного топлива. Важно отметить, что вероятность выхода атомов с определенной энергией из плазмы зависит от расстояния от края плазменного шнура, причем эта вероятность возрастает с увеличением энергии атомов. Это дает возможность измерения изотопного соотношения как функции координаты по радиусу в плазме. Атомы с энергиями $\sim 150 \div 200$ кэВ несут информацию о функции распределения ионов в центральной области плазмы ИТЭРа, атомы с малыми энергиями порядка нескольких десятков кэВ – о распределении ионов на краю плазменного шнура. Предварительные оценки показывают, что в основном режиме работы реактора ИТЭР (Inductive Scenario, [2]) анализатор HENPA позволит измерять изотопное соотношение в центре плазмы в диапазоне $0.15 \div 5$. Для анализатора LENPA

диапазон измерения составит $0.20 \div 10$ в центральной области и $0.06 \div 10$ на краю плазменного шнура [3].

Быстрые ионы отдачи дейтерия и трития в термоядерной плазме возникают при рассеянии тепловых ионов на α -частицах, рождающихся в результате термоядерной реакции. Энергия рождения α -частиц составляет 3.54 МэВ. Наличие быстрых ионов отдачи приводит к появлению немаксвелловской части энергетического спектра атомов перезарядки в области надтепловых энергий. Абсолютная величина этой добавки зависит от концентрации α -частиц в плазме, которая, в свою очередь, определяется временем удержания α -частиц. Таким образом, измерение с помощью анализатора HENPA спектра быстрых D,T-атомов перезарядки может дать информацию о времени удержания α -частиц. На рис.1 показаны результаты моделирования спектров атомов перезарядки для дейтерия (режим работы реактора Inductive) при различном времени удержания ионов τ [4]. В расчете время удержания быстрых ионов отдачи дейтерия было принято равным времени удержания α -частиц. Экспоненциальный спад в низкоэнергетичной части спектра соответствует максвелловскому распределению тепловых ионов.

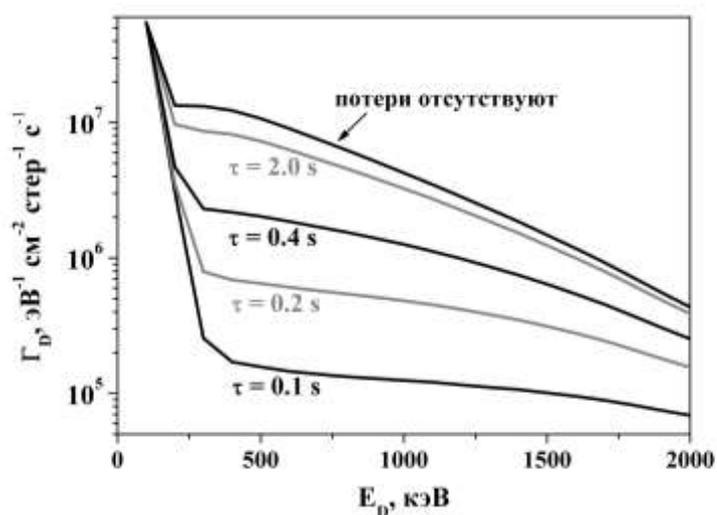


Рис. 1. Энергетические спектры атомов перезарядки дейтерия для различных времен удержания ионов. Верхняя кривая соответствует идеальному случаю в отсутствие потерь ионов.

Интенсивность потока атомов перезарядки с высокими энергиями сильно зависит от времени удержания быстрых ионов. На рис. 2 показана интегральная скорость счета атомов дейтерия с энергиями $E > 1.2$ МэВ анализатором HENPA в зависимости от времени удержания ионов. Из рисунка видно, что измерение

потока быстрых атомов отдачи позволяет оценить время удержания α -частиц в диапазоне $0.1 \div 10$ с.

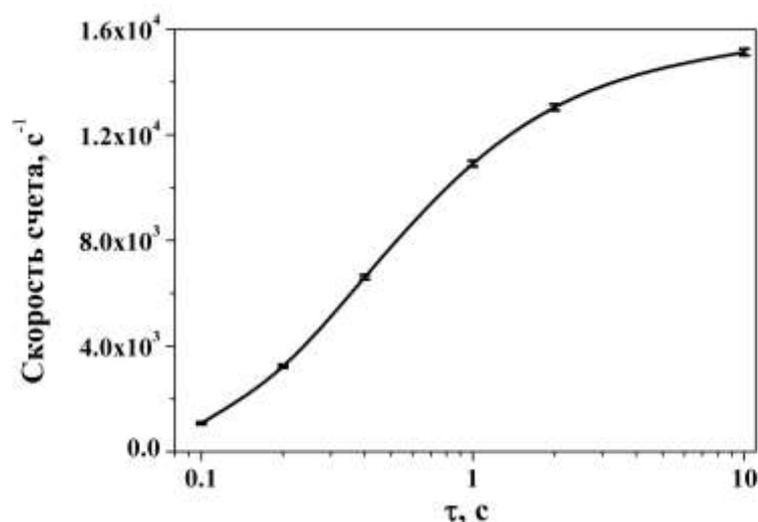


Рис. 2. Интегральная скорость счета атомов дейтерия с энергиями $E > 1.2$ МэВ в зависимости от времени удержания быстрых ионов.

Таким образом, являясь одной из приоритетных на реакторе ИТЭР, диагностика по потокам атомов перезарядки обеспечивает проведение измерений, необходимых как при исследовании высокотемпературной плазмы в эксперименте, так и при управлении термоядерной реакцией на будущем промышленном реакторе.

Литература:

1. V.I. Afanasyev et al. Neutral particle analysis on ITER: present status and prospects // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2010, vol. 621, p. 456
2. ITER Technical Basis. IAEA, Vienna, 2002.
<http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/ITER-EDA-DS-24.pdf>
3. M.I. Mironov et al. Assessment of NPA performance in ITER burning scenarios. 20th ITPA Topical Group Meeting on Diagnostics, 23-26 May 2011, Noordwijk, The Netherlands.
4. V.G. Nesenevich et al. Alpha-particle confinement study using knock-on ion tails by means of NPA diagnostics. 22nd ITPA Topical Group Meeting on Diagnostics, 14-17 May 2012, Moscow, Russia.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЗИТРОНСОДЕРЖАЩИХ АТОМОВ И ИОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ, ГАЗАХ И ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ ХАРТРИ-ФОКА

Е.П. Прокопьев

НИЦ «Курчатовский институт». ФГБУ («ГНЦ РФ ИТЭФ»), Москва, Россия

Теоретические и экспериментальные исследования по аннигиляции позитронов в конденсированных средах и плазме показывают, что каналы аннигиляции позитронов, связанных с атомами и отрицательными ионами, играют важную роль [1-6]. Например, в ионных кристаллах наблюдается образование связанных квазиатомных систем позитрон-анион, в полупроводниках – образование связанных состояний позитронов на атомах, образующих в запрещенной зоне примесные центры с глубокими уровнями (например Cu^{2-} , Cu^- , Mn^- и т.д.). В газах и плазме (в том числе космической), как отмечалось в [1-6], наблюдаются образование связанных состояний (или долгоживущих квазистационарных состояний) позитронов на нейтральных атомах и отрицательных ионах. Поэтому расчет позитронсодержащих атомов и ионов имеет большое значение для физики медленных позитронов.

Исходя из этого в данном сообщении в продолжение работ В.И.Гольданского, А.В.Ивановой и автора, У.А.Арифова, П.У.Арифова и их сотрудников дается подробная хартри-фоковская процедура расчета позитронсодержащих многоэлектронных атомов и ионов. Для позитронсодержащих систем с 18 электронами и менее дан достаточно точный вывод системы уравнений Хартри-Фока и их запись в виде заданий для расчетов на ЭВМ, а для систем с большим числом электронов дается лишь уравнение Хартри для электронов внешних оболочек и позитрона. Приводятся имеющиеся данные по расчету позитронсодержащих атомов и ионов, не отраженных в [1-8].

ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОР КОРПУСКУЛЯРНОЙ ЭМИССИИ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК

В.Г. Марков, А.А. Окулов, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин

Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова»

Ключевым элементом газонаполненной нейтронной трубки (ГНТ), в значительной степени влияющей на ее рабочие параметры, является источник ионов. Для повышения эффективности работы ионных источников представляют интерес измерения закономерностей корпускулярной эмиссии. Одним из наиболее распространенных и апробированных методов корпускулярной диагностики является зондовый метод [1]. Однако метод зондов Ленгмюра не позволяет получить отдельно ионную и электронную характеристики. Преодолеть эту сложность можно с помощью многоэлектродных зондов [2 – 4].

Для регистрации параметров электронной и ионной компоненты корпускулярных потоков, эмитируемых источниками пенинговского типа, используемыми в ГНТ, с целью оптимизации их конструкции, а также определения начальных условий для численного моделирования траектории пучка в ионно-оптической системе ГНТ, был спроектирован и изготовлен многоэлектродный зонд, который позволил определить следующие параметры: электронную температуру (T_e) и концентрацию (n_e) на входе в анализатор, среднюю плотность тока (j) и энергетический спектр $F(W)$ эмитируемых частиц.

По сути, анализатор представляет собой комбинацию сеток и коллектора, расположенных последовательно друг за другом и разделенных изолятором. Геометрическая прозрачность каждой сетки анализатора составляет $\eta \sim 0,55$ (шаг сетки ~ 1000 мкм, толщина проволоки ~ 350 мкм), определена по изображениям, полученным с помощью металлографического микроскопа Altami MET1MT. Для того чтобы возмущения, вносимые зондом в окружающую плазму не менялись при изменении потенциалов электродов зонда, размеры ячейки первой сетки должны быть меньше дебаевского радиуса экранирования [5]. Размер ячеек второй сетки выбран из условия разрыва плазмы с отсечением

электронной компоненты [1]. Радиус Дебая, определенный экспериментальным путем с использованием одиночного зонда Ленгмюра, составил величину $\sim 1,5$ мм. Данный анализатор может работать как в одноэлектродном режиме (на все электроды зонда подается одинаковый потенциал смещения относительно опорного электрода), так в режиме многоэлектродного зонда (каждый электрод зонда находится под своим потенциалом). В режиме многоэлектродного зонда определен следующий порядок подачи потенциалов на электроды. Первая сетка анализатора заземляется ($U_{G1} = 0$), а потенциалом второй сетки осуществляется разрыв плазмы – разделение ионной и электронной компонент. Шаг второй сетки определяется соотношением [1]:

$$d_{G2[см]}^2 = 2,22 \cdot 10^6 \frac{U_{0i[B]}}{n_o[см^{-3}]} \left[\frac{1}{9} \left(\sqrt{1 - \frac{U_{G2[B]}}{U_{0i[B]}}} - 1 \right)^3 + \sqrt{1 + \frac{U_{G2[B]}}{U_{0i[B]}}} - 1 \right] \quad (1)$$

где n_o – концентрация плазмы, U_{0i} – направленная энергия ионов на входе в анализатор, U_{G2} – потенциал второй сетки относительно первой. Величина потенциала второй сетки относительно первой выбирается из условия того, что в разрывающем промежутке падение потенциала на длине дебаевского радиуса было больше тепловой энергии частиц [6]:

$$E > \sqrt{\pi m k T} = 45 \text{ В/см} \quad (2),$$

где E – напряженность электрического поля в разрывающем промежутке, n – концентрация плазмы, T – ее температура. Расстояние между сетками в разрывающем промежутке составляет $d = 6 \text{ мм}$, поэтому требуемая величина потенциала второй сетки составляет:

$$U > E \cdot d = 27 \text{ В} \quad (3).$$

Экспериментальным путем показано, что требуемый потенциал второй сетки составляет величину $U_{G2} \leq -60 \text{ В}$.

Принцип работы данного анализатора основан на методе задерживающего потенциала [7]. Опираясь на положения этого метода, получены выражения для функций распределения частиц по энергиям:

$$F(W) = \frac{1}{e I_c} \frac{dI_c}{dU_{G2}}, \quad (4)$$

где e – элементарный электрический заряд.

Типичный вид ВАХ, полученный в трёхэлектродном режиме работы зонда, представлен на Рис. 1.

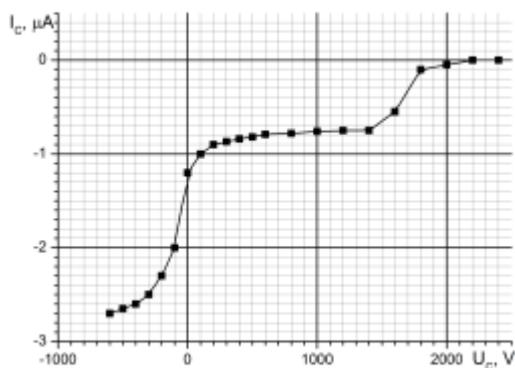


Рис. 1. ВАХ коллектора в трехэлектродном режиме работы зонда

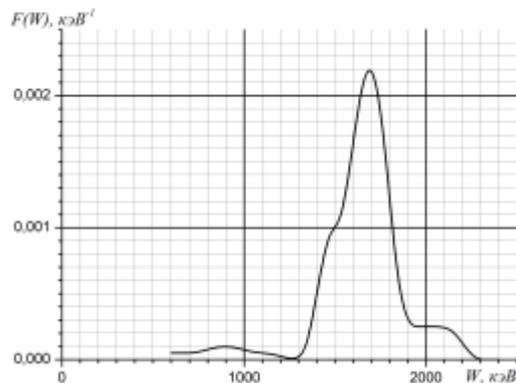


Рис. 2. Распределение ионов по энергиям, анодное напряжение источника ионов 2,4 кВ

По всей-видимости, левая крутая часть ВАХ обусловлена влиянием плазменных электронов из корпускулярных потоков и вторичных электронов с сеток, а также частичным переключением разрядного тока ионного источника на электроды анализатора. При этом правая крутая часть ВАХ является кривой задержки ионной компоненты корпускулярного потока. На рис. 2 представлен ее энергетический спектр, полученный с помощью выражения (4). Средняя энергия ионов $\langle W \rangle = \int_0^{\infty} W \cdot F(W) \cdot dW$ оказалась меньше величины анодного напряжения для всех исследованных ионных источников. Плазма в источнике Пеннинга высокого давления ($\sim 10^{-3}$ Тор и более) находится под потенциалом анода [8], а межэлектродное поле оказывается приложенным в узком прикатодном слое, где, по всей видимости, и происходит ускорение заряженных частиц. Если рассматривать процесс ускорения в одночастичном приближении, то энергии ускоренных частиц должны быть близки к величине прикатодного ускоряющего потенциала. В случае плазмы характерным является коллективный механизм ускорения частиц в самосогласованных полях [9], в силу чего, видимо, и трансформируется энергетический спектр регистрируемых частиц. Кроме того, на формирование энергетического спектра регистрируемых частиц могут влиять также процессы рассеяния и резонансной перезарядки в собственном нейтральном газе [10] на пути следования из ионного источника к нейтронообразующей мишени. В работе [11] показано, что положение максимумов энергетических спектров (наиболее вероятная энергия ионов) определяется величиной осевого потенциала плазмы относительно катодов, который может быть значительно ниже анодного потенциала (на величину в

диапазоне до нескольких сотен вольт) [8]. При этом разброс по энергиям в ионных спектрах авторы [11] объясняют колебательными процессами в исследуемом разряде, в частности, колебаниями потенциала плазмы на оси разряда.

