

# СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

XI КОНФЕРЕНЦИИ

Москва, НИЯУ МИФИ, 13-15 ноября 2018 г.

Москва 2018

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации**  
**Научный совет по физике низкотемпературной плазмы РАН**  
**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»**

---

**СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ**  
**И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**  
**XI КОНФЕРЕНЦИИ**

Москва, НИЯУ «МИФИ», 13-15 ноября 2018 г.

**Москва 2018**

ББК 22.333я5  
УДК: 533.9 (06)  
С-56

Современные средства диагностики плазмы и их применение: Сборник тезисов докладов XI Конференции. Москва, 13-15 ноября 2018 г.  
М.: НИЯУ МИФИ, 2018. -196 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных и стендовых докладов на XI Конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение». Так как целью проведения конференции является обмен опытом в области современных достижений в диагностике как высокотемпературной, так и низкотемпературной плазмы с акцентом на привлечение к участию в нем студентов, молодых специалистов и ученых, то тематика сборника достаточно широка. Она охватывает вопросы диагностики плазмы в термоядерных установках, а также вопросы диагностики импульсных и стационарных газовых разрядов в исследовательских и технологических установках. Представлены также работы по исследованию различных плазменных объектов, в том числе космических и образуемых под действием лазерного излучения.

Включенные в сборник материалы приведены в авторской редакции.

*Редакционная коллегия:*

*В.А. Курнаев*

*А.С. Савёлов*

*В.А. Костюшин*

**ISBN 978-5-7262-2513-5**

© Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ», 2018

## ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

---

**КАФЕДРА ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ  
ИНСТИТУТ ЛАЗЕРНЫХ И ПЛАЗМЕННЫХ  
ТЕХНОЛОГИЙ  
НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО  
ЯДЕРНОГО УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ»  
МИНИСТЕРСТВА НАУКИ И ВЫСШЕГО  
ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**СОВЕТ «ФИЗИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ  
ПЛАЗМЫ» РАН**

### **ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ**

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

### **ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ**

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

# ДИАГНОСТИКА СВЧ РАЗРЯДА В ЖИДКОМ *n*-ГЕПТАНЕ С БАРБОТИРОВАНИЕМ АРГОНА

К.А. Аверин, И.В. Билера, Ю.А. Лебедев, И.Л. Эпштейн

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН*

## 1. Введение

Разряды в жидкостях привлекают внимание исследователей и являются одним из приоритетов в изучении физики газоразрядной низкотемпературной плазмы [1-4]. Это объясняется, прежде всего, перспективными применениями таких разрядов при решении экологических проблем. Кроме того, такие разряды могут использоваться для получения различных газов и твердых продуктов. Наименее исследованным является СВЧ разряд в жидкостях. Обзор работ этого направления приведен в [5].

В настоящей работе приведены результаты исследования эмиссионных спектров и газовых продуктов СВЧ разряда в жидком *n*-гептане ( $n\text{-C}_7\text{H}_{16}$ ) при барботировании аргона.

## 2. Экспериментальная установка.

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в [6,7] и схематически изображенной на рис. 1. Она включает в себя СВЧ генератор, циркулятор, водяной аттенюатор, направленный ответвитель, анализатор спектра и осциллограф. Аттенюатор позволяет получать плавно изменяющуюся падающую мощность в диапазоне от 100 Вт до 2.5 кВт. Разрядная секция представляет собой волноводно-коаксиальный переход, центральный проводник которой служит антенной для ввода СВЧ энергии в разрядную секцию. Для согласования использовался перемещаемый короткозамыкающий поршень. Центральный электрод коаксиальной линии изготовлен из медной трубки с внешним диаметром 1.5 мм. Разряд создавался в области конца антенны в

заполненной жидкостью кварцевой кювете (диаметр 55 мм), помещенной в защитный экран. Объем жидкости в кювете порядка 40 мл, что обеспечивает нахождение конца внутреннего электрода коаксиальной линии под поверхностью жидкости. Через внутренний канал в электроде в камеру могли подаваться дополнительные газы. В настоящей работе описаны результаты исследования газофазных продуктов без дополнительного газа и с подачей аргона с расходом 6-40 л/ч. Эксперименты проводились при СВЧ мощности менее 1 кВт. Давление над поверхностью жидкости равнялось атмосферному давлению.

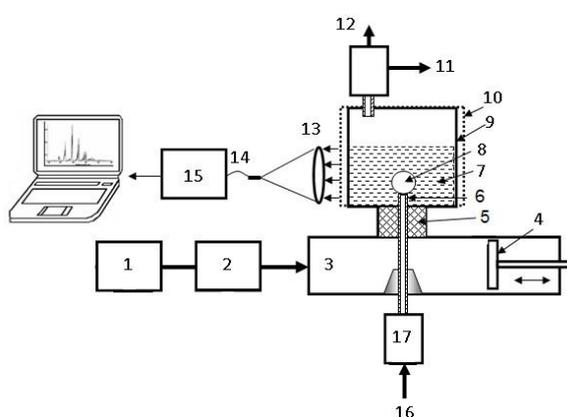


Рис.. 1. Схема экспериментальной установки. 1- СВЧ генератор, 2 – измеритель КСВ, 3- волноводно-коаксиальный переход, 4 – короткозамыкающий поршень, 5 – диэлектрик, 6 – антенна, 7– жидкий углеводород, 8 – область разряда, 9 – кварцевый реактор, 10– экран, 11 - отбор проб для хроматографии, 12 – выход газов, 13 – оптическая система, 14- световод, 15 – спектрограф AvaSpec- 2048, 16 – ввод аргона, 17- расходомер.

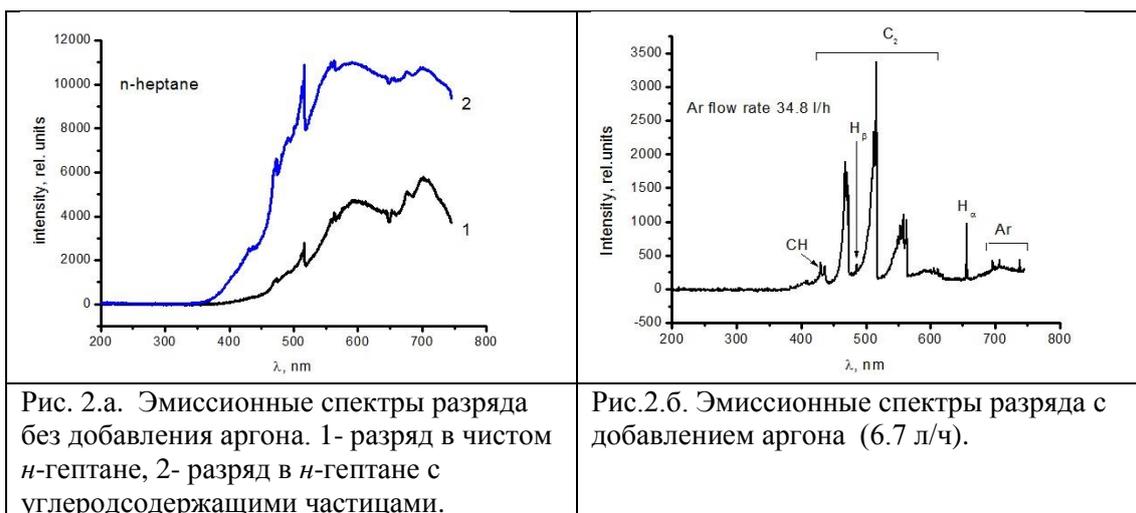
Разряд с помощью оптики фокусировался на входную апертуру оптоволоконна, направляющего излучение на входную щель спектрографа AvaSpec 2048. Регистрировались усредненные по времени и по объему плазмы спектры излучения разряда в диапазоне длин волн 200-700 нм. Относительная калибровка спектрографа проводилась с помощью ленточной вольфрамовой лампы.

Состав смесей продуктов СВЧ разряда в жидком *n*-гептане определяли методом газовой хроматографии. Для детального исследования состава продуктов использовали газовый хроматограф Varian CP-3800, с пламенно-

ионизационным детектором (FID) и детектором по теплопроводности. Исследование состава основных газофазных продуктов ( $H_2$ ,  $C_2H_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_4$ ) осуществлялось с помощью хроматографа ЛХМ-8 с детектором по теплопроводности. Прибор оснащен системой регистрации и обработки результатов в цифровой форме (АЦП и программный комплекс «Феникс»).

### 3. Результаты и обсуждение.

Спектр излучения СВЧ разряда в *n*-гептане представлен полосами Свана (переход  $C_2(d^3\Pi_g - a^3\Pi_u)$ ) секвенций  $\Delta v = 0$  (максимум при 516.5 нм), 1 (максимум при 563.5 нм), - 1 (максимум при 473.7.5 нм), -2, причем полоса при 436.5 нм ( $\Delta v = -2$ ) переналожена с полосой 0-0 излучения *CH* при 431.2 нм (переход  $CH(A^2\Delta - X^2\Pi)$ ). Кроме того, наблюдается широкополосный спектр излучения твердых углеродсодержащих частиц (рис.2.а). Сходная структура спектра наблюдается и при малых расходах аргона через канал в антенне.



При больших расходах аргона структура спектра качественно меняется (рис. 2,б). В нем появляется излучение линии  $H_\alpha$  (порог 12.09eV), а при увеличении расхода аргона, также линии  $H_\beta$  (порог 12.75 eV) и линий излучения аргона с порогами порядка 13.3 eV. Кроме того, падает интенсивность излучения континуума, что связано с уменьшением скорости образования углеродсодержащих частиц из-за разбавления паров углеводорода аргоном (рис.2.б).

Видно, что спектры, полученные в разряде в исходном *n*-гептане и в *n*-гептане после обработки, отличаются интенсивностью широкополосного континуума, и континуум в первом случае был ниже, чем во втором случае.

Система полос Свана не изменилась. Предыдущее наше исследование показало, что содержание жидкого *n*-гептана до и после эксперимента также не менялось [8]. Различие заключалась лишь в том, что после экспериментов *n*-гептан был загрязнен углеродсодержащими частицами (они удалялись центрифугированием при анализе состава жидкого углеводорода).

Таким образом, наблюдаемая разница в спектрах связана с разницей в содержании углерода в испаряемой жидкой границе разряда, за которой следует различие в газовом составе плазмы. Таким образом, нестационарность разряда, в дополнение к другим факторам (нагрев газа и отрыв плазменного пузыря от антенны), может быть вызвана изменением граничных условий.

Исследование основных продуктов разряда в системе с пропусканием аргона через канал в антенне и без него показало, что состав основных продуктов остается неизменным. Основным продуктом является водород, продуктом с минимальной концентрацией является метан. Этилен и ацетилен имеют близкие концентрации с преобладанием ацетилена. Пример распределения продуктов показан в Таблице .

Ar, л/ч	H <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>
0	1	0,059	0,184	0,269
6.8	1	0,049	0,233	0,306
17.3	1	0,037	0,264	0,340
36.8	1	0,040	0,184	0,281

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 18-08-00146.

*Литература:*

1. Samukawa S. *et al* The Plasma Roadmap //J. Phys. D: Appl. Phys. 2012, V. 45, 253001.
2. Bruggeman P., Leys C. Non-thermal plasmas in and in contact with liquids. //J. Phys. D: Appl. Phys. 2009, V. 42, 053001.
3. Bruggeman P. J. *et al*. Plasma-liquid interactions: a review and roadmap //Plasma Sources Sci. & Technol. 2016, V. 25 053002.

4. Foster J. Plasma-Based Water Purification: Challenges and Prospects for the Future //Phys. Plasmas, 2017, V.24, 055501.
5. Lebedev Yu. A. Microwave discharges in liquid dielectrics //Plasma Phys. Reports, 2017, v.43, p.676-687.
6. Averin K. A., Lebedev Yu. A. Shakhatov V. A. Some results from studies of a microwave discharge in liquid heavy hydrocarbons //Plasma Phys. Reports, 2018, v.44, p.110-113.
7. Lebedev Yu..A., Averin K.A. Extraction of valuable metals by microwave discharge in crude oil //J. Phys. D: Appl. Phys. 2018, v. 51, 214005.
8. Lebedev Yu. A., *et al.* Microwave Discharge in Liquid Hydrocarbons: Study of a Liquid Hydrocarbon after Exciting the Discharge //High Energy Chemistry, 2018, v. 52, p. 324–329.

# ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ H<sub>2</sub>O И HDO В РАЗРЯДЕ МЕТОДОМ ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

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

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

В последние годы с нашим участием предложены, разработаны и апробированы новые спектроскопические эмиссионные методы измерений абсолютных концентраций и потоков малых примесей молекул воды и её производных в плазме газовых разрядов [1-6]. Среди них - комбинация зондовых и абсолютных оптических измерений [1], мультиспектральная актинометрия [2], метод промежуточных нестабильных актинометров [3-5]. Предложены модели плазмохимических реакций [2, 4-6] для соответствующих экспериментальных условий. Продемонстрирована рекордная на сегодня чувствительность к обнаружению потоков проникновения этих молекул на уровне не хуже  $10^{-7}$  Па·м<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>, что соответствует наиболее жестким современным требованиям практики (условие проекта ИТЭР [7]).

Однако, при всех достоинствах разработанных методов эмиссионной спектроскопии, в силу особенностей спектров излучения многоатомных молекул, определение их концентраций предложенными методами затруднительно. В связи с этим, был проведён цикл исследований, в котором для измерений концентраций молекул воды применялась трассовая диодная абсорбционная лазерная спектроскопия (ДЛС) [6, 8-9]. Исследования продемонстрировали, что результаты прямых измерений концентраций молекул воды методом ДЛС хорошо согласуются с результатами измерений методами актинометрии [8] и с результатами плазмохимического моделирования [6].

Данная работа является продолжением цикла вышеописанных работ. Впервые одновременно исследуются поведения концентраций молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{HDO}$  в разряде в инертном газе с добавками  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{D}_2$  методом ДЛС.

Схема экспериментальной установки аналогична описанной в работе [8]. Измерения проводились в положительном столбе тлеющего разряда. Разряд постоянного тока (2 мА) зажигался в кварцевой трубке с водяным охлаждением. Длина разряда по оси трубки между электродами составляла 40 см, внутренний диаметр 2 см, полная длина трубки 45 см. Трубка откачивалась до  $10^{-4}$  Torr и наполнялась смесью  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{D}_2$  и He с разным соотношением компонент и суммарным давлением до 1 Torr. Использовался лазер (Eblana Photonics, DM-1392) мощностью до 8 мВт в области спектра 1392 нм, ширина линии 2 МГц ( $\sim 10^{-4}$   $\text{cm}^{-1}$ ), диапазон перестройки при фиксированной температуре (304 К)  $2 \text{ cm}^{-1}$ . Оптический резонатор формировался закрепленными на концах трубки узлами настройки одинаковых сферических зеркал с коэффициентами отражения 99,98% (данные изготовителя Layertec) на длине волны 1392 нм и радиусами кривизны 1 м. Для исключения поглощения излучения молекулами  $\text{H}_2\text{O}$  и иными фоновыми молекулами на участках атмосферного воздуха проводился контроль базовой линии (по методу [10]). Управление лазером и сбор данных проводился с помощью компьютера PC и платы ADC/DAC (National Instruments PCI-6120).

При измерениях в разрядную трубку вводились смеси газов He+ $\text{D}_2$ + $\text{H}_2\text{O}$  с различными концентрациями  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{D}_2$  при фиксированной концентрации гелия  $n_{\text{He}}^0 = 8.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Измерения концентрации  $\text{HDO}$  в разряде велись по поглощению на колебательно-вращательных переходах на частотах  $7179.99 \text{ cm}^{-1}$  (P(4) (000–002)) и  $7180.74 \text{ cm}^{-1}$  (Q(4) (000–002)). Концентрация  $\text{H}_2\text{O}$  измерялась по переходам на частотах  $7180.39 \text{ cm}^{-1}$  (P(4) (000–200)) и  $7180.61 \text{ cm}^{-1}$  (Q(9) (000–101)).

На рисунке 1 представлены результаты измерений концентраций молекул  $\text{H}_2\text{O}$  в зависимости от времени действия разряда. Начальная концентрация дейтерия  $n_{\text{D}_2}^0 = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , а концентрация молекул воды  $n_{\text{H}_2\text{O}}^0$  варьировалась. Измерения проводились в течение 10 минут. Разрешение по времени определялось из соображений минимальной погрешности при усреднении данных в циклах записи спектров. Чувствительность измерений по поглощению в условиях эксперимента составляет  $\pm 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ .

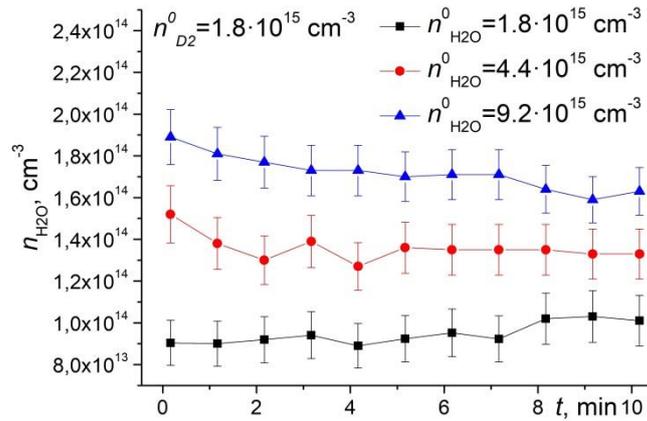


Рис. 1. Поведение концентраций молекул  $H_2O$  в разряде при начальной концентрации дейтерия  $n_{D_2}^0 = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  и разных начальных концентрациях молекул воды  $n_{H_2O}^0$ .

Рисунок 2 соответствует случаю, когда, напротив, в газовой фазе до включения разряда зафиксировано содержание молекул воды  $n_{H_2O}^0 = 8.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  и варьируется содержание дейтерия. В отсутствие разряда молекулы HDO не регистрируются, но появляются сразу после включения разряда.

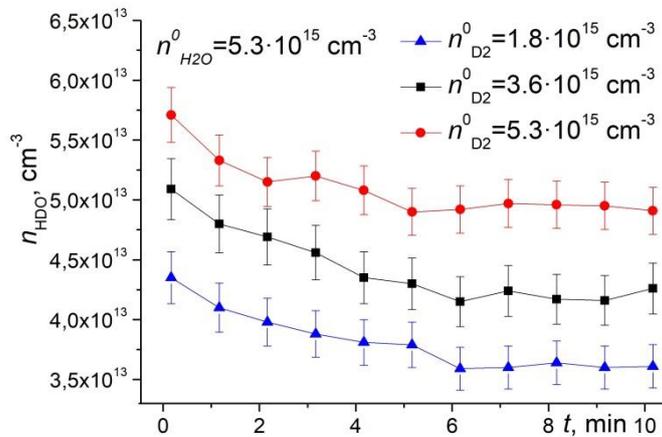


Рис. 2. Поведение молекул HDO после включения разряда при начальной концентрации молекул воды  $n_{H_2O}^0 = 8.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  и разных концентрациях молекул дейтерия  $n_{D_2}^0$ .

Для различных сочетаний начальных концентраций  $D_2$  и  $H_2O$  были установлены величины отношений  $k = n_{H_2O} / n_{HDO}$  в разряде. Оно оказалось практически постоянным  $k = 3 \pm 0.5$  и хорошо поддерживаемым во времени. Результаты приведены на рисунке 3. Можно сделать предположение о существовании механизма, ограничивающего долю адсорбированных молекул

H<sub>2</sub>O на стенке, способных к преодолению барьера десорбции при взаимодействии с молекулами D<sub>2</sub>.

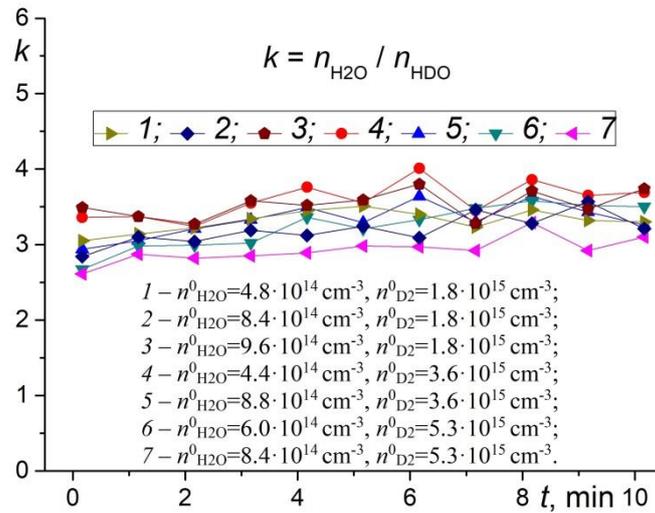


Рис. 3. Поведение отношения измеренных в разряде концентраций молекул H<sub>2</sub>O и HDO при разных начальных концентрациях  $n^0$  молекул H<sub>2</sub>O и D<sub>2</sub>.

*Литература:*

1. A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, O.N. Afonin, A.B. Antipenkov. Plasma Physics Reports. 2015, V. 41, No. 9, P. 705-714. DOI: 10.1134/S1063780X15090032
2. A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, I.V. Kochetov. Journal of Physics D: Applied Physics. 2016, V. 49, No. 39, 395204 (10pp). DOI: 10.1088/0022-3727/49/39/395204
3. A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin. Plasma Sources Science and Technology. 2017, V. 26, No. 1, 015002 (5pp). DOI: 10.1088/0963-0252/26/1/015002
4. A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, I.V. Kochetov. Technical Physics Letters. 2017, V. 43, No. 10, P. 902-904. DOI: 10.1134/S1063785017100030
5. A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.N. Ochkin. Physics of Plasmas. 2018, V. 25, No. 8, 083517 (9pp). DOI: 10.1063/1.5042839
6. A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, I.V. Kochetov. Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2017, V. 44, No. 5, P. 147-150. DOI: 10.3103/S1068335617050062
7. ITER, Final Design Report, 2001. G31 DDD 14 01\_07-19 W0.1. Section 3.1 Vacuum pumping and fuelling systems.
8. A.V. Bernatskiy, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin, S.N. Tskhai. Laser Physics Letters. 2016, V. 13, No. 7, 075702 (4pp). DOI: 10.1088/1612-2011/13/7/075702
9. V.V. Lagunov, I.V. Nikolaev, V.N. Ochkin, S.N. Tskhai. Journal of Optical Technology. 2017, V. 84, No. 6, P. 415-418. DOI: 10.1364/JOT.84.000415
10. Nikolaev I.V., Ochkin V.N., Peters G.S., Spiridonov M.V., Tskhai S.N. Laser Physics, 23, 035701 (2013). DOI: 10.1088/1054-660X/23/3/035701.

# ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОРОННОГО РАЗРЯДА НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ СЛОЙ МЕТАЛЛА

Д.Л. Кирко, А.С. Савелов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Коронному разряду свойственно возникновение слабого свечения вблизи высоковольтного электрода. Вместе с тем при работе отдельных коронных разрядов наблюдаются электрические колебания в диапазоне от десятков килогерц до сотен мегагерц [1-4]. В экспериментах исследовалось влияние коронных разрядов на поверхность металлов и полупроводников с целью модификации поверхности [5].

В данной работе коронный разряд создавался между коническим и цилиндрическим электродами. Конический электрод (диаметр 3-5 мм, угол конуса  $\alpha=10^{\circ}-30^{\circ}$ ) был изготовлен из стали или меди, а цилиндрический электрод из алюминия или стали (диаметр 20-60 мм, толщина 5-30 мм). В опытах электроды располагались на расстоянии 0.5-50 мм. Использовался высоковольтный источник питания с напряжением 1-30 кВ и током до 4 мА. На конический электрод подавалось напряжение положительной полярности. Напряжение на разряде измерялось с помощью статического киловольтметра, а ток в цепи с помощью микроамперметра. Для регистрации изображения разряда использовалась камера Panasonic Lumix DMC-FZ45 (временное разрешение 1 мс). Свечение разряда обычно имеет сине-голубой или фиолетовый цвет, а интенсивность свечения достаточно слабая. В диапазоне токов  $I=1-40$  мкА данный коронный разряд обладает практически цилиндрической формой с диаметром 1-2 мм и длиной равной размерам межэлектродного пространства 0.5-5 мм. При больших токах в области  $I=60-150$  мкА разряд может иметь

разветвленную форму. Данные режимы коронного разряда имеют различные электротехнические характеристики.

Ранее проводились исследования вольтамперной характеристики разряда в диапазоне значений напряжений  $U=1.5-3.5$  кВ и расстояний между электродами  $d=0.5-5$  мм [4]. Вольтамперная характеристика разряда в данном режиме описывается с помощью квадратичной зависимости [6]. Ток разряда при этом находится в диапазоне  $I=1-40$  мкА. При увеличении напряжения на межэлектродном промежутке в диапазоне значений  $U=4-20$  кВ и при расстояниях между электродами  $d=5-40$  мм, сила тока разряда возрастает до значений в области  $I=70-150$  мкА. Форма вольтамперной характеристики в данном диапазоне является приблизительно линейной. Разряд приобретает ветвистую форму, состоящую из нескольких каналов.

Во время работы коронного разряда присутствуют электрические колебания в диапазоне 1 кГц-150 МГц. Изучение данных колебаний проводилось с помощью электрических и магнитных зондов и осциллографа Tektronix TDS 2024B, работающего в режиме частотного анализатора. Согласно данным измерениям ток в цепи разряда представляет собой последовательность импульсов, следующих с частотой 1-20 кГц. Отдельный импульс имеет форму пика с передним фронтом длительностью 20-30 мкс и со спадом на заднем фронте длительностью в течение 200-300 мкс. На фоне импульса появляется колебательный процесс с более высокой частотой 100 кГц-200 МГц. Основными частотами являются следующие:  $228\pm 11$  кГц,  $3.5\pm 0.2$  МГц,  $12\pm 0.6$  МГц,  $32\pm 2$  МГц,  $63\pm 3$  МГц,  $85\pm 5$  МГц.

Согласно проведенным оценкам значения концентрации  $n_e=10^7-10^{10}$  см<sup>-3</sup> присутствуют в области, окружающей заостренную часть конического анода, где зарождаются электронные лавины [3]. Ввиду этого возникающие колебания данного разряда в области  $\nu=1-100$  МГц можно связать с возбуждением высокочастотных плазменных волн в среде коронного разряда [7]. Вместе с тем, в тонких поверхностных слоях металла могут возникать явления, приводящие к возникновению плазменных волн с частотами в области 30-230 МГц [8]. Меньшие частоты в интервале 10 кГц-120 кГц могут соответствовать звуковым плазмонам.

Коронный разряд соприкасается с поверхностью электродов. Наибольшему воздействию подвергается конусообразный анод (материал: сталь,

медь). Поверхность электродов исследовалась с помощью электронных микроскопов Hitachi TM1000 и VEGA 3 SEM. Было зафиксировано возникновение структуры в виде отверстий на поверхности металла со средними размерами 0.8-1.2 мкм. Среднее количество отверстий составляет 20-30 на площади 100 мкм<sup>2</sup>. Появление данной структуры, по-видимому, связано с образованием микронных токовых каналов в коронном разряде.

*Литература:*

1. Trichel G.W. The mechanism of the negative point to plane corona near onset // Physical Review, 1938, V.54, Is.12, pp.1078-1084.
2. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. М.: Гостехиздат, 1950.
3. Никитин А.И., Лейпунский И.О., Никитина Т.Ф. Роль вихревых токов в создании подъемной силы автономного излучателя радиоволн // Прикладная физика, 2010, №2, с.15-22.
4. Lavrinenko M., Biktashev E., Kirko D. Properties of corona discharge plasma near metal surface // Journal of Physics: Conference Series, 2016, V.666, pp.012031.
5. Журавлев О.А., Ивченко А.В., Бакулин И.А., Стрельников А.Ю. Барьерная корона постоянного тока: процессы формирования и примеры применения. Самара: Издательство Самарского Государственного Аэрокосмического Университета, 2010.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009.
7. Kroll N.A., Trivelpiece A.W. Principles of plasma physics. New York, McGrawHill, 1973.
8. Брандт Н.Д., Кульбачинский В.А. Квазичастицы в физике конденсированного состояния. М.: Физматлит, 2007.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМОННЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНОСТРУКТУР МЕТАЛЛОВ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ АТМОСФЕРНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ

В.К. Гончаров<sup>1</sup>, К.В. Козадаев<sup>2</sup>, Е.П. Микитчук<sup>2</sup>

<sup>1</sup> НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Устойчивый интерес к поверхностным металлсодержащим наноструктурам в течение последних десятилетий обусловлен их уникальными оптическими свойствами, в частности особое внимание уделяется исследованиям эффекта поверхностного плазмонного резонанса (ППР), который определяет возможность практического применения таких структур в самых различных областях: от эффективных источников света до фотоакустики и квантовых компьютеров [1]. Одним из перспективных способов формирования поверхностных наноструктур, содержащих металлические наночастицы (НЧ), является лазерная абляция металлических мишеней наносекундным импульсным излучением с плотностью мощности  $10^8 - 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> при атмосферном давлении с последующим осаждением продуктов абляции на поверхность функциональных материалов [2,3]. В качестве металлической мишени в данном случае может выступать любой металл, однако возможность практического его использования обусловлена характерными оптическими свойствами, а также устойчивостью получаемых наноструктур к внешним воздействиям. Методом атмосферного лазерного осаждения возможно формирование ряд устойчивых наноструктур на основе НЧ Cu, Ag, Pt, Au. Предыдущие работы авторов посвящены исследованию особенностей формирования указанных наноструктур, в частности, установлено, что

наибольшей устойчивостью и повторяемостью синтеза обладают НЧ Ag, Pt, Au с радиусами 10 – 50 нм [3].

В настоящей работе приведены результаты моделирования оптических свойств поверхностных наноструктур, состоящих из монослоя сферических НЧ Cu, Ag, Pt, Au и Ag с радиусами 30 нм на подложке с показателем преломления 1,46 и плотностью заполнения поверхности 50%. Полученные данные для модельных НЧ согласуются с экспериментом, что говорит о достоверности процедуры моделирования [5].

Компьютерная модель поверхностной наноструктуры выполнена в рамках программного пакета CST Microwave Studio Student Edition, в котором алгоритмы уточнения дискретизации позволяют достаточно точно решать уравнения Максвелла даже на криволинейных поверхностях [4,5]. Отметим, что сумма коэффициентов отражения, пропускания и поглощения для исследуемых наноструктур дает единицу, что подтверждает достоверность полученных результатов моделирования.

На рисунке 1 приведен коэффициент поглощения (потерь) двумерного бесконечного монослоя НЧ. Видно, что коротковолновая величина пика поглощения наблюдается для наноструктуры с НЧ Ag на длине волны 354 нм. Смещение пика ППП в длинноволновую область наблюдается для наноструктур с НЧ Au и Cu с максимумами в пике ППП 503 нм и 555 нм, соответственно. Максимумы поглощения в оптических спектрах для одного и того типа металла совпадают, не зависимо от того падает излучение со стороны НЧ или со стороны подложки. В спектрах наноструктур с НЧ Ni и Pt отсутствуют полосы поглощения плазмонов, что является следствием менее выраженного свободного состояния электронов проводимости в данных металлах. Для типичной моделируемой наноструктуры наибольшая величина коэффициента поглощения составляет ~52% и реализуется для НЧ Au в случае, когда излучение падает со стороны НЧ, а для НЧ Ag – когда излучение падает со стороны подложки.