Результаты, полученные в ходе выполнения работы, подтверждают данные о параметрах корпускулярных потоков, зарегистрированных методом задерживающего потенциала с использованием электродов ионно-оптической системы и мишенного узла непосредственно в нейтронных трубках [12].

Литература:

1. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
2. <http://iopscience.iop.org/0963-0252/17/3/035026>
3. <http://iopscience.iop.org/0022-3727/43/5/055203>
4. <http://iopscience.iop.org/0022-3727/44/7/075205>
5. Доброхотов Е.И., Москалев И.Н. // ЖТФ, 1970, т.40, с.1048.
6. Булыгинский Д.Г., Галактионов Б.В., Долматова К.А., Овсянников В.А. // ЖТФ, 1963, т.33, №.2, с.183.
7. Гапонов В.И. Электроника, Часть 1. Государственное издательство физико-математической литературы, 1961, с.516
8. Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М: Атомиздат, 1972.
9. Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А. // ЖЭТФ, 2000, т.118. с.1358.
10. Козлов Н.П. Основы физики плазмы. – М., 1997 .
11. Мартенс В.Я., Шевченко Е.Ф. Материалы XIII научно-технической конференции «Вузовская наука – Северо-Кавказскому региону». Том первый. Естественные и точные науки. Технические и прикладные науки, 2009, с. 217.
12. Губарев А.В, Марков В.Г., Прохорович Д.Е., Садилкин А.Г. // Всероссийский семинар «Физические и технические аспекты объемного источника нейтронов для материаловедческих, технологических исследований и решения задач ядерной энергетики», 2012, с. 24.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА НА ОПТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЛАЗМЫ

Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин, О.А. Блинов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

В работе приведены результаты оптической диагностики ионно-плазменного потока, возникающего при дуговом разряде в межэлектродном пространстве вакуумной камеры. Контроль эмиссионного спектра плазмы позволяет получать покрытия с небольшим разбросом в конечных свойствах. При этом параметры осаждения задают состав низкотемпературной плазмы, в которой происходят различные физико-химические процессы, в том числе и с оптическим излучением – ионно-фотонная эмиссия. Известно, что при прочих равных условиях наибольшее влияние на зарядовый состав плазмы оказывает давление в камере азота и других плазмообразующих газов. Интенсивность протекания реакций синтеза TiN определяется двумя диапазонами давления (меньше и больше $6.6 \cdot 10^{-2}$ Па) [1,2]. Цель работы: спектральная диагностика низкотемпературной титановой плазмы с дозированной подачей газов-реагентов при получении тонких пленок и анализ структуры получаемых при этом пленок.

Исследования проводились на установке ННВ-6.6И4 с использованием системы регистрации оптического спектра плазмы. Она включает в себя спектрометр ИСП-51, многоканальный регистратор МОРС-1/2048/USB/FTDI на базе ПЗС-линейки LX511 (Toshiba) и персональный компьютер. Исследуемый диапазон – 360-950 нм с разрешением не хуже 0.1 нм. Время записи изменялось от 0.01 до 10 с. В качестве эталона использовали спектр излучения ртутно-кварцевой лампы ДРК-120 осветителя ОИ-18А. Для обработки данных использовали программу MORS (ООО «МОРС», г. Троицк). Схема проведения эксперимента представлена на рис. 1.

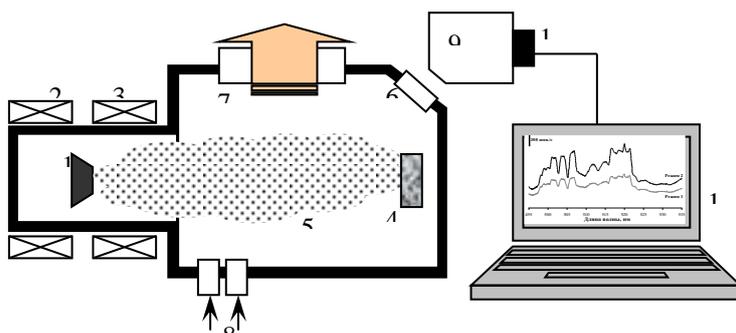


Рис. 1. Схема проведения эксперимента (1 – катод; 2 – стабилизирующая катушка; 3 – фокусирующая катушка; 4 – подложка; 5 – ионно-плазменный поток; 6 – окно-«гляделка»; 7 – вакуумная система (откачка); 8 – система напуска газов; 9 – спектрометр ИСП-51; 10 – регистратор спектра на основе ПЗС-линейки; 11 – персональный компьютер)

Анализировались спектры и пленки, полученные при токе дуги 75 А, потенциале смещения от 0 до 250 В, парциальном давлении азота от 0 до 0.9 Па. С целью выяснения влияния напряженности магнитного поля на состав плазмы изменяли ток фокусирующей катушки от 0 до 0.6 А..

Технологические параметры процесса осаждения представлены в табл.1.

Параметры процесса осаждения покрытия

Таблица 1.

Параметр	Значение
Ток дуги, А	75
Потенциал смещения, В	Режим 1 - 0, Режим 2 - 250
Остаточное давление, Па	0.002
Давление реакционного газа, Па	0.05
Температура подложки, °С	400-450
Ток фокусирующей катушки, А	Режим 1 - 0.6, Режим 2 - 0
Расстояние катод-подложка, см	46

Экспериментальные данные показывают, что в спектре свечения кроме линий, принадлежащих возбужденным атомам и ионам, наблюдается значительная область непрерывного спектра в диапазоне 530-570 нм и 570-620 нм. На фоне непрерывного спектра, интенсивность которого заметно возрастает с увеличением давления азота от 0.4 Па и выше, наблюдаются хорошо различимые линии, расшифровка которых пока затруднительна из-за сложности и многоканальности протекающих в межэлектродной области процессов. На рис. 2 показан участок характерного спектра ионно-фотонной эмиссии в диапазоне от 480-590 нм. Он включает в себя атомарные линии, молекулярные полосы и непрерывное излучение.

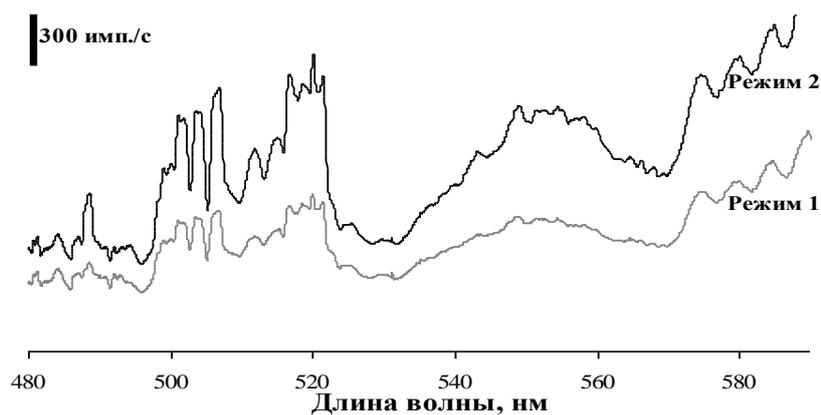


Рис.2. Спектры ионно-фотонной эмиссии при режимах , приведенных в табл.1

Подробная идентификация линий данного спектра затруднительна из-за большого их перекрытия, что связано с присутствием в низкотемпературной плазме нескольких химических элементов (титана, азота, углерода и кислорода), а также их ионов различной зарядности. Полная расшифровка спектра будет представлена позднее в докладе. Отметим только, что при конденсации покрытий согласно режиму 2 наблюдается увеличение интенсивности непрерывного спектра и дискретных линий без появления новых линий. Рост интенсивности, вероятно, является следствием увеличения количества частиц вблизи области регистрации и их энергии, вследствие дополнительного ускорения ионов и заряженных частиц (макрочастиц, частиц капельной фазы, кластеров и т.д.) электрическим полем. Аналогичный вид в указанном выше диапазоне длин волн имеет спектр нитрид титановой плазмы, полученной магнетронным распылением [4]

Пленки, полученные при конденсации без подачи потенциала смещения на подложку, характеризуются наличием лишь одной фазы - $Ti(N,C)$ с ГЦК решеткой типа NaCl. Для пленок, конденсированных без фокусирующего магнитного поля, помимо вышеуказанной фазы наблюдается присутствие рефлексов отражения от α -фазы чистого титана (ГПУ-решетка) (рис.3).

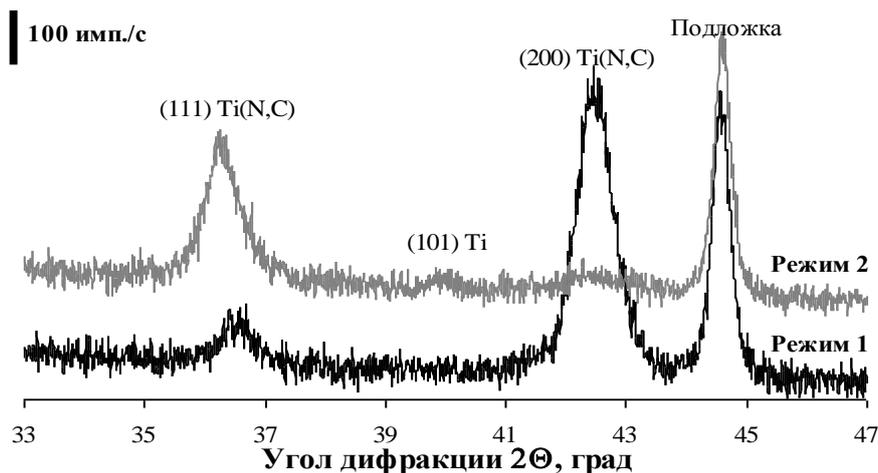


Рис.3. Участки рентгеновской дифракционной картины TiNC-покрытий, полученных при различных режимах конденсации

Их появление связано с наличием в покрытии макрочастиц и частиц капельной фазы, основу которых составляет материал катода – титан. Возможно, частицы капельной фазы при пролете через плазменную область приобретают положительный поверхностный заряд. В итоге, они в большем количестве притягиваются к подложке за счет приложенного к ней отрицательного потенциала смещения.

Параметры дифракционных линий материала подложки и покрытия представлены в таблице 2. Как показывает анализ таблицы 2, исследуемые покрытия отличаются преимущественным направлением роста – (100) и (111), соответственно для режимов 1 и 2. Это является следствием различия в значениях энергий: поверхностной, деформации и торможения [2].

Параметры дифракционных линий

Таблица 2

Линия	Режим 1			Режим 2		
	d, Å	b, град	I, имп./с	d, Å	b, град	I, имп./с
(111) Ti(N,C)	2.458	0.585	2332	2.477	0.708	10715
(200) Ti(N,C)	2.128	0.756	25691	2.128	1.131	1355
(110) Fe	2.033	0.352	12589	2.032	0.345	11955

Толщина покрытий при изменении режима конденсации остается неизменной. Большие значения углового уширения дифракционных линий от покрытий, полученных по режиму 2, свидетельствуют об интенсивном воздействии ионной бомбардировки подложки вследствие приложенной разности потенциалов.

Полученные результаты анализируются с учетом, что:

1. Увеличение давления азота изменяет зарядовый состав титановой плазмы и увеличивает концентрацию атомов Ti в диапазоне давлений 10^{-3} - 10^1 Па [3].
2. Интенсивность спектральных линий зависит от двух скоростных групп атомов мишени [1].
3. Существование зон образования нитрида титана зависит от давления азота и значений магнитной индукции.

Выводы.

1. Оптический эмиссионный спектр Ti(N,C) свидетельствует о сложном атомно-молекулярном составе плазмы и её высокой химической активности. Изменение технологических режимов работы установки, в частности, потенциала подложки и тока фокусирующей катушки не изменяет качественно спектрального состава плазмы.
2. В спектре свечения плазмы, кроме линий, принадлежащих возбужденным атомам и ионам титана, азота, кислорода и углерода, наблюдаются области непрерывного спектра, интенсивности которых зависят от давления реакционного газа. Интенсивность линий спектра не зависит от времени, что свидетельствует о стабильной температуре катодного узла.
3. Увеличение давления газа приводит к уменьшению капельной фазы в составе плазмы и изменению атомно-кристаллической структуры формирующейся пленки.
4. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют достаточно надежно определить число атомов титана в частицах, ответственных за «азотную» часть непрерывного излучения. Можно только констатировать, что количество комплексов (их образование) полностью зависит от количества подаваемого и прореагирующего азота.

Литература

1. Аксенов И.И., Антуфьев Ю.П., Брень В. и др. //ФХОМ, 1981, №4, с. 43-46.
2. Keutel K., Hettkamp E., Fuchs H. //Thin Solid Films, 2004, V.458, p. 173-178.
3. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
4. Болонский И.В., Гончаров А.А., Демчишин А.В. и др. //ЖТФ, 2009, 79 вып.7, с.127-132.

АНАЛИЗ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ИЗ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЫ УТС

Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин

Мордовский государственный университет им.Н.П.Огарева

Цель работы – исследование материала, осажденного на стенках вакуумной камеры из плазмы дугового разряда, и сопоставление его с получаемыми в камере токамаков пленками и пылевидными частицами. Твердые отложения в газоразрядных устройствах были отмечены еще в 1874 году и воспринимались просто как грязь [1]. Пыль, сажу, и сажевые структуры принято считать «вредными» материалами, как в низкотемпературной, так и в термоядерной плазме. Вместе с тем, в основе образования углеродных и других типов наноструктур в лабораторных установках НТП (травления, нанесения пленок и др.) лежат процессы, начинающиеся с появления в катодном пятне мелкодисперсной капельной фракции плазмы. Аналогичные продукты капельно–паровой эрозии осаждаются и на стенках токамаков. Поэтому исследование условий и механизмов образования пленок и пыли позволяет наметить пути уменьшения или оптимизации их образования при использовании плазмы в обоих случаях. Результаты исследования структур и свойств этих материалов дают понимание процессов, протекающих при их образовании. Несмотря на то, что природа капельной эрозии в реакторах может отличаться от механизма образования капель из катодного пятна дугового разряда, существует ряд объединяющих их свойств. В частности, это структурная неоднородность пленок (гладкие и фрактальные), неустойчивые состояния наночастиц, зависимость морфологии их поверхности от места осаждения и режима. В большинстве известных нам работ рассматривается структура углерод - водородных (дейтериевых) пленок и пылевых структур, образовавшихся при эрозии графитовых стенок и металлических конструкций внутри токамака.

В данной работе представлены результаты исследования аналогичных материалов, полученных из низкотемпературной плазмы дугового распыления титана с подачей в межэлектродную область азота и ацетилена. При разложении ацетилена происходит рост α -C:H слоев, подобно слоям, осаждаемым при

разложении этилена в водородной плазме [2]. Многослойные пленки и порошки в виде сажи с мелкодисперсной структурой на основе карбонитрида титана синтезировали из плазмы дугового разряда на установке ННВ-6.6И4. Подложка, на которую наносилась пленка в технологическом цикле - сталь 12Х18Н10Т. Нержавеющая сталь этой марки, как известно, используется в качестве плазмоконтрактируемого материала в установках типа токамак. Плазмообразующие газы - азот и ацетилен, подавались в область распыляемого титанового катода в соотношении примерно 4:1. Регулировка подачи газов в условиях динамического вакуума производилась датчиками РПГ-1/1 с обратной связью с вакуумметром. Это обеспечивало достаточно стабильное давление (в пределах 10^{-2} Па \pm 15%) в камере в течение времени (20 мин.) всего процесса нанесения. Остаточное (предельное) давление в камере перед началом процесса распыления составляло $5 \cdot 10^{-2}$ Па.

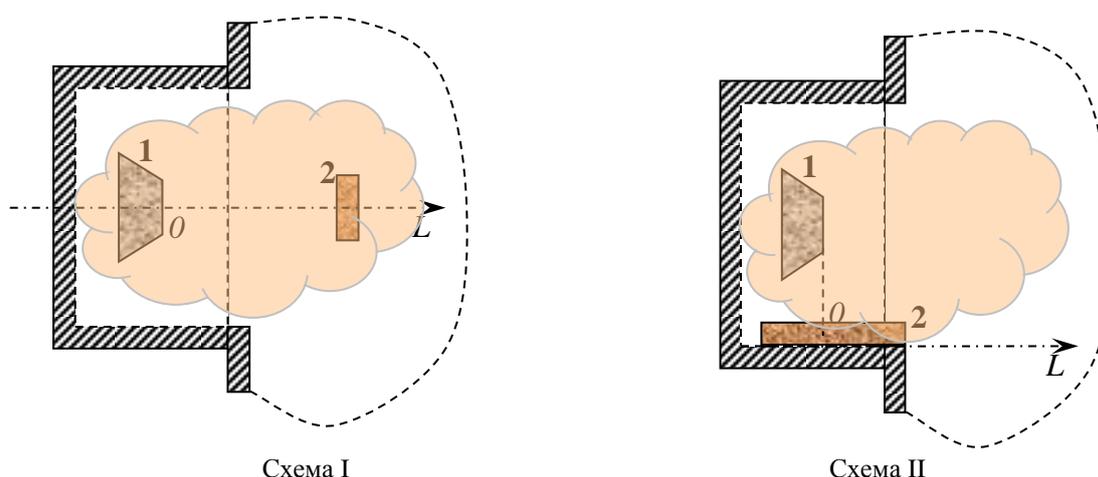


Рис. 1. Схемы размещения образцов в вакуумной камере (1 – катод ВТ1-0; 2 – подложка, O – начало отсчета для оси координат OL)

Исследуемые порошки были получены как в одном эксперименте, так и после нескольких циклов загрузок. Режим их получения был неизменный (ток дуги -75А, потенциал подложки 250В, давление в камере 10-2Па ток стабилизирующей магнитной катушки – 0,6 А). Схема осаждения приведена на рис 1.

Проведено исследование элементного, гранулометрического и фазового состава частиц в виде сажевых структур, а также пленок, осажденных на стенках вакуумной камеры и вблизи распыляемого титанового катода из низкотемпературной плазмы дугового разряда. Описана морфология их поверхности, микроструктура, результаты ТГА, ДТА – спектрометрии. Установлено, что пленки и порошки, полученные при осаждении из

низкотемпературной металлической плазмы (НТП) по большинству признаков обладают свойствами, присущими нанокристаллическим материалам[3-4]. Причем, их структура, морфология поверхности и некоторые свойства аналогичны структурам и свойствам частиц, осажденным на стенках токамаков[5-6]. Рассмотрены возможные механизмы образования пленок и порошков в НТП.

Несмотря на то, что природа капельной эрозии в реакторах может отличаться от механизма образования капель из катодного пятна дугового разряда, можно отметить ряд объединяющих свойств, в частности, структурную неоднородность пленок (гладкие и фрактальные), неустойчивые состояния наночастиц, зависимость морфологии их поверхности от места осаждения и режима, а также параметров плазмы. Для примера на рис.2 и 3 показан рельефы поверхности углеродного осадка глобулярного типа, образовавшегося на плитке[7] (рис.2) и карбонитридного конденсата вблизи катодного узла дугового разряда (рис.3).

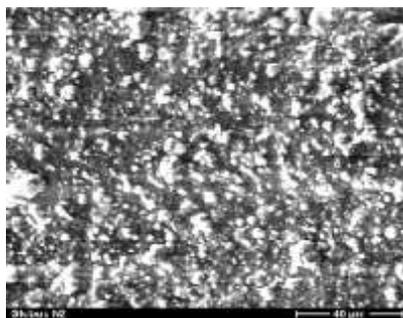


Рис.2

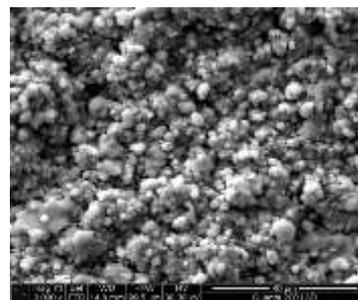


Рис.3.

Так же, как и в токамаках, рельеф образующихся пленок в камере вакуумной дуги, зависит от интенсивности потоков и температуры подложки. Гладкая поверхность образуется при малых потоках и низких температурах, фрактальная – соответственно при более высоких параметрах.

Таким образом, полученные пленки и порошки из низкотемпературной металлической плазмы по большинству признаков обладают свойствами, присущими нанокристаллическим материалам. Причем, их структуры по морфологии поверхности и некоторым свойствам аналогичны структурам, осажденным на стенках ТОКАМАКА. Из этого следует, что физические условия в пространстве за областью удержания плазмы (SOL) и в диверторе могут быть аналогичны условиям существования низкотемпературной плазмы в

установках плазменного травления и нанесения пленок. Основное отличие пристеночной плазмы УТС от низкотемпературной плазмы – более высокий уровень турбулентности.

Литература

1. Морозов, А.И. Введение в плазмодинамику. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.- 616с.
2. Маркин А.В., ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2004, вып. 1, с. 21-25.
3. Цитович В.Н., Винтер Дж., УФН, 1998, Т. 180, №10, с.1055-1080.
4. Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., и др., УФН, 2010, Т. 180, №10, с.1055-1080.
5. Кислов А.Я., Скворода А.А., Спицын А.В., ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, с. 19-32.
6. Залавутдинов Р.Х., Городецкий А.Е., Захаров А.П., ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2011 г., вып. 1, с. 39-47.
7. Станкевич В.Г., Свечников Н.Ю., Зубавичус Я.В., Велигжанин А.А. - ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2011 г., вып. 1, с. 3-12.

НАБЛЮДЕНИЕ ОБЪЕКТОВ В УСЛОВИЯХ МОЩНЫХ ФОНОВЫХ ЗАСВЕТОК

М.В. Тригуб^{1,2}, Г.С. Евтушенко¹, Ф.А. Губарев^{1,2}, С.Н. Торгаев^{1,2}, К.И. Земсков³

^{1.} *Национальный исследовательский Томский политехнический университет*

^{2.} *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева, ИОА СО РАН, г. Томск*

^{3.} *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва*

Известно, что наиболее интересные и востребованные на сегодня процессы взаимодействия мощных потоков энергии с веществом протекают в условиях мощной фоновой засветки, экранирующей зону исследования. К таким процессам относятся лазерная обработка материалов, газоразрядное напыление пленок, модификация поверхности под воздействием пучков заряженных и нейтральных частиц, облучение биотканей концентрированными потоками энергии, самораспространяющийся высокотемпературный синтезе (СВС) и т.д. Контроль таких процессов и управление ими обычными методами, в том числе с использованием скоростных ССD-регистраторов, затруднено. Расширить диапазон исследуемых процессов позволит применение лазерных методов – лазерного монитора и лазерной подсветки [1].

Метод лазерной подсветки (рис. 1 а) заключается в следующем: объект наблюдения подсвечивается внешним источником излучения (лазером). Отраженный сигнал, несущий информацию об объекте, пропускают через полосовой фильтр и затем фиксируют (в полосе излучения лазера) с помощью регистрирующей аппаратуры. Достоинством метода является его простота и возможность «компактной» реализации за счет применения лазеров, обладающих малыми массогабаритными параметрами (например, полупроводниковых).

Второй метод – использование систем с усилителями яркости изображения [2]. На рисунке 1 б представлена схема лазерного проекционного микроскопа (монитора) [3] на основе лазера на парах бромида меди. Принцип действия заключается в следующем: излучение сверхсветимости лазерного усилителя (работающего в импульсном режиме) фокусируется на объекте с помощью объектива. Отраженный сигнал, а так же излучение фоновой засветки, пройдя через объектив, попадает в активную среду в момент времени, когда в ней еще сохраняется инверсная населенность. Активная среда лазера выступает

как узкополосный фильтр (нанофильтр), так и эффективный усилитель (коэффициент усиления достигает 100 Дб/м). Благодаря этому на выходе из активного элемента лазера мы имеем усиленное изображение объекта, не искаженное фоновой засветкой.

Каждый из методов имеет свои достоинства и недостатки. При лазерной подсветке, объект необходимо освещать достаточно мощным излучением, чтобы превысить уровень фона. Высокий уровень фоновой засветки требует использования узкополосного фильтра, с полосой пропускания на уровне ширины линии излучения лазера, что весьма проблематично. В противном случае, изображение будет экранировано от наблюдателя. Таким образом, метод лазерной подсветки применим для наблюдения процессов, протекающих в условиях, когда энергия широкополосной экранирующей засветки, приходящаяся на спектр генерации используемого лазера, значительно меньше энергии генерации лазера. Т.е. необходимо использовать достаточно мощный лазер с высокой спектральной яркостью излучения. В этом случае влияние засветки будет минимальным.

Понятие лазерный монитор было введено Климовским И.И. [4] и означает, что наблюдается быстротекущий процесс, экранированный от наблюдателя фоновой засветкой, в режиме реального времени. Т.е. это лазерный проекционный микроскоп, работающий через засветку, в режиме реального времени. Достоинства метода визуализации с использованием лазерного проекционного микроскопа изложены выше. Недостатки такого метода – большие массогабаритные параметры, и достаточно низкий КПД источника сверхизлучения (для активных сред на парах металлов и их галогенидов – единицы - десятые доли процентов).

В работе [1] представлен лазерный монитор с покадровой регистрацией изображения, который позволяет значительно снизить искажения, а также увеличить временное разрешение системы. К тому же, несмотря на то, что экспозиция современных скоростных CCD-камер составляет единицы микросекунд, с помощью лазерного монитора объект визуализируется за время сверхсветимости, что не превышает 50 нс, а частоты следования импульсов излучения достигают сотен кГц. Это позволяет достигать хорошего качества изображения и, в перспективе обеспечить временное разрешение 10^{-5} – 10^{-6} сек.

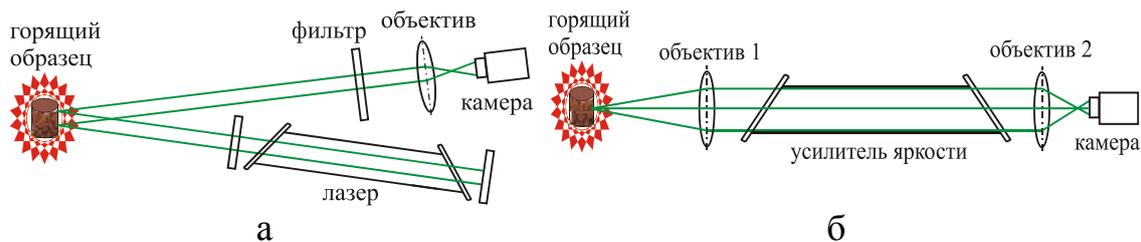


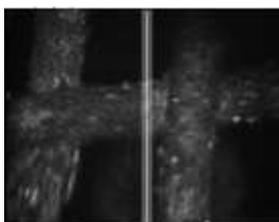
Рис. 1 Наблюдение процессов, экранированных мощной фоновой засветкой

Благодаря своим уникальным «лазерным» свойствам лазер на парах меди и, в большей степени на парах бромида меди с активными добавками HBr (H_2), является наилучшим для использования в составе диагностических комплексов для визуализации процессов взаимодействия мощных потоков энергий с веществом.

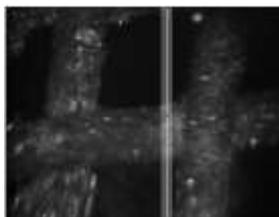
Для оценки влияния засветки на качество получаемого изображения, был проведен эксперимент по визуализации тестового объекта (металлической сетки), находящегося в условиях фоновой засветки. В качестве фоновой засветки использовали дугу постоянного тока, получаемую с помощью сварочного инвертора с ограничением максимального тока - BlueWeld Prestige 164. Результаты визуализации и значения яркостей пикселей по выбранной линии показаны на рисунке 2, которые фиксировались при различной силе тока.

Исходя из полученных гистограмм, были определены значения контраста для каждого случая. Максимальные значения контраста (отношение яркости светлой области к яркости темной) составили: 12.5 – в случае отсутствия дуги и 12.4 – при дуге с током в 150 А. Данный результат свидетельствует о «прозрачности» для лазерного монитора засветки с температурами несколько тысяч К, что показано не только расчетным путем [5], в приближении абсолютно черного тела, но и в эксперименте. Согласно оценкам, температура в дуге достигает $(5-10) \cdot 10^3$ К.

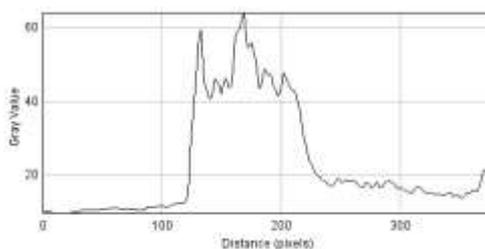
В работе также представлены и сопоставлены результаты использования лазера на парах бромида меди в режиме генератора (лазерная подсветка) и в режиме усилителя яркости (активная оптическая система) с возможностью покадровой регистрации изображения для визуализации процесса СВС различных смесей. Температура горения структур лежит в пределах 2000 – 3000 К, в зависимости от состава смеси. Эта часть работы проделана совместно с сотрудниками отдела структурной макрокинетки ТНЦ СО РАН.