На рисунке 2 приведен коэффициент отражения двумерного монослоя. Видно, что коэффициент отражения имеет значение более 50 % для моделируемой структуры с НЧ Ag на длине волн 398 нм для случая, когда излучение падает со стороны наноструктуры и со стороны подложки.

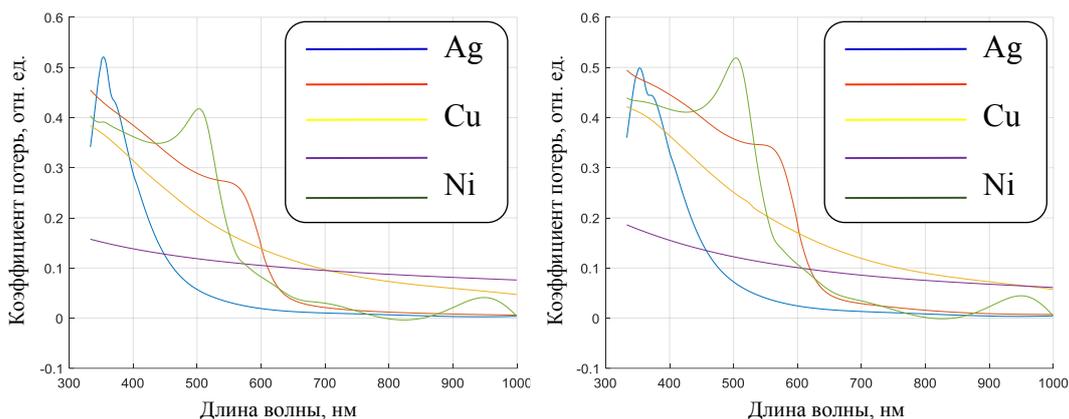


Рис.1. Коэффициент поглощения (потерь) двумерного монослоя со сферическими НЧ Ni, Cu, Ag, Pt, Au радиусом 30 нм на подложке в воздухе: *a*–излучение падает со стороны НЧ, *b* – излучение падает со стороны подложки

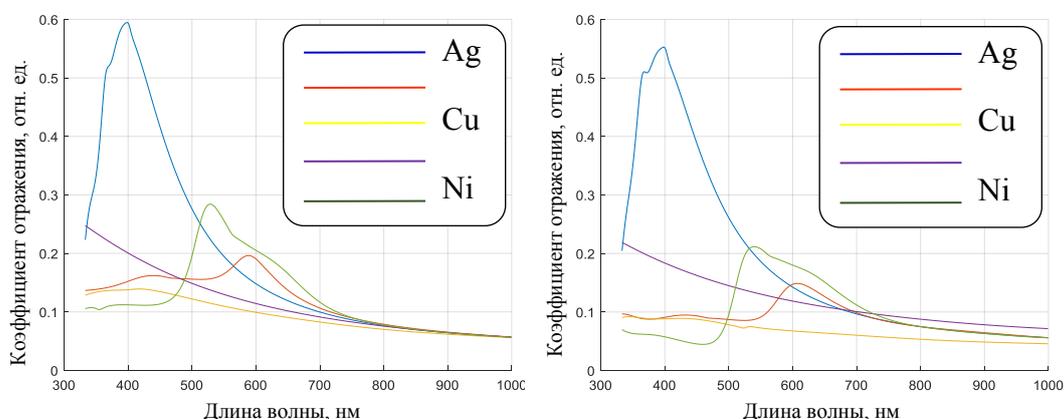


Рис.2. Коэффициент отражения двумерного монослоя со сферическими НЧ Ni, Cu, Ag, Pt, Au радиусом 30 нм на подложке в воздухе: *a* – излучение падает со стороны НЧ, *b* – излучение падает со стороны подложки

Для наноструктур с НЧ Au коэффициент отражения составляет 28% и 21% на длинах волн 529 нм (излучение падает со стороны НЧ) и 540 нм (излучение падает со стороны подложки), соответственно. Хотя коэффициент отражения в максимуме пика ППР в случае наноструктуры с НЧ Ag больший, чем в случае остальных моделируемых металлов, однако ширина спектра на полувысоте  $\sim 150$  нм, что меньше, чем, например, в случае наноструктуры с НЧ Au, которое  $\sim 200$  нм. Для наноструктур с НЧ Cu коэффициент отражения  $\sim 20\%$  и  $15\%$  на длинах волн 589 нм (излучение падает со стороны НЧ) и 607 нм (излучение падает со стороны подложки), соответственно. Положения максимумов отражения в оптических спектрах для одного и того типа металла совпадают только в случае НЧ Ag, не зависимо от направления падения излучения.

Таким образом, тип материала самой НЧ является превалирующим фактором, влияющим как на форму кривых, так и на положение максимумов ППР в оптических спектрах наноструктур. Отметим, что моделируемый случай поверхностных наноструктур является достаточно сложным, так как в непосредственном контакте с НЧ находится граница раздела, а также имеют место коллективные взаимодействия НЧ в системе НЧ-соседние НЧ-подложка-окружающая среда, что также оказывает влияние на положение полосы ППР в оптических спектрах. Установлено, что, с точки зрения практического использования поверхностных наноструктур, наибольшая величина коэффициента поглощения составляет ~52% и реализуется для НЧ Au в случае, когда излучение падает со стороны НЧ, а для НЧ Ag – когда излучение падает со стороны подложки.

*Литература:*

1. Климов В.В. Наноплазмоника. М.:Физматлит, 2010. 480 с.
2. Kozadaev K.V. Physics of laser-induced plasma streams under irradiation of metals with nanosecond laser pulses at atmospheric pressure // Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2014, Vol. 87, № 3, P. 704–707.
3. Козадаев К.В.. Установка для атмосферного лазерного напыления наноструктур благородных металлов // Приборы и техника эксперимента, 2016, № 6, С. 95–100.
4. Микитчук Е.П., Козадаев К.В. Моделирование оптических свойств поверхностных наноструктур для фотоакустических преобразователей // Квантовая электроника, 2018, Т. 48, №7, С. 630–636.
5. Goncharov V.K., Kozadaev K.V., Mikitchuk E.P. Diagnostics of the monolayer silver nanostructures on a solid substrate using the bifactorial analysis of the SPR band // High temperature material processes, 2014, Vol. 18, № 3, P. 201–213.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ДУГОВОЙ ПЛАЗМЕ ГЕЛИЯ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

Д.И. Кавыркин, В.Ф. Чиннов, О. В. Коршунов

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН) 125412, Россия, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2*

Были проведены спектральные исследования плазмы гелия атмосферного давления на электродуговом плазмотроне постоянного тока с расширяющимся анодным каналом диаметром 4–8 мм, вихревой стабилизацией дуги [1], расходом гелия 0.1–0.3 г/с и током дуги от 200 до 400 А. Полученный в результате измерений абсолютных интенсивностей спектральных линий участок распределения заселенностей возбужденных атомов He подробно показан на рис. 1. За исключением важного для анализа уровня с минимальной энергией возбуждения  $E_2=20.96$  эВ, отстоящего от границы ионизации на 3.6 эВ (его заселенность определялась по абсолютной интенсивности линии HeI 1083 нм, переход  $2^3P \rightarrow 2^3S$ ), остальные исследованные уровни возбуждения  $3^1S$ ,  $3^3S$ , ...  $5^3D$  занимают небольшой диапазон энергий возбуждения ( $\Delta E_{изл} \approx 1.5$  эВ), находящийся вблизи границы ионизации. Формально определенная по населенностям этих состояний  $n_k/g_k$  температура распределения неправдоподобно мала (0.6 эВ), что является характерным для заселенностей высоковозбужденных состояний ионизационно неравновесной плазмы [2].

Позволить определить температуру электронов  $T_e$  в плазме гелия атмосферного давления может помочь совместное исследование атомных HeI и ионных HeII энергетических уровней. Преимущество метода определения  $T_e$  по отношению интенсивностей атомной и ионной линий заключается в уменьшении влияния погрешности измерений интенсивностей спектральных

линий на итоговый результат за счет большого энергетического зазора между исследуемыми излучающими уровнями атома и иона (более 50 эВ).

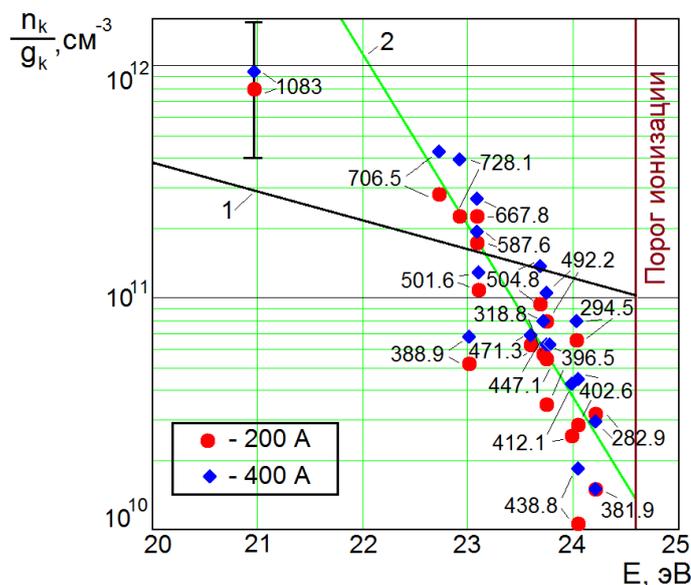


Рис. 1. Распределение атомов гелия по возбужденным состояниям. Цифрами указаны длины волн регистрируемых спектральных линии (нм). Наклонная прямая 1 соответствует ионизационному равновесию при  $n_e=9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e=3.5 \text{ эВ}$ ; прямая с сильным наклоном 2 - равновесная аппроксимация заселенностей высоковозбужденных состояний с температурой распределения  $T_p=0.6 \text{ эВ}$

Аналогичные измерения  $T_e$  проводились в равновесной плазме [3] при несколько больших плотностях ( $1.3 \div 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и температурах (25÷40 кК) путем сравнения интенсивностей всего двух линий – ионной HeII 468.6 нм и атомарной HeI 587.6 нм. Однако в рассматриваемых условиях для выявления типа и масштаба неравновесности распределения возбужденных атомов и ионов требуется измерить концентрацию электронов  $n_e$ , а также интенсивности всех доступных спектральных линий (см. рис. 1). Значение  $n_e$  в приосевой области плазмы было определено по штарковскому уширению для всей совокупности зарегистрированных спектральных линий HeI, для которых имеет место надежное согласие расчетно-теоретических [4] и экспериментальных [5] значений констант квадратичного штарк-эффекта. Концентрация электронов возрастает от  $8.7 \cdot 10^{16}$  до  $9.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при росте тока дуги от 200 до 400 А.

Используя этот набор экспериментальных данных можно предложить метод определения температуры электронов  $T_e$  в условиях неравновесности.

В условиях ионизационной неравновесности концентрации возбужденных атомов  $n_j$  и ионов  $n_i^+$  связаны выражением:

$$n_i^+ n_e F_{ji} = n_j K_{ji}(T_e), \quad (1)$$

где

$$K_{ji} = \frac{2g_i^+}{g_j} \left( \frac{2\pi m T_e}{h^2} \right)^{1.5} \exp\left(-\frac{E_{ji}}{T_e}\right)$$

- константа ионизационного равновесия между атомным и ионным уровнями,  $F_{ji} > 1$  - фактор неравновесности, представляющий собой перенаселенность j-го уровня атома относительно i-го уровня иона,  $g_j$  и  $g_i^+$  - статистические веса этих состояний,  $m$  - масса электрона,  $h$  – постоянная Планка.

Из (1) получаем формулу для экспериментального определения  $T_e$ :

$$T_e = E_{ji} \ln^{-1} \left[ \frac{2(2\pi m T_e)^{1.5}}{F_{ji} \gamma_{ji} n_e h^3} \right], \quad (2)$$

где  $E_{ji}$  - энергетический зазор между исследуемыми излучающими уровнями атома и иона,  $\gamma_{ji} = n_i^+ g_j / n_j g_i^+$  - экспериментальная величина, измеряемая по соотношению интенсивностей линий иона  $W_{in} = n_i^+ A_{in} / \lambda_{in}$  и атома  $W_{jk} = n_j A_{jk} / \lambda_{jk}$ :

$$n_i^+ / n_j = \gamma_{ji} g_i^+ / g_j = W_{in} \lambda_{in} A_{jk} / W_{jk} \lambda_{jk} A_{in}, \quad (3)$$

где  $\lambda$  - длины волн,  $A$  - вероятности оптических переходов спектральных линий.

Учет фактора неравновесности в уравнении (2) дает следующую температурную поправку:

$$\Delta T = T_{Saha} (E_{ji} / T_{Saha} \ln F_{ji} - 1)^{-1}. \quad (4)$$

Здесь  $T_{Saha}$  – значение температуры при Саха-Больцмановском равновесии (при  $F=1$ ),  $E_{ji}$  - энергетический зазор между излучающими уровнями атома и иона. В итоге температура электронов будет всегда больше равновесного значения  $T_{Saha}$ :

$$T_e = T_{Saha} + \Delta T. \quad (5)$$

Рассчитанные по формуле (5) с использованием близких по длине волны линий HeII 468.6 нм и HeI 471.3 нм с энергиями ионизации излучающих уровней атома  $I_j = 1$  эВ и иона  $I_i^+ = 3.4$  эВ значения  $T_e$  в зависимости от радиуса плазменного канала приведены на рис. 2 вместе с равновесными значениями  $T_{Saha}$ . Значение фактора неравновесности можно оценить, как  $F_{ji} = y_{0i}^+ / y_{ej}^2$ , где  $y_{0i}^+$  - приведенная населенность i-го уровня иона,  $y_{ej}^2$  - j-го уровня атома.

Кажущаяся небольшой разницей  $T_e$  и  $T_{Saha}$  в рассматриваемой плазме с большими порогами возбуждения  $E_1$  и  $E_1^+$  приводит к значительным отличиям в кинетике заселения блока возбужденных уровней. Наибольшее влияние температурная поправка оказывает на скорости возбуждения основных состояний атома и иона, которые для представленного на рис. 5 диапазона температур возрастают в 2-5 (HeI) и 5-15 (HeII) раз.

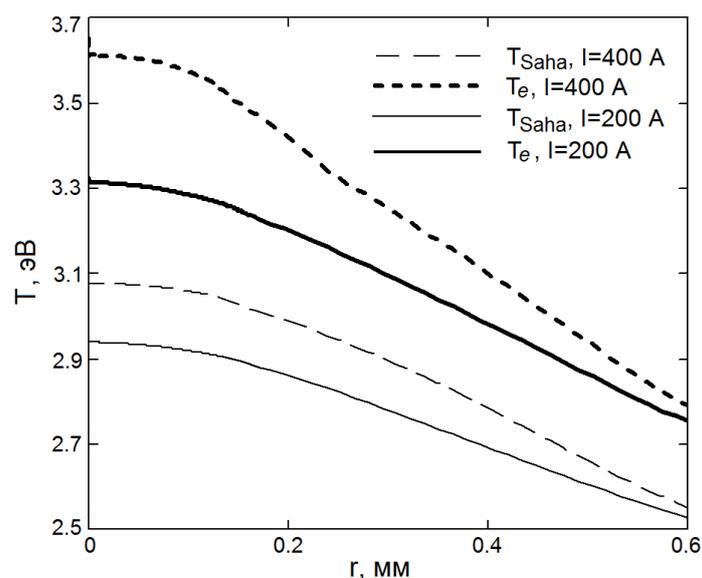


Рис. 2. Радиальное распределение температуры электронов при разных токах

Таким образом, измерение  $T_e$  в неравновесной плазме гелия оказывается возможными, с появлением в спектре излучения ионных линий в доступной для регистрации области. Соотношение между интенсивностями атомных и ионных линий служит основой спектрального метода измерения  $T_e$ , не уступающего по точности методам равновесной плазмы.

### **Благодарности**

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00292.

### *Литература*

1. *Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф.* Исследование генератора низкотемпературной плазмы с расширяющимся каналом выходного электрода и некоторые его применения // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 105.
2. *Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М: Наука, 1982.
3. *Heading D. J., Marangos J. P., Burgess D. D.* Helium spectral lineshapes in a dense, cool, z-pinch plasma.// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992, V.25, p.4745.
4. *Konjevic N., Dimitrijevic M.S., Wiese W.L.* Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral Atoms (A Critical Review of Selected Data for the Period 1976 to 1982) // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1984. V. 13. P. 619.
5. *Kelleher D.E.* Stark Broadening of Visible Neutral Helium Lines in a Plasma // JQSRT. 1981. V. 25. P. 191.

# СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА СТРУИ ПЛАЗМЫ АЗОТА ПРИ КОНВЕРСИИ В НЕЙ УГЛЕВОДОРОДОВ

Р. Х. Амиров, М. Б. Шавелкина, Д. И. Кавыршин, В. Ф. Чиннов

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
(ОИВТ РАН) 125412, Россия, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2*

В работе представлены результаты измерения эмиссионных спектров струи плазмы азота атмосферного давления, генерируемой плазмотроном постоянного тока, истекающей в плазмохимический реактор. Эксперименты проведены при добавлении в струю газообразных углеводородов (пропан-бутан, метан, ацетилен). Исходное массовое соотношение компонентов составило 3: 1 - 5:1 при расходе азота 2 г/с. Сила тока 300 А. Плазмохимический реактор разработан для синтеза углеродных наноматериалов. Подробное его описание дано в работе [1]. Схема реактора и система спектральных измерений представлены на рисунке 1.

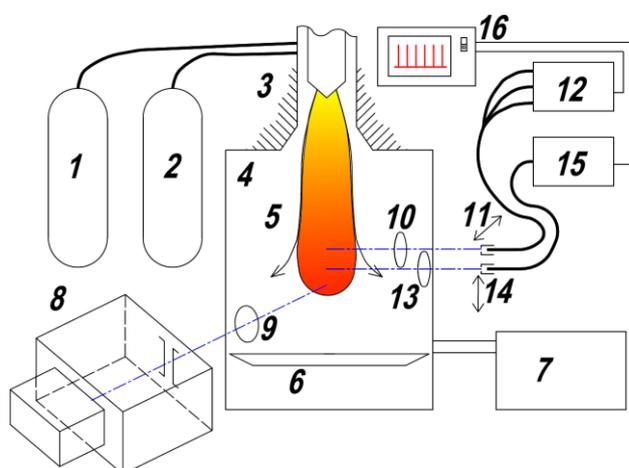


Рис.1. Схема измерений.  
Обозначения: 1- баллон с плазмообразующим газом, 2- баллон с углеводородом, 3 - плазмотрон, 4 - реактор, 5- плазменная струя, 6 – коллектор для сбора синтезируемых углеродных наноструктур, 7 – система откачки, 8 - спектрометр MS-257 с камерой Andor, 9, 10, 11 – конденсоры, 12 – спектрометр AvaSpec 2048, 13 – спектрометр AvaSpec 3648, 14,15 – оптоволоконные световоды с возможностью перемещения, 16 - система управления.

Исследование проведено с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec 2048 в верхней части реактора, вблизи выходного сопла плазмотрона. На рисунке 2 представлены спектры плазмы азота и плазмы азот/ метан. В спектре присутствует широкий набор хорошо разрешимых спектральных линий атомарного азота NI 742.4 нм, 744.2 нм, 746.8 нм, 818.6 нм, 820.0 нм, 821.6 нм, 824.2 нм, 856.8 нм, 859.4 нм, 862.9 нм, 865.6 нм, 868.2 нм, 902.9 нм, 904.8 нм, 906.0 нм. Анализ относительных интенсивностей этих линий дает возможность определения температуры электронов  $T_e$  методом “больцмановской экспоненты” [2]. На рисунке 3 по оси ординат отложены относительные заселённости излучающих состояний атомов, отнесённые к статистическим весам соответствующего энергетического уровня в логарифмическом масштабе, а по оси абсцисс - энергии возбуждения этих уровней. Температура электронов  $T_e$  определяется как арктангенс угла наклона прямой, наилучшим образом аппроксимирующей массив экспериментальных значений относительных населенностей возбужденных состояний NI:

$$T_e = \frac{E_i - E_k}{\ln\left(\frac{n_i}{g_i}\right) - \ln\left(\frac{n_k}{g_k}\right)} = \frac{E_i - E_k}{\ln\left(\frac{n_i g_k}{n_k g_i}\right)} \quad (1),$$

где  $i$  и  $k$  – индексы некоторых точек, отмеченных на этой прямой.

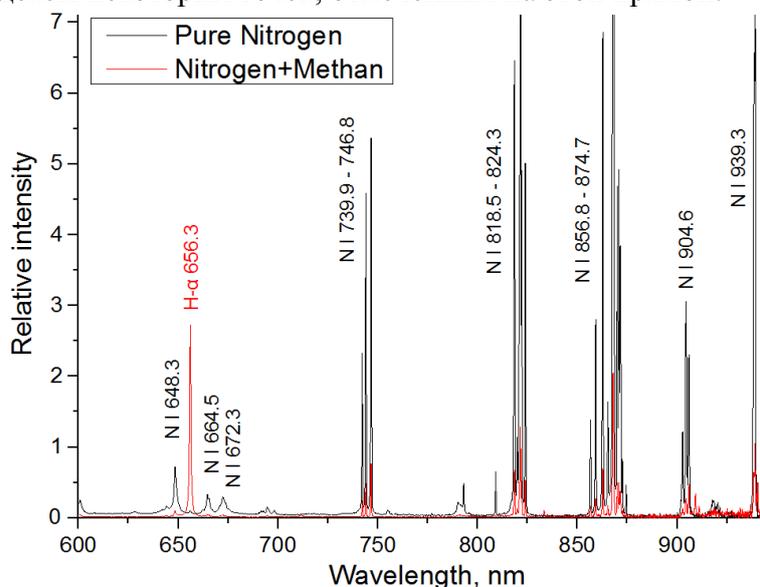


Рис. 2. Спектры плазмы азота и плазмы азот/ метан

Рисунок 3 (а) иллюстрирует распределение атомов N по возбужденным состояниям и описывающее его больцмановское распределение с электронной температурой  $T_e$  в плазме азота. На рисунке 3 (b) – то же для плазмы азот/метан.

Из сравнения рисунков видно, что при добавлении углеводорода температура  $T_e$  снизилась с 11 500 до 9 800 К, а разброс точек несколько увеличился.

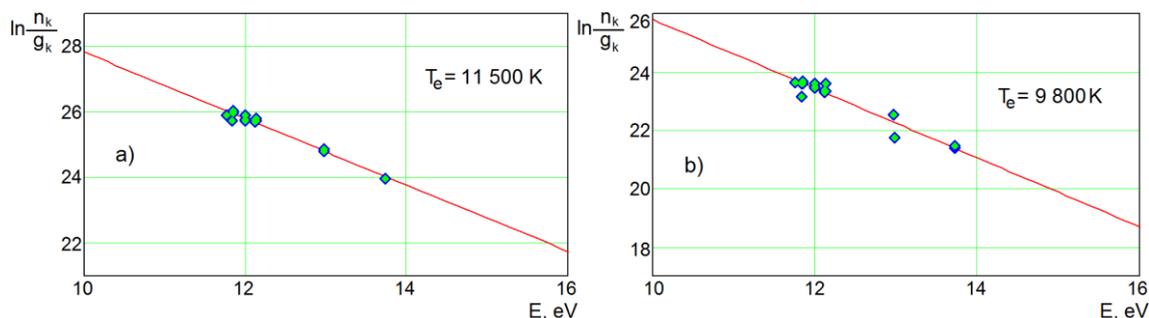


Рис. 3. Распределение относительных заселенностей возбужденных состояний NI в плазме чистого азота а) и в плазме с добавлением метана б)

При конверсии метана в плазме азота в спектре наблюдаются линии атомарного водорода NI серии Бальмера (как, например, линия H- $\alpha$  на рисунке 2). Из анализа уширения спектральных линий H- $\alpha$  656.3 нм и H- $\beta$  486.1 нм [3] (контуры линий приведены на рисунках 4 а) и б)) было получено значение концентрации электронов  $n_e$  в плазме, составившее  $n_e \approx 4 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ .

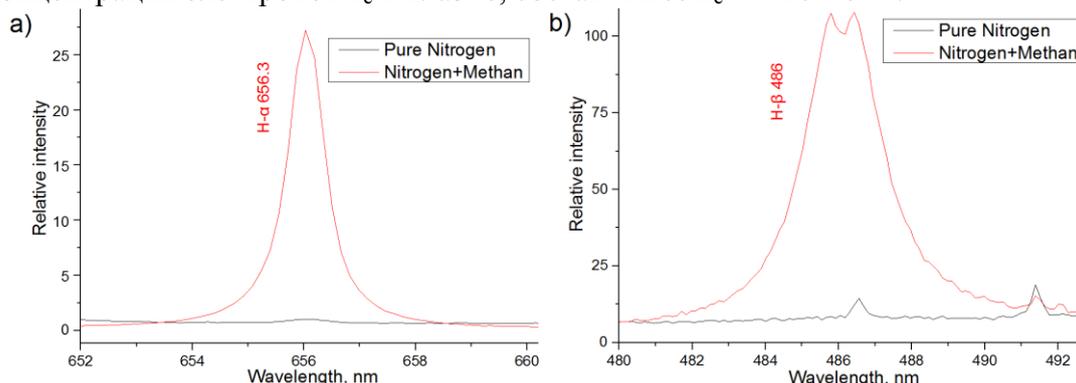


Рис. 4. Контуры спектральных линий а) H- $\alpha$  656.3 нм и б) H- $\beta$  486.1 нм

Полуширины линий H- $\alpha$  и H- $\beta$  дают близкие значения  $n_e$ , что свидетельствует об отсутствии реабсорбции этих линий. Соотношение ширин линий (1.0 и 3.0 нм) и ширины аппаратной функции (0.2 нм) указывает на несущественность аппаратного уширения этих линий. При столь значительных концентрациях электронов справедливость больцмановского распределения атомов по состояниям возбуждения с электронной температурой не вызывает сомнений.

Перемещаемые оптоволоконные световоды спектрометров (позиции 14, 15 на рисунке 1) позволяют регистрировать спектры излучения на различных расстояниях от среза сопла плазматрона. На рисунке 5 представлен характерный спектр излучения плазмы азот/метан в области струи, температура которой уже заметно упала. Атомарные линии при этом уже не наблюдаются, а основной

излучающей компонентой плазмы становятся молекулы CN, спектральные полосы которой были использованы для определения температуры. Для этого на спектр, зарегистрированный экспериментально, накладывался модельный (см. рисунок 5), при варьировании задаваемых при расчете значений вращательной  $T_R$  и колебательной  $T_V$  температур для достижения наиболее близкого совпадения обоих спектров. Наилучший результат моделирования был получен при  $T_V = T_R = 2300$  К.

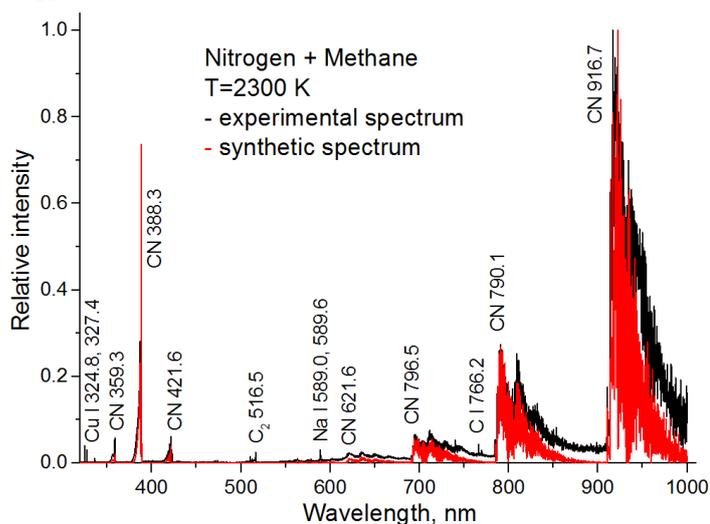


Рис. 5. Экспериментальный и модельный спектры излучения плазмы азота с добавлением метана. Расчетный спектр соответствует условиям  $T_V = T_R = 2300$  К

Данная область температур струи представляет наибольший интерес для дальнейшего изучения, поскольку согласно ряду публикаций [4-5] именно в этой области температур происходит нуклеация углеродных наноструктур.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-08-00306.

#### Литература

6. *Amirov R. et al* 2015 Direct Synthesis of Porous Multilayer Graphene Materials Using Thermal Plasma at Low Pressure *J. Nanomaterials* 2015 724508.
7. *Lochte-Holtgreven W.*, Ed. *Plasma Diagnostics*. Amsterdam: Elsevier (1968).
8. *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: ФИЗМАТЛИТ (2006) 472 с.
9. *Tatarova E. et al* 2014 Microwave plasmas applied for the synthesis of free standing graphene sheets *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 385501
10. *Levchenko I. et al* 2013 Low-temperature plasmas in carbon nanostructure synthesis *J. Vac. Sci. Technol. B* **31(5)** 050801-16

# РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ НАГРУЗОК НА ВНУТРИВАКУУМНЫЕ КОМПОНЕНТЫ СВЛ -ДИАГНОСТИКИ В ЭКВАТОРИАЛЬНОМ ПОРТУ ИТЭР №12

Р.С. Афанасенко<sup>1,2</sup>, А.Г. Алексеев<sup>2</sup>, Б.В. Кутеев<sup>1,2</sup>

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

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

Нейтронная обстановка в портах токамака ИТЭР определяет будущую работоспособность технологических и диагностических систем, характеристики безопасности установки и возможности ее обслуживания. Анализ нейтронной обстановки требует разработки трехмерных моделей, учитывающих как геометрические параметры диагностических систем, так и характеристики использованных материалов.

В данной работе, речь пойдет о нейтронной обстановке и нагреве конструкций из молибдена, при проектных нейтронных и гамма нагрузках. Следует отметить тот факт, что при температурах внутривакуумных элементов более 450 °С будет необходимо использовать водяное охлаждение, которое существенно усложняет их конструкцию и обслуживание, а также накладывает дополнительные ограничения на общий дизайн.

Диагностика плазмы по спектроскопии водородных линий и примесей (СВЛ), располагается в экваториальном порту №12 (ЭП12) и конструируется максимально приближенной к границе плазмы. Как следствие, возникают серьезные радиационные нагрузки на элементы конструкции.

Облучение материалов частицами с энергией, достаточной для атомных смещений, вызывает радиационные повреждения в материалах. Образующиеся при облучении нейтронами дефекты кристаллической (структурной) решетки влияют на прочностные, электрические и физические свойства материалов.

Данные изменения положения частиц в материале учитываются через число смещений на атом (сна), которое рассчитывается как числом первичных и вторичных сдвигов атомов от своих узлов решетки из-за нейтронного облучения. Существенно, что влияние нейтронных потоков на конструкционные материалы зависит от спектра нейтронов и времени облучения.