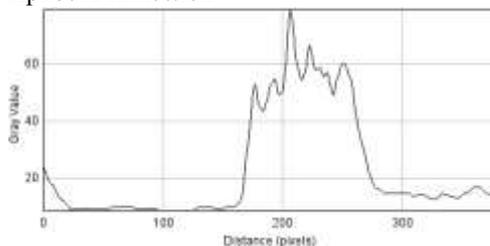
0A



150 A



Яркость пикселей



Яркость пикселей

Рис. 2 Анализ качества изображения при отсутствии дуги (0A) и в ее присутствии, с током 150 А.

Таким образом, в работе представлены методы наблюдения процессов и объектов, экранированных мощной фоновой засветкой, с высоким временным разрешением. Экспериментально продемонстрирована возможность наблюдения объектов при температурах засветки свыше 5000 К. Проведены численные оценки влияния температуры засветки на качество получаемых изображений.

Литература:

1. Тригуб М. В. , Евтушенко Г. С. , Губарев Ф. А., Торгаев С. Н. Лазерный монитор с возможностью покадровой регистрации изображений // Контроль. Диагностика. - 2011, Вып. Специальный - С. 140-143.
2. Пасманик Г.А., Земсков К.И. и др. Оптические системы с усилителями яркости. – Горький: ИПН АФ СССР. 1988. – 173 с.
3. Земсков К.И., Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г. Лазерный проекционный микроскоп // Квантовая электроника.-1974.-Т. 1. № 1.-С. 14 – 15.
4. Абрамов Д.В., Галкин А.Ф., Жаренова С.В., Климовский И.И., Прокошев В.Г, Шаманская Е.Л. Визуализация с помощью лазерного монитора взаимодействия лазерного излучения с поверхностью стекло- и пироуглерода // Известия Томского политехнического университета – 2008. – Т. 312. – № 2. – С. 97 – 101.
5. Торгаев С. Н. , Тригуб М. В. , Губарев Ф. А. Оценка возможностей лазерного монитора на парах бромида меди при наблюдении яркосветящихся объектов [Электронный ресурс] // Современные техника и технологии: Сборник трудов XVII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 3 т., Томск, 18-22 Апреля 2011. - Томск: ТПУ, 2011 - Т. 1 - С. 260-262.

НЕУСТРАНИМЫЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫМИ МЕТОДАМИ ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРА, ИЗМЕРЯЕМОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМИ СПЕКТРОМЕТРАМИ

В.А. Урусов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В оптической спектроскопии, рассматривая редукцию к идеальному спектральному прибору, аппаратную функцию такого прибора считают дельта-функцией [1]. Из оптической спектроскопии это определение распространилось на электронную спектрометрию [2] и масс-спектрометрию [3]. Обосновывался подобный подход требованием, чтобы в идеальном спектральном приборе измеряемое распределение и сигнал на выходе прибора совпадали. При этом накладывалось дополнительное условие на нормировку аппаратной функции, интеграл от которой должен был равняться единице.

Определяемая таким образом аппаратная функция отличается от экспериментально измеряемой функции отклика электростатических спектрометров на моноэнергетический поток заряженных частиц с нормировкой на входной ток и, соответственно, от принятого в настоящей работе определения аппаратной функции. Непонимание этого обстоятельства может привести (и приводит) к путанице в работах.

Как было показано в работах [4]-[6], при условии независимости энергетического и углового распределения на входе в спектрометр в общем случае функция распределения частиц по энергии и выходной сигнал связаны интегральным соотношением

$$\int_0^{\infty} \delta(E) f(E) A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right) dE = I(U_1, \dots, U_n), \quad (1)$$

где $\delta(E)$ -эффективность регистрации частиц выходным детектором, $f(E)$ - функция распределения частиц по энергии на входе в спектрометр, $A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right)$ -аппаратная функция спектрометра, $I(U_1, \dots, U_n)$ -сигнал на

выходе спектрометра, U_1, \dots, U_n - потенциалы на пластинах электростатического спектрометра относительно входной диафрагмы.

Интеграл от аппаратной функции для электростатических спектрометров, а также для магнитных спектрометров, в общем случае нельзя нормировать на единицу, т. к. в этом случае она перестанет быть ядром интегрального уравнения. Например, для электростатических спектрометров, удовлетворяющих условию линейной связи

$$U_2/U_1 = \lambda_2, \dots, U_n/U_1 = \lambda_n, \quad (2)$$

уравнение (1) приобретает вид

$$\int_0^{\infty} \delta(E) f(E) A\left(\frac{qU_1}{E}, \lambda_2, \dots, \lambda_n\right) dE = I(U_1), \quad (3)$$

где $\lambda_2, \dots, \lambda_n$ - постоянные.

При условии, что на ширине аппаратной функции распределение меняется слабо, получаем:

$$I(U_1) \approx \delta(kqU_1) f(kqU_1) \int_0^{\infty} A\left(\frac{qU_1}{E}\right) dE = C \cdot \delta(kqU_1) \cdot q \cdot U_1 \cdot f(kqU_1). \quad (4)$$

Дисперсионным электростатическим спектрометром с идеальной фокусировкой будем считать такой спектрометр, который будет фокусировать моноэнергетический пучок в плоскости выходной диафрагмы в точку, а выходную щель будем считать бесконечно малой, но отличной от нуля, т. к. в противном случае выходной сигнал будет равен нулю.

Рассмотрим поведение такого спектрометра на примере спектрометра с линейной связью потенциалов (2). При сканировании напряжением сигнал от моноэнергетического пучка при любом напряжении будет равен нулю, за исключением одной точки, в которой сигнал будет равен входному току. Следовательно, аппаратная функция будет везде равна нулю, за исключением одной точки, в которой будет равна единице.

Рассмотрим теперь связь между функцией распределения по энергии и выходным сигналом. Для простоты будем считать, что эффективность регистрации равна единице. Щель будем считать маленькой, но конечной ширины, а потом совершим предельный переход.

При предельном переходе к бесконечно малой щели, но отличной от нуля, приближенное равенство (4) превращается в точное. Откуда получаем для функции распределения частиц по энергии выражение:

$$f(kqU_1) = \frac{I(U_1)}{CqU_1}. \quad (5)$$

Идеальным спектральным измерительным прибором называется прибор, у которого измеряемое распределение и сигнал на выходе совпадают [1]. Следовательно, электростатический спектрометр с идеальной фокусировкой, потенциалы на электродах которого линейно связаны, не является идеальным спектральным измерительным прибором.

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

для дисперсионного спектрометра с идеальной фокусировкой выходной сигнал и функция распределения по энергии в общем случае будут отличаться по форме;

для дисперсионного спектрометра с идеальной фокусировкой, при условии (2), функцию распределения частиц по энергии можно получить делением выходного сигнала на напряжение развертки (на энергию настройки, учитывая, что энергия настройки и напряжение развертки в этом случае прямо пропорциональны).

В общем случае для электростатического спектрометра с идеальной фокусировкой функцию распределения можно восстановить, пользуясь формулой

$$f(W) = \frac{I(U_1, \dots, U_n)}{\int_0^\infty A\left(\frac{qU_1}{E}, \dots, \frac{qU_n}{E}\right) dE}, \quad (6)$$

где $W(U_1, \dots, U_n)$ - энергия настройки анализатора, в общем случае произвольная функция потенциалов.

Идеальному спектральному измерительному прибору соответствует режим развертки, при котором интеграл в выражении (6) будет равен постоянной. Частным случаем такого режима является режим описываемый уравнением свертки. Таким образом, вопрос о существовании режима, в котором спектрометр будет идеальным спектральным измерительным прибором, связан с решением проблемы существования режима с аппаратной функцией вида

$A(W - E)$. Если, каким-либо образом, будет доказано, что не существует режима развертки, при котором электростатический спектрометр с идеальной фокусировкой будет идеальным спектральным прибором, то это автоматически означает, что не существует режима развертки с аппаратной функцией вида $A(W - E)$. Если же будет доказано существование режима развертки с аппаратной функцией вида $A(W - E)$, то это автоматически означает, что существует режим развертки, в котором электростатический спектрометр с идеальной фокусировкой будет идеальным спектральным прибором.

В заключение отметим, что полученный результат можно в полной мере применить к магнитным спектрометрам с разверткой энергетического спектра магнитным полем.

Литература

1. Раутиан С.Г. Реальные спектральные приборы //УФН, 1958, T.LXVI, № 11, с.475-517
2. Афанасьев В.П., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978, 224 с.
3. Разников В.В., Разникова М.О. Информационно-аналитическая масс-спектрометрия. М.: Наука, 1992, 247 с.
4. Курнаев В.А., Урусов В.А. Аппаратные функции электростатических и магнитных анализаторов и обработка экспериментальных результатов. Препринт № 018-95. М.: МИФИ, 1995, 36 с.
5. Курнаев В.А., Урусов В.А.//Труды XII международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью". Т.1. М.:1995. с.185-187
6. Курнаев В.А., Урусов В.А. Влияние аппаратных функций электростатических и магнитных анализаторов на обработку экспериментальных результатов // ЖТФ, 1997, Т.67, №6, с.86-91

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЖИМА ОБРАБОТКИ ВЧЕ-ПЛАЗМОЙ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ ТРУБЧАТОГО УЛЬТРАФИЛЬТРА БТУ-0,5/2

И.Ш. Абдуллин, Р.Г. Ибрагимов, В.В. Парошин

ФГБОУ ВПО «Казанский Национальный Исследовательский Технологический Университет»

Трубчатый ультрафильтр используется для опреснения соленых и очистки сточных вод; для разделения смесей высокомолекулярных и низкомолекулярных соединений, азеотропных смесей, для выделения гелия и водорода из природных газов, кислорода из воздуха [1].

Широкое применение трубчатых ультрафильтров в самых различных сферах производства совершенно не означает, что все проблемы в технологии изготовления трубчатых ультрафильтров уже решены.

Приоритетным направлением развития технологии является разработка новых трубчатых ультрафильтров химически стойких к органическим растворителям, парафиновым и ароматическим углеводородам, обладающих термостойкостью и высокой степенью разделения.

Современные трубчатые ультрафильтры имеют следующие недостатки: повышенная усадка дренажного каркаса, повышенная точность изготовления и механической обработки внутренней поверхности, низкая механическая прочность усложняет технологию изготовления качественного трубчатого ультрафильтра, низкая химическая и термическая стойкость, неоднородная поверхностная структура, низкие эксплуатационные свойства, неоднородность производительности и селективности по площади поверхности, отслаивание мембраны от каркаса и разрушение ультрафильтра при определенных технологических условиях.

Целью работы является модернизация технологии изготовления трубчатых ультрафильтров БТУ-0,5/2 за счет применения высокочастотной емкостной плазмы пониженного давления, как на стадии изготовления дренажного каркаса, так и при обработке готового изделия - трубчатого ультрафильтра.

По сравнению с другими методами обработки поверхности плазменная технология имеет следующие преимущества [2]: экологичность, т.к. вредные вещества не используются для обработки и не образуются в виде побочных продуктов, обеспечение воспроизводимых результатов благодаря использованию программируемого регулятора процесса, автоматизация и интегрируемость в технологические линии, щадящее воздействие на композиционные мембраны из-за отсутствия значительной температурной нагрузки, отсутствие воздействия агрессивных химикатов на обрабатываемые материалы.

Для обработки трубчатых ультрафильтров БТУ-0,5/2 (длиной - 2 м и диаметром - 17 мм) высокочастотной емкостной плазмой пониженного давления была создана экспериментальная установка (Патент № 112577 от 23.06.2011) (Рис. 1).

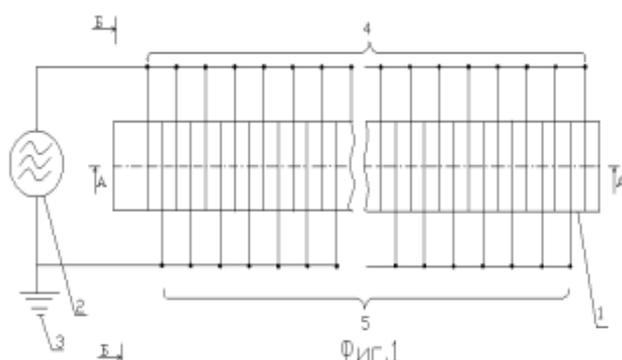


Рис. 1 – Схема подключения плазмотрона к ВЧ-генератору
1 - плазмотрон, 2 – ВЧ-генератор, 3 – заземление, 4 – ВЧ-электроды,
5 – заземленные электроды.

На рис. 2 представлена обработка трубчатого ультрафильтра БТУ-0,5/2 установленного в цилиндрическом плазмотроне, где получен устойчивый, однородный ВЧЕ-разряд, заполняющий весь объем.



Рис. 2- Обработка ВЧЕ-плазмой трубчатого ультрафильтра.

В цилиндрическом плазмотроне был образован высокочастотный емкостной разряд, однородный по всему объему при следующих параметрах: частота генератора $f=13,56$ МГц, мощность разряда $W_p=2,0$ кВт, давление в разрядной камере $26,6$ Па и расход плазмообразующего газа $G=0,04$ г/с.

Таким образом, происходила обработка ВЧЕ-плазмой пониженного давления, как внутренней поверхности трубчатого ультрафильтра, так и внешней. Экспериментально было установлено, что показатель смачиваемости обработанного в ВЧЕ-плазме трубчатого ультрафильтра увеличился на 80% по всей длине образца.

Измерительная аппаратура плазмотрона включала систему измерения давления и состава газа (СИГ) (рис. 3).

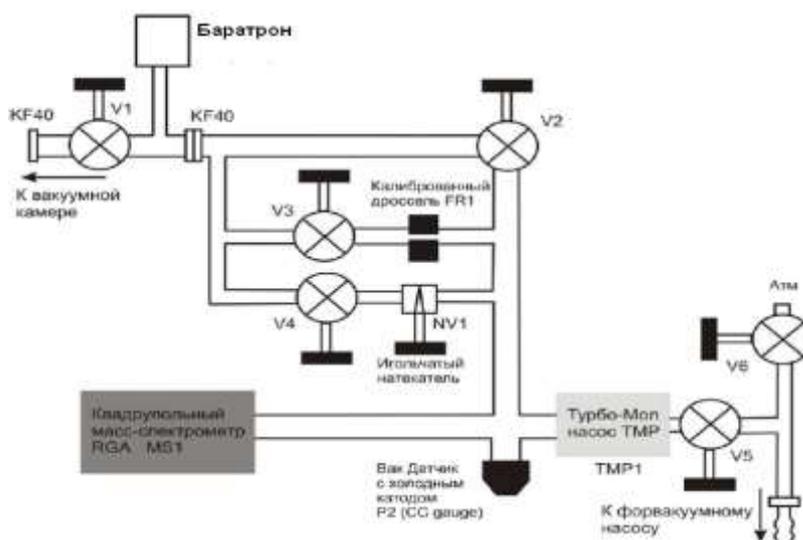


Рис. 3 – Монтажная схема системы измерения давления и состава газа

Система измерения давления и состава газа подключается к вакуумной камере (цилиндрический плазмотрон) при помощи гибкого сильфонового шланга из нержавеющей стали через стандартные фланцы типа KF40 и переходники. Глубокая откачка СИГ (до давления ниже $0,1$ мТорр) для калибровки мембранного датчика давления (баратрона) и дифференциальная откачка через игольчатый натекатель, либо через калиброванный дроссель для измерения состава газа масс-спектрометром осуществляется турбомолекулярным насосом EXT-70, который в свою очередь откачивается форвакуумным насосом 2НВР-5ДМ. Соединение СИГ с форвакуумным насосом осуществляется при помощи резинового вакуумного шланга. Вакуумный кран

V5 служит для герметизации вакуумной системы, а кран V6 для напуска атмосферного воздуха в форвакуумный насос.

Давление в камере масс-спектрометра измеряется ионизационным вакууметром с холодным катодом марки 423 I-MAG. Масс-спектрометр марки SRS RGA200 позволяет измерять состав газа плазмотроне в диапазоне массовых чисел от 1 до 200.

Датчики давления (мембранный и ионизационный) подключаются к контроллеру MKS-146, который управляется при помощи специально разработанной компьютерной программы, позволяющей производить запись всех параметров в реальном времени с интервалом не реже 1 секунда.

Высокочастотная емкостная плазма пониженного давления при воздействии на трубчатые ультрафильтры приводит к следующим процессам: травление – удалением полимерного слоя заданной толщины; осаждение на поверхности слоя с заданными свойствами (плазменная полимеризация); изменение состава функциональных групп и структуры поверхности для придания им желаемых свойств. Химические изменения в поверхностном слое приводит к изменению смачиваемости, капиллярности, увеличение гидрофобности и маслоустойчивости, адгезионных свойств и др. Все это доказывает об универсальности метода ВЧЕ плазменной обработки трубчатых ультрафильтров, которая позволяет повысить их эксплуатационные и технологические характеристики [3].

Литература:

1. Дубяга В.П., Перепечкин Л.П., Каталевский Е.Е. Полимерные мембраны.- М.: Химия, 1981.- 232 с.
2. Гильман А. Б., Потапов В. К. Плазмохимическая модификация поверхности полимерных материалов/ А.Б. Гильман// Прикладная физика.- 1995. - №3-4.- С. 14-22.
3. Абдуллин И.Ш., Нефедьев Е.С., Ибрагимов Р.Г., Парошин В.В. Усовершенствование технологии производства трубчатых ультрафильтров БТУ-0,5/2// Вестник Казанского технологического университета.- 2012.- №6.- С.50-54.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТАЛЛОВ В АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ

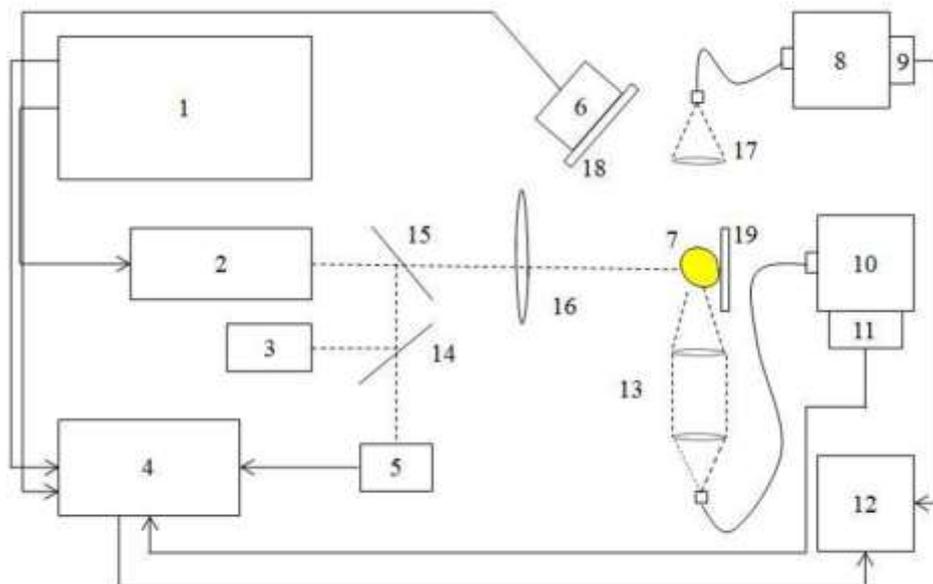
В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович

НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ

В настоящее время лазерно-индуцированная плазменная спектроскопия (Laser-Induced Breakdown/Plasma Spectroscopy – LIBS/LIPS) – активно развивающийся аналитический метод, позволяющий производить спектроскопические исследования плазменных образований с высоким спектральным и пространственным разрешением [1]. Использование наряду с методами LIPS методик лазерной спектроскопии, разрешенной во времени (Time Resolved Laser Spectroscopy – TRLS) делает возможным изучение темпоральной структуры свечения плазменных образований [2], что, в свою очередь, позволяет построить более полную физическую картину процессов, протекающих в ЭЛФ металлов в результате воздействия излучения. Также значительный практический интерес может представлять изучение динамики интегрального свечения ЭЛФ [3,4].

Для исследования динамики и структуры оптических характеристик ЭЛФ металлов в условиях нормальной атмосферы разработана экспериментальная установка, принципиальная схема которой приведена на рис. 1. Функционально данную установку можно разделить на несколько блоков: генерации воздействующих импульсов, регистрации оптических характеристик ЭЛФ и синхронизации.

Блок генерации воздействующего излучения представлен серийно производимым частотным лазером Nd:YAG (Lotis 2137) и датчиками измерения характеристик действующего импульса (болومتر 3 (ИМО-3) и фотодиод 5). Длительность оптического импульса лазерной установки составляет 20 нс, длина волны излучения 1064 нм, энергия в импульсе варьируется до 500 мДж, что при фокусировке в пятно с диаметром 1 мм позволяет достигать плотность мощности ~ 3 ГВт/см².



1 – генератор задержанных импульсов, 2 – лазер, 3 – калориметр, 4 – АЦП, 5, 6 – фотодиод, 7 – ЭЛФ, 8 – спектрофотометр, 9 – ПЗС-линейка, 10 – монохроматор, 11 – ФЭУ, 12 – персональный компьютер, 13 – оптический конденсор, 14, 15 – поворотные пластины, 16, 17 – фокусирующие линзы, 18 – интерференционное зеркало ($\lambda=1064$ нм), 19 – металлическая мишень
Рисунок 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Блок регистрации оптических характеристик ЭЛФ включает в себя спектрофотометр (MS2001i) с ПЗС-линейкой в качестве оптического датчика; монохроматор МДР-12, сопряженный с кремниевым ФЭУ (SPM 10020 SensL); а также фотодиод 6 (ФД-21-КП), закрепленный в вертикальной плоскости ортогонально плоскости мишени. Измеренные параметры оцифровываются скоростным 4-х канальным АЦП (цифровой осциллограф В422) и обрабатываются персональным компьютером с помощью специализированного программного обеспечения. Частота дискретизации АЦП составляет 100 МГц.

Для обеспечения слаженной работы всех составных частей установки применен многоканальный генератор задержанных импульсов G200P, вырабатывающий синхронизационные импульсы с управляемой задержкой по времени для каждого из блоков.

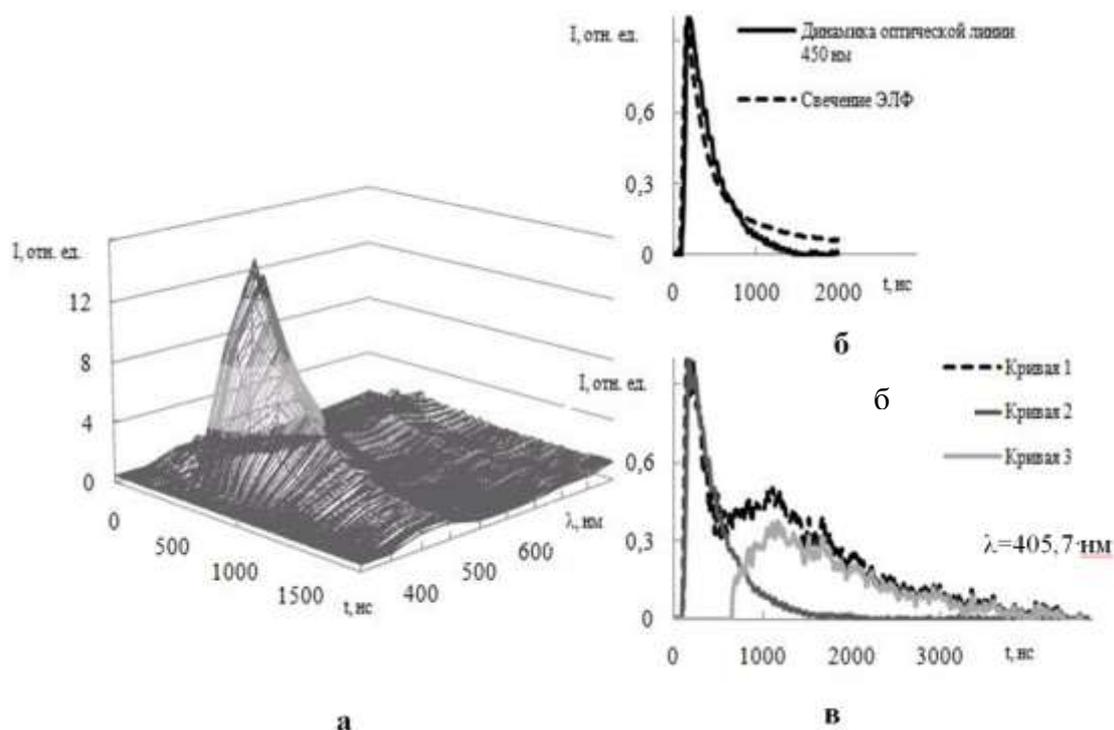
В качестве металлических мишеней выбраны свинец, цинк и никель. На рис. 2. приведены результаты только для одного режима воздействия ($I=1$ ГВт/см²) на свинцовую мишень. С помощью монохроматора, сопряженного с ФЭУ, и скоростного АЦП удалось с высоким разрешением во времени визуализировать динамику свечения ЭЛФ металлов в узких спектральных диапазонах ($\Delta\lambda\sim 0,5$ нм), причем исследования проводились как в местах

спектральной локализации ярких линий металлов, так и в областях спектров, не обладающих особенностями. При этом установленные закономерности для всех изучаемых металлов оказались качественно схожими.

Полученные динамики свечения отдельных спектральных линий для исследованных металлов могут быть разделены на два вида:

1. Свечение ЭЛФ в областях спектра, не содержащих характеристических узких линий металлов и атмосферы (см. рис. 2б).

2. Свечение ЭЛФ в спектральных промежутках, соответствующих ярким линиям металлов и атмосферы. Динамика высвечивания этих линий приведена на рис. 2в. Показанная зависимость состоит из наложения двух процессов: первоначальное высвечивание со структурой интегрального свечения (кривая 2) и более затянутое во времени проявление самой характеристиче $\lambda=405,7$ задержкой 600-700 нс относительно воздействия (кривая 3), которые в сумме дают контур динамики свечения линии (кривая 1).



Динамика отдельных спектральных линий ЭЛФ.

Для выявления спектральной зависимости полученных динамик свечения первого вида проводилось сканирование всего видимого диапазона спектра ЭЛФ (300-800 нм) через равные промежутки. Трехмерный график, учитывающий одновременно спектральную и временную зависимости

интенсивности свечения ЭЛФ свинца приведен на рис. 2а. Как видно из изображения, максимум высвечивания ЭЛФ металла локализован в достаточно широком спектральном диапазоне 400-500 нм.

Результаты проведенных исследований демонстрируют качественное сходство процессов плазмообразования при воздействии интенсивных 20-ти наносекундных импульсов по сравнению со случаем применения импульсов с длительностью ~100 нс, с некоторым отличием в резкости фронтов динамики оптических характеристик.

Литература:

1. J.Singh, S.Thakur. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy /Amsterdam, Elsevier, 2007 – 430 p.
2. N. Kawahara, J.L. Beduneau, T. Nakayama, E. Tomita, Y. Ikeda Spatially, temporally, and spectrally resolved measurement of laser-induced plasma in air // Applied Physics B –2007 – V.86. – P. 605–614
3. В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, М.В. Пузырев, В.М. Стецик Динамика параметров эрозионного факела, образованного при воздействии субмикросекундного лазерного излучения на цинковую мишень // ИФЖ – 2009. – Т. 82, № 4/6. – С. 638–642.
4. В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович Начало конденсации в эрозионных факелах металлов при высокоинтенсивном субмикросекундном лазерном воздействии // ИФЖ. – 2011 – Т.84, №4. – С. 723–728.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ НА СВЧ РАЗРЯД В ВОДОРОДЕ ПО ЕГО ИЗЛУЧЕНИЮ

Ю.А. Лебедев, Е.В. Юсупова, И.Л. Эпштейн

Институт Нефтехимического Синтеза им. А.В. Топчиева РАН

1. Введение

Генерация и исследование несамостоятельных разрядов является важной проблемой в физике плазмы. Ранее было показано, что неравновесный электродный микроволновый разряд (ЭМР) может быть использован в качестве плазменного катода для несамостоятельного разряда постоянного тока. Это свойство может быть использовано для создания методов очищения внутренних поверхностей больших камер. Изучение плазменного катода – часть этой проблемы. Результаты исследований ЭМР в азоте при влиянии постоянного электрического поля представлены в [1-3]. В этой работе представлены результаты исследований ЭМР разряда в водороде.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке ЭМР-3 ([1-3]). Разрядная камера представляет собой стальной цилиндр диаметром 15см. Электрод-антенна (5мм медная цилиндрическая труба) вводился в камеру с верхнего торца цилиндра через вакуумный уплотнитель. Электромагнитная волна с мощностью до 180 Вт и частотой 2.45 ГГц подавалась в разрядную камеру через коаксиально-волноводный переход. Внешняя цепь постоянного электрического поля позволяла нам менять напряжение на электроде от -300 до +500 В относительно заземленной камеры и измерять электрический ток в цепи. Разрядная камера имела окна для наблюдения разряда. Схема измерений показана на рис.1. Эмиссионные спектры ЭМР получали, используя спектрограф AvaSpec_2048 (разрешение 1нм, диапазон волн 300-700 нм), электронно-оптическая видеокамера К-008 использовалась для записи фотографий разряда. В настоящей работе исследовалось изучение приэлектродной области ЭМР. Эксперименты проводились в проточной системе (давление 1-5 Торр, расход 70 см³/мин).