В ЭП12 термоядерного реактора ИТЭР СВЛ диагностика представлена одним тороидальным каналом, у которого ось наблюдения лежит в экваториальной плоскости (направлен на середину blankets наружной стенки ИТЭР, отсюда и название – EPP#12 Middle View (MV)). Конус наблюдения образует большой ( $41,5 \times 262,5 \text{ см}^2$ ) вырез в диагностической передней стенке (ДПС), через которую нейтроны, энергия которых достигает 14 МэВ, могут беспрепятственно проникать вплоть до оптических зеркал диагностики. Вблизи фокуса конуса наблюдения – расположено сферическое зеркало М1, которое направляет излучение на плоское зеркало М2, смещенное в горизонтальной плоскости. Зеркала входят в состав узла входного зеркала (УВЗ). От него световой поток идет на зеркала М3 и М4, расположенные в задней части корпуса модульного диагностического защитного модуля (МДЗМ) на разной высоте в общей вертикальной плоскости. Зеркала М3 и М4 образуют собой узел передаточного зеркала (УПЗ). Принятое размещение зеркал в МДЗМ№1 ЭП12 позволяет передавать световой сигнал от плазмы вглубь МДЗМ, не допуская при этом прямого пролета высокоэнергичных нейтронов вдоль оптической оси.



Рис.1. Канал MV в сечении ЭП12

Расположение внутрикамерных компонент диагностики СВЛ канала MV в ЭП12 представлены на Рис. 1, на котором показано как световой пучок (желтый цвет) движется от ДПС к герметизирующей плите, изменяя свое направление и выполняя защитную функцию.

На Рис. 2 представлена инженерно-физическая модель диагностической системы, которая была использована для нейтронно-физического расчета и

показаны УВЗ и УПЗ диагностики СВЛ. Модель была построена с помощью специализированного программного обеспечения – Super MC, которое позволяет автоматически создавать входные файлы для нейтронно-физических кодов из графических CAD моделей [1].

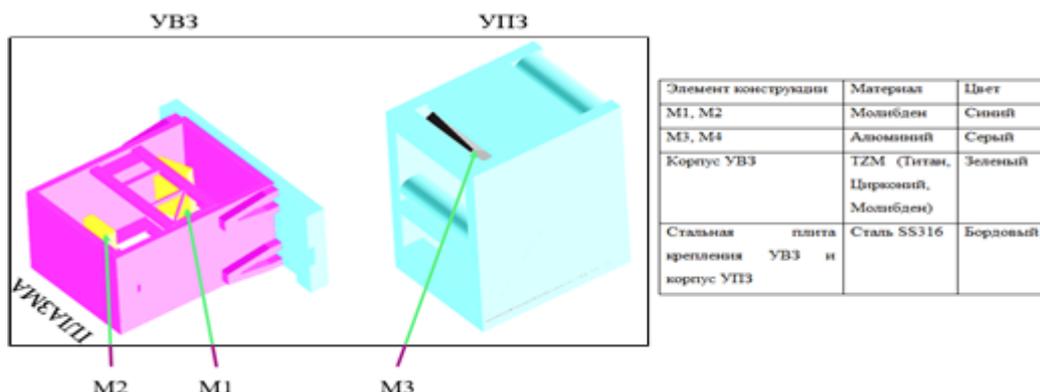


Рис.2. Концептуальная модель компонентов СВЛ диагностики, используемых для нейтронного анализа.

При моделировании вся экваториальная портовая заглушка была заполнена защитным материалом из смеси карбида бора и нержавеющей стали. В МДЗМ№1, во внутривакуумной части, была установлена только детализированная модель (УВЗ, УПЗ, оптические пути) СВЛ диагностики с оптическими вырезами от ДПС до герметизирующей плиты. Больше никаких диагностик или сопутствующих систем в портовой ячейке не находится, так как исследуется исключительно СВЛ-диагностика, и ее окружение не влияет на данный расчет, однако существенно усложняет процесс создания модели и в дальнейшем затрудняет моделирование. Зона межпортового пространства, оставалась неизменной.

Детальная оценка нейтронного потока проводилась на ограниченной расчетной сеткой области. Была использована кубическая сетка с шагом 0.5 см, начиная от ближнего края к плазме ДПС (координата в системе порта – 844 см) до стальной плиты, которая крепит УВЗ к МДЗМ№1 (координата в системе порта – 904 см).

Расчет полного энерговыделения в элементах конструкции СВЛ диагностики производился путем сложения двух его компонентов – нагрева от нейтронов ( $n$ ) и нагрева от гамма-квантов ( $\gamma$ ). Он показал, что нейтроны вносят меньший вклад в нагрев, чем гамма-кванты. Это вызвано тем, что защитные материалы в данной области представлены химическими элементами с малой атомной массой, такими как железоборная защита (ЖВЗ) и карбид бора.

Указанные материалы нацелены на снижение нейтронной нагрузки. Однако, вторичные гамма-кванты с энергией до 10 МэВ, рождающиеся при поглощении нейтронов, делают нагрев в зоне диагностики существенно больше нейтронного.

Длительное нахождение материала под облучением сильного нейтронного поля (плазма и внутрикамерные элементы являются источниками 14 МэВ нейтронов и гамма-квантов) приводит к его разрушению. Значение сна рассчитывалось с помощью кода Монте-Карло и библиотеки микроконстант FENDL-2.1. Средняя пороговая энергия смещения для РКА атомов в молибдене  $E_d=60$  эВ.

Выполненное моделирование показало, что нейтронные нагрузки, под которые попадает СВЛ диагностика – не являются критическими и позволяют использовать молибден в качестве основного конструкционного материала. В сравнении с другими работами [2], средний нагрев зеркал СВЛ-диагностики не достигает даже  $1 \text{ Вт/см}^3$ , как в зеркале М1 диагностики Томсоновского (J.P.Thomson), рассеяния в ЭП10. Максимальные значения 0.11 сна наблюдаются на передней стенке УВЗ, при использовании молибдена. Локальные максимумы достигают значения 0.32 сна в зоне выреза для оптических путей в передней стенке корпуса УВЗ. Было подтверждено, что молибден удовлетворяет всем техническим требованиям и может служить базовым материалом в УВЗ СВЛ-диагностики. Рассчитанное энерговыделение будет необходимо для определения температуры отдельных элементов диагностики. Полученные результаты будут использованы для обоснования технических решений на следующих этапах разработки СВЛ-диагностики.

Дальнейший анализ должен учитывать детальную модель ЭП12. Однако никаких значимых изменений в конструкции не ожидается, так как диагностика СВЛ расположена максимально близко к ДПС и отсутствуют большие вырезы в непосредственной близости, способные существенно поменять нейтронную обстановку в экваториальном патрубке.

#### *Литература:*

1. D. Leichtle, B. Colling, M. Fabbri et al., The ITER tokamak neutronics reference model C-Model, article in press, Fusion Eng. Des. (2018), <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.04.002>.
2. R. Juarez et al., The use of the long modular diagnostics shield module to mitigate shutdown dose rates in the ITER diagnostics equatorial ports, Nuclear Fusion 58 (2018) 5.

# РЕГИСТРАЦИЯ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА УСТАНОВКЕ «ЛУЧ» С БОЛЬШИМ ДИНАМИЧЕСКИМ ДИАПАЗОНОМ И ПИКОСЕКУНДНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

И.А. Белов, А.Ю. Воронин, Л.А. Душина, Д.С. Корниенко, А.Г. Кравченко,  
Д.Н. Литвин, К.В. Стародубцев, В.М. Тараканов

*ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл. пр. Мира 37, 607190*

Эксперименты на мощных лазерных установках, связанные с облучением мишеней, в том числе по лазерному термоядерному синтезу, требуют детальной информации о профиле фронта греющего лазерного импульса (ЛИ). В зависимости от его крутизны доля поглощённой лазерной энергии, переработанной в кинетическую энергию оболочки мишени, и определяющая, в конечном счёте, параметры микровзрыва, может изменяться в значительных пределах. В современных установках мегаджоульного уровня энергии требуется измерение профиля фронта ЛИ с динамическим диапазоном не менее  $10^6$  и высоким временным разрешением ( $\tau_p \leq 0.1$  нс) [1]. При регистрации длительности импульса широко применяются осциллографические методы на основе быстродействующих фотодиодов и автокорреляционные методики. Однако, при их использовании не может быть достигнуто сочетание требуемых для указанной задачи значений динамического диапазона, временного разрешения и интервала регистрации. В отличие от них современные щелевые фотохронографы (стрик-камеры) на основе электронно-оптических преобразователей (ЭОП) позволяют наблюдать сигнал на развертках  $10 \div 20$  нс при сохранении временного разрешения в пределах 100 пс. Динамический диапазон таких регистраторов составляет от 100 до 1000, что само по себе достаточно далеко от требуемого значения. Кроме того, при классическом применении фотохронографа, можно провести измерение только

основного импульса без информации об его пьедестале, а измерение камерой пьедестала может привести к насыщению фотокатода ЭОП или к его разрушению.

В данной работе описан предложенный авторами фотохронографический способ измерения профиля фронта ЛИ с большим динамическим диапазоном [2]. Представлены первые результаты внедрения на установке «Луч» ИЛФИ РФЯЦ-ВНИИЭФ [3] указанного способа регистрации при использовании собранного авторами фотохронографа СЭР-5 [4] и специально созданной оптической схемы диагностики параметров облучения лазерных мишеней [5, 6]. Представлены результаты измерения мощностного контраста ЛИ второй гармоники ( $\lambda=527$  нм) установки проведённые в силовых экспериментах, демонстрирующие возможность измерения глубокого профиля импульса с динамическим диапазоном до  $10^6$  и временным разрешением 70 пс. Предложен способ увеличения диапазона регистрации до  $10^{11}$  за счёт введения дополнительного измерительного канала, позволяющего регистрировать низкие уровни мощности на фронте импульса, и камеры СЭР-5 с ЭОП, имеющим расширенный до величины  $10^3 \div 10^4$  динамический диапазон [7].

#### *Литература*

1. J. D. Lindl, Phys Plasmas 2, 3933 (1995).
2. Патент на изобретение №2587684, Способ регистрации временного профиля фронта светового импульса и устройство его реализации от 02.03.2015 г., Литвин Д.Н., Кравченко А.Г., Сенник А.В. и др.
3. Voronich I.N., Galakhov I.V., Garanin S.G. et al. // Quantum Electron. 2003. Vol. 33(6). P. 485.
4. Д.С. Корниенко, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин и др., Фотохронографические регистраторы для лазерного термоядерного синтеза, Приборы и техника эксперимента №2, 1-12, (2014).
5. Горчаков О.И., Душина Л.А., Корниенко Д.С., Кравченко А.Г., Мисько В.В., Стародубцев К.В. Методика исследования пространственно-временных параметров лазерного излучения в эквивалентной плоскости пятна облучения. XXIII Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, математические науки) материалы докладов. 2018. С. 14-17.
6. Патент на изобретение №2620783, Устройство ввода импульсного лазерного пучка в волоконно-оптическую линию связи от 29.05.2017 г., Сенник А.В., Седов Д.С., Улановский М.В.
7. <http://www.vniia.ru/production/incl/EVP2016NDrus.pdf>

# ДИАГНОСТИКА НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ

В.В. Белый<sup>1</sup>, В.М. Струнников<sup>2</sup>

<sup>1</sup>. ИЗМИРАН, Российская академия наук, Троицк, Москва, 108840, Россия

<sup>2</sup>. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва, 108840, Россия

Одним из основных методов диагностики плазмы является метод Томсоновского рассеяния. Он успешно используется в широком диапазоне частот: СВЧ (при изучении ионосферной плазмы), лазерного излучения (лабораторной плазмы, в частности в ТОКАМАКАХ), рентгеновского излучения (в исследованиях сильно плотной плазмы). Дифференциальное сечение рассеяния определяется электронным форм-фактором  $(\delta n_e \delta n_e)_{k\omega}$ . Спектры рассеяния несут информацию о плотности плазмы, её температуре, ионном составе и т.д.. В состоянии термодинамического равновесия их спектральные характеристики определяются флуктуационно-диссипационной теоремой. Неоднородности в пространстве и во времени должны определенным образом влиять на спектры флуктуаций. Нами построена кинетическая теория Томсоновского рассеяния электромагнитных волн в неоднородной плазме [1, 2]. Мы показали, что не только диссипация ( $\text{Im } \chi^{eq}$ ), но также дисперсионные вклады определяют амплитуду и ширины спектральной линии Томсоновского рассеяния. В случае, когда параметры плазмы однородны в пространстве, но меняются во времени, нестационарная поправка в ширину спектральной линии остается симметричной по отношению к смене знака частоты  $\omega$ . Однако, если параметры плазмы меняются в пространстве, эта симметрия исчезает. Действительная часть восприимчивости  $\chi^{eq}(\mathbf{k}, \omega)$  является четной функцией по частоте. Поэтому вклад пространственной производной в выражение для ширины спектральной линии является нечетной функцией частоты. В пространственно однородной плазме нет отличия между спектральными свойствами электростатических флуктуаций и флуктуаций плотности электронов, они связаны уравнением Пуассона. Но это не так для пространственно неоднородной плазмы. Из рис. 1 видно, что асимметрия спектральных линий присутствует как для электронного форм-фактора так и для электростатического поля, но этот эффект более существенен для форм-фактора.

Разлагая электронный форм-фактор вблизи плазменного резонанса ( $\omega = \text{sign}\omega_L$ ), имеем [2]

$$(\delta n \delta n)_{\omega \mathbf{k}}^e = \frac{\gamma}{(\omega - \text{sign}\omega_L)^2 + \gamma^2} \frac{2n_e k^2}{\omega k_D^2 \partial \text{Re} \varepsilon / \partial \omega}, \quad (1)$$

где полуширина линии Лоренца

$$\gamma = (\text{Im} \varepsilon - \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial \mu r_i} k_j \frac{\partial}{\partial k_i} k_i \text{Re} \varepsilon) / \frac{\partial \text{Re} \varepsilon}{\partial \omega}. \quad (2)$$

в стационарном случае имеет вид:

$$\gamma = [v_{ei} - \frac{\omega_L}{k^2} \mathbf{k} \frac{\partial n}{n \partial \mathbf{r}} (1 + \frac{9k^2}{k_D^2}) \text{sign}\omega] / 2 \quad (3)$$

Из (1) следует, что амплитуда  $A$  лоренцевской линии (1) ( $\omega = \text{sign}\omega_L$ ) обратно пропорциональна ее полуширине  $\gamma$ :

$$A = \frac{nk^2}{\gamma k_D^2} \quad (4)$$

Таким образом, из (3) и (4) следует оценка градиента плотности электронов:

$$\mathbf{k} \frac{\partial n}{n \partial \mathbf{r}} = \frac{(\gamma^R + \gamma^B)}{\omega_L} \frac{A^R - A^B}{A^R + A^B} \frac{k^2 \alpha^2}{(\alpha^2 + 9)} = \frac{v_{ei}}{v_T} \frac{A^R - A^B}{A^R + A^B} \frac{k_D}{(\alpha^2 + 9)}, \quad (5)$$

где  $A^R, A^B$  и  $\gamma^R, \gamma^B$  амплитуды и полуширины красных и синих ленгмюровских сателлитов спектральной функции электронной плотности в относительных единицах (рис.1), параметр Солпитера  $\alpha = k/k_D$ .

Асимметричный спектр коллективного лазерного рассеяния неоднородной плазмой сфотографирован (Рис. 4) с помощью монохроматора МДР-2 и ЭОПа - лупы времени ЛВ-03 [3] (Рис.3) в первом из опытов (Рис.2) со встречными импульсными потоками плазмы дейтерия из электродинамических ускорителей [4] для заполнения длинной антипробочной ловушки с  $\beta=1$  [5].

Плазмопровод полной длиной 12 м выполнен из стеклянных труб диаметром 15 см с нержавеющей трубой-лайнером 4 диаметром 16 см и длиной 1,9 м (Рис.2) между ними, внутри соленоида 3 ( $B=2,3$  кГс), с узкими иллюминаторами в сечениях 7 и 9 для оптических измерений. В сечении 9

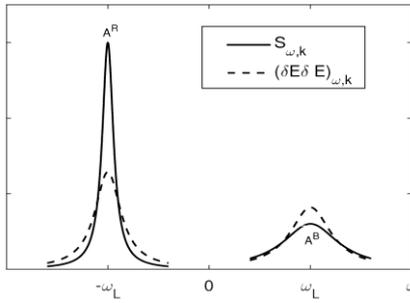


Рис.1. Электронный форм фактор  $S_{\omega,k}$  и спектральная функция электростатических флуктуаций  $(\delta E \delta E)_{\omega,k}$  как функция частоты.  $k_{Dn}/dt = v_{ei} n k_D^2 / 27 \omega_L$ ;  $k_D/k = 3$ .

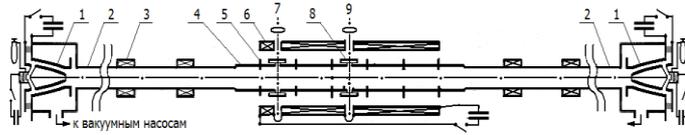


Рис.2. Схема эксперимента. 1–ускорители плазмы, 2–стеклянные трубы, 3– диамагнитные зонды, 4–стальной лайнер, 5– пристеночные магнитные зонды, 6–соленоид, 7–интерферометр, 8–стеклянные окна, 9–лазерное рассеяние или интерферометр.

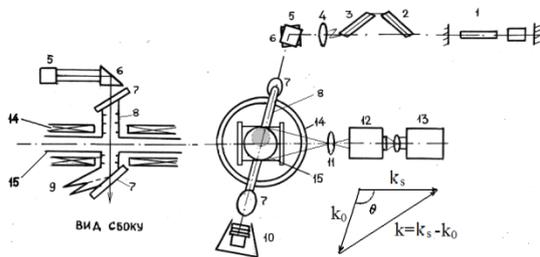


Рис.3. Схема лазерного рассеяния. 1–генератор, 2 и 3–усилители излучения, 4–фокусирующая линза, 5 и 6–поворотные призмы, 7 – вакуумные брестеровские иллюминаторы, 8 – вакуумные патрубки с диафрагмами, 9 и 10 –ловушки света, 11 –проектирующая линза, 12–монохроматор, 13 – ЭОП, 14 и 15 – соленоид и лайнер плазмопровода.

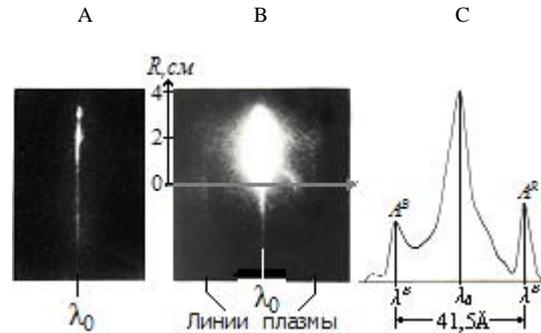


Рис.4. Снятые с экрана ЭОПа фотографии спектра паразитного света (А), спектра лазерного рассеяния по диаметру плазменного потока (В), и распределение по длинам волн плотности почернения негатива для оси плазмопровода ( $R=0$ ) (С).

плазма, вытесняя поле, сжимается в струю диаметром  $\sim 4 \div 6$  см, с плотностью на оси до  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $\sim 1,5$  эВ.

Использовался гигантский импульс лазера на рубине (энергия  $\sim 4$  Дж,  $\Delta t_{0,5} \approx 30 \text{ нс}$ ,  $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ ). Полуширина каустики равнялась  $1 \div 3$  мм. Угол рассеяния между векторами  $k_0$  и  $k_s$ ,  $\theta = 104^\circ$ , спектр зарегистрирован одновременно по всему диаметру плазмопровода. Струя смещена вверх по диаметру в этом опыте, её нижняя граница приходится на ось трубы, а на ней - резкая асимметрия спектра. Левый, синий, сателлит еле заметен. Форма контуров сателлитов на кривой почернения негатива (Рис. 4С) также сильно отличается.

Расстояния  $\Delta \omega$  от лазерной линии до максимумов контуров сателлитов равны  $8,1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , а сумма полуширин (5) их контуров

$(\gamma^R + \gamma^B) = (0,81 + 1,44) \cdot 10^{12} = 2,25 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Их отношение соответствует параметру Солпитера  $\alpha=2$  [6]. Поскольку поток плазмы смещён вверх, градиент плотности электронов на его нижней границе также направлен вверх. Поэтому их скалярное произведение с вектором рассеяния  $k$  (5) положительно, что соответствует превышению амплитуды  $A^R$  над  $A^B$ . Угол  $\beta$  между этими векторами равен  $\sim 52^\circ$ . Из (5) следует, что число Кнудсена,  $Kn = \frac{\partial n}{n \partial \mathbf{r}} \frac{v_T}{v_{ei}}$ , в

данном случае равно  $Kn = \frac{A^R - A^B}{A^R + A^B} \frac{\alpha}{(\alpha^2 + 9)} \frac{1}{\cos \beta}$ . В относительных единицах (пикселях)  $A^R=672$ ,  $A^B=515$ .

Поэтому  $Kn = 0,02/\cos \beta = 0,032$ .

Таким образом, асимметрия спектральной линии электронного фактора использована как новый диагностический метод измерения локальных градиентов плотности электронов в плазме методом Томсоновского рассеяния.

#### *Литература:*

1. Belyi V.V. Thomson scattering in inhomogeneous plasmas: The Role of the Fluctuation-Dissipation Theorem // Scientific Reports-Nature, 2018, v.8, 7946.
2. Belyi V.V. Theory of Thomson scattering in inhomogeneous plasmas // Phys. Rev., 2018, v.E97, 053204.
3. Барзилович П.П., Брюханов А.С. Промышленные электронно-оптические лупы времени типа ЛВ-01 – ЛВ-04 // Научные труды ВНИИОФИ “Электронно-оптические преобразователи и их применение в науке и технике. Приборы экспериментальной физики”. М: 1972, сер.В, вып.1, стр.115.
4. Skvortsov Yu.V. Research on pulsed and steady-state plasma guns and their applications in the Troitsk branch of Kurchatov Institute of Atomic Energy // Phys. Fluids, 1992, v.B4, №3, p.750-756.
5. Konkashbaev I.K., Landman I.S., Ulinich F.R. Open trap with minB and  $\beta=1$  // In Contr. Fus. and Plasma Phys. Proc.10-th Europ. Conf. (Moscow 1981). М: 1982, v.2, p.G-11.
6. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. М: АТОМИЗДАТ, 1976, 424с.

# ПРИМЕНЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ К РАСЧЕТУ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ НА ИОНАХ ВОЛЬФРАМА

А.В. Демура<sup>1</sup>, Д.С. Леонтьев<sup>1</sup>, В.С. Лисица<sup>1,2</sup>, В.А. Шурыгин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Российский научный центр Курчатовский институт*

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

Исследования поведения примеси вольфрама в термоядерной плазме установок с магнитным удержанием связано с расчетами интенсивностей высвечивания как отдельных спектральных линий, так массива таких линий для группы ионов с близкими зарядами. Это приводит к задаче о распределении радиационных потерь энергии по частотам или длинам волн радиационных переходов в примесных ионах. Спектральные радиационные потери (СРП) вольфрама – квазиконтинуум наиболее представленных ионов неоднократно наблюдался на токамаках PLT [1], ORMAK [2], ASDEX-Upgrade [3, 4] и стеллараторе LHD [5].

Стандартный расчет радиационных потерь на ионах примеси представляется в виде зависимости излучаемой мощности на один электрон и ион примеси как функции электронной температуры плазмы. При этом излучаемая мощность является суммарной (интегральной) по всем массивам радиационных переходов независимо от их энергий (длин волн). В рамках коронального приближения интенсивность радиационных потерь определяется скоростями электронного возбуждения переходов в примесных ионах.

Расчет спектральных радиационных потерь должен учитывать индивидуальные переходы в различных ионах и представляет громоздкую и трудную вычислительную проблему. В то же время, экспериментальные спектры представляют собой как правило данные по многим радиационным

переходам, включающим линии как данного, так и соседних ионов, усредненные по аппаратной функции. В данной работе ставится задача получить усредненные спектры, представляющие собой огибающие многих линий в определенном спектральном диапазоне на основе статистической модели многоэлектронных ионов вольфрама, позволяющей сравнительно быстро рассчитывать такие спектры для различных параметров плазмы.

При расчете спектра переходов между близкими атомными состояниями (в пределах одной атомной оболочки) в рассматриваемом диапазоне длин волн в плазменной модели атома предполагается, что они обусловлены коллективными возбуждениями атомной оболочки с частотами и интенсивностями, определяемыми плазменной частотой и силами осцилляторов, зависящими только от распределения плотности электронов в атоме. В простейшем случае в качестве такого распределения плотности можно взять аппроксимацию Слейтера:

$$n_{sl}(r) = Ar^{2\kappa} e^{-2\gamma r} \quad (1)$$

где  $A$  – нормировочная константа для числа электронов на рассматриваемой оболочке, и постоянные  $\kappa$  и  $\gamma$  задают структуру волновой функции, определяющей распределение электронной плотности.

Для универсальности модели удобно аппроксимировать слейтеровское распределение гауссовым вблизи его максимума. Тогда максимум находится в точке  $r_{max} = \kappa/\gamma$ . Для аппроксимации волновых функций подбирались параметры  $\kappa$  и  $\gamma$  для каждого иона.  $\gamma$  определяется как корень из удвоенного потенциала ионизации  $I_p$ , рассчитываемого в модели Томаса-Ферми

$$\gamma = \sqrt{2I_p} \quad (2)$$

Величина  $\kappa$  зависит от конкретной оболочки рассматриваемого иона. Она подбиралась на основе экспериментальных данных таким образом, чтобы максимум получившейся функции согласовывался с максимальным пиком соответствующего иона.

Плотность близи максимума можно представить в виде гауссовой кривой с определенной шириной:

$$n_g(r) = \frac{N_{sh}}{(2\pi)^{3/2} \Delta r^3} e^{-\frac{(r-r_{max})^2}{2\Delta r^2}} = n(r_{max}) \cdot e^{-\frac{(r-r_{max})^2}{2\Delta r^2}} \quad (3)$$

где  $N_{sh}$  – нормировочная константа для числа электронов на рассматриваемой оболочке.

Приравнявая (1) и (3), получим выражение для  $\Delta r$

$$\Delta r = \sqrt{\frac{n(r_{\max})}{2|n'(r_{\max})|}} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\kappa}{2}} \quad (4)$$

Для расчета СРП отдельных переходов  $i \rightarrow j$  используется следующая общая формула:

$$Q_{ij}(\omega) = N_i \cdot A_{ij}(\omega) \cdot \hbar \omega \quad (5)$$

где  $N_i$  – населенность возбужденного уровня,  $A_{ij}$  – излучательный коэффициент Эйнштейна, который можно выразить через силу осциллятора  $f_{ij}$ :

$$A_{ij}(\omega) = -2 \frac{e^2}{mc^3} \omega^2 f_{ij} \quad (6)$$

Силы осциллятора определяют также сечение фотопоглощения. Формула для сечения в приближении плазменной модели атома имеет вид

$$\sigma(\omega) = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \int d^3 r n(r) \delta(\omega - \omega_p(r)) = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} 4\pi \sum_k r_{\omega_k}^2 \left. \frac{n(r_{\omega_k})}{\left| \frac{d\omega_p(r)}{dr} \right|} \right|_{r=r_{\omega_k}}$$

$$f_{if} \sim \sigma(\omega) \sim \sqrt{\pi} \omega r_{\max} \left[ \frac{r_{\max}^2 + 4\Delta r^2 |\ln x|}{2\gamma \Delta r \sqrt{|\ln x|}} \right] \quad (7)$$

где величина  $r_{\omega}$  определяется из аргумента дельта-функции, а параметр  $x = \omega/\omega^* < 1$ , где  $\omega^*$  соответствует максимальной частоте, выше значений которой частоты  $\omega$  не могут существовать и соответствующие спектры имеют резкий обрыв, отвечающий превышению частот над эффективной плазменной частотой. Сечение фотопоглощения (7) определяет спектральное распределение радиационных потерь в плазменной модели, так как вероятность возбуждения рассматриваемых переходов в ионе определяется произведением сечения на величину потока эквивалентных фотонов, образуемых потоком плазменных электронов на данный ион. Этот поток приблизительно однороден в данном узком спектральном диапазоне, так что структура сечения фотовозбуждения целиком определяет спектральную зависимость излучаемых квантов и тем самым структуру СРП. Для получения распределения излучаемой мощности в рассматриваемой области нужно проинтегрировать полученную силу

осцилляторов (7) с аппаратной функцией, взятой в данном случае в виде функции распределения Гаусса, и умножить полученное значение на куб частоты согласно (5,6):

$$\frac{dQ}{d\lambda} \sim \left(\frac{\lambda^*}{\lambda}\right)^5 \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \sigma\left(\lambda' = \frac{2\pi c}{\omega'}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta_\lambda}} e^{-\frac{(\lambda'-\lambda)^2}{2\delta_\lambda}} d\lambda' \quad (8)$$

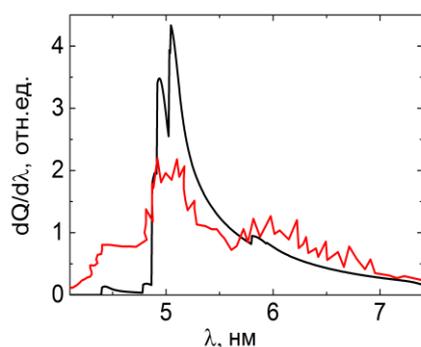


Рис. 1. Распределения излучаемой мощности радиационных потерь вольфрама при температуре  $T=400$  эВ. Черная линия – теоретические расчеты по формуле (8); красная – экспериментальные данные ORMAK [2].

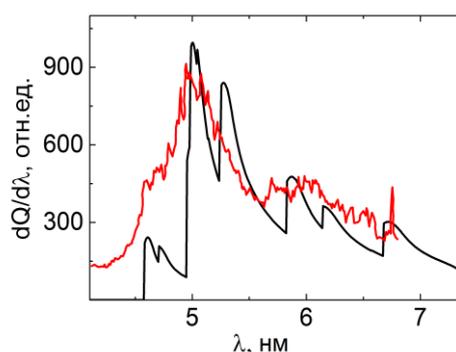


Рис. 2. Распределения излучаемой мощности радиационных потерь вольфрама при температуре  $T=3$  кэВ. Черная линия – теоретические расчеты по формуле (8); красная – экспериментальные данные LHD [5].

Нарисунках 1 и 2 представлены сравнения экспериментальных данных с теоретическими расчетами, приведенных в относительных единицах, приведенных к единому масштабу. Видно, что форма экспериментальных и теоретических спектральных радиационных потерь во всех приведенных выше случаях достаточно хорошо совпадает друг с другом, что позволяет говорить о том, что статистическое приближение применимо для описания спектральных потерь в узкой области 4-7 нм, совпадающей с наблюдаемой областью квазиконтинуума вольфрама в токамаках и стеллараторах.

#### *Литература:*

1. Hinnov E. and Mattioli M. // Phys. Lett. A, 1978, 66, 109
2. Johnson B.M., Jones K.W., Cecchi J.L., Hinnov E., Kruse T.H. //Phys. Lett., 1979, V.70A(4), 320.
3. Pütterich T., Neu R., Dux R., Whiteford A.D., O’Mullane M.G. and the ASDEX Upgrade Team, Plasma Phys. Control. Fusion, 2008, 50, 085016
4. T. Pütterich, R. Neu, C. Biedermann et al, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38, 2005, 3071–3082
5. C. S. Harte, C. Suzuki, T. Kato et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 43, 2010, 205004.

# ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ

В.В. Гаврилов<sup>1</sup>, А.Г. Еськов<sup>1</sup>, А.М. Житлухин<sup>1</sup>, Д.М. Кочнев<sup>1</sup>, С.А. Пикуз<sup>2</sup>,  
И.М. Позняк<sup>1</sup>, С.Н. Рязанцев<sup>2</sup>, И.Ю. Скобелев<sup>2</sup>, Д.А. Топорков<sup>1</sup>, Н.М. Умрихин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 108840 Россия, г. Москва, г. Троицк, ул. Пушкиновых,  
владение 12

<sup>2</sup>ОИВТ РАН, 125412 Россия, г. Москва, ул. Ижорская 13, корпус 2

Одним из способов генерации мощного мягкого рентгеновского излучения является преобразование в энергию фотонов кинетической энергии плазменных потоков при их встречном взаимодействии. Для оптимизации этого процесса необходима детальная информация о динамике и параметрах плазмы, образующейся в зоне столкновения.

В работе приводятся результаты диагностики плазмы, образующейся при взаимодействии мощных (с энергосодержанием до 100 кДж) плазменных потоков и являющейся импульсным источником мягкого рентгеновского излучения с энергетическим выходом излучения до 10 кДж. Плазменные потоки с ионной плотностью  $(2\div 4)\times 10^{15}\text{ см}^{-3}$ , со скоростями  $(2\div 4)\times 10^7\text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$  и энергосодержанием 70÷100 кДж генерировались импульсными плазменными ускорителями, транспортировались навстречу друг другу и сталкивались в продольном магнитном поле с индукцией 1÷2 Тл. Рабочими газами являлись азот, неон и их смеси с дейтерием. Работа выполнена на установке 2МК-200 (ГНЦ РФ ТРИНИТИ).

Состав диагностического комплекса установки включает в себя следующие приборы: пристеночные магнитные зонды, спектрограф с

пропускающей решеткой на диапазон длин волн  $1 \div 10$  нм, абсолютно калиброванные рентгеновские фотодиоды для измерения мощности рентгеновского излучения, закрытые различными фильтрами. Определение электронной температуры плазмы осуществлялась с помощью метода фильтров и путем сравнения наблюдавшихся интенсивностей различных спектральных линий с результатами детальных кинетических расчетов, сделанных в стационарном приближении.

Электронная температура плазмы в центре зоны столкновения плазменных потоков, измеренная методом фильтров, составила  $140 \div 160$  эВ для азотной плазмы и  $160 \div 180$  эВ для неоновой плазмы, меняясь незначительно ( $\leq 15\%$ ) в течение  $8 \div 10$  мкс. При расчетном моделировании спектров электронная температура плазмы, состоящей из ионов азота, оказалась  $120$  эВ, а в случае плазмы с ионами неона -  $160 \div 170$  эВ. Совместное использование данных магнитных зондов и рентгеновских фотодиодов позволило провести анализ энергобаланса плазмы в зоне столкновения, определить размеры и время жизни области, занятой высокотемпературной плазмой, а также оценить эффективность преобразования кинетической энергии потоков в мягкое рентгеновское излучение.

Анализ рентгеновского излучения плазмы, состоящей из ионов азота, показал, что оно в основном высвечивается в резонансных линиях He- и H-подобных ионов азота (длина волны  $2.88$  нм и  $2.48$  нм соответственно), а в случае неоносодержащей плазмы – в линиях Li- и He-подобных ионов неона с длиной волны  $9.8$  нм и  $8.8$  нм и с длиной волны  $1.34$  нм. Импульсы излучения имеют длительность  $10 \div 15$  мкс, в течение которых полная энергия излучения достигает  $\sim 8$  кДж для азотосодержащей плазмы и  $\sim 2$  кДж для плазмы из ионов неона.

# РАЗРАБОТКА СИНТЕТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ «АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ» ДЛЯ УСТАНОВКИ ИТЭР

С.В. Серов<sup>1</sup>, С.Н. Тугаринов<sup>1</sup>, М. von Hellermann<sup>2</sup>

<sup>1</sup>. АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

<sup>2</sup>. Международная организация «ИТЭР»

Для измерения профилей ионной температуры, концентрации легких примесей и скоростей вращения плазмы в токамаках используется активная корпускулярно-спектроскопическая диагностика или активная спектроскопия. В работе [1] было показано, что активную спектроскопию можно будет использовать на строящемся токамаке ИТЭР. Для работы диагностики необходимо заранее подготовить алгоритмы обработки экспериментальных данных. Для этого можно использовать специальную синтетическую диагностику, то есть набор программ, который моделирует весь цикл работы диагностики на установке. Для активной спектроскопии она включает в себя разработку инструмента для моделирования спектров и создание алгоритмов для обработки экспериментальных данных. Подробно принципы моделирования и обработки данных активной спектроскопии описаны в работах [2,3].

В данной работе рассматриваются основные принципы работы диагностики активной спектроскопии и описываются способы измерения параметров плазмы с ее помощью. Приводится описание работы этой диагностики на установке ИТЭР и описывается создаваемая для нее синтетическая диагностика. Рассказывается про разработку инструмента для моделирования спектров. Представлены профили излучения, полученные в результате моделирования для различных диапазонов длин волн. Рассмотрены причины возникновения сложной структуры спектров плазмы, регистрируемых данной диагностикой. В качестве примера на рис. 1 изображен спектр, полученный в результате моделирования излучения в спектральном диапазоне 6500 – 6630 Å.

Также описывается другая составляющая синтетической диагностики: создания модуля обработки данных. Рассматриваются способы обработки экспериментальных данных активной спектроскопии. Показаны примеры обработки спектров, полученных с помощью диагностической системы активной спектроскопии на токамаке Т-10.

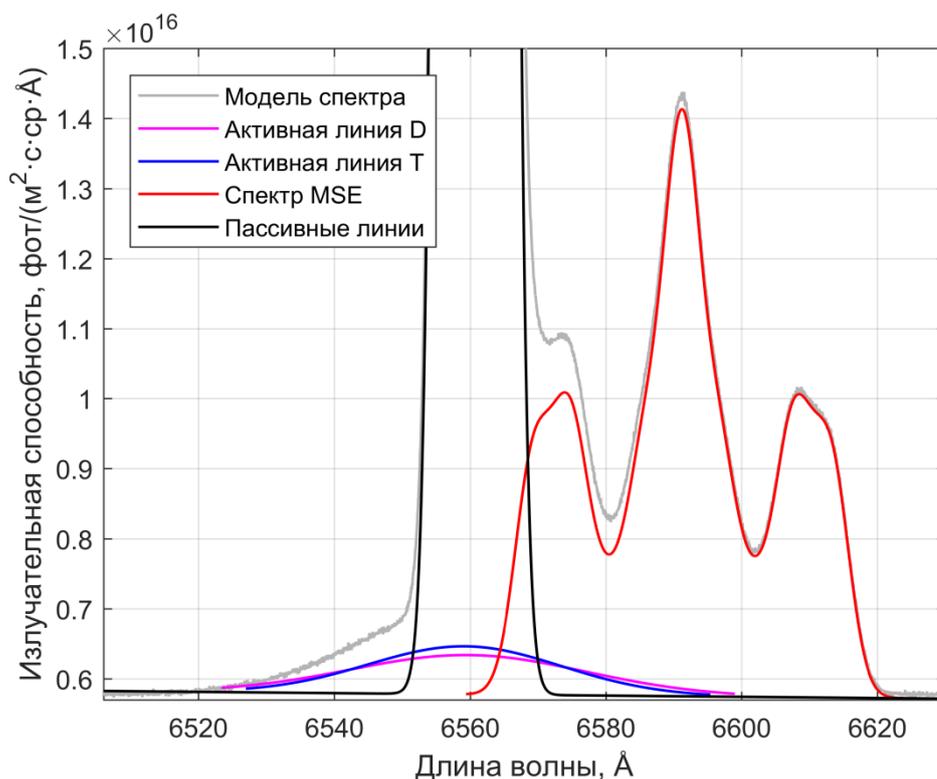


Рис.1. Смоделированный спектральный профиль активной спектроскопии для диапазона 6500 – 6630 Å и его разложение по компонентам: активные линии перезарядки D (6561 Å) и T (6560 Å), пассивные линии D и T (6561 Å) и спектр MSE ( $\sigma_0$  – 6591 Å, доплеровский сдвиг 30 Å)

#### Литература:

1. Тугаринов С.Н. и др. Разработка концепции активной спектроскопической диагностики с использованием диагностического пучка атомов, применительно к установке ИТЭР // Физика плазмы, 2004, 30, 2, 147-154.
2. Серов С.В. и др. Моделирование спектров излучения плазмы ИТЭР с использованием кода ADAS для диагностики активной спектроскопии // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, 41, 2, 89-94.
3. Серов С.В. и др. Применение кода CXSFIT для обработки экспериментальных данных активной спектроскопической диагностики токамака Т-10 // Физика плазмы, 2017, 43, 12, 957-966.

# ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА РАЗВИТИЕ ВАКУУМНОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДА

О.А. Башутин

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва*

Импульсные источники интенсивного рентгеновского излучения, представляют интерес для широкого спектра возможных приложений. Эффективными источниками такого излучения являются разряды с пинчеванием плазмы (z-пинч, плазменный фокус, вакуумная искра, x-пинч и др.). Одним из представителей таких разрядов является сильноточная низкоиндуктивная вакуумная искра (СНВИ), характеризующаяся простотой конструкции при высоких достигаемых параметрах плазмы в пинче ( $T_e > 1$  кэВ,  $n_e > 10^{21}$  см<sup>-3</sup>) [1].

Инициирование пробоя вакуумного промежутка между электродами в вакуумном искровом разряде может осуществляться либо за счет высокого перенапряжения на электродах, либо инъекции в межэлектродный промежуток плазмы от внешнего источника. Такая плазма может создаваться, например, воздействием лазерного излучения на поверхность одного из электродов, либо дополнительным низкоэнергетичным триггерным разрядом. Использование дополнительного триггерного разряда, в силу простоты реализации, получило достаточно широкое распространение. В этом случае важное значение имеет выбор оптимальной энергии триггерного разряда, его длительности и места расположения электродов триггера относительно электродной системы разряда. Как правило, триггерный электрод располагается непосредственно на катоде. При этом наиболее высокая стабильность пинчевания достигается при радиальном расположении триггерного электрода на краю катода [2].

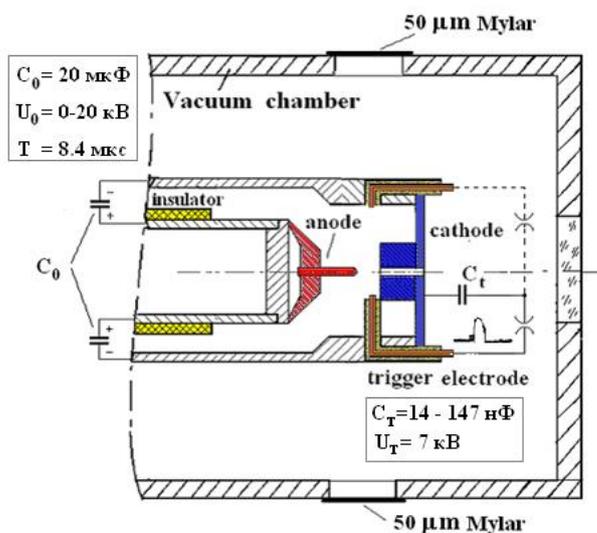


Рис. 1. Расположение электродов триггера.

которое может проявляться в снижение стабильности пинчевания разрядной плазмы. Поэтому были проведены исследования влияния расположения и энергетики триггера на эффективность пинчевания и стабильность генерации рентгеновского излучения.

Рассматривались два варианта размещения триггера: на краю поверхности катода, радиально к оси разряда, и на внешнем токовом вводе в 25 мм от оси разряда, напротив середины разрядного промежутка (рис.1). Центральный электрод триггера изготавливался из молибдена, а изолятор из керамики или плексигласа. Ток триггерного разряда варьировался в диапазоне 25 – 1200 А при длительности импульса 0.5 – 1.5 мкс.

На рис.2 приведены типичные изображения источников рентгеновского излучения, полученные трехканальной камерой-обскурой при разном расположении и энергетике триггера для одинаковых параметров триггерного импульса. Видно, что наилучшая локализация источника рентгеновского излучения при высокой его интенсивности достигается при размещении триггера на катоде и реализации триггерного разряда с током  $I_{tr} = 25 \text{ А}$  и длительностью  $t_{tr} = 900 \text{ нс}$ . В этом случае присутствие горячих точек наблюдалось в каждом из разрядов и около 70% горячих точек формировались в пределах области межэлектродного промежутка размером  $\leq 500 \text{ мкм}$ , при временном разбросе  $\sim 300 \text{ нс}$ . Дальнейшее увеличение длительности или амплитуды тока триггерного разряда приводит к росту свечения поверхности

Недостатком размещения триггера на катоде является малый срок его службы из-за эрозионного воздействия плазмы основного разряда. Снизить такое воздействие возможно при размещении системы инициирования вне зоны протекания основного тока разряда. Однако, при этом неизбежно изменение параметров начальной плазмы в межэлектродном промежутке,

анода и размыванию области генерации рентгеновского излучения. Следует отметить, что при размещении триггера на катоде задержка начала протекания тока основного разряда относительно инициирующего импульса не превышала 2 мкс во всем диапазоне изменений параметров триггерного импульса.

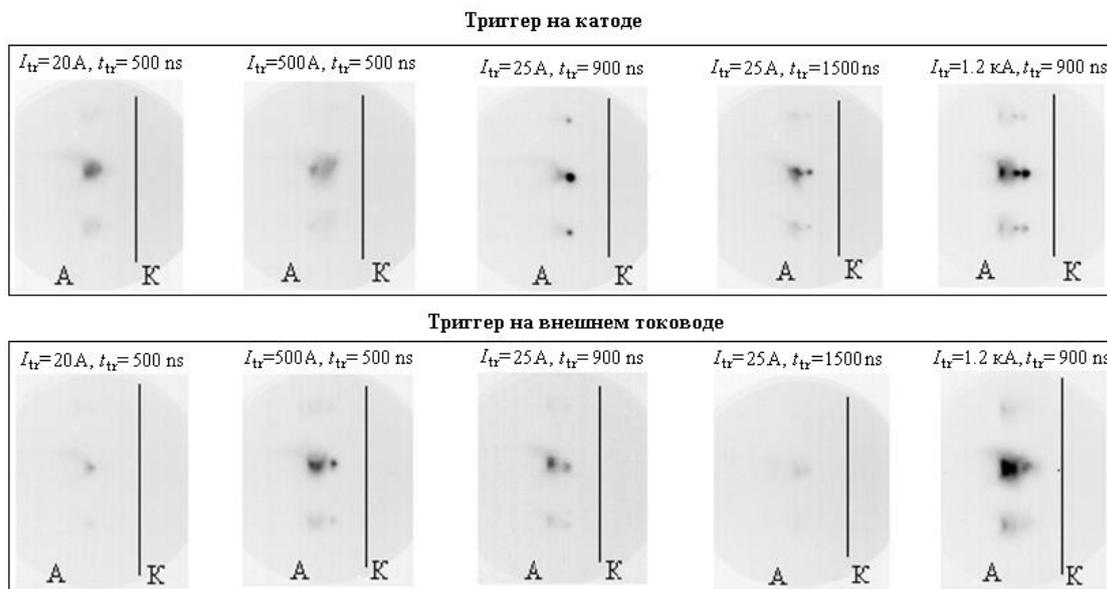


Рис.2. Рентгеновские обскурограммы разряда при энергиях отсечки 3 кэВ (по центру), 8 кэВ (внизу) и 11 кэВ (вверху) для разного расположения триггера.

В то же время, при размещении триггера на внешнем токовом наиболее интенсивным источником рентгеновского излучения является торец анода. При этом достаточно устойчивое формирование горячих точек наблюдалось лишь при токах триггера свыше 300 А. В этом случае задержка начала основного разряда также не превышала 2 мкс. При малых токах триггерного импульса (20–25 А) эффективность пинчевания снижается и существенно возрастает задержка начала основного разряда. Величина этой задержки варьировалась в пределах от 5 до 20 мкс, возрастая с уменьшением длительности триггерного импульса. Вместе с тем, замена керамического изолятора на плексиглас даже при токе триггера 25 А приводила к резкому уменьшению задержки начала основного разряда до значений, наблюдаемых в случае керамического изолятора лишь при токе триггера свыше 300 А, а также к сравнимым параметрам регистрируемых рентгеновских сигналов.

Полученные экспериментальные данные показывают существование оптимальных значений параметров инициирующего разряда, обеспечивающих наиболее эффективное пинчевание основного разряда. Многими

исследователями отмечалось, что пинчевание разряда сильноточной вакуумной искры происходит в продуктах эрозии анода, образующихся при бомбардировке электронами, поступающими из триггерной плазмы и катода. В этом случае уменьшение длительности триггерного разряда при неизменном токе будет приводить к уменьшению суммарной энергии, выделяющейся на аноде, уменьшению его локального разогрева и, как следствие, снижению первичной концентрации паров анода в прианодной области. Казалось бы, исправить ситуацию с поступлением продуктов эрозии анода в разрядный промежуток возможно за счет увеличения количества бомбардирующих анод электронов посредством увеличения тока триггерного разряда. Однако в эксперименте не наблюдается значимого повышения стабильности формирования горячих точек при увеличении тока триггера даже на порядок, по сравнению с оптимальным значением. Следовательно, существуют дополнительные факторы, влияющие на формирование начальной плазмы в разрядном промежутке. Таким фактором, может являться время, необходимое для образования анодных паров и их последующей ионизации.

Для проверки данного предположения было проведено моделирование в программной среде Comsol Multiphysics воздействия электронов триггерной плазмы на анод при разной энергетике и расположении триггера.

Оценки показывают, что плотность мощности, выделяемой потоком электронов триггерной плазмы на аноде при токе триггера  $I_{tr} \approx 30$  А составляет  $\sim 2 \times 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> для триггера на внешнем токовом и  $\sim 2 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup> для триггера на катоде. Полагалось, что с ростом тока триггерного импульса пропорционально возрастает и плотность мощности потока электронов на анод. На рис.3 показана расчетная динамика удельной скорости испарения паров материала анода (железо) в вакууме при разной мощности и длительности импульса облучения.

На основе полученных данных рассчитано количество атомов железа, испаряемых с поверхности анода при его нагреве электронным потоком, вытягиваемым межэлектродным электрическим полем из плазмы триггера при различном расположении триггера. Полученные результаты представлены в таблице 1.

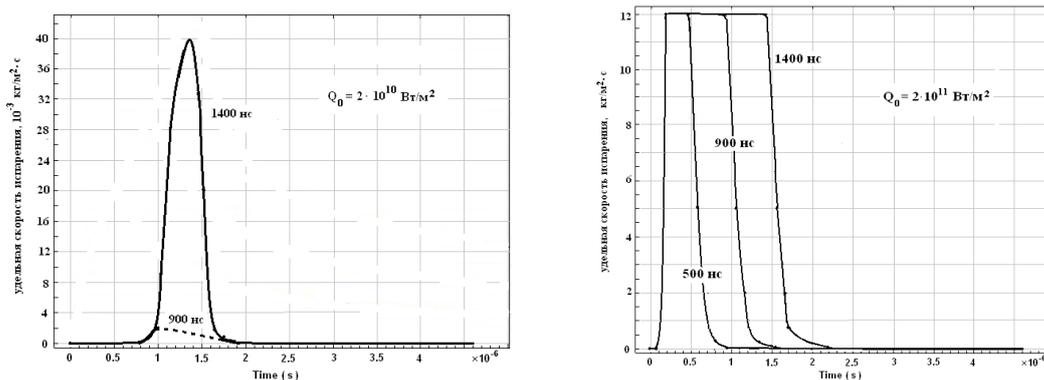


Рис.3. Динамика удельной скорости испарения паров железа в вакууме при разной мощности и длительности импульса облучения

Таблица 1. Суммарный  $\Delta M$ , [кг] вынос массы материала анода из-за его нагрева электронным пучком из триггерной плазмы и количество испаренных атомов железа  $N_{Fe}$  при разном расположении и энергетике триггера.

Длит-ть импульса, нс	Ток триггера, А	триггер на внешнем токовом			триггер на катоде		
		Задерж ка, мкс	$\Delta M$ , кг	$N_{Fe}$	Задерж ка, мкс	$\Delta M$ , кг	$N_{Fe}$
500	20-25	10-20	$< 5 \cdot 10^{-17}$	$5 \cdot 10^8$	2	$1 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{15}$
	500	2	$4 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{15}$	1-2	-	-
900	25	10-15	$5 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{10}$	2	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{15}$
1400	25	4-6	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{13}$	1-2	$3 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{15}$

Видно, что суммарный выброс материала анода для триггера с током  $\sim 25$  А, расположенном на краю катода на несколько порядков выше чем для триггера с тем же током на внешнем токовом. Эта разница сокращается с ростом длительности триггерного импульса с 500 нс до 1400 нс, но все еще остается в пределах двух порядков величины. Выравнивание количества испаряемого вещества анода для триггера с током  $\sim 30$  А, расположенном на

катоде, с аналогичной величиной для триггера, расположенного у внешнего токовода происходит лишь при увеличении тока последнего свыше 300 А, когда количество паров анода достигает величины  $\sim 10^{15}$  атомов. При этом до соответствующего значения ( $\sim 2$  мкс) сокращается и задержка начала основного разряда. Аналогичный эффект также достигается заменой материала изолятора триггера с керамики на плексиглас, что, видимо, обусловлено возрастанием концентрации триггерной плазмы из-за низкой температуры плавления плексигласа.

Таким образом, показано, что эффективность пинчевания вакуумного искрового разряда определяется суммарным количеством и скоростью поступления паров анода в разрядный промежуток при инициировании разряда.

#### *Литература.*

1. *Koshelev K.N., Pereira N.R. // J. Appl. Phys. 1991. V.69. P.21.*
2. *Erber Ch.K, Herzog O.H. et. al. // Plasma Sources, Science and Technology. 1996, v.5, N3, p. 436 - 441*

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

С. М. Зырянов, М.А. Богданова, А.В. Волынец и А. Т. Рахимов

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцина  
Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова*

Кислородная плазма имеет множество приложений. Это и объемные реакторы, в которых происходит образование молекул озона и синглетного кислорода, и реакторы для обработки поверхности, в частности, в микроэлектронике. Так как атомарный кислород зачастую является основным радикалом в таких приложениях, кинетика атомов кислорода представляет большой интерес. Особенно слабо изученной является область повышенных давлений (от 10 Торр). Объектом исследования являлся симметричный емкостной разряд в плазме чистого кислорода повышенного давления (10 – 100 Торр) кварцевой трубке; к электродам прикладывалось переменное напряжение на частоте 81 МГц. Мощность составляла 50 – 500 Вт. Знание газовой температуры кислородной плазмы и ее радиального распределения очень необходимо для определения приведенного поля в разряде, а также для оценки потоков нейтральных частиц на стенку разрядной трубки. В рамках этой работы по исследованию кинетики атомов O, газовая температура определялась методом оптической эмиссионной спектроскопии, то есть из анализа спектра определенных излучательных переходов молекулы O<sub>2</sub>; в данной работе это полосы (0, 0) и (1, 1) перехода O<sub>2</sub> ( $b^1\Sigma_g^+$ ) → ( $X^3\Sigma_g^-$ ), расположенные в диапазоне 758 до 772 нм. Несомненным преимуществом такого подхода является неинвазивность диагностики.

Как показывают оценки, в рассматриваемых условиях повышенного давления время жизни (верхнего) состояния  $O_2$  ( $b^1\Sigma_g^+$ ) достаточно велико для установления больцмановского распределения по вращательным состояниям  $O_2$  ( $b^1\Sigma_g^+$ ,  $v=0, 1$ ) характеризующееся т.н. «вращательной» температурой  $T_{rot}$ , от которой, в свою очередь, зависит форма спектра. Так как величина вращательного кванта порядка энергии теплового движения, происходит эффективный энергообмен между вращательной и поступательной степенями свободы, поэтому вращательная температура  $T_{rot}$  близка к газовой  $T_{gas}$ . Всё это обеспечивает применимость данной методики определения газовой температуры в плазме  $O_2$  в рассматриваемых условиях.

Таким образом, газовая температура определялась путём сравнения измеренного и модельного спектров в указанном выше диапазоне длин волн. Схожие диагностики широко применяются для изучения плазмы. Зачастую они используют сложную модель разряда, существуют также коммерческие программные пакеты, как например SpecAir. Целью данной работы было создание относительно простого способа моделирования молекулярного спектра излучения кислородной плазмы в диапазоне, обеспечивающего достаточную при этом точность определения температуры. При этом использовались известные и общедоступные спектроскопические константы [1]. В результате с помощью среды программирования NI LabVIEW была создана программа с удобным интерфейсом, позволяющая быстро выполнять анализ экспериментальных спектров полос (0, 0) и (1, 1) перехода  $O_2$  ( $b^1\Sigma_g^+$ )  $\rightarrow$  ( $X^3\Sigma_g^-$ ) с достаточной точностью.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) грант № 18-32-00932\18.

#### *Литература:*

1. P. H. Krupenie, "The Spectrum of Molecular Oxygen," J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 1, no. 2, pp. 423–534, 1972.

# **ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ В КУЛОНОВСКИХ СТРУКТУРАХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ**

Р.А. Сыроватка, Л.М. Василяк, В.И. Владимиров,  
Л.В. Депутатова, В.Я. Печеркин, В.С. Филинов

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук.*

## **1. Введение**

Исследования звуковых уединенных волн в пылевой компоненте комплексной плазмы проводятся в течении нескольких десятилетий [1]. В этих работах кроме положительно заряженных ионов и электронов плазма содержит другие компоненты, такие как отрицательно заряженные ионы или пылевые частицы. Пылезвуковые волны в комплексной плазме низкого давления исследовались аналитически и с помощью численного моделирования в рамках гидродинамического и кинетического подходов.

В данной работе впервые экспериментально была показана возможность возникновения движущихся волн плотности в структурах заряженных пылевых частиц, взаимодействующих посредством кулоновского потенциала, при атмосферном давлении. Пылевые частицы удерживались в линейной квадрупольной электродинамической ловушке [2], в которой вязкостные потери энергии частицами компенсируются подкачкой со стороны переменного электрического поля.

## **2. Эксперимент**

Наши экспериментальные исследования возбуждения волн плотности в пылевых кулоновских структурах выполнялись с помощью линейной электродинамической ловушки (рисунок 1). Ловушка состоит из четырех

параллельных цилиндрических металлических электродов диаметром 3 мм и длиной 30 мм, на которые подается переменный электрический потенциал  $U_a \sin(2\pi ft)$  с частотой  $f = 50$  Hz. Электроды были расположены по вершинам квадрата со стороной 2 см. Разность фаз потенциалов, подаваемых на соседние электроды была равна  $\pi$ . На левом торце ловушки был расположен дополнительный электрод, на который подавался постоянный электрический потенциал  $U = 1$  kV, предотвращающий уход частиц из ловушки. Правый торец ловушки оставался открытым, но концевой запирающий эффект [3] так же предотвращает уход частиц из ловушки. Электродинамическая ловушка помещалась в оптически прозрачный пластиковый ящик, служащий для защиты от внешних воздушных потоков. В работе использовались полидисперсные частицы  $Al_2O_3$  размером от 10 до 40 мкм. Частицы приобретали положительный заряд на поверхности плоского электрода, на который подавался электрический потенциал 10 кВ. Электрод подносился к ловушке снизу, после чего частицы втягивались внутрь. Для видеорегистрации частиц, подсвеченных лазерным лучом, использовалась видеокамера HiSpec 1.

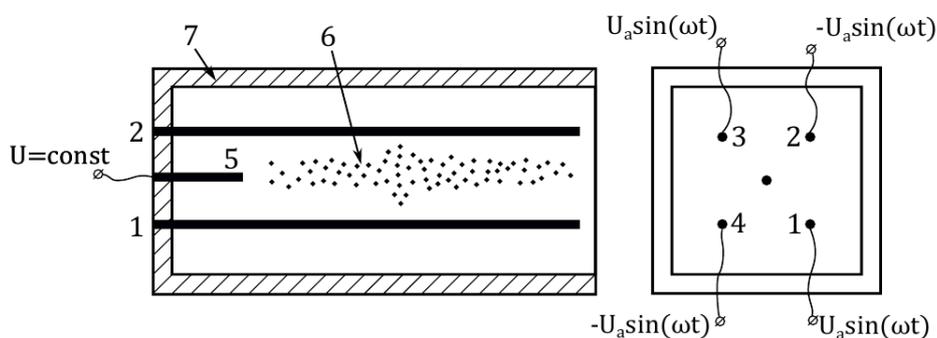


Рисунок 1. Схема ловушки (вид спереди и вид справа). Обозначения: 1-4 – электроды ловушки, 5 – торцевой электрод, 6 – захваченные частицы, 7 – оптически прозрачный пластиковый ящик

На рисунке 2 представлена устойчивая структура заряженных пылевых частиц, полученная при напряжении  $U_a = 3.6$  кВ. Структура осциллирует как одно тело с частотой переменного потенциала на электродах ловушки ( $f = 50$  Hz). При этом средние расстояния между частицами остаются постоянными.

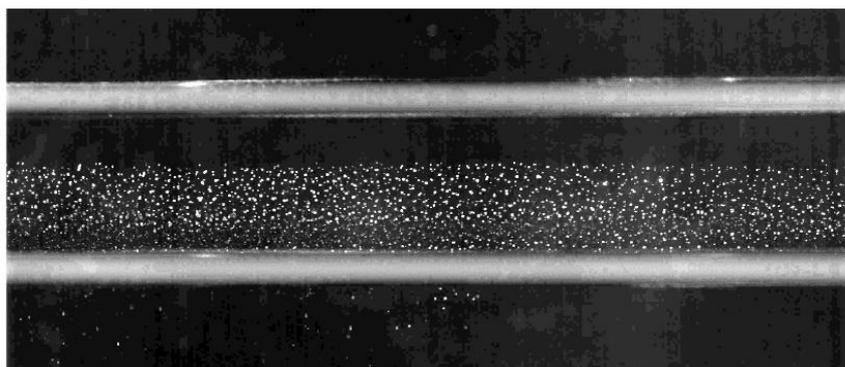


Рисунок 2. Устойчивая структура заряженных пылевых частиц в электродинамической ловушке.

Волны плотности могут возникать в этих кулоновских структурах после инъекции дополнительных частиц (рисунок 3). Дополнительные частицы инжестировались в ловушку с поверхности плоского электрода (рисунок 3(a)), после чего в кулоновской структуре возникает волна плотности, движущаяся к правому краю ловушки со скоростью 4 см/с (рисунок 3(b)).