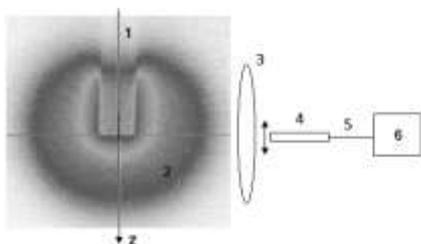


Рис 1. Схема спектральных измерений. 1 – электрод, 2 – плазма, 3 – линза, 4 – подвижный коллиматор, 5 – световод, 6 – спектрометр AvaSpec-2048.

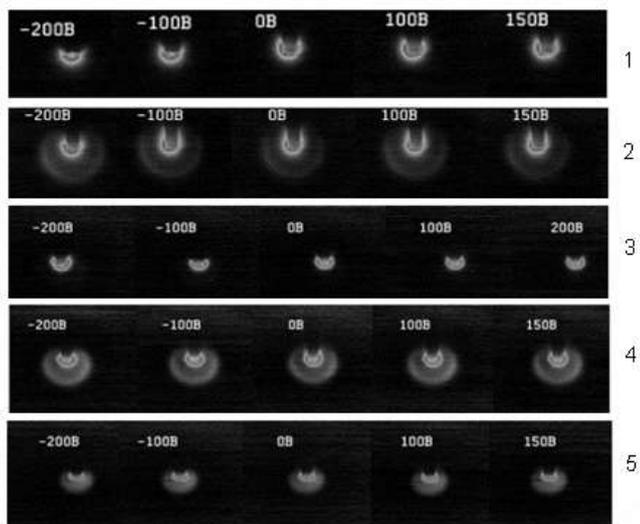


Рис 2. Фотографии ЭМР в водороде при разных давлениях, мощностях и подаваемых постоянных напряжениях. 1- 1 Торр, 80 Вт, 2- 1 Торр, 100 Вт, 3 – 2 Торр, 80 Вт, 4 – 2 Торр, 100 Вт, 5 – 5 Торр, 100 Вт.

3. Экспериментальные результаты

Общие выводы о влиянии постоянного электрического поля на структуру ЭМР в водороде такие же, как и в азоте. На рис.2 показаны полученные структуры ЭМР для различных давлений и постоянных приложенных к электроду напряжений. Размеры разряда увеличиваются с увеличением подаваемой мощности и уменьшаются с увеличением давления. Положительные напряжения практически не влияют на форму разряда. Вторичный разряд зажигается около стенок камеры при больших положительных напряжениях.

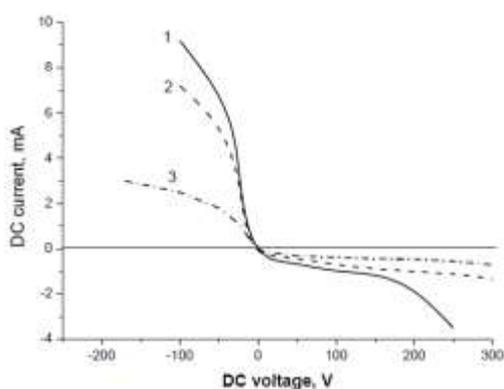


Рис 3. ВАХ ЭМР в водороде при $P_{in}=100$ Вт. 1 – 1 Торр, 2-2 Торр, 3 -5 Торр.

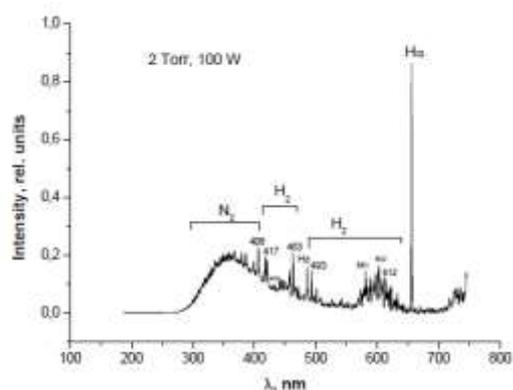


Рис 4. Спектр ЭМР в водороде при давлении 1 Торр (спектр был откалиброван на эмиссионный спектр вольфрамовой лампы).

Электрический ток слабо увеличивается с увеличением положительного напряжения и не превышает нескольких миллиампер. При отрицательных

напряжениях на электроде, ток резко увеличивается до 10мА, в зависимости от подаваемой мощности, и слабо измеряется с увеличением напряжения. Структура разряда меняется, особенно в приэлектродной области, где он уменьшается в размерах и становится неоднородным (Рис. 2). При больших отрицательных напряжениях на электроде, разряд уменьшается в размерах и гаснет. Вольтамперная характеристика разряда в водороде схожа с известной для азота [1], но электрический ток выше, чем в азотном разряде при одних и тех же подаваемых мощностях, давлениях и приложенных напряжениях. Вторичный разряд зажигается около стенок камеры при более низких напряжениях, чем для разряда в азоте.

Эмиссионные спектры разряда в водороде (рис 4, 5) включают в себя молекулярные полосы водорода, линии атомарного водорода, полосы второй положительной системы азота (остаточный газ) и области континуума с максимумами в 350 (диссоционный континуум) и 600 нм. Относительный вклад континуума растет с увеличением давления.

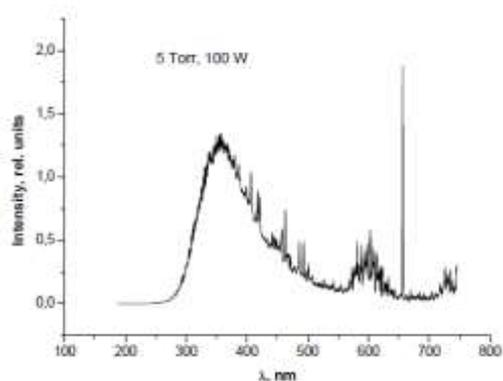


Рис 5. Спектр разряда в водороде при давлении 5Торр (спектр был откалиброван на излучение вольфрамовой лампы).

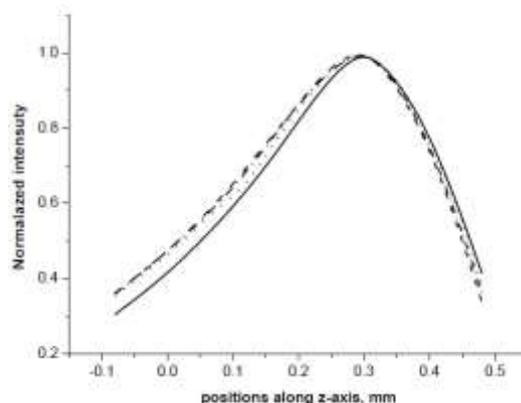


Рис 6. Изменение нормированного излучения H_{α} при давлении 1Торр (разные кривые показывают коридор изменения интенсивностей в диапазоне напряжений от - 50 до 250 В)

Аксиальные распределения излучения разряда в водороде показаны на рис. 6 при различных прикладываемых напряжениях. На рис.7 показаны заселенности уровней атомами водорода в состоянии $n=3, 4, 5$. Рис. 8 показывают аксиальное распределение СВЧ поля в приэлектродной области разряда. Использовалась корональная модель для вычислений напряженности СВЧ поля с помощью отношения интенсивностей H_{α}/H_{β} .

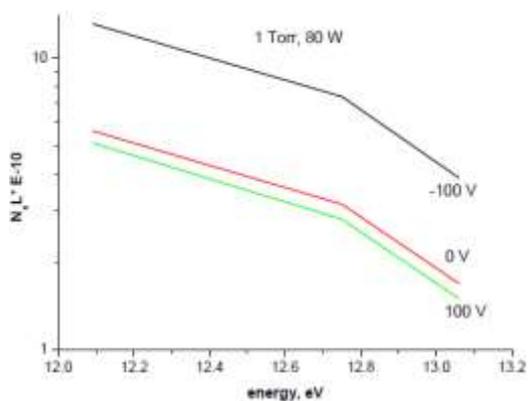


Рис 7. Заселенности уровней возбужденными атомами водорода ответственными за излучение серии Бальмера при различных напряжениях.

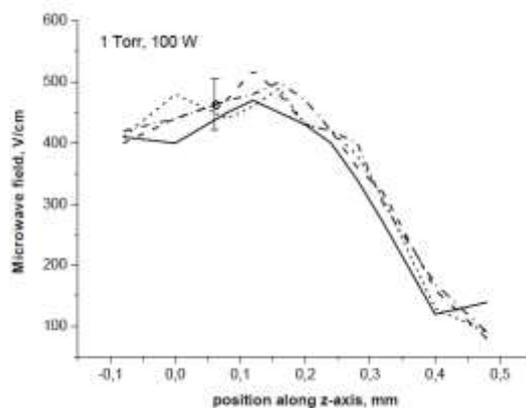


Рис 8. Напряженность СВЧ поля в приэлектродной области разряда при давлении 1Торр. Разные кривые описывают разные прикладываемые напряжения в диапазоне $-50 \div 250\text{В}$.

4. Выводы:

- Аксиальные распределения нормированных интенсивностей молекулярных полос и атомарных линий имеют одинаковую форму и имеют максимум (максимум находится на расстоянии 0.3мм от конца электрода). Форма кривой и положение максимума не зависят от прикладываемых напряжений и давления. Это означает, что механизм возбуждения излучающих частиц в плазме одинаков для молекул и атомов.

- Интенсивности излучения атомарных линий зависят от прикладываемых напряжений, но относительные заселенности излучающих состояний для серии Бальмера не меняются (температура возбуждения атома Н с $n=4$ относительно $n=3$ равна 1,2 эВ при давлении 1 Торр и 1,1 эВ при давлении 2 Торр).

- СВЧ поле в приэлектродной области имеет слабый максимум 500В/см на расстоянии приблизительно 0.1 мм от конца электрода и падает до 100В/см на расстоянии до 0.4мм. Образование максимума может быть связано с плазменным резонансом в приэлектродной области.

Исследование было частично поддержано грантом РФФИ (№ 11-02-00075).

Литература

1. Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L. High Temperature, 2007, **45**, 325.
2. Lebedev Yu.a., Yusupiva E.V. Plasma Phys.Rep., 2012, **38**, 620.
3. Lebedev Yu.A., Yusupova E.V., Epstein I.L. Plasma Phys.Rep., 2012, **39** (in press).

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМИТАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ИТЭР НА ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

А. Д. Ярошевская, И. М. Позняк, Д. М. Кочнев, Д. В. Коваленко, Н. С. Климов,
А. А. Москачева, Д. А. Топорков, В. Л. Подковыров

*Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт
инновационных и термоядерных исследований*

Защитные покрытия вакуумной камеры ИТЭР будут подвергаться периодическим импульсным тепловым нагрузкам, обусловленным развитием ЭЛМ-событий первого типа ($1-2 \text{ МДж/м}^2$ за $0,2-0,5 \text{ мс}$) и срывов плазмы ($3-10 \text{ МДж/м}^2$ за $1-2 \text{ мс}$) [1]. Энергия на поверхность защитных покрытий будет передаваться в результате прямой бомбардировки высокоэнергичными ионами, а также за счет электронной теплопроводности и излучения. При подобных нагрузках поверхность защитных материалов вакуумной камеры будет значительно эродировать, а продуктами эрозии будут охлаждать плазму. На существующих токамаках подобные плазменно-тепловые нагрузки не достигаются. Частично, условия воздействия и ожидаемые нагрузки реализуемы на импульсных плазменных ускорителях.

В данной работе приведены данные по диагностикам, используемым в экспериментах по имитации импульсных переходных процессов ИТЭР на квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ-Т) и импульсном ускорителе (МК-200) [2], а также результаты проведенных экспериментов.

Общая схема экспериментов на плазменных ускорителях представлена на рисунке 1. Мишень №1 испытывает непосредственное воздействие плазменного потока. Кроме этого при торможении потока плазмы на мишени №1 происходит преобразование его энергии в излучение, которое воздействует на мишень №2.

Квазистационарный сильноточный плазменный ускоритель КСПУ-Т позволяет обеспечивать импульсные плазменно-тепловые нагрузки по

плотности мощности ($w = 0,2-5 \text{ ГВт/м}^2$) и длительности ($\Delta t \sim 0,5 \text{ мс}$) сопоставимые с ожидаемыми в токамаке ИТЭР во время ЭЛМ-ов и срывов. Также, создан мощный импульсный источник излучения в видимом и ВУФ диапазоне спектра, на основе ударно-сжатой плазмы, с параметрами, характерными для ослабленного срыва ИТЭР. Таким образом, на КСПУ-Т проводятся исследования эрозии твердотельных материалов под воздействием импульсных плазменно-тепловых и радиационных нагрузок. На импульсном ($\Delta t \sim 0,05 \text{ мс}$) ускорителе МК-200 с магнитным полем основное внимание направлено на изучение плазменных процессов, развивающихся при воздействии на материалы интенсивных потоков плазмы ($w = 1-20 \text{ ГВт/м}^2$).

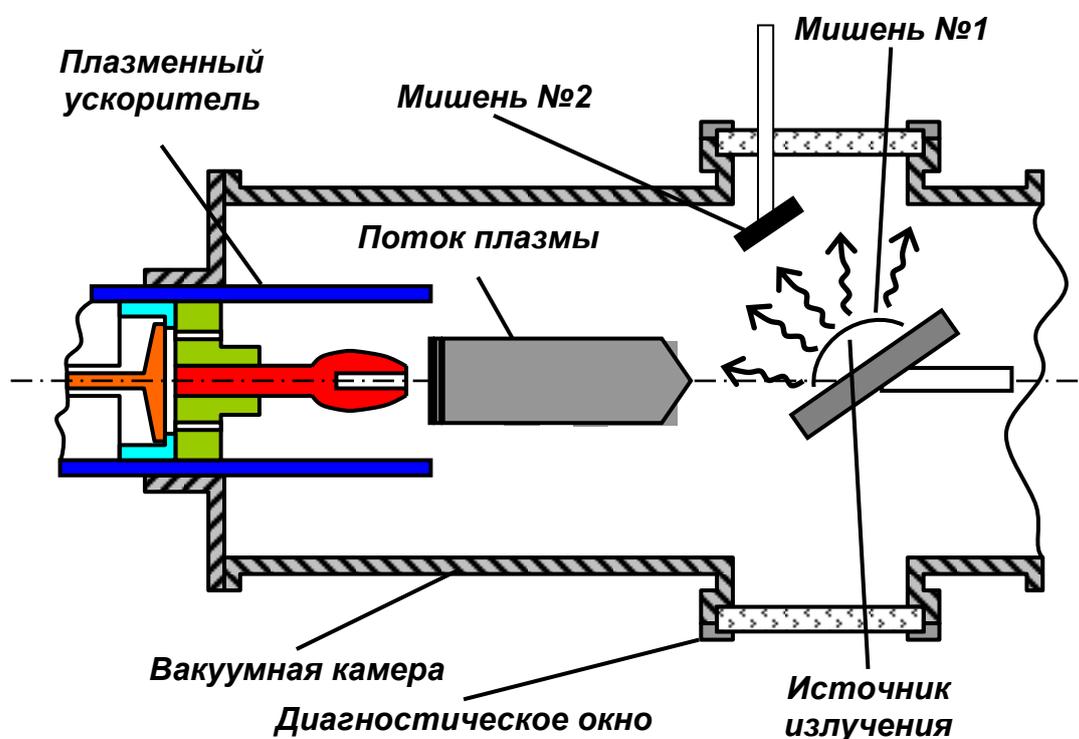


Рис. 1 – Схема имитация импульсных переходных процессов ИТЭР на плазменных ускорителях

Для определения параметров создаваемых нагрузок и физических процессов, развивающихся при их воздействии на материалы, на данных экспериментальных установках используется ряд диагностик.