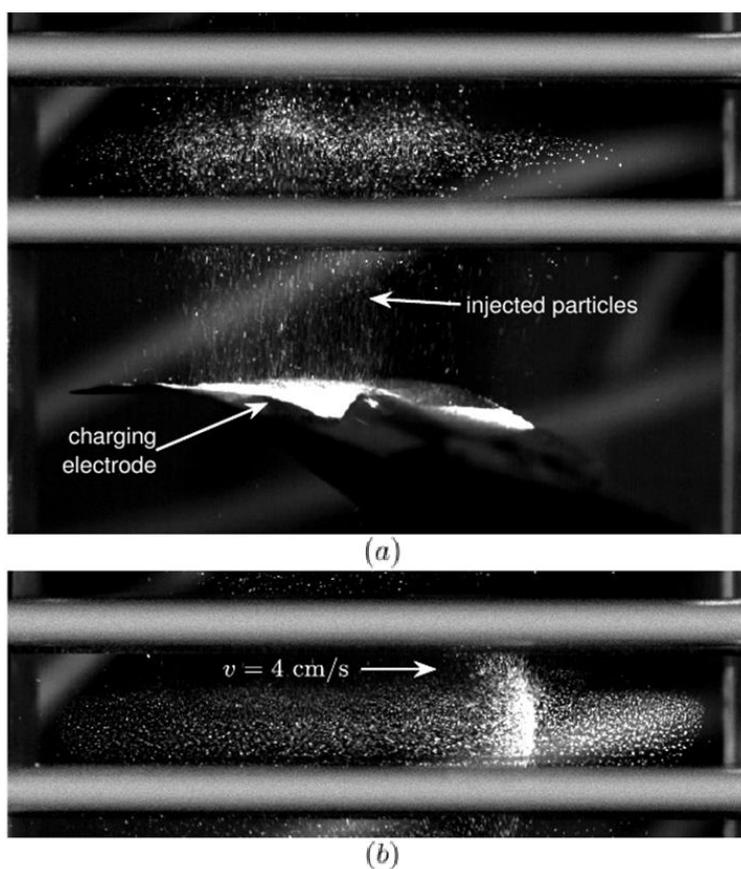


Рисунок 3. Возникновение волн плотности в кулоновской структуре после инъекции дополнительных частиц.

Волн плотности могут возникать в устойчивых кулоновских структурах

при изменении рабочих параметров электродинамической ловушки. Например, увеличив амплитуду напряжения до 5,1 кВ можно добиться того что бы в кулоновской структуре, представленной на рисунке 2 возникла волна плотности. Движение волны плотности в окрестности торцевого электрода представлено на рисунке 4. Волна движется в сторону торцевого электрода со скоростью 5,9 см/с (рисунок 4(a)). При приближении к электроду на минимальное расстояние около 1 см (рисунок 4(b)), волна останавливается на 0,5 с, после чего начинает двигаться в обратном направлении со скоростью 4.1 см/с (рисунок 4(c)). Подобное отражение имеет место, когда волна достигает другого края ловушки, несмотря на отсутствие там отражающего электрода. Это происходит из-за наличия аксиального электрического поля, возникающего вследствие неоднородности электрического поля [3].

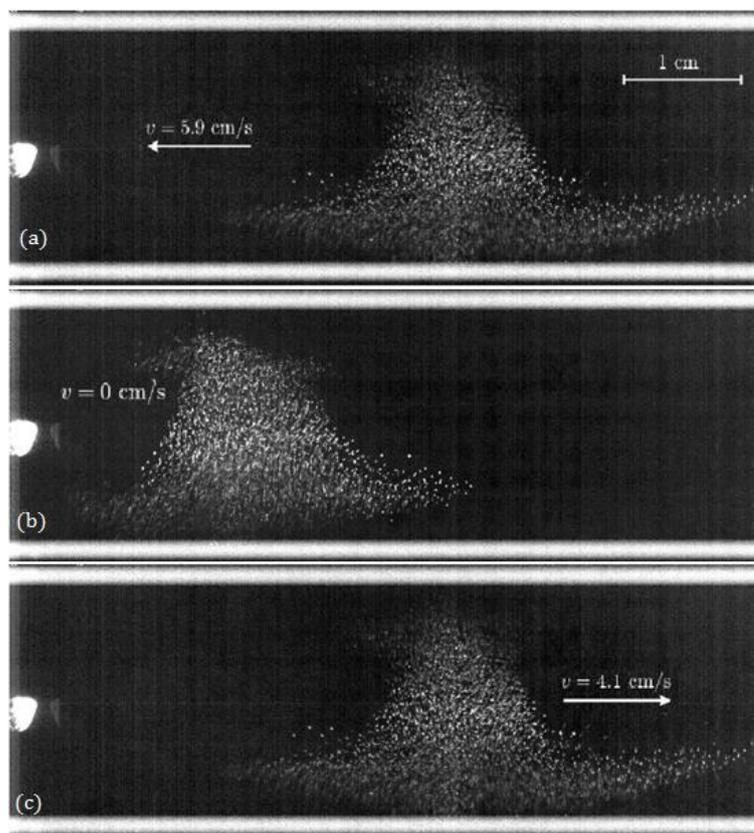


Рисунок 4. Отражение волны от торцевого электрода (яркое пятно).

### 3. Заключение

В этой работе мы впервые показали возникновение волн плотности в квадрупольной электродинамической ловушке в воздухе при нормальных условиях. Было установлено, что можно добиться возникновения таких волн

путем добавления частиц в ловушку или изменения рабочих параметров ловушки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований посредством гранта № 18-08-00350.

*Литература:*

[1] Fortov V.E., et al. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives. // Phys. Rep. – 2005. – V. 421. – Pp. 1–103.

[2] L.M. Vasilyak, et al. Coulomb stable structures of charged dust particles in a dynamical trap at atmospheric pressure in air. // New. J. Phys. – 2013. – V. 15. – Pp. 043047.

[3] D.S. Lapitsky Effective forces and pseudopotential wells and barriers in the linear Paul trap. // J. Phys.:Conf. Ser. – 2015. – V. 653 – Pp. 012130.

# ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ОЗОНА В ГИБЕЛИ АТОМОВ КИСЛОРОДА В O<sub>2</sub> ПЛАЗМЕ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

М.А. Богданова, С.М. Зырянов, А.В. Волынец и А.Т. Рахимов

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова*

Кислородная плазма активно применяется в модификация материалов, травлении полупроводников, медицинской физике. Атомарный кислород является основным радикалом в таких приложениях, поэтому кинетика атомов O представляет большой интерес. Достаточно слабо изученной остаётся область повышенных давлений (выше 10 Торр). В данной работе в качестве объекта исследования выступает симметричный емкостной разряд в плазме чистого кислорода повышенного давления (10 – 100 Торр) в кварцевой трубке; к электродам прикладывалось переменное напряжение на частоте 81 МГц мощностью 50 – 500 Вт.

Баланс атомов кислорода можно записать в виде  $d[O]/dt = R_{\text{diss}} - [O] \cdot v_{\text{loss}}$ , где  $R_{\text{diss}}$  – вклад наработки атомов O (диссоциации молекул O<sub>2</sub>),  $v_{\text{loss}}$  – скорость гибели атомарного кислорода. Так как  $d[O]/dt \approx 0$  в стационарных условиях, то отсюда видно, что, измерив скорость гибели  $v_{\text{loss}}$ , можно оценить скорость наработки атомов. Озон может вносить значительный вклад в скорость гибели атомов кислорода при рассматриваемых давлениях за счёт объемных реакций  $O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$ . И хотя при высокой степени разогрева газа (до ~1 000 К), наблюдаемой в приосевой области кварцевой трубки, ожидается низкая концентрация O<sub>3</sub>, то возле стенок трубки, охлаждаемых проточной водой, концентрация озона может быть достаточно велика. Именно эта озоновая «корка» могла бы вносить большой вклад в гибель атомов O.

С помощью спектроскопии поглощения были получены радиальные профили распределения концентрации озона по сечению трубки. Эта диагностика подтвердила наличие тонких пристеночных областей с повышенной концентрацией озона. Однако, основанные на этих измерениях оценки показывают, что концентрация  $[O_3] \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что означает, что роль озона в гибели атомов О невелика, а значит, рекомбинация атомов кислорода происходит в основном на кварцевой стенке плазменного реактора с участием физ- и хем-адсорбированных атомов О. Эти результаты подтверждаются также независимыми измерениями в экспериментах с модуляцией тока разряда.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) грант № 18-32-00932\18.

# ДИАГНОСТИКА ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ ТРОЙНЫМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ЗОНДОМ

В.В. Кожевников, А.В. Мельников, С.А. Хартов

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)*

Совершенствование и разработка двигательных установок для повышения срока активного существования малых космических аппаратов (МКА) является важным направлением развития космической техники. Для решения этих задач всё чаще используются электроракетные двигатели (ЭРД), которые имеют более высокий удельный импульс при малых расходах рабочего тела (РТ).

Одним из наиболее перспективных ЭРД, на сегодняшний день, является высокочастотный ионный двигатель (ВЧ ИД), принципиальная схема которого представлена на рис. 1.

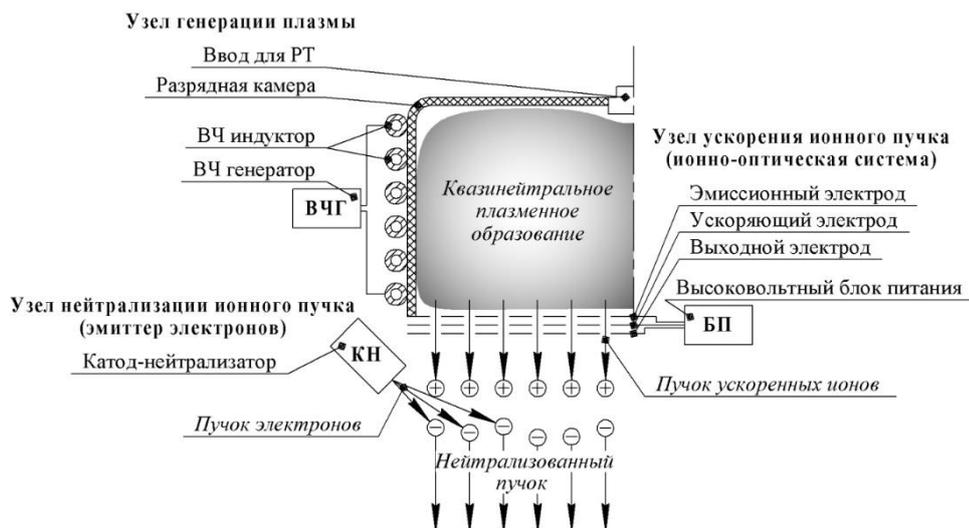


Рис. 1. Принципиальная схема ВЧ ИД

Рабочее тело, подаваемое в разрядную камеру (РК), ионизуется за счёт столкновения с ускоренными в электромагнитных полях индуктора электронами. Полученные ионы рабочего тела затем ускоряются и

фокусируются в электростатическом поле, создаваемом ионно-оптической системой (ИОС). И за срезом двигателя пучок ионов нейтрализуется электронами из катода-нейтрализатора.

Использование индукционного безэлектродного разряда позволяет решить проблему снижения ресурса двигателя из-за распыления материала электродов в объёме РК, что происходит в случае использования разряда постоянного тока (ионные двигатели типа Кауфмана). Также ВЧ разряд упрощает регулировку тяги двигателя, за счёт изменения расхода и подаваемой ВЧ мощности. Однако у данного типа двигателя имеются и существенные проблемы, связанные с высокими затратами мощности на ионизацию РТ. Для решения этой проблемы необходимо более детальное понимание процессов передачи энергии в плазму ВЧ ИД. С этой целью была проведена зондовая диагностика локальных параметров плазмы в РК двух лабораторных моделей двигателя, одна из которых имела дополнительную магнитную систему для изучения влияния внешнего дополнительного постоянного магнитного поля на характеристики ВЧ ИД.

Для исследований была изготовлена полусферическая разрядная камера из оксида алюминия с отверстиями для внедрения зонда в объём ВЧ плазмы. Регистрация характеристик плазмы производилась по разработанной методике с применением тройного электростатического зонда [1], которая не требует дополнительных средств компенсации ВЧ помех.

Тройной электростатический зонд позволяет одновременно проводить измерения температуры и концентрации электронов с использованием простых соотношений для пересчёта параметров зондовой цепи в локальные параметры плазмы [2]:

$$\frac{1 - \exp\left(\frac{-eU_{1-2}}{kT_e}\right)}{1 - \exp\left(\frac{-eU_{1-3}}{kT_e}\right)} = \frac{1}{2} \quad (1)$$

$$n_e = \sqrt{\frac{m_i}{kT_e}} \cdot \frac{I_3 \cdot \exp\left(\frac{1}{2}\right)}{e \cdot S \cdot \left(\exp\left(\frac{eU_{1-2}}{kT_e}\right) - 1\right)} \quad (2)$$

Диагностика локальных параметров плазмы лабораторной модели без дополнительной магнитной системы проводилась по всему объёму РК (Рис. 2).

А для модели имеющей дополнительный источник магнитного поля характеристики плазмы, при различных значениях силы тока в обмотке магнитной системы, снимались только в одном поперечном сечении РК на расстоянии 7 мм от ИОС.

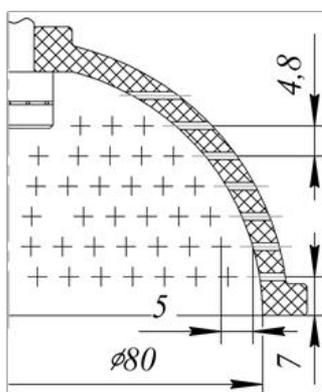


Рис. 2. Схема расположения позиций, в которых проводились измерения.

Схема подключения тройного электростатического зонда, для обоих случаев, представлена на рис. 3.

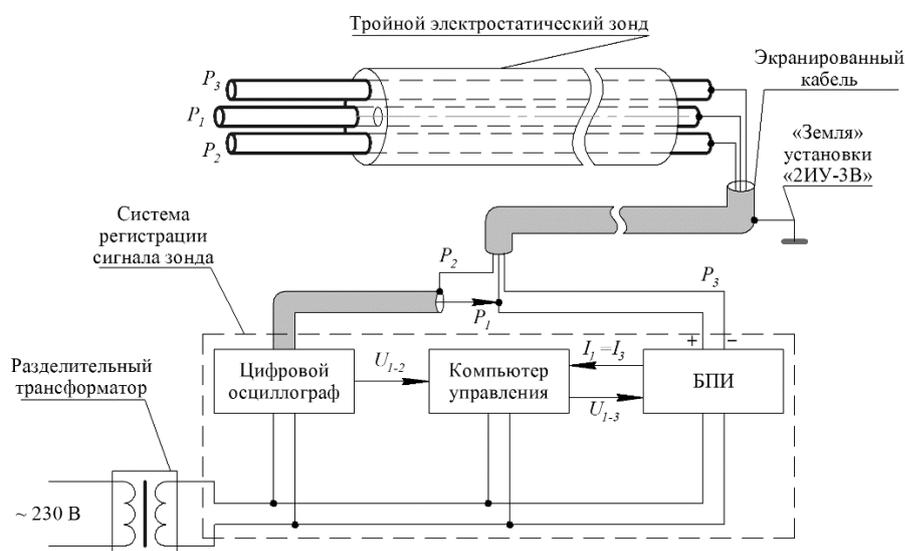


Рис. 3. Схема подключения тройного электростатического зонда.

Сбор и обработка полученных данных, с обеих лабораторных моделей, осуществлялась специальной программой, разработанной на языке LabVIEW. В программе задавался уровень напряжения  $U_{1-3}$ , значение которого передавалось на блок питания и измерения (БПИ) Keithley 236. В каждой позиции (см. рис. 2) в импульсном режиме производилась подача напряжения  $U_{1-3}$  на зонд и сбор

получаемых значений тока  $I_1 = I_3$ , в зондовой цепи, и напряжения  $U_{1-2}$ , измеренного цифровым осциллографом. Для каждой точки и режима работы производилась серия из 40 измерений параметров зонда. Длительность одного измерения при этом составляла  $T = 150$  мс со скважностью импульсов напряжения на зонде  $S_U = 3$ . Для лабораторной модели ВЧ ИД без дополнительной магнитной системы измерения в каждой позиции повторялись для разных уровней расхода ксенона в диапазоне:  $\dot{m} = 0,16 \div 0,24$  мг/с с шагом 0,02 мг/с. При этом наличие в системе разделительного трансформатора позволило, впервые для ВЧ ИД, изучить два режима работы двигателя: с извлечением и без извлечения ионного пучка. На модели с дополнительной магнитной системой параметры плазмы снимались для трёх различных режимов работы, каждый из которых рассматривался при силе тока 0, 3, 6 и 9 А в обмотке источника дополнительного магнитного поля.

Расчёт локальных параметров плазмы и построение их двумерных распределений для ВЧ ИД без магнитной системы осуществлялся в программе обработки и визуализации данных, написанной на языке программирования Python. А обработка данных и построение распределений параметров плазмы по радиусу РК для лабораторной модели с дополнительной магнитной системой производилась в программе Microsoft Excel.

Результатом экспериментальных исследований являются полученные двумерные, для лабораторной модели ВЧ ИД без магнитной системы, и радиальные, для ВЧ ИД с дополнительной магнитной системой, распределения температуры и концентрации электронов.

#### *Литература:*

1. Кожевников В.В. «Исследование локальных параметров плазмы в разрядной камере высокочастотного ионного двигателя малой мощности.» Диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук. Москва, 2017.
2. Chen S.L., Sekiguchi T. Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe // J. Appl. Phys., Vol. 36, No. 8, August 1965. pp. 2363-2375.

# ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ТРАНСПОРТ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В МЕЗОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

## (НА ПРИМЕРАХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ)

С.Л. Шалимов

*Институт физики Земли РАН*

Как известно, выброс продуктов сгорания ракетных двигателей сопровождается достаточно сильным, но локальным воздействием на нижнюю, среднюю и верхнюю атмосферу, что проявляется в оптических явлениях и химическом воздействии. Однако продукты выброса могут оказывать влияние на окружающую среду также на значительном удалении от участка разгона ракет (см. [Воздействие ракетно-космической техники..., 2016]).

В научной литературе были описаны неожиданные наблюдения плюмов (и эффектов, ими обусловленных), образованных продуктами выброса ракетных двигателей (в частности, водяного пара, OH, Fe) и зарегистрированных в полярной верхней мезосфере – нижней термосфере севернее (Арктика) и южнее (Антарктика) места старта челнока шаттл (мыс Канаверал), спустя сутки-двое после запусков. Удивление вызывала скорость доставки продуктов выброса в полярные области, которая по оценкам в среднем была 30-40 м/с, что в несколько раз превышает меридиональные скорости ветра по известным циркуляционным и климатологическим моделям.

В настоящее время накоплено достаточное количество наблюдений, указывающих на быстрый транспорт плюмов от места инъекции в ионосферу с их одновременным расплыванием. Основные результаты получены с использованием двух инструментов – SABER (Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry), установленного на спутнике TIMED (Thermosphere, Ionosphere, Mesosphere Energetics and Dynamics), и SMR (Sub-Millimeter Radiometer), установленного на спутнике Odin. Посредством этих инструментов, чувствительных к водяному пару, но не предназначенных

специально для регистрации плюмов, наблюдали 27 событий при сканировании более 600 лимбов за период 2002-2011 гг. Часть плюмов, среди которых наиболее поразительные, была зарегистрирована посредством инструмента GUVI (Global UltraViolet Imager), установленного на спутнике TIMED, а также MLS (Microwave Limb Sounder), установленного на спутнике Aura.

Интересно, что по аналогичному сценарию, демонстрируя аномальную скорость горизонтального транспорта продуктов разрушения на окружающую среду, развивались процессы переноса в мезосфере после аварии баллистической ракеты Булава (09.12.2009) и после Тунгусского события (30.06.1908).

В целом, данные наблюдений показывают, что, несмотря на заметный разброс скоростей транспорта от одного события к другому, крупномасштабные процессы переноса в нижней ионосфере как в меридиональном, так и в зональном направлении могут быть описаны в рамках представлений о турбулентном состоянии ветров в верхней мезосфере – нижней термосфере. На этом пути необходимы новые эксперименты, но уже сейчас понятно, что выбросы продуктов сгорания топлива при стартах или разрушении ракет могут оказывать глобальное воздействие на верхнюю атмосферу, и их можно использовать для исследования циркуляционных процессов в этой области.

Другая особенность мезосферной плазмы проявилась при наблюдении дрейфа облака (или кластера), содержащего продукты разрушения ракеты Булава. Наблюдения осуществлялись посредством ионозонда и метеорологического радара в обл. Соданкюла (Финляндия). Возник вопрос о происхождении аномальных радиоотражений метеорологического радара, имеющих вид квазипериодической модуляции сигнала с характерным временем 0.1 с, что совершенно не похоже на сигнал от следа метеора, получаемый при стандартной работе радара.

Наблюдения можно рассматривать как указание на существование локальных турбулентных областей, содержащих (с учетом частоты радара) неоднородности плазмы с масштабом нескольких метров. Оценка высоты неоднородностей [Kozlovsky et al., 2017] показывает, что они имеют место на высоте около 80 км, что близко к направлению в зенит. При этом скорости

неоднородностей (к радару) не превышают нескольких десятков метров в секунду.

Для интерпретации этих наблюдений предложен механизм развития неустойчивости в мезосферной плазме, возникающий при относительном движении аэрозоля и нейтралов в процессе седиментации.

### *Литература*

1. Воздействие ракетно-космической техники на окружающую среду. Под редакцией академика РАН В.В. Адушкина, д.ф.-м.н. С.И. Козлова, чл.-корр. РАН М.В. Сильникова М.: ГЕОС, 2016, 794 с.

2. Kozlovsky A., Shalimov S., Lester M. Mesospheric plasma irregularities caused by the missile destruction on 9 December 2009 // J. Geophys. Res. 2017. V.122. N6. P.6696-6707.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ МЕТОДАМИ ФОТОХРОНОГРАФИИ, РЕНТГЕНОГРАФИИ И РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В.В. Андреев, А.А. Новицкий

*Российский Университет Дружбы Народов*

Формирования высокоэнергичных долгоживущих плазменных образований в магнитном поле наблюдается как в природной, так и в лабораторной плазме и относится к фундаментальной проблеме самоорганизации плазмы. Такая плазма представляет практический интерес с точки зрения создания компактных источников: МЗИ, потоков плазмы, излучения широкого спектрального диапазона [1]. Показано [2], что плазменные сгустки с релятивистской электронной компонентой могут эффективно создаваться в процессе гиромагнитного авторезонанса (ГА) в ловушке пробочного типа. В этом случае ускорение электронов имеет авторезонансный характер и условия резонанса (ЭЦР) автоматически самоподдерживаются за счет квазисинхронного с ростом магнитного поля возрастания релятивистской массы электронов первичной плазмы. В работе представлены результаты экспериментального изучения генерации плазменных сгустков с энергичной электронной компонентой в реверсном магнитном поле и их удержания в ловушке пробочного типа. Целью настоящей работы является определение области локализации плазменных сгустков, пространственного распределения их плотности, а также динамики процессов, сопровождающих процесс их образования и удержания.

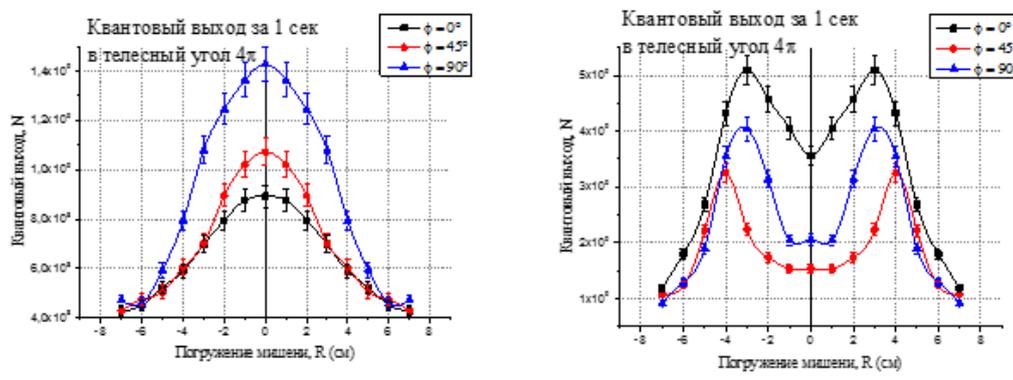
Исследования проводились на экспериментальной установке, достаточно подробно описанной в [3]. Установка представляет собой цилиндрический СВЧ резонатор с основной модой колебаний  $TE_{118}$  ( $\nu = 2.45$  ГГц,  $Q=720$ ) помещенный

в осесимметричное магнитное поле протяженной пробочной конфигурации ( $L=80$  см,  $R=1.2$ ). Величина индукции в центре ловушки составляет 1200 Гс. В симметричных пучностях электрического поля стоячей волны (2-я и 7-я) установлены катушки импульсного магнитного поля. Направление тока в импульсных катушках создает магнитное поле, направление индукции которого противоположно направлению индукции стационарного поля, что приводит к созданию двух локальных областей с индукцией магнитного поля существенно ниже указанного выше значения минимума индукции ловушки. Уменьшение тока в импульсных катушках и восстановление исходного профиля стационарного магнитного поля в поле СВЧ волны обеспечивает захват и ускорение электронов ЭЦР-плазмы в режим ГА и генерацию релятивистских плазменных сгустков в двух симметричных зонах установки.

Для рентгеновских измерений использовался спектрометр на основе сцинтилляционного детектора БДЭГ-2-23 с кристаллом NaI(Tl) 40x40 и многоканального анализатора АЦП-USB8k-B. Рентгеновское излучение регистрировалось двумя идентичными детекторами в направлении как, ортогональном по отношению к вектору индукции магнитного поля в области минимума магнитной ловушки, так и вдоль, с торца установки. Для наблюдения динамики процессов на различных стадиях рабочего цикла установки применялась электронно-оптическая хронографическая камера совместно с оптической камерой на основе ПЗС матрицы с термоэлектрическим модулем охлаждения. Камера обеспечивала регистрации в режиме кадровой развертки пространственно-временной картины процессов с временным шагом между кадрами – 10 нс. В настоящей работе для получения рентгенографических изображения плазмы в продольном направлении применялась камера обскуры с пленкой Kodak MXG.

Экспериментально было обнаружено, что тормозное излучение, генерируется сгустками, имеющими кольцевую структуру и локализованными в минимуме магнитного поля ловушки. Погружение плоской мишени в центральной части резонатора и изменение ориентации ее плоскости по отношению к направлению магнитного поля приводило к радикальным изменениям интегральных характеристик рентгеновского излучения. Кроме того, измерения позволили определить границы области локализации сгустков и их геометрию. На рис.1 представлены интегральные характеристики тормозного

излучения с мишени, где видно, что ориентация мишени приводит к резкому более чем на порядок снижению интенсивности излучения, а также наличию четко выраженного максимума, соответствующий радиусу сгустка.



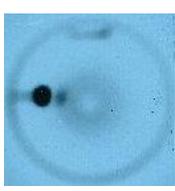
а) Вдоль  $V_z$  компоненты поля

б) Поперек  $V_z$  компоненты поля

Рис. 1 интегральные характеристики тормозного излучения при погружение плоской мишени

Стационарное существование пространственно-выделенной области рентгеновского излучения, обусловленного взаимодействием быстрых электронов с атомами плазмообразующего газа, подтверждается также и рентгенографическими измерениями с газа и при погружении плоской мишени в область локализации сгустка (рис.2). Мишень-зонд представлял собой остеклованную молибденовую проволоку, на конце которой приварена Ta площадка с линейными размерами  $8 \times 5 \times 0.5$  мм.

а)  $R = 3$  см



б)  $R = 5$  см

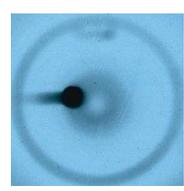


Рис.2 Рентгенограммы погружения плоской мишени

На рис. 2 видно, что помимо изображения мишени присутствуют два кольцевых образования, первое - большего диаметра обусловлено фоновым излучением стенок камеры (потери), второе образование меньшего диаметра является следствием взаимодействием релятивистского сгустка с плазмообразующим газом, это отчетливо видно на рис.2а где присутствует область с более высокой контрастностью, что связано с термическим распылением металла мишени и последующим взаимодействием частиц металла и газа с электронным сгустком. Обработка рентгенограмм и результатов радиометрических измерений позволили определить радиус сгустка, который

составляет порядка 2,5-3 см, что согласуется со спектрометрическими измерениями [4].

Использование фотохронографической камеры позволило определить динамику и форму сгустков по изменению интенсивности свечения в оптическом диапазоне, возникающего при взаимодействии плазменных сгустков с фоновым газом. Изображения с ЭОП, для различных стадий рабочего цикла представленные на рис. 3, иллюстрируют динамику изменения форм и интенсивностей свечения в различных фазах. Цвет и изменение его яркости отображают область локализации и интенсивности процессов ионизации и возбуждения при формировании первичной плазмы – синий, область плазменного сгустка в фазе ГА – оранжевый на фоне удерживаемой плазмы – зеленый.

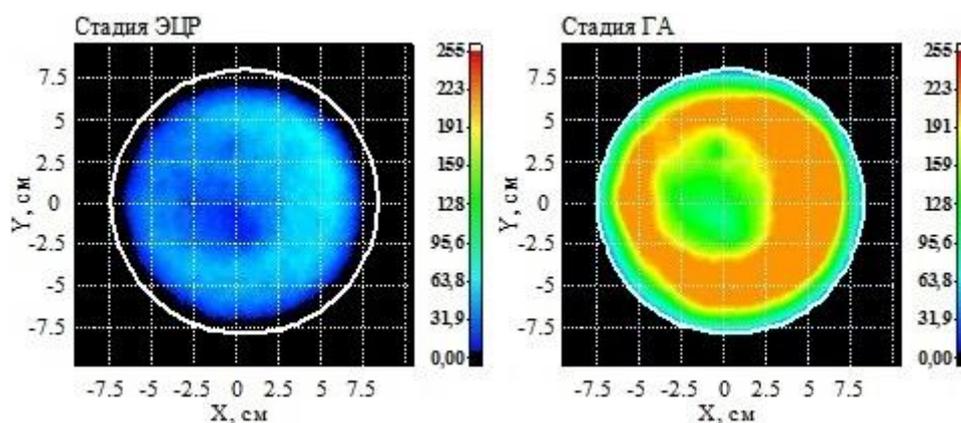


Рис.3 Изображение плазменных образований в оптическом свете.

Дальнейшие эксперименты будут направлены на детальное изучение формирования плазменных образований, получаемых при авторезонансном взаимодействии с плазмой, формируемой внешним инжектором, а также их накопления и удержания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №17–12-01470).

#### *Литература*

1. S. Gammino, D. Mascali, L. Celona, F. Maimone and G. Ciavola, Plasma Sources Sci. Technol. 18 (2009) 045016 (10pp).
2. Андреев В. В., Новицкий А. А., Умнов А. М., Чупров Д. В. // ПТЭ, 2012. № 3. С. 15.
3. V.V. Andreev, A.A. Novitsky, A.M. Umnov, Plasma Physics Reports, 2016, Vol. 42, No. 3, pp. 293–297. © Pleiades Publishing, Ltd., 2016
4. V.V. Andreev, A.A. Novitsky, A.M. Umnov, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1094 (2018) 012013

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ МАГНЕТРОННОМ НАПЫЛЕНИИ ПЛЕНОК МЕТАЛЛОВ НА МИКРОВОЛОКНО

*А.И. Горячко<sup>1</sup>, В.Ю. Бузько<sup>1,2</sup>, А.П. Бойченко<sup>1</sup>, М.Г. Барышев<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Кубанский государственный университет, Краснодар*

<sup>2</sup> *Лаборатория молекулярного моделирования химических процессов и соединений ЗАО РМЦ "Югтехинформ", Краснодар  
8-918-4808858., [Alexandr\\_g\\_i@mail.ru](mailto:Alexandr_g_i@mail.ru)*

Аннотация: При магнетронно-плазменном напылении пленок металлов и сплавов на различные проводящие и непроводящие материалы, нами было замечено, что аргоновая плазма в большинстве случаев имеет различную интенсивность свечения. В связи с этим были исследованы свойства аргоновой плазмы в объеме вакуумной камеры при напылении магнитного материала без подложки, а также с поверхности образца при использовании в качестве подложек стекловолокна, углеродных волокон, волокон арамида и базальтового микроволокна. Обнаружено, что разный материал неорганической подложки значительно изменяет интенсивность оптического излучения аргоновой плазмы. В целом, можно предположить, что наблюдаемые изменения связаны с плазменным травлением поверхности материала неорганических подложек при магнетронно-плазменном напылении тонких пленок металлов.

## **Введение**

Композитные материалы на основе эпоксидной смолы, армированные микроволокнами стеклоткани, углеткани, арамида и базальта, обладают улучшенными свойствами и широко применяются в строительстве, кораблестроении, авиакосмической промышленности, машиностроении, электронике [1]. Модификация поверхности таких волокнистых наполнителей позволяет существенно изменять структурно-механические свойства изготавливаемых композиционных материалов. Плазменная обработка поверхности неорганических волокон принципиально влияет на параметры связывания полимерного связующего с волокнами, при этом не оказывает

влияние на плотность композиционного материала. При плазменном травлении значительно неорганических волокон увеличивается шероховатость поверхности, адгезия, гидрофобность, что позволяет улучшить взаимодействие с наполнителем с матрицей [2]. Также показано, что поверхностная обработка углеродного волокна значительно улучшает его адгезию с различными полимерными матрицами [2]. В статье [3] описывается новая плазменная система для непрерывной поверхностной обработки и модификации пучков волокон с использованием радиочастотной плазмы. Описанная установка позволяет обрабатывать как одиночные волокна, так и плоские подложки. Разработанная плазменная система [3] была применена для обработки стекловолокна, которое было использовано в качестве армирующего наполнителя для композитных систем из стекловолокна и полиэфира. В статье [4] описано модифицирование аргоновой низкотемпературной плазменной обработкой измельченного арамидного микроволокна, применяемого для повышения прочности бумаги. Авторами работы [4] были оптимизированы параметры низкотемпературной плазменной модификации, такие как давление газа, мощность и время разряда, для увеличения прочности на разрыв и равномерности поверхности бумаго-арамидных листов.

Однако мало что известно о поведении плазмы при магнетронном травлении или напылении на поверхность волокон стеклоткани, углеткани, арамида и базальта. В связи с этим нами с помощью микроволоконного спектрометра были исследованы оптические свойства аргоновой плазмы в объеме вакуумной камеры при напылении магнитного материала без подложки, а также с поверхности образца при использовании стеклоткани и углеткани в качестве подложек.

### **Экспериментальная часть**

Исследование проводили на многофункциональной установке вакуумного напыления тонких пленок производства компании Quorum, марки Q150T ЕС. Конструкция данной системы состоит из небольшой цилиндрической вакуумной камеры с вращающимся столиком для крепления подложек, кварцевым датчиком толщины пленок и катода. На катод помещается напыляемый материал в виде мишени и после откачивания вакуума и

заполнения аргоном вакуумной камеры зажигается плазма и под ее бомбардировкой металл с мишени переносится на подложку.

Оптическую спектроскопию аргоновой плазмы, проводили с помощью УФ спектрометра марки «SpectraPro». Устройство имеет диапазон от 280 до 1150 нм, со спектральным разрешением 0.2 нм.

На рисунке 1 изображены спектры оптического излучения радиочастотной аргоновой плазмы при напылении магнитного материала на подложки. Положение пиков соответствует ионам и атомам аргона в момент переноса магнитного материала с мишени на подложку.

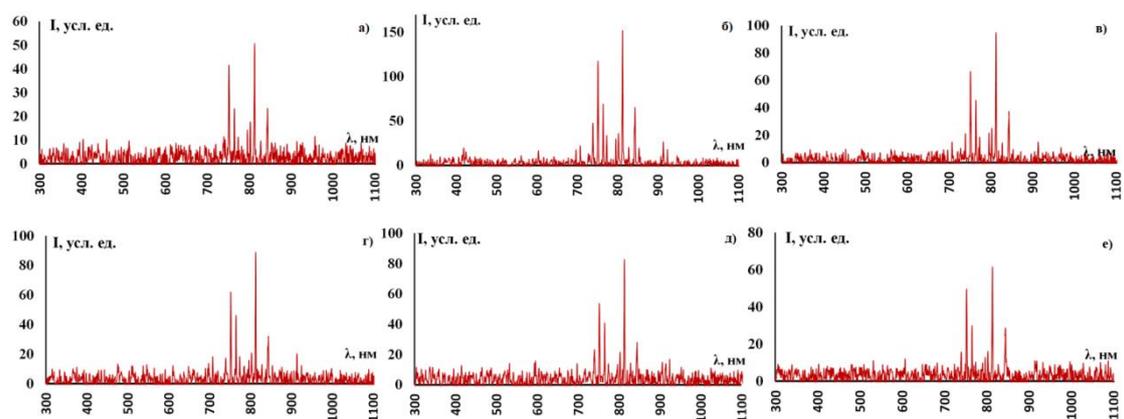


Рис. 1. Спектры оптического излучения аргоновой плазмы при напылении на различные типы подложек: а) без подложки, б) стекловолокно, в) углеродное волокно, г) волокно арамида, д) скрепленное полимером углеродное волокно и е) базальтовое микроволокно

Из полученных спектров видно, что значение интенсивности свечения плазмы зависит от материала подложки. Для изучения данного эффекта был выбран максимальный пик светоизлучения плазмы при  $\lambda=811$  нм и изучен процесс ее формирования. На рисунке 2 представлены значения максимальной интенсивности пика оптического излучения радиочастотно-возбужденной аргоновой плазмы (при 811 нм) для всех образцов.

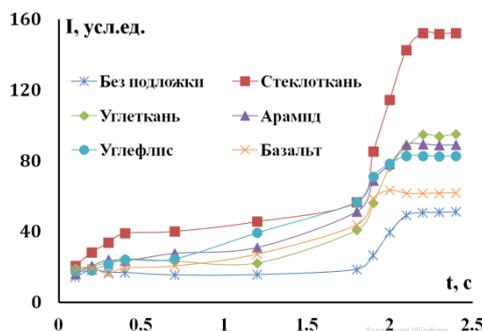


Рис.2. Интенсивность основного пика оптического излучения аргоновой плазмы при длине волны 811 нм

Значения интенсивности основного пика оптического излучения радиочастотно-возбужденной аргоновой плазмы на поверхности образца, в процессе напыления металла, можно разделить на 4 этапа:

1) 0-400 мс. – начальный процесс формирования возбужденных атомов и ионов аргона;

2) 400-1700 мс. – равновесное состояние между нейтральными атомами аргона с их возбужденными атомами и ионами;

3) 1700-2100 мс. – область нарушения равновесия описанного в пункте 2 за счет травления поверхности образца неорганического волокна;

4) 2100 мс и т.д. – выход на плато за счет преобладания процесса напыления металла на поверхность образца неорганического волокна над плазменным травлением его поверхности.

#### **Выводы:**

Полученные данные позволяют сделать вывод о большей концентрации плазмообразующих частиц при напылении магнитного материала на стекловолокно. Можно предположить, что максимальная интенсивность свечения плазмы для стеклоткани, определяется формированием диффузного слоя из электрически заряженных и возбужденных частиц на поверхности «диэлектрик-плазма», что не наблюдается для других подложек.

#### *Литература:*

1) T.P. Sathishkumar, S. Sathishkumar, J Naveen Glass fiber-reinforced polymer composites – a review // Journal of Reinforced Plastics and Composites, 2014, Vol. 33, № 13, p. 1258-1275

2) S. Tiwaria, J. Bijweb Surface Treatment of Carbon Fibers - A Review // Procedia Technology, 2014, Vol. 14, p. 505 – 512

3) V. Cech, R. Prikryl, R. Balkova, A. Grycova, J. Vanek Plasma surface treatment and modification of glass fibers // Composites, 2002, Vol 33, p. 1367–1372

4) Zhaoqing Lu, Wenjing Hu, Fan Xie, Yang Hao, Guodong Liu Argon low-temperature plasma modification of chopped aramid fiber and its effect on paper performance of aramid sheets // Journal of Applied Polymer Science, 2017, V 134, № 34, 45215

# ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ЭФФЕКТИВНОЙ СВЕТООТДАЧИ РЕЗОНАНСНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ДИАПАЗОНА ДАВЛЕНИЙ

В.В. Андреев, М.А. Корнеева

*Российский университет дружбы народов*

Разряды в условиях электронного-циклотронного резонанса (ЭЦР) представляют особый интерес из-за своих привлекательных особенностей: высокая степень ионизации и сверхкритические плотности создаваемой плазмы широкий диапазон рабочих давлений, а также возможностью легкого управления плазменными параметрами. Целью данных исследований является изучение поведения спектральных и фотометрических характеристик излучения, генерируемого в аргоновой плазме, созданной в условиях, близких к электронному циклотронному резонансу, при давлениях  $1 \cdot 10^{-3}$  до 10 Торр.

## **Экспериментальная установка и средства диагностики**

Резонансный микроволновой разряд формировался в кварцевой колбе, расположенной в цилиндрическом резонаторе ( $TE_{111}$ , 2,45 ГГц), помещенном в магнитное поле пробочного типа ( $R=2$ ), создаваемого постоянными магнитами с системой магнитного замыкания. Изменение положения магнитов при помощи микрометрической подачи обеспечивало перестройку магнитного поля. Рабочей частоте генератора соответствовала индукция магнитного поля 875 Гс. Рабочий диапазон давлений плазмообразующего газа изменялся в диапазоне от  $1 \cdot 10^{-3}$  до 100 Торр. Предварительная откачка рабочего объема осуществлялась при помощи паромасляного насоса до фонового давления не хуже  $1 \cdot 10^{-5}$  Торр.

Импульсный режим работы магнетронного генератора (СВМ-150-1) обеспечивался модулятором, с частичным разрядом накопительной емкости. Длительность импульса составляла 2 мс, пауза – 8 мс. Как было показано ранее [1] в диапазоне рабочих параметров создается плотная ( $n_e = 1 \cdot 10^{10} \div 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) низкотемпературная ( $T_e = 3 \div 5 \text{ эВ}$ ) плазма с высокой степенью ионизации ( $1 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-5}$ ).

Экспериментальная установка была оснащена рядом диагностических систем. Оптическая спектроскопия осуществлялась при помощи монохроматора-спектрографа MS3504i. Регистрация поведения интенсивности интегрального (по длине волны) света во времени осуществлялась высокоскоростным фотодетектором (SD3421/5421, 500 – 1100 нм, постоянная времени 15 нс) с линейной зависимостью выходного напряжения от интенсивности излучения в области спектральной чувствительности. Детектор пристыковывался к вакуумно-плотному окну с увиолевым стеклом и регистрировал излучение в направлении, перпендикулярном боковой поверхности резонатора. Область обзора детектора охватывала практически весь объем кварцевой колбы. Сигнал с детектора подавался на цифровой осциллограф. Освещенность регистрировалась при помощи аттестованного люксметра ТКА-ПКМ С051 (380—760 нм) и диапазоном от 10 до 200000 лк (погрешность  $\pm 8,0\%$ ). Фотометрическая головка люксметра в процессе измерений устанавливалась аналогично фотодетектору.

В процессе экспериментов контролировалась падающая и отраженная СВЧ- мощность. Поле в резонаторе регистрировалось детекторной головкой с согласованной петлевой антенной. Измерения параметров импульса огибающей СВЧ колебаний производились осциллографом. Процент поглощенной разрядом мощности определялся, как отношение разности падающей и отраженной мощности ( $P_{in} - P_{out}$ ) к падающей мощности  $P_{in}$ . В зависимости от давления плазмообразующего газа поглощаемая разрядом мощность изменялась в диапазоне 50-95%.

### **Экспериментальные результаты**

Исследование поведения параметров разряда в рабочем диапазоне давлений плазмообразующего газа (Ar, He) проводилось при различной величине падающей мощности (до 600 Вт). Типичный вид зависимости освещенности от давления представлен на рис.1. При прохождении порогового

давления  $P \sim 5 \cdot 10^{-3}$  Торр освещенность, создаваемая разрядом, начинает быстро расти и достигает уровня, превышающего исходный на порядок. Смена режима генерации разряда при увеличении давления сопровождается существенным уменьшением времени пробоя. Если при давлениях ниже порогового для пробоя разряда требуется 12 мкс, то после перехода в режим эффективной генерации разряд пробивается за время  $\sim 1,5$  мкс (рис.1).

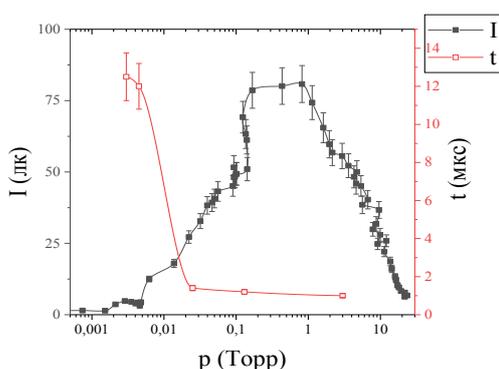


Рис. 1. Зависимость освещенности (I) and времени пробоя (t) от давления плазмообразующего газа (250 Вт, 875 Гс, Ar).

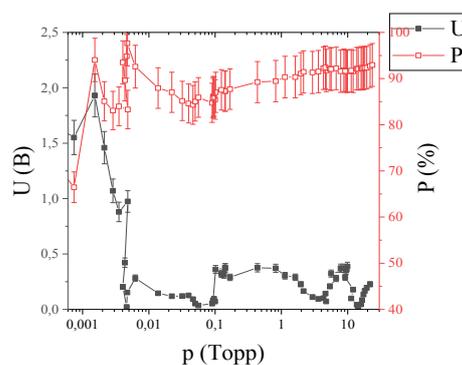


Рис. 2. Зависимость сигнала петлевой антенны (U) и поглощенной мощности (P) от давления плазмообразующего газа (250 Вт, 875 Гс, Ar)

В условиях проводимых экспериментов при изменении давления плазмообразующего газа в исследуемом диапазоне происходят радикальные изменения параметров разряда, сопровождающиеся изменением светового потока, концентрации электронов, типа спектра (появление континуума) и поглощаемой мощности. Плавное увеличение интенсивности свечения разряда по мере равномерного увеличения давления в области низких давлений сменяется пороговым увеличением светового потока и изменением наблюдаемого оттенка и яркости излучения.

Изменения в режиме генерации разряда так же хорошо прослеживаются и по уровню поглощаемой разрядом мощности: происходит рост с 70% до 90-95% (рис.2) при схожих изменениях рабочих параметров. Зондовые измерения, проведенные ранее [2] показывают, что в режимах с эффективной светоотдачей наблюдается существенный рост концентрации плазмы. При этом при давлении выше  $1 \cdot 10^{-2}$  Торр концентрация оказывается выше критической для рабочей частоты магнетрона ( $> 7,44 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ).

### **Заключение**

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют об эффективном поглощении СВЧ-волны. Изменение давления плазмообразующего газа в широком диапазоне позволило изучить особенности формирования разряда в различных условиях. Был выявлен эффект «вторичного» зажигания, сопровождаемый резким, скачкообразным ростом интенсивности светового потока. Показано, что при давлении  $\sim 1$  Торр, для аргона светоотдача разряда максимальна.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 3.2223.2017.4.6) и при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-02-00640/16.

### *Литература:*

1. Andreev V.V. // Plasma Physics Report. 2017. Vol. 43. No. 11. P 1119-1122
2. Andreev V.V. // Plasma Physics Report. 2016. Vol. 42. No. 7. P 699-702

# ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА НА ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНЫХ И СДВОЕННЫХ УКИ РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНОВ

Г.Э.Ризаев<sup>1,2</sup>, Д.В.Мокроусова<sup>2</sup>, А.В.Шалова<sup>1</sup>, А.В.Шутов<sup>2</sup>, Е.С.Сунчугашева<sup>2</sup>,  
Л.В.Селезнев<sup>2</sup>, А.А.Ионин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>. *Московский физико-технический институт (государственный университет)*

<sup>2</sup>. *Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук*

Филаментацией называется явление локализации лазерного излучения, которое происходит вследствие динамической конкуренции керровской самофокусировки и дефокусировки излучения на лазерной плазме. Это явление привлекает широкий интерес в связи с большим количеством возможных применений, например, поскольку филаменты позволяют транспортировать излучение на большие расстояния с малой расходимостью, они могут использоваться для управления высоковольтными разрядами [1], осуществления экологического мониторинга [2], создания волноводов для СВЧ-излучения [3] и др. В этой связи необходимо знать, как различные параметры среды влияют на процесс филаментации. Один из таких параметров – влажность воздуха. Недавно было показано [4], что для излучения длиной волны 248 нм, при ионизации атмосферного воздуха ионизация паров воды оказывает значительное влияние. Однако в [4] не рассматривались эффекты распространения излучения. Целью данной работы было изучить влияние паров воды на плазмообразование при распространении импульсов как в УФ, так и ИК диапазонов в режиме филаментации.

Эксперимент проводился на титан-сапфировой лазерной системе с центральной длиной волны 744 нм, длительностью импульса 90 фс и энергией в импульсе 0,4 мДж. Также были проведены исследования с импульсами третьей

гармоники длиной волны 248 нм, длительностью 140 фс и энергией 22 мкДж. С помощью линзы излучение фокусировалось в пространство между электродами, помещенными в камеру, в которой контролировалась влажность воздуха. Фокусное расстояние линзы составляло 50 см для ИК импульсов и 42 см для УФ импульсов. Таким методом измерялась линейная плотность плазмы в зависимости от расстояния между линзой и электродами при разных значениях относительной влажности воздуха. Температура на протяжении эксперимента была постоянной и составляла 20°C.

На рис. 1 представлены полученные в эксперименте зависимости линейной плотности плазмы от расстояний до геометрического фокуса линзы для ИК импульсов (рис. 1а) и УФ импульсов (рис. 1б). Результаты показывают, что влажность воздуха почти не оказывает влияния на филаментацию ИК импульсов, в то время как при филаментации УФ-излучения пиковая плотность плазмы сильно возрастает при увеличении влажности воздуха, а также увеличивается протяженность плазменного канала.

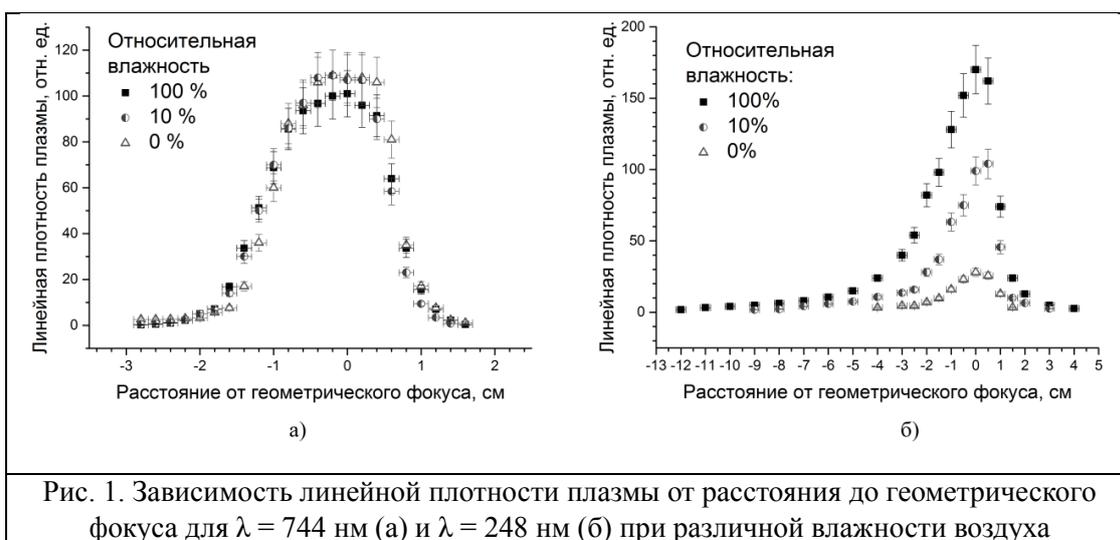


Рис. 1. Зависимость линейной плотности плазмы от расстояния до геометрического фокуса для  $\lambda = 744$  нм (а) и  $\lambda = 248$  нм (б) при различной влажности воздуха

В работе [5] было установлено, что последовательность УФ импульсов, следующих с задержками порядка нескольких наносекунд, эффективно инициирует высоковольтные разряды. В статье [6] исследовано плазмообразование при распространении двух последовательных УФ импульсов в зависимости от времени задержки второго импульса (рис. 2). Из графика видно, что при временах задержки менее 5 нс пиковая плотность плазмы, созданной вторым импульсом, уменьшается, кроме того было обнаружено поглощение второго импульса в плазме, созданной первым импульсом. Нами

был проведен эксперимент с целью установить, связано ли это с наличием паров воды в воздухе.

В эксперименте использовались импульсы третьей гармоники длиной волны 248 нм, энергией 120 мкДж и длительностью 94 фс. Формирование двух импульсов, задержка между которыми составила 1,5 нс, осуществлялось при прохождении пучком интерферометра Майкельсона с различными длинами плеч. С помощью линзы с фокусным расстоянием 10 см импульсы фокусировались в камеру, в которой находился лабораторный воздух при относительной влажности 42%, осушенный воздух или вакуум. После выхода из камеры излучение направлялось в калориметр. Результаты показали, что отношение энергий двух импульсов в случае сухого воздуха не отличается от вакуума, тогда как во влажном воздухе наблюдалось поглощение.

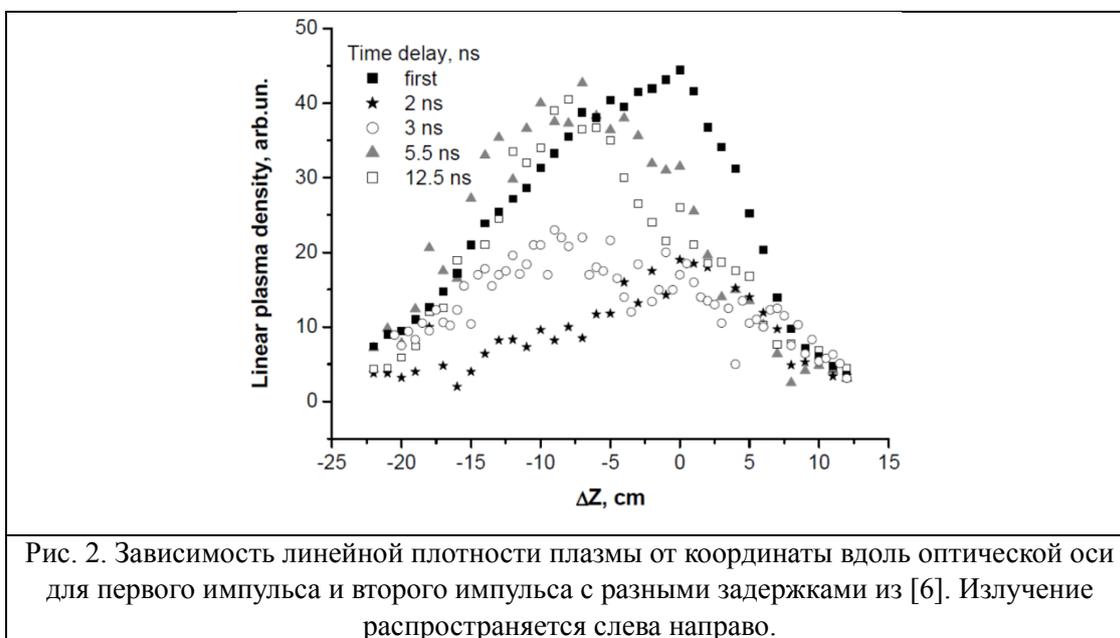


Рис. 2. Зависимость линейной плотности плазмы от координаты вдоль оптической оси для первого импульса и второго импульса с разными задержками из [6]. Излучение распространяется слева направо.

Таким образом, результаты проведенного эксперимента показывают, что относительная влажность воздуха оказывает существенное влияние на образование плазмы при распространении УФ импульсов в режиме филаментации. Если задержка между импульсами в последовательности меньше 5 нс, наблюдается поглощение последующих УФ импульсов в компонентах лазерной плазмы, образованных после ионизации водных паров. Для ИК импульсов параметры образующегося плазменного канала практически не зависят от влажности окружающего воздуха.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-32-00726 и № 17-02-00722.

*Литература:*

1. Liu X., Lu X., Zhang Z., Liu X. L., Ma J. L., Zhang J. Triggering of high voltage discharge by femtosecond laser filaments on different wavelengths // Optics Communications, 2011, v.284, p.5372-5375.
2. Ионин А.А., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С.. Детектирование тонких пленок нефтепродуктов на водной поверхности с помощью УФ-филаментов // Оптика атмосферы и океана, 2016, т.29, №4, с.200-203.
3. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н., Сметанин И.В. Транспортировка СВЧ излучения в плазменных волноводах скользящих мод // Письма в ЖЭТФ, 2010, т.1, №5, с.244-248.
4. Shutov A.V., Ustinovskii N.N., Smetanin I.V., Mokrousova D.V., Goncharov S.A., Ryabchuk S.V., Sunchugasheva E.S., Seleznev L.V., Ionin A.A., Zvorykin V.D. Major pathway for multiphoton air ionization at 248nm laser wavelength // Applied Physics Letters, 2017, v.111, №22, 224104.
5. Зворыкин В.Д., Ионин А.А., Левченко А.О., Месяц Г.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сметанин И.В., Сунчугашева Е.С., Устиновский Н.Н., Шутов А.В. Создание протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе амплитудно-модулированным УФ излучением Ti:сапфир – KrF-лазера ГАРПУН-МТВ. Ч.2. Накопление электронов в плазмеи управление электрическими разрядами // Квантовая электроника, 2013, Т.43, №4, с.339-346.
6. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Mokrousova D.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S. Plasma channels under filamentation of infrared and ultraviolet double femtosecond laser pulses // Laser Physics Letters, 2014, v.11, 016002.

# ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТРЁХКАНАЛЬНОГО ПОЛЯРОИНТЕРФЕРОМЕТРА

Е.А. Болховитинов<sup>1</sup>, Г.А. Господинов<sup>2</sup>, К.А. Иванов<sup>1,2</sup>, А.А. Рупасов<sup>1</sup>,  
А.Б. Савельев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

Ранее в Физическом институте им. П.Н. Лебедева был разработан трехканальный поляроинтерферометр, который использовался в качестве активной лазерной диагностики высокотемпературной плазмы [1]. Прибор имел три канала диагностики: теневой, интерференционный и поляризационный каналы, которые создавались зондирующим лазерным лучом в оптическом тракте прибора, что позволяло всесторонне исследовать плазму, в частности, измерять скорость расширения и форму плазменного облака, измерять пространственный профиль концентрации электронов и структуру спонтанных магнитных полей в подкритической области плазмы. Изначально разработанная схема поляроинтерферометра имела естественное ограничение на длительность зондирующего лазерного импульса около 1 пс. Это было связано с тем, что интерферирующие пучки после прохождения через двулучепреломляющие элементы оптической схемы приходили на плоскость формирования интерференционной картины с временной задержкой один относительно другого: пучки, имеющие взаимно-ортогональные поляризации внутри анализирующих кристаллов, распространяются с разными скоростями и по несколько различным оптическим путям, а это приводило к тому, что при длительностях зондирующего лазерного импульса меньше 1 пс, импульсы в плоскости регистрации переставали перекрываться по времени и не интерферировали.

Задача сегодняшнего дня - диагностика плазмы с использованием сверхкоротких фемтосекундных зондирующих лазерных импульсов для достижения максимально возможного временного разрешения, чему препятствовало отмеченное выше ограничение. В настоящей работе продемонстрирована возможность модификации схемы поляроинтерферометра и создания устройства, позволяющего проводить зондирование плазмы с фемтосекундным временным разрешением и получать при этом чёткую интерферометрическую картину высокотемпературной плазмы. Для этого было разработано и добавлено в оптическую схему специальное устройство на основе двух миниатюрных поворотных зеркал с микрометрической регулировкой положения, которое компенсировало задержку одного интерферирующего пучка по отношению к другому в плоскости регистрации.

Были проведены тестовые эксперименты с использованием модифицированной схемы поляроинтерферометра при исследовании плазмы лазерного искрового пробоя в воздухе, возникающего под действием импульсов Nd:YAG лазера длительностью 6 нс с частотой следования 10 Гц. Зондирование искрового пробоя проводилось на основной гармонике титан-сапфирового фемтосекундного лазера с длиной волны 800 нм при длительности импульса 50 фс. Временная задержка зондирующего лазерного импульса по отношению к импульсу, формирующему плазму, варьировалась в диапазоне 0-40 нс. В результате проведенных измерений были получены чёткие интерференционные изображения плазмы с временным разрешением 50 фс для всего диапазона используемых временных задержек и показана возможность восстановления профиля электронной концентрации в лазерной плазме с таким временным разрешением.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 16-02-00302.

### *Литература*

Болховитинов Е. А., Краюшкин И. А., Рупасов А. А., Федотов С. И., Шиканов А. С. Трехканальный поляроинтерферометр для диагностики магнитных полей в высокотемпературной плазме. Приборы и техника эксперимента, 2007, т. 50, № 3, с. 101-105.

# ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМЫ СВЧ-РАЗРЯДА

О.И. Шпилова, А.А. Черных

*Иркутский государственный университет*

Исследовался локальный спектр оптического излучения плазмы СВЧ-газового разряда, созданного на основе бытовой микроволновой печи. Ранее проведенные эксперименты показали, что облучение кристаллов LiF в данной плазме в течение нескольких десятков секунд приводило к образованию в матрице дефектов (центров окраски, ЦО) [1]. Этот результат указывает на возможность использования такого разряда в качестве простого и эффективного устройства для создания ЦО в кристаллах или пленках LiF, которые имеют многочисленные применения (см. например, [2]). Однако оптимальные условия образования этих дефектов остаются невыясненными, поэтому необходимо исследовать параметры плазмы при различных условиях разряда, а также распределение параметров по сечению рабочего объема.

Исследования плазмы СВЧ разряда (частота 2.45 ГГц, мощность 800 Вт, рабочий газ- аргон) проводились по схеме, представленной на рис.1. Плазменный разряд зажигался в цилиндрической вакуумной камере с остаточным давлением около 4 Па, после чего в нее напускался аргон до нужного давления. Поскольку зондовые измерения в плазме мощного СВЧ-разряда были затруднены в силу высокого уровня электромагнитных помех, в работе использовались методы эмиссионной спектроскопии.