На КСПУ-Т были проведены эксперименты по определению энергобаланса установки, а также исследованию эффективности передачи энергии плазменного потока на мишень и преобразования энергии потока в энергию излучения при торможении потока на плоской твердотельной мишени.

Для измерения полной энергии потока плазмы использовался калориметр из нержавеющей стали. Толщина стенки и площадь поверхности калориметра составляют 2 мм и 0,5 м² соответственно и были выбраны таким образом, чтобы калориметр отводил вглубь материала за счет теплопроводности всю приходящую на его поверхность энергию, которая в экспериментах достигает 300 кДж. Энергия, поглощенная материалом твердотельной преграды, измерялась плоским секционированным калориметром из вольфрама, установленным вместо мишени. По медным калориметрам, расположенным так, чтобы видеть поверхность мишени и исключить попадание на них плазмы, фиксировали энергию излучения ударно-сжатой плазмы. Определение зависимости интенсивности излучения плазмы от времени осуществлялось посредством фотодиодов, регистрирующих излучение в видимой области спектра, и кремниевого фотодиода (ФДУК) имеющего более широкий спектральный диапазон от 0,124 Å до 1,1 мкм.

В результате экспериментов установлено:

1. При увеличении разрядного тока в диапазоне 100 - 140 кА, доля вкладываемой в поток энергии возрастает с 70% до 85%, что соответствует росту энергосодержания потока плазмы от 30 кДж до 120 кДж;
2. Доля энергии поглощенной мишенью составляет $(15 \pm 5)\%$ и слабо зависит от энергосодержания потока в указанном диапазоне разрядного тока;
3. Количество энергии, преобразующейся в излучение, возрастает от 20% до 40%, в указанном диапазоне разрядного тока;
4. Определена зависимость интенсивности излучения от времени в видимом и ВУФ диапазоне.

В работах проводимых на импульсном ускорителе МК-200 исследовались процессы формирования примесей вольфрама в результате испарения материала мишени и их распространения вдоль силовых линий магнитного поля. В качестве средств диагностики излучения вольфрамовой плазмы использовались спектрометры видимого и EUV диапазонов с пространственным разрешением. Для определения динамики распространения примесей применялись абсолютно калиброванный ФДУК. Определение энергии, необходимой для испарения вольфрама и энергии в потоке,

осуществлялось посредством термопарных калориметров двух типов: в виде мишени $d=20$ мм и цилиндрического $d=20$ мм $L=7$ мм. В ходе экспериментов получено следующее:

1. Определен энергетический порог интенсивного испарения вольфрама в результате воздействия плазменного потока, который совпадает с расчетным значением и равен $0,3 \text{ МДж/м}^2$ ($\Delta t \sim 0,05$ мс);
2. Определен спектр излучения вольфрамовой плазмы. В видимой области спектра содержит линии нейтральных атомов вольфрама WI и ионов первой степени ионизации WII. В EUV диапазоне присутствуют линии высокозарядных ионов вольфрама (со степенями ионизации 7 и выше);
3. Эффективная толщина слоя плазмы, излучающего в видимом спектральном диапазоне, составляет около $\Delta x = 1 - 2$ см, в EUV диапазоне $\Delta x = 4 - 5$ см;
4. Скорость распространения вольфрамовой плазмы вдоль линий магнитного поля составляет $v \approx 2 \cdot 10^6$ см/с в широком диапазоне приходящей плазменно-тепловой нагрузки.

Литература:

1. Perkins F. et al. ITER Physics Basis. Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
2. Архипов Н.И., Сафронов В.М., Барсук В.А., Житлухин А.М., Климов Н.С., Куркин С.М., Подковыров В.Л. Эрозия углеграфитовых материалов при облучении интенсивными потоками плазмы // РИЦ «Курчатовский институт». Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2009. № 4. С. 3 – 13.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ В ПЛАЗМУ СИЛЬНОТОЧНОЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОНФИГУРАЦИИ ЭЛЕКТРОДНОЙ СИСТЕМЫ

О.А. Башутин, Е.Д. Вовченко, Э.И. Додулад, И.Н. Москаленко, И.Ф. Раевский, А.С. Савёлов, С.А. Саранцев

Искровые разряды в вакууме изучаются уже в течение нескольких десятилетий. В настоящее время развиваются два основных направления исследования вакуумных искровых разрядов: как источников рентгеновского излучения и как источников заряженных частиц. Каждое этих направлений накладывает свои особенности на конструкцию электродной системы и параметры разрядной цепи, и подразумевает знание элементного состава излучающей плазмы.

В разрядах сильнотоочной низкоиндуктивной вакуумной искры (СНВИ) при токах порядка 100 кА и выше наблюдается образование ионов высокой кратности ионизации, вплоть до водородоподобных, в так называемых «горячих точках» (ГТ), формирующихся при микропинчевании плазмы. Область формирования ГТ является интенсивным источником характеристического рентгеновского излучения. Большинство исследователей отмечает, что формирование наиболее интенсивно излучающих ГТ происходит преимущественно в парах материала конического анода, который, как правило, является внутренним электродом [1]. Вместе с тем имеются свидетельства о пинчевании плазмы СНВИ около внутреннего электрода и при его отрицательной полярности [2]. Однако, вышеупомянутые исследования проводились на установках с различающейся геометрией электродных систем, при разных параметрах разрядной цепи и различных системах инициирования разряда, что могло различным образом влиять на динамику развития разряда СНВИ.

В данной работе мы представляем исследование вкладов материалов электродов в формирование плазмы разряда сильнотоочной вакуумной искры и их влияние на процесс микропинчевания по К-спектрам излучения данных

материалов, проведенные на одной и той же установке, с одинаковыми параметрами разрядной цепи и системы инициирования разряда, но при различных полярностях напряжения на электродной системе.

Исследования проводились на микропинчевой установке «Зона–2» (НИЯУ МИФИ) [3]. Каждый из электродов установки имел форму либо плоского цилиндра высотой 10 мм, диаметром 20 мм с 3 мм сквозным отверстием посередине, либо форму заостренного стержня диаметром 3 мм. Всего исследовалось 4 варианта конфигурации электродной системы:

- плоский внешний электрод, острый внутренний электрод;
- плоский внутренний электрод, острый внешний электрод;
- оба электрода имеют острый форму;
- оба электрода плоские.

Вклад материала электродов в плазму СНВИ оценился по интенсивностям $K\alpha$ излучения меди и железа из разряда и анализа пространственного положения его источников.

Для регистрации линий $K\alpha$ излучения были использованы два фокусирующих спектрографа с пространственным разрешением ФСР-1Д/2Д [4], собранные по схеме Иоганна.

На чувствительность спектрографа, при прочих равных условиях, влияют как расстояние до источника излучения, в том числе и из-за ослабления излучения в воздухе, так и используемый порядок отражения. Однако, приблизительная оценка вклада материала в плазму разряда может быть произведена путем измерения интенсивностей линий при перекрестной замене материала электродов (с сохранением их полярности) и последующего вычисления поправочного коэффициента, обеспечивающего совпадение в обоих случаях соотношений интенсивностей свечения материалов катода и анода. В каждой из серий одновременно регистрировались спектры $K\alpha$ эмиссии меди и железа. Пример полученных экспериментальных спектров и соответствующие им денситограммы, интегральные по всей области $K\alpha$ эмиссии, показаны на рис.1

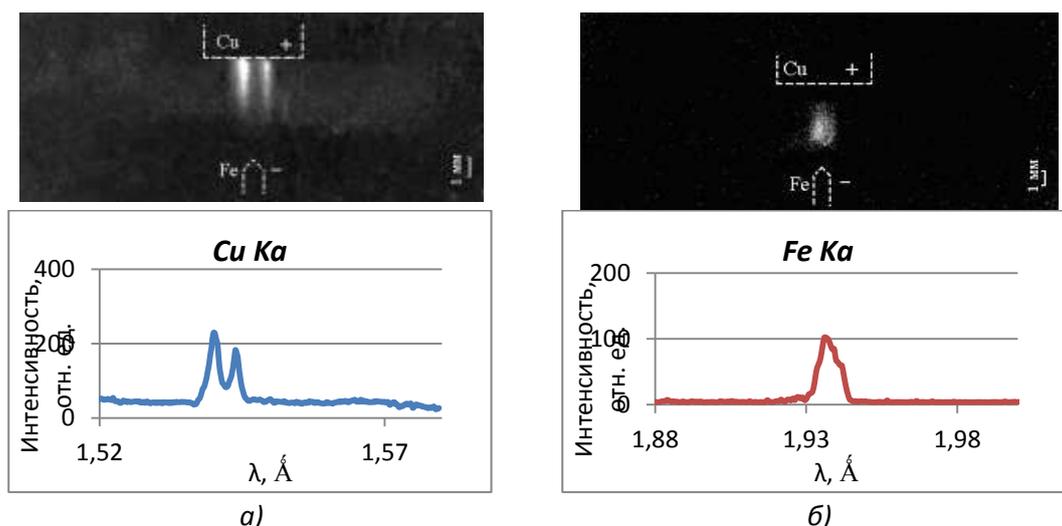


Рис.1 Спектры полученные «медным» (а) и «железным» (б) спектрографами для конфигурации с плоским анодом и острым катодом

Результаты анализа полученных спектров и тенегрaмм разряда СНВИ можно сформулировать следующим образом:

- эмиссия K_{α} линий материала анода наблюдается независимо формы анода в случае, если он является внешним электродом, и наблюдается для анода острой формы в случае, когда он является внутренним электродом;
- эмиссия K_{α} линий материала катода наблюдается лишь для внутреннего острого катода;
- вклад в состав разрядной плазмы материалов электродов, по крайней мере в случаях внутреннего катода и внешнего анода при конфигурациях «острие-плоскость» и «острие-острие», сравним по величине;
- микропинчевание с образованием «горячих точек» в сильноточном вакуумном искровом разряде действительно происходит в парах острого электрода, как обеспечивающего наибольшую начальную плотность плазмы;
- наибольшая эффективность образования ионов высших кратностей ионизации при пинчевании достигается при положительной полярности острого электрода;
- при отрицательной полярности острого электрода эффективность пинчевания разряда и образования ионов высших кратностей ионизации, при прочих равных условиях, существенно снижается;
- большая часть ионов в плазменном столбе имеет низкую кратность ионизации.

Литература:

1. Короп Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В. // УФН. 1979.Т.129. С.87.
2. Negus C.R., Peacock N.J. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1979. V.12. P.91.
3. Кузнецов А.П, Башутин О.А., Бялковский О.А. и др. // Физика плазмы. 2008. Т.34. С.219.
4. Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Брюнеткин Б.А. и др. // ЖЭТФ. 1995. Т.108. С.1263.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОСВЕТИТЕЛЯ НА МОЛЕКУЛЯРНОМ АЗОТЕ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРОЦЕССОВ В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ НИЗКОИНДУКТИВНОЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ

Э.И. Додулад, С.А. Саранцев, Е.Д. Филиппов, И.Ф. Раевский

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Низкоиндуктивная вакуумная искра (НВИ) привлекает внимание исследователей уже более полувека. Связано это, прежде всего, с высокими параметрами плазмы, образующейся в такого рода разрядах, что делает установки с источником плазмы на основе НВИ перспективными для решения широкого круга технологических задач, а также задач УТС. Однако, сложная взаимосвязь процессов в начальной стадии разряда, процессов на поверхности электродов, процессов в периферийной области разряда и процессов в межэлектродном промежутке сильно усложняют полную картину понимания динамики плазмы НВИ.

Широкие возможности для исследования плотной импульсной высокотемпературной плазмы дают методы лазерной диагностики. Данная работа посвящена исследованию процессов, протекающих в межэлектродном промежутке НВИ на установке «Пион»[1], с помощью метода Теплера с применением лазерного осветителя на молекулярном азоте. Использование коротковолнового лазера ($\lambda = 337$ нм) обусловлено, как уже было сказано, наличием высокой плотности плазмы в микропинче ($n_e \gtrsim 10^{20}$ см⁻³).

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Для получения необходимой площади поля излучения на выходе из лазера установлен расширитель. С помощью системы линз L_3 , L_4 плоскость объекта (межэлектродный промежуток) оптически сопрягается с плоскостью изображения (матрица фотоаппарата). Зеркало M_3 отводит часть излучения в ФЭЖ для определения точного момента срабатывания лазера ЛГИ-21. Для минимизации фоновой засветки из плазмы используется интерференционный светофильтр на входе в фотоаппарат Canon 1000D и длиннофокусная линза L_3 . Для того чтобы можно было

зарегистрировать УФ излучение перед матрицей фотоаппарата были удалены все фильтры, что сделало ее чувствительной к длине волны лазера.