Излучение плазмы регистрировалась с помощью волоконного световода диаметром 200 мкм, который помещался снаружи вакуумной камеры в плоскости среднего сечения и ориентировался перпендикулярно оси камеры на трех расстояниях  $x_i$  от излучателя (рис.1). Излучение плазмы, собранное

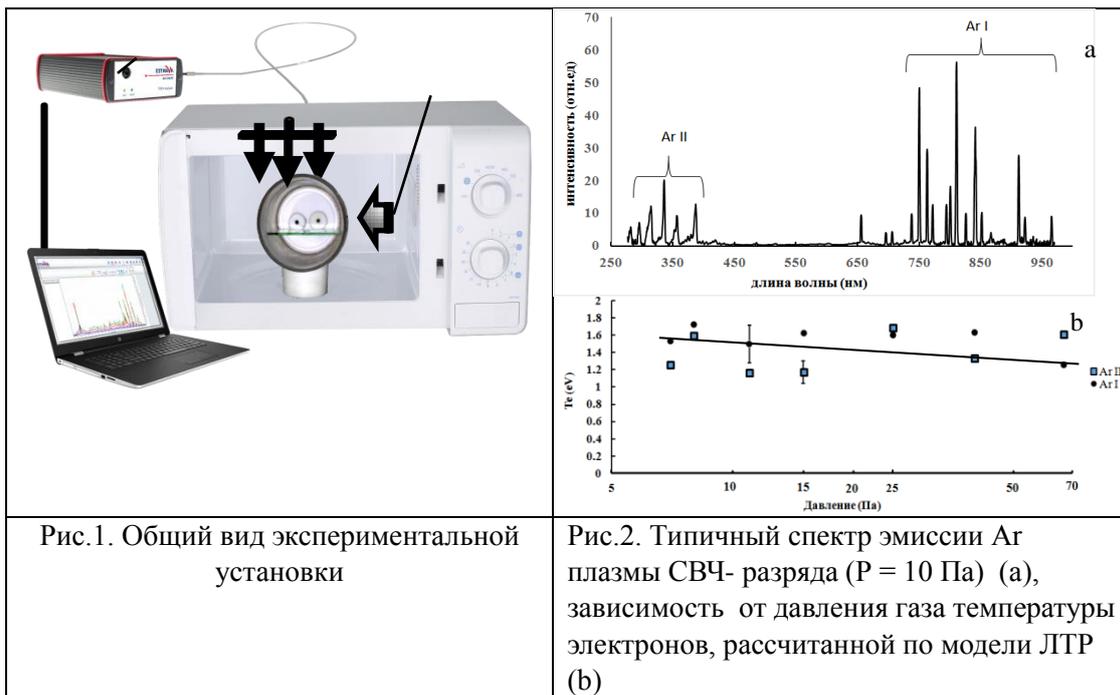


Рис.1. Общий вид экспериментальной установки

Рис.2. Типичный спектр эмиссии Ar плазмы СВЧ- разряда (P = 10 Па) (а), зависимость от давления газа температуры электронов, рассчитанной по модели ЛТР (b)

световодом вдоль луча зрения, с его выхода поступало на спектрометр AvaSpec 2048, имеющего рабочий диапазон длин волн 200 – 1100 нм, сигнал которого обрабатывался компьютером. Далее производилось усреднение по 10 спектрам, зарегистрированным при фиксированных параметрах эксперимента и по относительной интенсивности спектральных линий в спектре оценивалась температура электронов.

Типичный спектр эмиссии плазмы разряда приведен на рис.2а, из которого видно, что регистрируются линии атомов и ионов аргона, линии частиц остаточных газов (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>), практически, отсутствуют. Для оценки температуры электронов использовались две методики. В рамках модели ЛТР плазмы по относительной интенсивности различных пар линий находилась наиболее вероятная температура при заданном давлении рабочего газа. На рис.2b приведена зависимость полученной температуры от давления газа в рабочем диапазоне величин. Из рисунка видно, что температура лежит в интервале T<sub>e</sub> = 1.4-1.6 эВ, демонстрируя слабую тенденцию к понижению с ростом давления.

Однако, согласно литературным данным, в используемом диапазоне давлений более адекватна корональная излучательная модель, в рамках которой температуру электронов можно найти из формулы

$$\ln \left( \frac{I_{ij} \lambda_{ij} \sum_{i>j} A_{ij}}{A_{ij} a_{ij}} \right) = -\frac{E_i}{kT_e} + \text{constant}, \quad (1)$$

где  $I_{ij}$  - интенсивность линии перехода между уровнями  $i$  и  $j$ , соответствующей длине волны  $\lambda_{ij}$ ,  $A_{ij}$  - вероятность перехода для спонтанного излучения и  $a_{1i}$  - коэффициент в экспоненциальной аппроксимация скорости возбуждения прямым электронным ударом из основного состояния 1 на уровень  $i$ , равной  $a_{1i} \times e^{-E_{1i}/kT_e}$  [3].

На рис.4 приведена зависимость, описываемая формулой (1) для некоторых линий регистрируемого спектра. Из рисунка следует, что температура электронов в рамках корональной модели, приблизительно, равна 1.9 эВ. Эта величина находится в удовлетворительном согласии со значением, полученным в модели ЛТР.

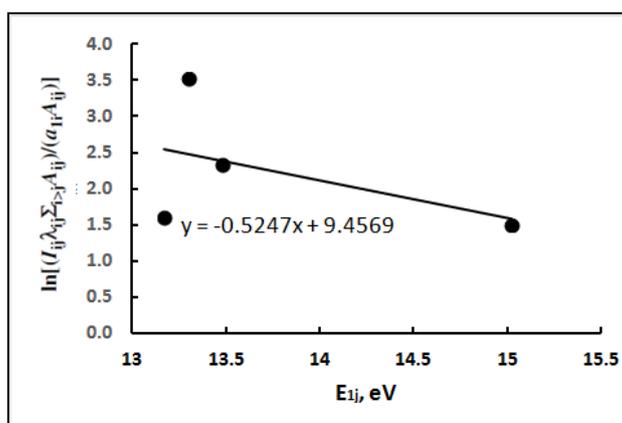


Рис.4. Модифицированная зависимость от температуры электронов относительной интенсивности спектральных линий рассчитанная в рамках корональной модели

Для определения степени неоднородности плазменного столба в поперечном сечении были проведены измерения спектра излучения плазмы путем размещения входного торца световода на разных расстояниях от излучателя  $x_i$  ( $i = 1,2,3$ ) (см.рис.1). На рис5а изображены отношения интенсивностей наиболее ярких пар линий для ионов и атомов аргона, измеренные на этих координатах. Из рисунка следует, что отношение для всех указанных пар линий слабо зависит от координаты, а учитывая слабую (логарифмическую) зависимость  $T_e$  от этого отношения, можно считать температуру постоянной по сечению.

По этой причине будем предполагать, что характер изменения интенсивности линий эмиссии плазмы по сечению столба определяется, в основном, концентрацией плазмы.

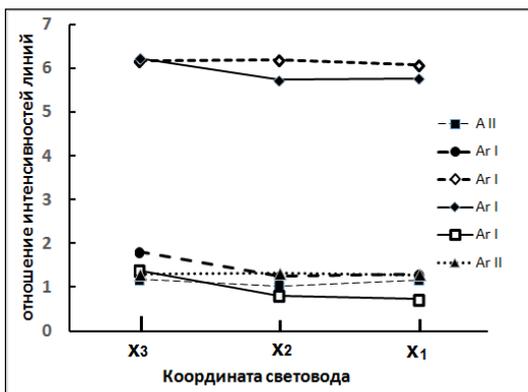


Рис.5а. Отношение интенсивностей пар линий излучения ионов и атомов аргона в разных сечениях рабочей камеры

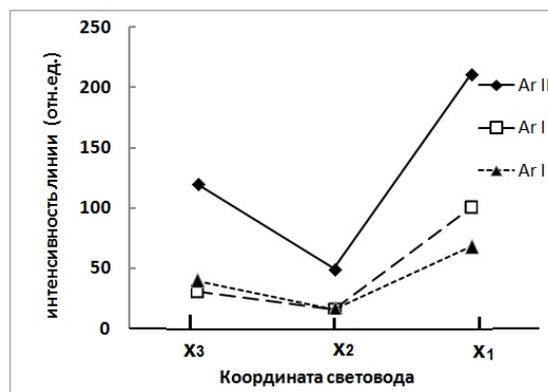


Рис.5б. Интенсивности наиболее ярких линий излучения плазмы в разных сечениях рабочей камеры

Для оценки распределения концентрации, на рис.5б изображена интенсивность наиболее ярких линий для трех положений световода. В указанном предположении, можно заключить, что максимальная концентрация плазмы наблюдается вблизи излучателя, в среднем сечении камеры происходит спад, и вблизи дальней стенки камеры наблюдается незначительное увеличение концентрации. Такой характер распределения концентрации плазмы по сечению плазменного столба можно объяснить частичным отражением СВЧ-излучения от дальней стенки рабочего объема и образованием стоячей электромагнитной волны (длина волны излучения 12.5 см).

Таким образом, на основании данных исследования можно заключить, что, определяемый энергией электронной компоненты, характер процессов модификации поверхности образца, который помещается в плазму данного разряда, слабо зависит от положения образца. Однако скорость процесса модификации, определяемая величиной потока излучения и частиц из плазмы на образец, максимальна вблизи излучателя.

### Литература

1. О. И. Шипилова, А. О. Хороших, А. А. Коломыльцев, и др. Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 1. С. 38–40
2. Montereali R.M., Bonfigli F., Vincenti M.A. et al Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica. C. 2013. V. 36 (2). P. 35–42
3. Gordillo-V'azquez F J, Camero M and G'omez-Aleixandre C. Plasma Sources Sci. Technol. 2006. V.15 P.42–51

# ОБ УЧЕТЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ПРИ РЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ

В.В. Андреев, А.А. Новицкий, Д.В. Чупров

*Российский университет дружбы народов*

Тормозное излучение (ТИ), возникающее в результате рассеяния высокоэнергичных частиц плазмы на атомах твердотельных, или газовых мишеней несет информацию о макроскопических параметрах исследуемой плазмы. При деконволюции абсолютных спектров мощности ТИ могут быть определены плотность и функция распределения частиц.

Для определения функции распределения горячих электронов  $f(\varepsilon)$  по спектру тормозного излучения из плазмы  $N(E)$  требуется решить уравнение вида:

$$\int_a^b H(E, \varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon = N(E). \quad (1)$$

Решение этой задачи, как и всех обратных задач, весьма неустойчиво по отношению к малым изменениям правой части, которые могут приводить к сильным изменениям искомой функции. В идеализированном случае, когда истинный спектр ТИ известен, функция  $H(E, \varepsilon)$  отвечает за преобразование кинетической энергии электронов в тормозное излучение. На практике регистрируемые спектры излучения искажены за счет влияния аппаратной функции спектрометрического тракта, которая имеет весьма непростую зависимость от энергии. В ряде работ предложены методы повышения устойчивости решения [1], проведены решения для частиц низких [2] средних

[3] и высоких [4,5] энергий при их рассеянии на газовых и твердотельных мишенях [6].

Измерение спектров тормозного излучения (ТИ) детекторами на основе кристаллов NaI(Tl) с многоканальными анализаторами импульсов при энергиях квантов более 150 кэВ сопряжено с искажением получаемых распределений вследствие влияния комптоновского рассеяния регистрируемых квантов в материале детектора. События в некотором выбранном канале многоканального спектрометрического тракта, зарегистрированные в результате фотопоглощения невозможно отличить от событий, попавших в этот канал в результате комптоновского рассеяния квантов более высоких энергий. Таким образом, правая часть уравнения (1) получает значительное возмущение, которое становится тем больше, чем выше энергия квантов ТИ. Это обстоятельство особенно неприятно в связи с тем, что методы определения параметров «горячей» компоненты плазмы сопряжены с анализом высокоэнергичных «хвостов» спектральных распределений, которые таким образом подвергаются наиболее сильным искажениям.

В настоящей работе предложен оригинальный метод учета аппаратной функции спектрометра на основе кристаллического NaI(Tl) сцинтилляционного детектора при обработке спектров тормозного излучения в диапазоне энергий квантов 0,2...1 МэВ.

Отклик рентгеноспектрального тракта на основе NaI(Tl) детально изучался экспериментально, в классической литературе [7-9] приведен большой объем данных. На рис. 1, а приведен характерный вид базы данных откликов стандартного детектора [9]. С развитием численных методов появились расчетные базы данных, позволяющие гораздо более подробно описать зависимость отклика NaI(Tl) детектора от энергии регистрируемых квантов [10]. Пример формирования так называемой матрицы отклика (response matrix) приведен на рис. 1, б.

Однако на практике при обработке зарегистрированных спектров не всегда удается применить существующие базы данных. Влияние на результат оказывают отличие в размерах кристалла, наличие коллиматоров и защитных экранов. Это приводит к заметным расхождениям модельных спектров и

калибровочных спектров, измеренных на имеющемся оборудовании. Таким образом, использование доступных баз данных откликов детектора неизбежно будет приводить к не вполне корректной компенсации искажений спектров за счет комптоновского рассеяния. Вместе с тем математические процедуры, обеспечивающие эту компенсацию весьма сложны и непрозрачны. Результатом этого является возможность получения трудно обнаружимых ошибок.

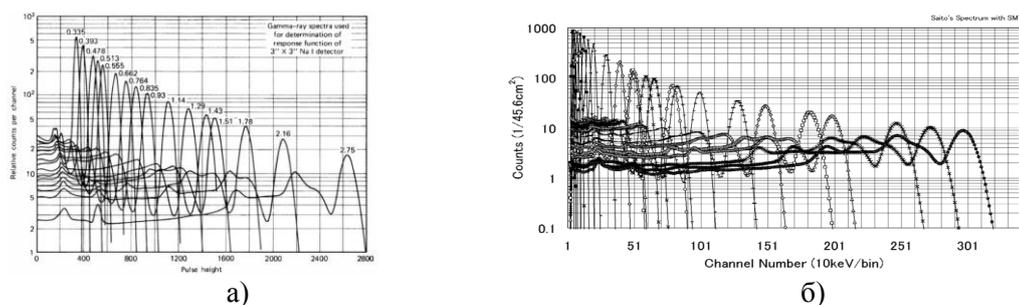
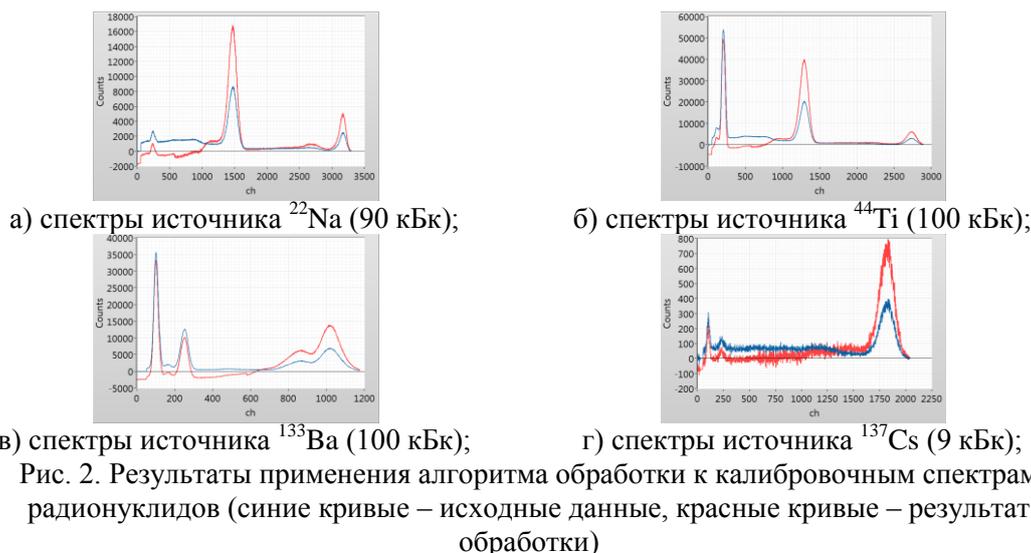


Рис. 1. Экспериментальный отклик стандартного детектора на основе NaI(Tl) [9] – а) и результаты расчетов отклика детектора методом Монте-Карло [10] – б).



а) спектры источника  $^{22}\text{Na}$  (90 кБк); б) спектры источника  $^{44}\text{Ti}$  (100 кБк);  
 в) спектры источника  $^{133}\text{Ba}$  (100 кБк); г) спектры источника  $^{137}\text{Cs}$  (9 кБк);  
 Рис. 2. Результаты применения алгоритма обработки к калибровочным спектрам радионуклидов (синие кривые – исходные данные, красные кривые – результат обработки)

Для упрощения процедуры учета аппаратной функции можно предположить, что комптоновский континуум от моноэнергетичных квантов энергии  $E$  представляет собой равномерное (плоское) распределение от нуля до энергии  $E_K$ , соответствующей комптоновскому краю распределения. Тогда задача восстановления истинного спектра излучения из данных зарегистрированной гистограммы сведется к переносу всех событий из континуума, соответствующего определенному пику фотопоглощения под этот пик. Для корректной работы алгоритма необходимо, чтобы все события в канале  $ch$  были обусловлены фотопоглощением, поэтому необходимо их

предварительно «очистить» от событий, соответствующих континууму. Обеспечить это можно, если начинать обработку гистограммы с высокоэнергичного «хвоста», двигаясь в сторону меньших энергий.

Качество работы алгоритма можно оценить, применив его к самим калибровочным спектрам радионуклидных источников. На рис. 2 приведены результаты применения описанного алгоритма к спектрам источников Натрий-22 (90 кБк), Титан-44 (100 кБк), Барий-133 (100 кБк) и Цезий-137 (9,0 кБк). После такой обработки спектров почти вдвое увеличивается количество событий, зарегистрированных в пике фотопоглощения. При этом основные искажения спектров наблюдаются в области ниже 200 кэВ (580-й канал), которая не представляет большого интереса для оценки характеристик горячей компоненты плазмы в проводимых экспериментах.

*Литература:*

1. Tikhonov V. V., Alikhaev V. V., Arsenin V. Ya., Dumova A. S. Determination of the distribution function of plasma electrons from the bremsstrahlung spectrum // Soviet Physics JETP. - 1969. - V. 28. № 5. pp. 1006-1008.
2. Гребенчиков С.В, Вафин И.Ю., Мещеряков А.И., Нечаев Ю.И. О процедуре восстановления функции энергетического распределения электронов из спектра мягкого рентгеновского излучения // Физика плазмы, 2008, Том 34, №12, С.1098-1103.
3. D.G.S. Greene, J.L.Shohet The velocity distribution of the electrons in an electron cyclotron resonance plasma // Plasma physics, 1973, Vol. 15, pp. 5-19.
4. K. Bernhardt An improved deconvolution method for bremsstrahlung spectra from hot plasmas // Computer Physics Communications, 1980, Vol. 19, pp. 17-21.
5. Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е., Чугунов И.Н. и др. Применение методов деконволюции к спектрам гамма-излучения термоядерной плазмы // Письма в ЖТФ, 2013, Том 39, Вып. 1, С. 19-27.

6. M. Lamoureux, P. Charles General deconvolution of thin-target and thick-target Bremsstrahlung spectra to determine electron energy distributions // Radiation Physics and Chemistry, 2006, Vol. 75, pp. 1220–1231.
7. G. Gilmore Practical gamma-ray spectrometry – 2nd Edition, John Wiley & Sons, Ltd., 2008, 387 p.
8. G. Knoll Radiation Detection and Measurement - 4th Edition, John Wiley & Sons, Inc., 2010, 830 p.
9. R.L. Heath Scintillation spectrometry. Gamma-ray spectrum catalogue – 2nd Edition, U.S. Atomic Energy Commission, 1964, Vol. 1, 1964.
10. S. Moriuchi, M. Tsutsumi, K. Saito Construction of Response Matrices for Various Cylindrical and Spherical NaI(Tl) Scintillation Detectors for Gamma Rays and the Test Results // Jpn. J. Health Phys., 2009, Vol. 44, Issue 1, pp. 122-133.

# ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ АТОМОВ И ИОНОВ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО- ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Д.С. Кутузов, И.В. Москаленко, Д.А. Щеглов, Е. Ю. Брагин, В. А. Жильцов,  
С.В. Янченков

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва,  
Россия*

В работе проведены измерения концентрации атомов Ne и ионов Xe II в пробочной ловушке с тороидальным дивертором ПС-1 [1] методом лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) [2]. Метод ЛИФ отличается высоким пространственным, спектральным и временным разрешением, в связи с чем востребован при диагностике всех типов плазм. Интерес к инертным газам обусловлен использованием их как в программах термоядерного синтеза [3], так и прикладных задачах меньших масштабов, например при использовании в качестве рабочего тела в плазменных ракетных двигателях (ПРД) [4]

Измерения проведены в радиальном сечении камеры ЭЦР нагрева плазмы установки ПС-1 при использовании следующих схем накачки и регистрации флуоресцентного излучения: для атома Ne I  $\lambda_L=588.2$   $\lambda_{FLU}=616.35$  нм и иона Xe II  $\lambda_L=547.2$   $\lambda_{FLU}=484.433$ . Для интерпретации полученных экспериментальных данных используются упрощенные столкновительно-излучательные модели атома Ne и иона Xe II схожие с описываемой в работах [2,5], а так же данные калибровки оптического тракта и приемной аппаратуры. Характерные параметры плазмы установки ПС-1 следующие: электронная плотность  $N_e \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e \leq 15$  эВ

Максимальная концентрация атомов Ne зафиксирована на радиусе 180 мм и составляет  $N=2.0\pm 0.4\cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, в то время как максимальная концентрация ионов Xe II составила  $N=5.2\pm 1.0\cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> на радиусе 120 мм.

*Литература:*

1. A.V. Berezkin, E.Yu. Bragin, V.A. Zhil'tsov *at al*, Physics of Atomic Nuclei, 2015, vol. 78, №. 10, pp. 1120–1127
2. Bogen P., Hintz E., edited by Post D. E., Behrisch R. Plenum Publishing Corporation, 1986, p. 211-280.0.
3. A. Fasoli, C. Gormenzano *at al*, Nucl. Fusion, vol 47, (2007), S264–S284
4. Stephane Mazouffr, Plasma Sources Sci. Technol., vol 22, (2013), 013001, (21pp)
5. I. V. Moskalenko, D. A. Shuvaev, Plas. Phys. Rep. 2003, vol. 29, № 11, p. 978-982

# EXPERIMENTAL RESEARCH DISCHARGE CURRENT AT PLASMA FOCUS PF-30

A.M. Zhukeshov., A.T.Gabdullina., A.U.Amrenova., Zh.M.Moldabekov., K. Serik

*al-Farabi Kazakh National University, Almaty, 050040, Kazakhstan*

## **Introduction**

In the early 1960's, Filippov [1] and Mather [2] independently invented the plasma focus (PF) and carried out ground-breaking research establishing the Filippov- and Mather-type devices. In 1971 D. Potter published his Numerical Studies of the PF, a two-dimensional fluid model which estimated neutron yield concurring with experimental yields, and concluded that these neutrons were the result of thermally reacting deuterons in the hot pinch region [3].

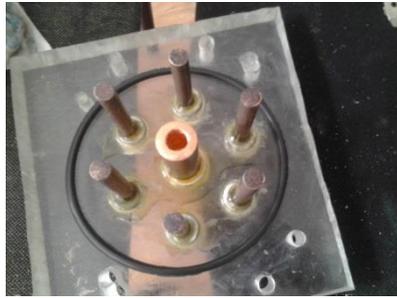
In the plasma focus device, high voltage applied across the electrodes causes discharge along the surface of cylindrical insulator and during this period, a high intensity transient plasma current is passed through the device [4-8]. This current drives all physical processes in the plasma focus device, therefore, it is necessary to determine its characteristics. The high intensity transient current in plasma physics experiments [9-13] are measured by inductive and resistive sensors but the most simple and effective device commonly used to measure such a high current is Rogowski coil.

Walter Rogowski (1881–1974), in 1912 proposed the use of Rogowski coil, with toroidal shaped for polling the current changes with respect to time. It is an inductive sensor and operates on simple laws of electromagnetism [8-9]. One of the most important properties of a Rogowski coil measuring system is that, it is inherently linear.

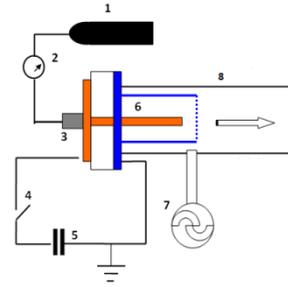
## **Experimental setup and diagnostics**

The experiments have been conducted in the PF-30 plasma focus facility at the al-Farabi Kazakh National University in Almaty, Kazakhstan [10-12]. This machine was designed to be used as a multi radiation source for application

in ion sputtering, material and physics research [15-17]. It has a Mather's type geometry and sketch as shown in Fig. 1 .



a)



b)

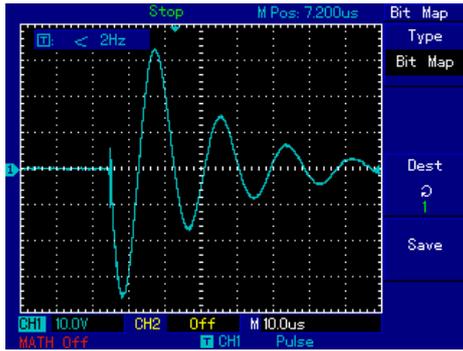
The sketch of Plasma focus -30

- 1) The cylinder of plasma forming gas 2) Manometer 3) Electrodynamical valve 4) vacuum discharger 5) Capacitors 6) Electrodes 7) Evacuation system 8) Camera

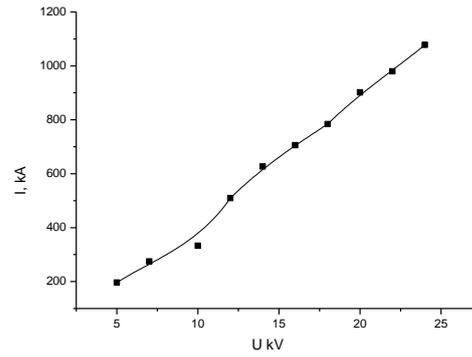
The machine uses 18 capacitors bank of 3  $\mu\text{F}$  capacitance with rated voltage of 20 kV and stored energy of 2 kJ. The central electrode is a copper anode with 65 mm active length and outer diameter of 25 mm. The coaxial cathode is formed by 6 copper rods with 75 mm length and outer diameter of 12 mm. Cathodes and anodes are mounted inside a stainless steel chamber with a glass window. The current was measured using a Rogowski coil. The output of the Rogowski coil is connected using a coaxial cable shielded with plastic insulator, to a UNI-T UTD2062CE series oscilloscope.

### Results

The PF device was operated for different voltages of 5, 10, 15, 20, 25 and the corresponding signals of various diagnostics were recorded. The oscillogram of current recorded at 0.1 Torr pressure and 15 kV charging voltage and current-voltage characteristic is shown in Fig. 2.



a)



b)

The current-voltage characteristic of Plasma focus -30  
a) experimental signal b) calculated current

## Conclusion

The circuit parameters in a Mather-type plasma focus device using a Rogowski coil are determined. The experiments are performed in a PF-30 plasma focus facility operating with Air at pressure of  $(1.00 \pm 0.05)$  torr and discharge voltage of  $(5.0 \pm 25)$  kV. High pressure test was carried out using the plasma focus machine with the central electrode length of 65 mm and a Rogowski coil to measure the current [15]. The maximal experimental current is 1,2 MA at 25 kV voltage.

## References

1. J. Raeder, *et al.*, "Controlled Nuclear Fusion," John Wiley & Sons, Hoboken, 1986.
2. J. W. Mather, "Dense Plasma Focus," In: R. H. Lovberg and H. R. Griem, Eds., *Methods of Experimental Physics*, Vol. 9B, Academic Press, New York, 1971, pp. 187-250.
3. N. V. Filippov, T. I. Filippova and V. P. Vinogradov, *Nuclear Fusion*, Suppl. 2, 1962, pp. 577-587.
4. L. Soto, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 47, 2005, pp. A361-A381. <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/47/5A/027>
5. A. Tartari, G. Verri, A. D. Re, F. Mezzeti, C. Bonifazzi and L. Rapezzi, *Measurement Science and Technology*, Vol. 13, 2002, pp. 939-945.
6. Lee S and Serban A 1996 IEEE Trans. Plasma Sci. 24 1101-5
7. Lee S, Lee P, Zhang G, Feng X, Gribkov V A, Liu M, Serban A and Wong T 1998 IEEE Trans. Plasma Sci. 26 1119
8. S Lee, P Lee, S H Saw and R S Rawat. *Plasma Phys. Control. Fusion* 50 (2008) 065012
9. C. Moreno et al, *Industrial Application of Plasma Focus Radiation*, *Brazilian Journal of Physics* 32, 20 (2002).

10. Baimbetov F. B, Zhukeshov A. M., Amrenova. A. U. Dynamics of plasma flow formation in a pulsed accelerator operating at a constant pressure. *Tech. Phys. Lett.*, 33, 77–79 (2007).
11. Zhukeshov A. M. Plasma flow formation in a pulse plasma accelerator in continuous filling regime. *Plasma Dev. Oper.*, 17, 73–81 (2009).
12. Baimbetov F.B, Zhukeshov A.M., Amrenova A.U., Gabdullina A.T. Measuring the Parameters of pulsed plasma flow by means of magnetic probes. *J. of Engineering Thermophysics*, 16 (1), 40-43 (2007).
13. Oreshko A.G. The domain model of anomaly resistance of plasmas. *Voprosy atom. Nauki Tekhniki (in Russ. )*. 1, 17-21 (2000)
14. L. Soto New trend and future perspectives on plasma focus research. *Plasma Phys. Contr. Fus.* 47(5a), 361-381. (2005)
15. А.М. Жукешов Исследование импульсного разряда высокой мощности. Алматы: Қазақ университеті, 2014.-157 с.
16. Жукешов А.М., Ибраев Б.М., Гиниятова Ш.Г., Амренова А.У. Разработка разрядной камеры экспериментальной установки «Плазменный фокус». *Вестник ЕНУ.*– 2016. – №2.–С. 386 – 389.
17. Жукешов А.М., Ибраев Б.М., Усеинов Б.М., Молдабеков Ж.М., Серик К., Ерлан С. Разработка узлов экспериментального реактора «Плазменный Фокус» // Сб. тез. 9-ой Межд. научн. Конф. «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» – Алматы. – 2016. - С. 103.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНЕТРОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ОТСУТСТВИИ РАВНОВЕСИЯ В ЗАСЕЛЕНИИ УРОВНЕЙ

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

*Московский государственный технический университет им. Н.Э Баумана*

Магнетронные распылительные системы (МРС) широко используются в ионно-плазменном нанесении покрытий и тонких пленок, а также для исследования работоспособности элементов конструкций под воздействием мощных потоков энергии. При проектировании и разработке магнетронов весьма перспективной оказывается технология математического моделирования. Корректные расчетные модели МРС включают описание трех основных групп процессов: распыление материала катода, бомбардируемого высокоэнергетичными ионами, прохождение пучков атомов через замагниченную плазму и конденсация распыленного вещества.