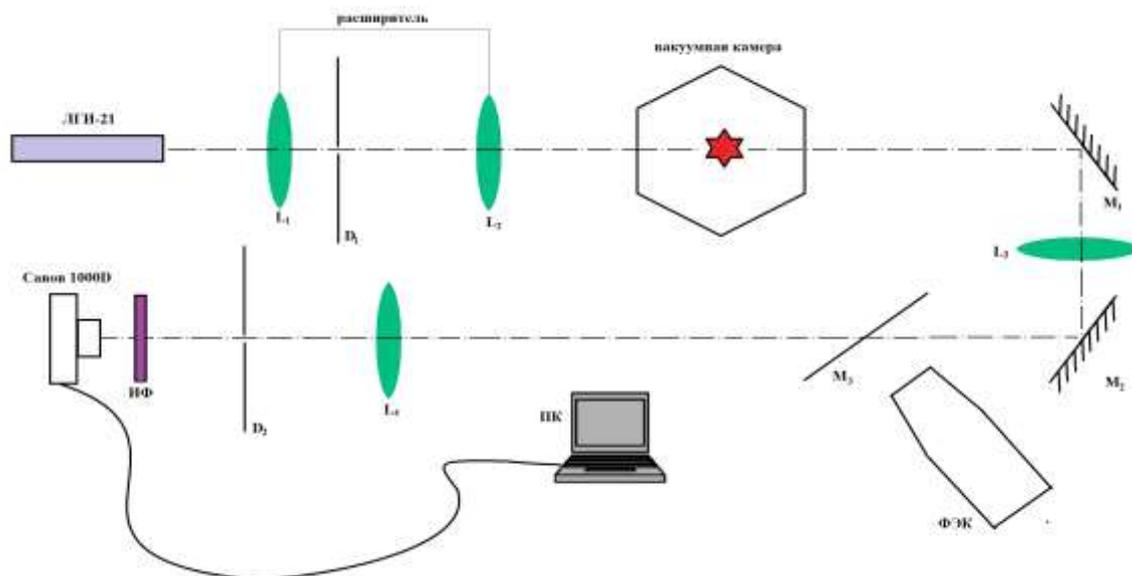


Рис.1. Схема эксперимента с применением шлирен-метода на установке «Пион»

Электроды установки «Пион» представляют собой плоский катод диаметром 22 мм с отверстием по оси 3 мм и острый анод диаметром 3 мм. Материалом электродов служит **Fe**. Расстояние между электродами в процессе эксперимента изменялось от 3 до 9 мм. Напряжение на основной конденсаторной батарее (емкость 12 мкФ) составляло 15 кВ, давление в камере 10^{-6} тор. Зондирование лазерным импульсом производилось через диагностические кварцевые окна, отнесенные от оси разряда на расстояние 350 мм для предотвращения их запыления продуктами разряда. Инициирование разряда осуществляется источником плазмы эрозионного типа (пробой по поверхности керамического изолятора). Образование микропинча регистрировалось по осциллограмме тока, получаемой с пояса Роговского, и вспышке рентгеновского излучения, регистрируемой *pin*-диодом.

В работе представлены результаты исследования динамики плазмы НВИ при различных расстояниях между электродами и различными условиях инициирования разряда. Установлены закономерности развития разряда при этих условиях. Выявлено, что начальная стадия разряда сопровождается образованием облака плазмы вокруг острейшего анода, которое затем движется в сторону катода. Подтверждено влияние положения системы инициирования

на динамику НВИ (в определенных условиях плазменный канал изгибается в сторону поджига).

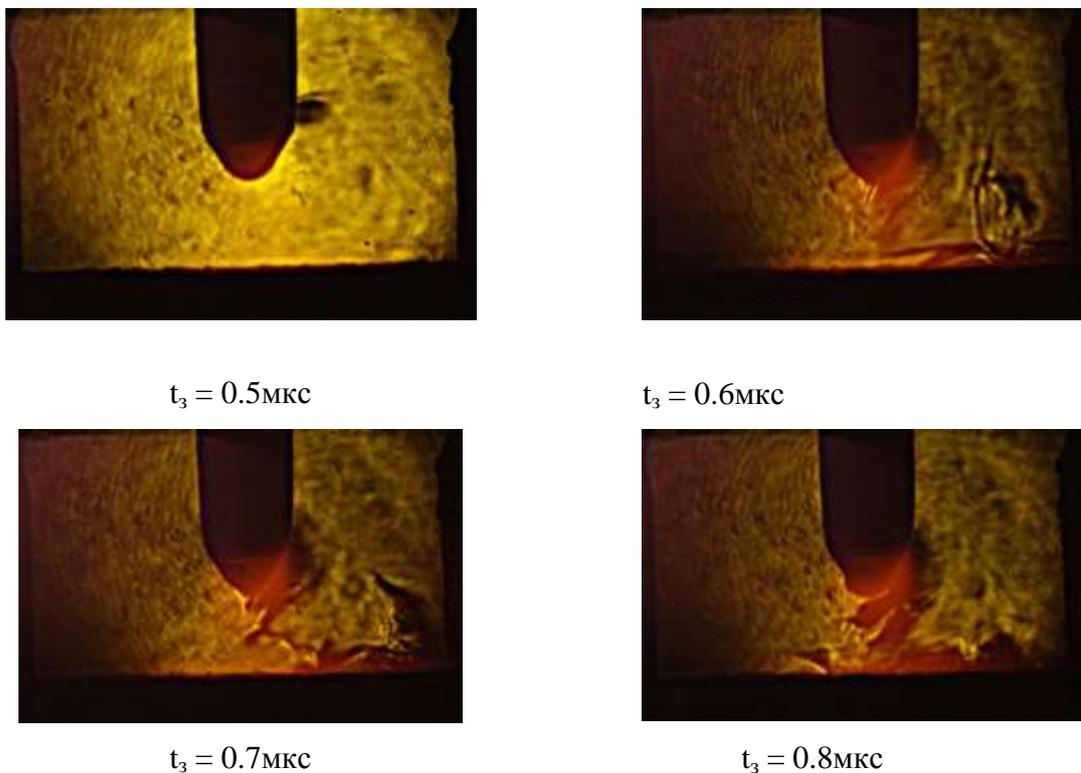


Рис. 2. Изображения разряда в различные моменты времени (расстояние между электродами 3 мм)

Литература:

1. О.А. Башутин, Е.Д. Вовченко, Э.И. Додулад, И.Ф. Раевский, А.С. Савёлов, А.М. Степаненко. Влияние условий инициирования низкоиндуктивной вакуумной искры на динамику плазмы и процессы на поверхности электродов. Тезисы докладов XIV Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» ДВП-14, 2011.

СОДЕРЖАНИЕ

В.В. Ватулин, Л.А. Душина, Н.В. Жидков, А.Г. Кравченко, П.Г. Кузнецов, Д.Н. Литвин, В.В. Мисько, К.В. Стародубцев
ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В МИШЕНЯХ НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПО СКОРОСТИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В АЛЮМИНИИ НА УСТАНОВКЕ ИСКРА-5 4

Д.И. Жуховицкий, В.Е. Фортов, В.И. Молотков¹, А.М. Липаев, В.Н. Наумкин, Х.М. Томас, А.В. Ивлев, Г.Е. Морфилл
НЕВЯЗКОЕ ДВИЖЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОМ КРИСТАЛЛЕ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ 6

С.В. Королев
АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МНОГОМОДАЛЬНЫХ НОРМАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ 10

С.В. Королев
К ВОПРОСУ КОРРЕКТНОЙ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ 14

Ю.Ю. Луценко, Е.М. Шлотгауэр, В.А. Власов
ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ КАНАЛА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ 18

С.В. Серов, В.В. Серов, С.Н. Тугаринов
РОЛЬ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ (CXRS) В ИЗМЕРЕНИЯХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ИТЭР 22

Г.С. Волков, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, В.И.Зайцев, Г.М. Олейник, М.В. Федулов, Е.А. Болховитинов, А.А. Рупасов², А.С. Шиканов, В.Г. Новиков, И.Ю Вичев
РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МЕГААМПЕРНЫХ Z-ПИНЧЕЙ 25

В.А. Красильников, В.Н. Амосов, Ю.А. Кашук, Д.А. Скопинцев
ЦИФРОВОЙ АЛМАЗНЫЙ СПЕКТРОМЕТР АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ДЛЯ ТОКАМАКА ЖЕТ И ПРОЕКТ ДЛЯ ИТЭР 28

С.Ю. Обудовский, А.В. Батюнин, В.А. Воробьев, Ю.А. Кашук, С.А. Швыкин
ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МОЩНОСТИ ИТЭР 32

С.А. Швыкин, А.В. Батюнин, В.А. Воробьев, Ю.А. Кашук, С.Ю. Обудовский
РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ КАБЕЛЕЙ С МИНЕРАЛЬНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ДЛЯ НЕЙТРОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР 34

А.В. Казиев, Г.В. Ходаченко
ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ФОТОГРАФИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНЕТРОННЫХ РАЗРЯДОВ 36

А.М. Степаненко
ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ИЗ АНАЛИЗА ИНТЕРФЕРОГРАММ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА СДВИГА 38

И. Ю. Вафин, А.И. Мещеряков
ИСКАЖЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ХОРДОВЫМ ХАРАКТЕРОМ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ИЗЛУЧЕНИЮ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ 42

А.В. Баловнев, И.Г. Григорьева, А.Д. Литвин, Э.И. Додулад, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПОМОЩИ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ 44

Д.И. Белотелов, М.М. Цвентух, В.А. Курнаев, В.А. Федоров, А.В. Кудрявцев, Ю.А. Парышкин, В.П. Алферов, С.П. Алферов
ОБОСНОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ДЕЛЕНИЯ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ НЕЙТРОННОГО И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ 48

И. Большакова, И. Васильевский, Л. Виерербл, Р. Голяка, И. Дюран, Я. Кость, С. Куликов, В. Курнаев, Е. Макидо, Ф. Шурыгин, Р. Стецко, А. Штабалюк
ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЕНСОРОВ В ITER-ПОДОБНЫХ РАДИАЦИОННЫХ УСЛОВИЯХ 52

И.А. Бориев
СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ ЗАКОНАМ ФИЗИКИ СВОЙСТВА ПЕРЕНОСА И РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ: О ПРИЧИНАХ ИЗВЕСТНЫХ АНОМАЛИЙ И ПАРАДОКСОВ ПРИ ОПИСАНИИ ЭТИХ СВОЙСТВ 56

Д.Г. Васильков
БЫСТРЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАРАТОРА J-2M 60

И.Г. Григорьева, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО И КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ 64

Е.А. Елистратов, А.П. Кузнецов, С.П. Масленников, А.А. Протасов
ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ОБЪЕМНОГО ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАЗРЯДА 68

В.М. Градов, А.М. Зимин, С.Е. Кривицкий, С.В. Серушкин, В.И. Тройнов
СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В ДЕЙТЕРИИ 72

В.В. Александров, В.А. Брызгунов, Е.В. Грабовский, А.Н. Грицук, С.А. Данько, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, В.Д. Королев, Я.И. Лаухин, С.Ф. Медовщиков, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, Е.А. Смирнова, Г.И. Устроев, И.Н. Фролов, А.П. Шевелько
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ВУФ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ ДЕЙТЕРИРОВАННОГО Z-ПИНЧА 76

<u>Д.Л. Кирко, А.С. Савелов, Э.И. Додулад</u> ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ	80
<u>Ю.В. Ковтун, А.И. Скибенко, Е.И. Скибенко, В.Б. Юферов</u> МИКРОВОЛНОВАЯ КОРЕЛЯЦИОННАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ГАЗОМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ	83
<u>С.А. Лепихов, Г.В. Крашевская</u> АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ	87
<u>В.С. Неверов, А.Б. Кукушкин, М.Г. Левашова</u> ПРОБЛЕМА РАССЕЯННОГО ДИВЕРТОРНОГО СВЕТА ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ Н- α СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ В ИТЭР	90
<u>Немцев Г. Е.¹, Амосов В. Н.¹, Мещанинов С. А.¹, Рахманов А. Ю.¹, Родионов Н. Б.¹, Родионов Р. Н.¹</u> ДИАГНОСТИКА ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ТОКАМАКЕ ИТЭР. ВЕРТИКАЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ КАМЕРА	94
<u>В.И. Афанасьев, С.С. Козловский¹, А.Д. Мельник, М.И. Миронов, В.Г. Несеневич, М.П. Петров, С.Я. Петров, Ф.В. Чернышев</u> АНАЛИЗАТОРЫ ПОТОКА АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА ИТЭРЕ	98
<u>Е.П. Прокопьев</u> ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЗИТРОНСОДЕРЖАЩИХ АТОМОВ И ИОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ, ГАЗАХ И ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ ХАРТРИ-ФОКА	102
<u>В.Г. Марков, А.А. Окулов, Д.Е. Прохорович, А.Г. Садилкин</u> ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОР КОРПУСКУЛЯРНОЙ ЭМИССИИ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК	104
<u>Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин, О.А. Блинов</u> ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВАКУУМНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА НА ОПТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЛАЗМЫ	108

Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин
АНАЛИЗ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ИЗ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЫ УТС 113

М.В. Тригуб, Г.С. Евтушенко, Ф.А. Губарев, С.Н. Торгаев, К.И. Земсков
НАБЛЮДЕНИЕ ОБЪЕКТОВ В УСЛОВИЯХ МОЩНЫХ ФОНОВЫХ
ЗАСВЕТОК 117

В.А. Урусов
НЕУСТРАНИМЫЕ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫМИ МЕТОДАМИ
ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРА, ИЗМЕРЯЕМОГО
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМИ СПЕКТРОМЕТРАМИ 121

И.Ш. Абдуллин, Р.Г. Ибрагимов, В.В. Парошин
ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЖИМА ОБРАБОТКИ ВЧЕ-ПЛАЗМОЙ
ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ ТРУБЧАТОГО УЛЬТРАФИЛЬТРА БТУ-0,5/2 125

В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович
ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ
ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТАЛЛОВ В АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ 129

Ю.А. Лебедев, Е.В. Юсупова, И.Л. Эпштейн
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ НА СВЧ
РАЗРЯД В ВОДОРОДЕ ПО ЕГО ИЗЛУЧЕНИЮ 133

А. Д. Ярошевская, И. М. Позняк, Д. М. Кочнев, Д. В. Коваленко, Н. С. Климов, А. А. Москачева, Д. А. Топорков, В. Л. Подковыров
ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМИТАЦИИ
ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ИТЭР НА
ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ 137

О.А. Башутин, Е.Д. Вовченко, Э.И. Додулад, И.Н. Москаленко, И.Ф. Раевский, А.С. Савёлов, С.А. Саранцев
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОСВЕТИТЕЛЯ НА
МОЛЕКУЛЯРНОМ АЗОТЕ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРОЦЕССОВ В
МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ НИЗКОИНДУКТИВНОЙ
ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ 141

Э.И. Додулад, С.А. Саранцев, Е.Д. Филиппов, И.Ф. Раевский ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОСВЕТИТЕЛЯ НА МОЛЕКУЛЯРНОМ АЗОТЕ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРОЦЕССОВ В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ НИЗКОИНДУКТИВНОЙ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ	145
---	-----

СОДЕРЖАНИЕ	148
-------------------	-----

МАТЕРИАЛЫ
VIII РОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

Современные средства диагностики
плазмы и их применение

Москва, НИЯУ «МИФИ», 23-25 октября 2012 г.

Редакционная коллегия:

В. А. Курнаев

А. С. Савёлов

Э.И. Додулад

С.А. Саранцев

ISBN 5-7262-0683-5

Подписано в печать **05. 11. 2003**

Формат 60x84 1/16

Уч.изд.л. **11,0**

Печ.л. **11,0**

Тираж **150** экз.

Изд. № **623-1**

Заказ

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

Типография МИФИ. 115409, Москва, Каширское ш., 31