Наряду с интегральными параметрами разряда (состав плазмы, плотность тока, разрядное напряжение и энергия ионов) важными характеристиками МРС являются пространственные распределения температур и концентраций плазмы. Имеющиеся публикации по использованию в этих целях спектральной диагностики магнетронной плазмы ограничиваются, как правило, качественным анализом интегрального спектра разряда и динамики его изменения.

В работе [1] были представлены методика исследования пространственных излучательных характеристик плазмы разряда с помощью интерференционных фильтров и некоторые результаты измерений в компактном МРС в среде аргона. Однако применение модели ЧЛТР в магнетронном разряде связано с рядом предположений, существенно сужающих область ее

корректного применения. Поэтому настоящая работа посвящена использованию с учетом специфики разряда специальной столкновительной модели, свободной от предположения бoльцмановской заселенности уровней. Температура  $T_e$  и концентрация электронов  $n_e$  в разряде определялись без привлечения представлений о равновесном распределении частиц по уровням энергии буферного газа и термодинамическом равновесии состава плазмы. Использовалась концепция блуждания (диффузии) электронов в пространстве энергий. При этом дискретная структура энергетических уровней атома заменялась на квазинепрерывную область энергии, примыкающую к континууму [2 - 5], т.е. проводилось "размазывание" уровней. Процедура оказывается оправданной в области, где расстояние между уровнями меньше средней тепловой энергии электронов, т.е.  $\Delta E \leq kT_e$ . В водородоподобном приближении, справедливом для верхних уровней, граница области квазинепрерывного спектра соответствует условию  $\varepsilon_k \leq Ry(T_e / Ry)^{2/3}$ .

В настоящей работе диффузия электронов рассматривается без учета влияния радиационных процессов. Согласно [5] граница области энергии, в которой преобладают ударные столкновения, находится из условия

$$E_R = [n_e / 4.5 \cdot 10^{13}]^{1/4} T_e^{1/8}.$$

Применительно к исследуемой плазме указанные условия приводят к значениям границы квазинепрерывного спектра, лежащей в диапазоне 1.8 - 2.3 эВ. Для используемого плазмообразующего газа - аргона в диапазоне 580 - 750 нм имеется большая группа линий с верхними уровнями 6s - 8s, 4p, 4p', 4d - 7d. Диагностика магнетронной плазмы в данной работе основана на обработке абсолютных заселенностей трех уровней AgI с энергией связи  $\varepsilon_3, \varepsilon_2, \varepsilon_1$  (в порядке увеличения), лежащей в указанных границах. Для этого проводились измерения интенсивности излучения в оптически прозрачных областях спектра в диапазоне от 641,2 до 706,7 нм.

Расчетная методика обработки результатов экспериментов строилась следующим образом. Сначала берется выражение для потока электронов в пространстве энергий  $\Gamma(\varepsilon)$  фоккер - планковского вида, которое содержит

коэффициенты динамического трения  $B(\varepsilon)$  и диффузии  $D(\varepsilon)$ . При максвелловском распределении электронов по скоростям последние связываются принципом детального равновесия, и формула для потока электронов при введении относительной концентрации связанных электронов  $y(\varepsilon) = \frac{n(\varepsilon)}{n_p(\varepsilon)}$  принимает простой вид:  $\Gamma(\varepsilon) = D(\varepsilon)n_p(\varepsilon) \frac{dy(\varepsilon)}{d\varepsilon}$ .

Применительно к условиям эксперимента [1] интегрирование данного уравнения в квазистационарном приближении ( $\Gamma(\varepsilon) = \text{const}$ ) удобно провести при граничных условиях, отвечающих заданию концентраций на границах диапазона  $\varepsilon_3 - \varepsilon_1$ , т.е.  $y(\varepsilon_1) = y_1$ ,  $y(\varepsilon_3) = y_3$ . Интегрирование уравнения приводит к распределению относительных концентраций электронов  $y(\varepsilon) = \frac{y_1 F(\varepsilon_3, \varepsilon) + y_3 F(\varepsilon, \varepsilon_1)}{F(\varepsilon_3, \varepsilon_1)}$ , где  $F(\varepsilon', \varepsilon'') = \alpha q(x', x'')$ , причем  $x' = \varepsilon' / T_e$ ,  $x'' = \varepsilon'' / T_e$ . Здесь  $\alpha$  - константа, выражаемая через фундаментальные постоянные, концентрацию и температуру электронов. На рис.1 интегральная функция  $g(u, v)$  при фиксированном втором безразмерном аргументе приведена в зависимости от первого аргумента.

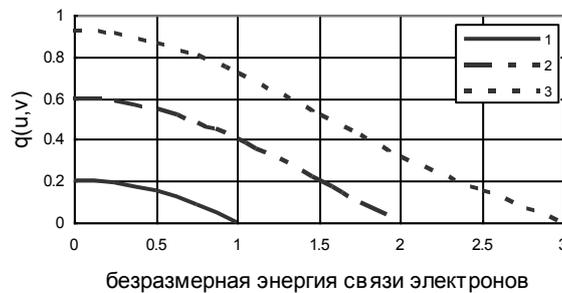


Рис.1. Функция  $q(u, v)$  от относительной энергии связи  $u$  верхнего уровня электронов в атоме при фиксированных значениях  $v$ : 1 -  $v=1$ , 2 - 2, 3 - 3

Окончательно уравнение для нахождения температуры электронов  $T_e$  через измеренные заселенности трех уровней имеет вид

$$\frac{n_2 e^{-\varepsilon_2/T_e}}{g_2} = \frac{\frac{n_1 e^{-\varepsilon_1/T_e}}{g_1} q(x_3, x_2) + \frac{n_3 e^{-\varepsilon_3/T_e}}{g_3} q(x_2, x_1)}{q(x_3, x_1)}$$

После нахождения  $T_e$  концентрация электронов  $n_e$  определяется экстраполяцией функции распределения к нулевой энергии связи

$$n_e^2 = 2Q^+ \left( \frac{2\pi m T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{n_2 e^{-\varepsilon_2/T_e} g_2}{g_1} \frac{\frac{n_1 e^{-\varepsilon_1/T_e} q(x_3, 0) + \frac{n_3 e^{-\varepsilon_3/T_e} q(0, x_1)}{g_3}}{q(x_3, x_1)}}{g_3}.$$

Для двух измеренных значений населенности уровней с энергией 0.379 и 2.049 эВ на рис.2 представлены графики их распределений при различных температурах электронов. Видно, что наибольшее изменение населенности при изменении температуры имеет место для уровней, расположенных в середине интервала энергий, хотя и здесь при изменении концентрации электронов на 25% искомая температура изменяется очень сильно, почти в три раза. Эта область наиболее благоприятна для нахождения  $T_e$ , т.к. здесь требования к точности измерений понижены. Если же выбирается линия с верхним уровнем, близким к указанным двум, то даже небольшая погрешность определения концентрации сильно уменьшит точность нахождения  $T_e$ .

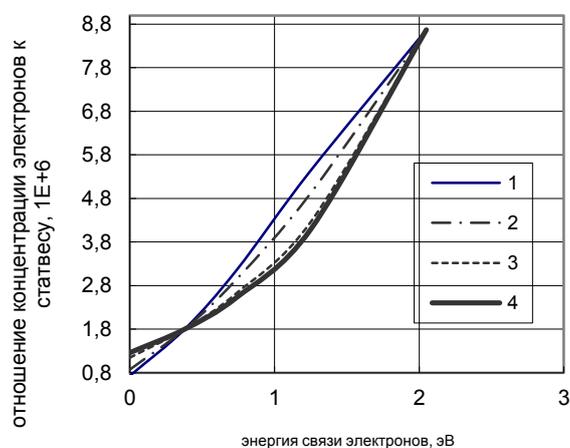


Рис. 2. Распределение отношения  $\frac{n_k}{g_k}$  по энергии связи электронов в атоме

1 -  $T_e=0.34$  эВ и  $n_e=5.98 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , 2 - 0.45 и  $8.00 \cdot 10^{16}$ , 3 - 0.80 и  $1.40 \cdot 10^{17}$ , 4- 1.06 и  $1.82 \cdot 10^{17}$

В работе получен набор данных по  $T_e$  и  $n_e$  на различных расстояниях от катода и различных режимах разряда. Таким образом, разработанные средства измерения и методика обработки экспериментальных данных позволяют получить пространственные распределения важнейших параметров плазмы,

способствующие лучшему пониманию сложных процессов, протекающих в магнетронном разряде, и дающие обоснования для разработки моделей устройства на заданные параметры и режимы.

*Литература*

1. Градов В.М., Зимин А.М., И.А. Земцов и др. Современные средства диагностики плазмы и их применение: тез. докл. X конф. М., 2016, с. 68-71.
2. Питаевский Л.П. ЖЭТФ, 1962, т.42, №9, с. 1326-1332.
3. Гуревич А.В. Геомагнетизм и аэрономия, 1964, т.4, с. 3-11.
4. Гуревич А.В., Питаевский Л.П. ЖЭТФ, 1964, т.46, №8, с. 1281-1288.
5. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.

# ИЗМЕРЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА С ПОМОЩЬЮ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.Ф. Рожков<sup>1</sup>, В.В. Скворцов<sup>1</sup>, С.И. Иншаков<sup>1</sup>, И.С. Иншаков<sup>1</sup>, А.А. Успенский<sup>1</sup>,  
А.Ю. Урусов<sup>1</sup>, В.А. Шахатов<sup>2</sup>, Ю.А. Лебедев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Центральный аэрогидродинамический им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ)*

<sup>2</sup>*Институт нефтехимического синтеза им. Топчиева А.В.*

Работа посвящена разработке спектральных методов диагностики поступательной температуры газа и распределения энергии по внутренним степеням свободы молекул и атомов - радикалов и их применение для диагностики объемно-центрированного разряда постоянного тока в высокоскоростном потоке воздуха.

Актуальность данной работы обусловлена потребностью в спектральных методах количественной диагностики плазмы поступательной температуры газа и распределения энергии по внутренним степеням свободы молекул и атомов - радикалов и их применение для диагностики объемно-центрированного разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха.

Цель работы состоит в развитии методов спектроскопической диагностики низкотемпературной плазмы в углеводородно-воздушной смеси и их применение в исследованиях взаимодействия с сверхзвуковыми потоками воздуха объемно-центрированного разряда при инжекции смеси пропана и кислорода в междуэлектродную область.

В работе решены следующие задачи.

1. Создано газоразрядное устройство для инициации и поддержания на оси камеры сгорания аэродинамической трубы в сверхзвуковом потоке воздуха разряда постоянного тока при инжекции смеси пропана и кислорода между электродами. Рабочая камера трубы модифицирована для проведения спектроскопических измерений.

2. Выполнены исследования спектров испускания разряда.

3. Разработана модель расчета и обработки спектров испускания разряда. Определены значения газовой температуры и распределения энергии по внутренним степеням свободы частиц плазмы.

#### *Литература*

- 1 Скворцов В.В. Аэродинамические исследования при участии потоков синтезированной и низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2013. – 224 с.
- 2 Ivanov V. V., Skvortzov V. V., Starodubtsev M. A., Chernyshev S. L. Development of Investigation on Elaboration of Volume-Centered Dischargers and their Application in Gas Flow. *TsAGI Science Journal*, vol. 47, no. 4, pp. 353 – 366, 2016.
- 3 Алаторцев В. К., Иншаков С.И., Иншаков И.С., Рожков А.Ф., Рыбаков М.В., Скворцов В.В., Урусов А.Ю., Успенский А.А. Исследования объёмно-центрированного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха при дополнительной инжекции пропана в катодную область разряда // Ученые Записки ЦАГИ. – 2016. – Том XLVII. – №8. – С. 3–9.
- 4 Шахатов В. А., Лебедев А.Ю., Скворцов В.В., Иншаков С.И., Рожков А.Ф., Иншаков И.С. Исследование методом эмиссионной спектроскопии взаимодействия со сверхскоростным потоком воздуха объёмно-центрированного разряда при инжекции пропана с добавками кислорода в донную область // Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (УТС, г. Звенигород, Московская обл., 2 – 6 апреля 2018г), Сборник Тезисов Докладов М.: ООО Издательство МБА, – 2018, – С.190.
- 5 Иванов В. В., Иншаков С. И., Скворцов В. В., Стародубцев М. А. Исследование формирования пространственного положения продольного разряда в сверхзвуковом потоке с помощью подбора конфигурации анода в условиях инжекции пропана и керосина в зону разряда // ТВТ. – 2011. – Том 49. – № 4. – С. 497–504.
- 6 Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006. – 472 с.

# ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА И ВОЗМОЖНОСТИ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ ВЧ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

В.Г. Якунин<sup>1</sup>, М.С. Круглов<sup>2</sup>, В.А. Рябый<sup>3</sup>, В.П. Савинов<sup>1</sup>, В.Ю. Тимошенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *ФГБОУ ВО «Тихоокеанский государственный университет»,*

*г. Хабаровск, Российская Федерация*

<sup>3</sup> *ФГБОУ ВО «Московский авиационный институт (национальный*

*исследовательский университет), Москва, Россия*

Широкое практическое применение ВЧ разрядов, отличающихся многообразием форм существования и физических характеристик создаваемой с их помощью плазмы, продолжает вызывать живой интерес исследователей, как с точки зрения детального изучения физического механизма разряда, так и разработки надежных и информативных методов диагностики газоразрядной плазмы. Особое внимание привлекает ВЧ емкостной разряд (ВЧЕР), содержащий при определенных режимах собственные плотные, высокоэнергетичные приэлектродные электронные пучки (ПЭП), впервые описанные в работе [1] и, в последующем, в монографии [2].

Роль собственных ПЭП форсировалась в работах авторов использованием асимметричного ВЧЕР с активным электродом малой площади и заземленным электродом большой площади. В результате, экспериментально исследовался ВЧЕР с достаточно плотными ПЭП, параметры которых (плотность  $n_{eb}$  и энергия  $\varepsilon_{eb}$ ) диагностировались оригинальными методами [3], [4]. Данный ВЧЕР низкого давления отличается сильно неравновесным характером электронного энергетического спектра (ЭЭС) плазмы [5].

Присутствие высокоэнергетичных ПЭП и их взаимодействие с плазмой приводит к возникновению в ВЧЕР различных электронно-пучковых эффектов [2]. При этом было экспериментально установлено, что электронные пучки возникают не только в приэлектродных областях разряда, но и в слоях пространственного заряда (СПЗ) у диэлектрических стенок разрядных трубок, вследствие краевого эффекта ВЧ поля в окрестности электродов [6].

Существенная информация о механизме ВЧЕР получается при изучении процессов пространственной релаксации ПЭП по импульсу и энергии, длины которых измерялись оригинальным оптическим диагностическим методом и откуда определялся механизм их затухания в пространстве [2].

Согласно данным эксперимента, в приэлектродных областях ВЧЕР с присутствием ПЭП формируется немаксвелловский, сильно неравновесный электронный энергетический спектр (ЭЭС) плазмы, обогащенный электронами высоких энергий [5]. Экспериментально создавая определенный тип ЭЭС, можно целенаправленно активизировать заданные плазмохимические процессы. Отметим, что подобная плазма, помимо высокоэнергетичных электронов, содержит повышенные плотности другого типа активных частиц, таких как разнообразные возбужденные частицы, активные химические радикалы и др.

Существуют физические явления, дополнительно усложняющие механизм ВЧЕР. Так, в его электрической цепи могут возникать паразитные продольные колебательные LC –контур, образуемые плазмой, СПЗ и элементами внешней электрической цепи разряда, включая систему согласования [7]. В частности, экспериментально обнаружено появление на квазигармонической осциллограмме разрядного тока нелинейных осцилляций с частотами, соответствующими параметрам упомянутых паразитных контуров.

В работе [7] сообщалось о возбуждении таких колебаний с помощью внешнего независимого генератора прямоугольных импульсов.

В условиях настоящей работы аналогом внешней инициации осцилляции разрядного тока выступали собственные импульсные ПЭП. Пример зафиксированного в ВЧЕР возбуждения ПЭП паразитных контуров представлен на Рис.1.

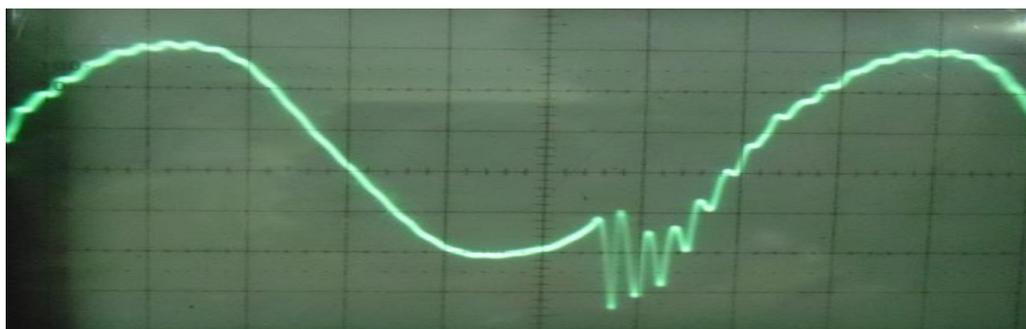


Рис.1. Оциллограмма разрядного тока ВЧЕР в неоне ,  $p = 0.5 \text{ Тор}$ ,  
 $f = 1 \text{ МГц}$ ,  $V_{\sim} = 500 \text{ V}$ , площадь активного электрода  $S_a = 0.8 \text{ см}^2$

Весьма эффективным для изучения ВЧЕР  $\gamma$  – типа является разработанный авторами диагностический метод измерения характеристик ПСПЗ (скачка потенциала в слое  $U_s$ , ширины слоя  $d_s$ ) и параметров ПЭП (плотности  $n_{eb}$  и энергии  $\epsilon_{eb}$  пучка) [4].

Учитывая, что в ВЧЕР может возникать такой фундаментальный электронно-пучковый эффект как пучково-плазменная неустойчивость (ППН) [5], [8], следует упомянуть о диагностике, использованной авторами при изучении этого явления. В присутствии ППН электроны плазмы нагреваются до весьма высоких температур ( $T_e \sim 10^5 - 10^6 \text{ K}$ ), поэтому в спектре излучения такой плазмы должны присутствовать ионные линии с высоким потенциалом возбуждения. При этом надо учитывать, что упомянутые спектральные линии могут возбуждаться как высокотемпературными тепловыми электронами, так и электронами ПЭП. Вклад этих двух факторов можно экспериментально разделить. так как доля излучения, обусловленная электронами пучка, будет плоскополяризованной, а излучение, связанное с возбуждением тепловыми электронами, будет не поляризовано. Зависимость интенсивности неполяризованной компоненты линии  $NeIII$  332.3 нм двукратно ионизованного атома  $Ne$  с потенциалом возбуждения  $V^* = 40 \text{ эВ}$  от величины ВЧ напряжения разряда представлена на Рис.2.

Как видно на Рис.2, неполяризованная компонента линии  $NeIII$  332.3 нм монотонно растет с увеличением ВЧ напряжения, что указывает на рост температуры электронов.

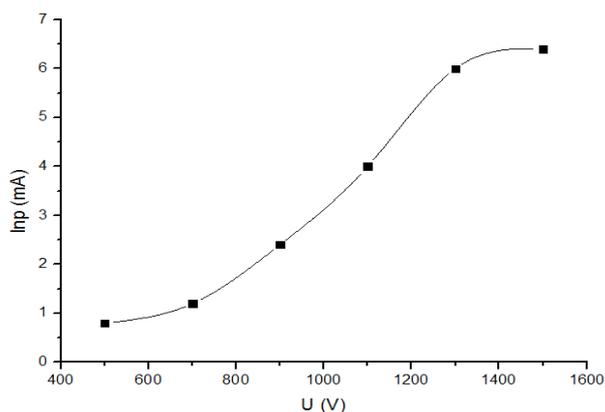


Рис.2. Зависимость интенсивности неполяризованной компоненты ионной спектральной линии  $Ne III$  332.3 нм от ВЧ напряжения. ВЧЕР в Ne,  $p = 0.5$  Тор,  $f = 4.1$  МГц,  $V_{\sim} = 1.5$  kV,  $S_a = 8$  см<sup>2</sup>.

#### Литература:

1. Кузовников А.А., Савинов В.П. О влиянии собственных стационарных электрических полей на свойства ВЧ разряда // Радиотехника и электроника, 1973, т. 18, №4, с. 816-822.
2. Савинов В.П. Физика высокочастотного емкостного разряда. М: Физматлит, 2013, 322 с. // Savinov V.P. Physics of Radiofrequency Capacitive Discharge 2018 CISP/ Taylor & Francis Group /Cambridge London New York
3. Kovalevsky V.L., Riaby V.A., Savinov V.P., Yakunin V.G. Current density measurements for electrons emitted by electrodes of a low pressure RF capacitive discharge // Proc.of the XXX-th ICPIG, Belfast, Northern Ireland, UK-2011.
4. Александров А.Ф., Рябый В.А., Савинов В.П., Якунин В.Г. Бесконтактный метод изучения параметров приэлектродной области ВЧ разряда // Физика плазмы, 2002, т.28, №12, с. 1086-1092.
5. Александров А.Ф., Рухадзе А.А., Савинов В.П., Сингаевский И.Ф. Электронный энергетический спектр приэлектродной плазмы асимметричного емкостного ВЧ разряда низкого давления // Письма в ЖТФ, 1999, т.25, в.19, с. 32-39.
6. Alexandrov A.F., Kovalevsky V.L., Savinov V.P., Singaevsky I.F. The edge effect of electron beam generation from the walls restricting the HF discharge // Proc. of the XXII-th ICPIG, Hoboken, USA, NJ.1995,v.2, p.167
7. Seebock R, Deutsch R, Rauchle E. Electric current oscillations in a parallel-plate plasma reactor // J. Vac.Sci.Technol., 1993, v.A 11, №3, p.682.
8. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М: Высшая школа, 1978, 407 с.

# ДИСТАНЦИОННЫЙ МОНИТОРИНГ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ПОТОКЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ДОСТИГАЮЩИХ УРОВНЯ ЗЕМЛИ

В.В. Борог, Н.В. Осетрова

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Космические лучи (КЛ) на протяжении многих лет успешно используются как зонд, который несет информацию о процессах в среде, через которую они проникают. Особая роль отводится высокоэнергичным протонам, составляющим основную долю КЛ, попадающих на Землю. Изменения интенсивности КЛ и их вариаций указывают на турбулентное, не стационарное динамическое состояние межпланетного магнитного поля, обусловленное распространением возмущенной плазмы (например, коронального выброса массы плазмы – КВМ). Попадая в атмосферу Земли, протоны КЛ рождают вторичные мюоны, которые регистрируются наземными детекторами. С учетом значительного различия в скоростях, эффект от распространения КВМ в потоке КЛ может быть зафиксирован задолго до его приближения к Земле (частицы КЛ с энергией больше 10 ГэВ летят практически со скоростью света). В то время как данные в магнитометрах гелиостационарных спутников (например, АСЕ) появятся лишь через 20 – 80 часов, в зависимости от скорости КВМ. Опережение по данным КЛ получается существенно больше и может служить предиктором развития опасных геофизических процессов. Кроме этого, возможно рекуррентное наблюдение КВМ (при каждом суточном обороте Земли) по мере его приближения к орбите Земли.

Приобретенные эффекты модуляции КЛ составляют величину порядка 1% и обычно скрыты в статистических шумах. Обычно для идентификации полезного сигнала в нестационарном потоке КЛ используется методика вейвлет-

анализа. Однако возникают трудности при выборе солитонно-подобных материнских вейвлетов, которые должны адекватно соответствовать форме модуляции. В разных событиях характер модуляций не повторяется и априорный выбор вейвлетов может оказаться малоэффективным.

В данной работе применена новая методика анализа – фликкер-шумовая спектроскопия (ФШС), которая не использует модельную информацию о форме сигналов модуляции в нестационарных временных рядах [1]. Методология ФШС основывается на представлении «перемежаемости» в развитии динамических процессов в открытых системах с большим числом степеней свободы. В физических процессах, связанных с явлениями переноса, возможно появление структурности. Она может иметь вид всплесков, появляющихся в случайных местах и в произвольные моменты времени. Общее название такой картины – перемежаемость, что означает переход от стационарного процесса к хаосу. Перемежаемость возникает благодаря фазирующему воздействию случайной среды на физический процесс переноса. Эволюция системы остается плавной на достаточно протяженном отрезке времени. Затем она прерывается – перемежается короткими нестационарными всплесками. Фликкер-шум может присутствовать практически в любых проводящих средах.

В работе представлена методика вычисления фактора нестационарности временных рядов и приведены примеры мониторинга различных возмущений в солнечном ветре по результатам анализа интенсивности мюонов космических лучей, зарегистрированных установкой УРАГАН НИЯУ МИФИ.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 16-05-00997.

*Литература:*

1. Тимашев С.Ф. Метод фликкер-шумовой спектроскопии. Информация в хаотических сигналах. М.: Физматлит, 2007. 245 с.

# СВЕТОСИЛЬНЫЙ ЭНЕРГО-АНАЛИЗАТОР ИОННЫХ ПОТОКОВ

И.А. Сорокин<sup>1,2</sup>, Д.В. Колодко<sup>2</sup>, Е.Г. Шустин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

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

При производстве электронных устройств во время ионно-плазменной обработки поверхности диэлектрика возникает эффект зарядки поверхности, который нарушает однородность получаемого профиля микро- и наноструктур металла или полупроводника на изоляторе. В частности, для нанoeлектроники становится все более актуальной проблема зарядки диэлектрика при травлении структур типа «микропровод на изоляторе». Эта задача возникает при создании внутренних соединений в микросхеме, а также при создании нанопроводов и нанополосок из новых материалов (графена и топологических изоляторов). Как показано в [1], в этих случаях вокруг проводника создается электростатическая линза с характерными размерами меньше дебаевского радиуса, приводящая к сильной неоднородности профиля ионного потока на проводник. В работе [2] было показано, что для уменьшения эффекта поверхностной зарядки диэлектрика эффективен метод импульсной модуляции плазмы, где степень зарядки поверхности и генерация дефектов можно точно контролировать длительностями включения/выключения разряда. В этом случае радикально снижается накопление заряда на диэлектрике и понижается плавающий потенциал, тем самым существенно улучшаются селективность травления и топография структуры. В работе [3] реализовано альтернативное решение той же проблемы: импульсная модуляция потенциала плазмы с частотой  $\sim 200$  кГц. При этом плотность и электронная температура в объеме практически не меняются, но чередование ионного и электронного потоков с существенно различающимися временами релаксации приводит к значительному снижению заряда на изолированной поверхности.

При осуществлении таких сложных технологических процессов [4, 5] необходим полный контроль параметров плазмы, в том числе и энергетического

распределения ионов, идущих к обрабатываемой поверхности. При создании качественно нового плазмохимического реактора с пучково-плазменным разрядом (ППР) [6] в качестве источника плазмы для получения и бездефектной ионной обработки наноразмерных материалов и структур стало необходимо разработать светосильный энерго-анализатор для анализа параметров ионных потоков из плазмы ППР, который должен удовлетворять нескольким критериям: габаритные размеры – возможность монтировать на стандартных фланцах, используемых на технологических установках, для универсализации конструкции прибора, детектировать ионы с энергией до 500 эВ и возможность *in-situ* диагностики энергетических параметров ионных потоков из плазмы во время процесса травления.

С учетом данных требований была разработана конструкция (рисунок 1). Цилиндрический энерго-анализатор имеет высокую светосилу по сравнению с плоским электростатическим зеркалом (при аналогичной геометрии интенсивность в 4 раза выше [7]). Корпус диаметром 60 мм позволяет монтировать его на фланец CF63. Протяженная входная диафрагма, выполненная в форме ряда отверстий, позволяет уменьшить угловой радиальный и азимутальный разбросы ионного потока. Расстояния до центров диафрагм  $h$  и  $L$ , равняются 10 мм и 23 мм, соответственно. В центре торца анализатора располагается плоский зонд, для определения ионного тока насыщения, который позволяет проводить пересчет экспериментального энергетического распределения потоков ионов в абсолютные величины. Для вытягивания ионов из плазмы на корпус анализатора может быть подан потенциал смещения. Развертка осуществляется подачей потенциала на цилиндрический электрод (5) относительно корпуса. Для подавления влияния вторичной электронной эмиссии с поверхности коллектора на него подавался отрицательный потенциал 50 В.

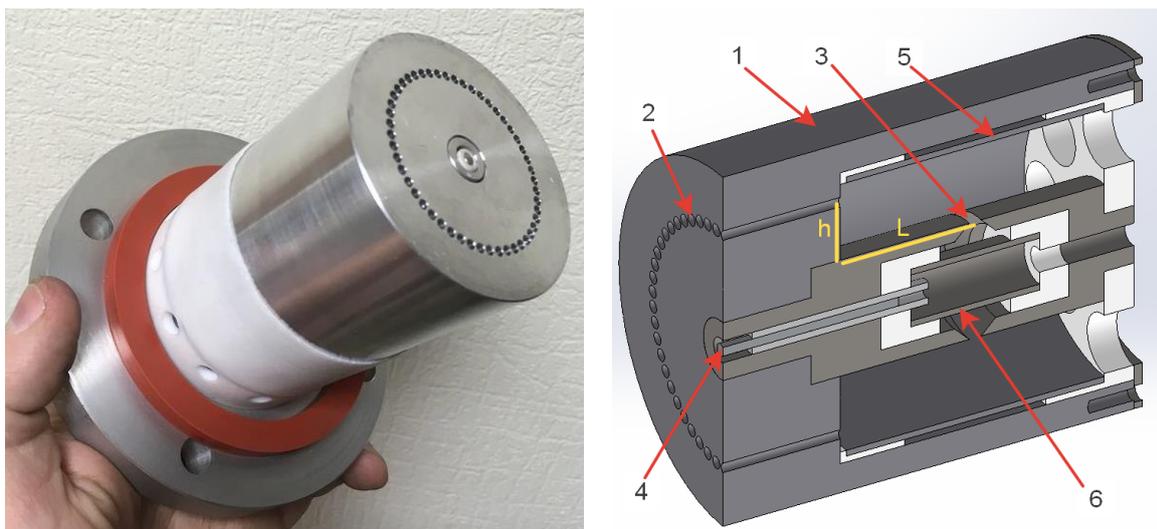


Рисунок 1. Фото и модель энерго-анализатора в разрезе: 1 - корпус, 2 - входная диафрагма, 3 - выходная диафрагма, 4 - плоский зонд, 5 - отклоняющий электрод, 6 - коллектор.

Был разработан блок питания импульсной развертки энерго-анализатора с возможностью параллельного измерения ионного тока насыщения на встроенный зонд. Работа проводилась в несколько этапов: разработка концепции, расчет оптимальных геометрических параметров на основе энергетических спектров, полученных с помощью численного моделирования в среде Comsol и экспериментальная апробация.

При анализе этих спектров был найден определяющий параметр, влияющий на разрешение анализатора - протяженность входной диафрагмы, задающая угловое распределение анализируемого пучка. Для определения оптимальной протяженности входной диафрагмы были получены модельные спектры с учетом краевых эффектов на входной щели анализатора и условий асимметрии прибора. Из результатов моделирования была выбрана длина (20 мм) и ширина (2 мм) входной диафрагмы, как оптимальная по отношению оптической проницаемости к уширению аппаратной функции (рисунок 2а).

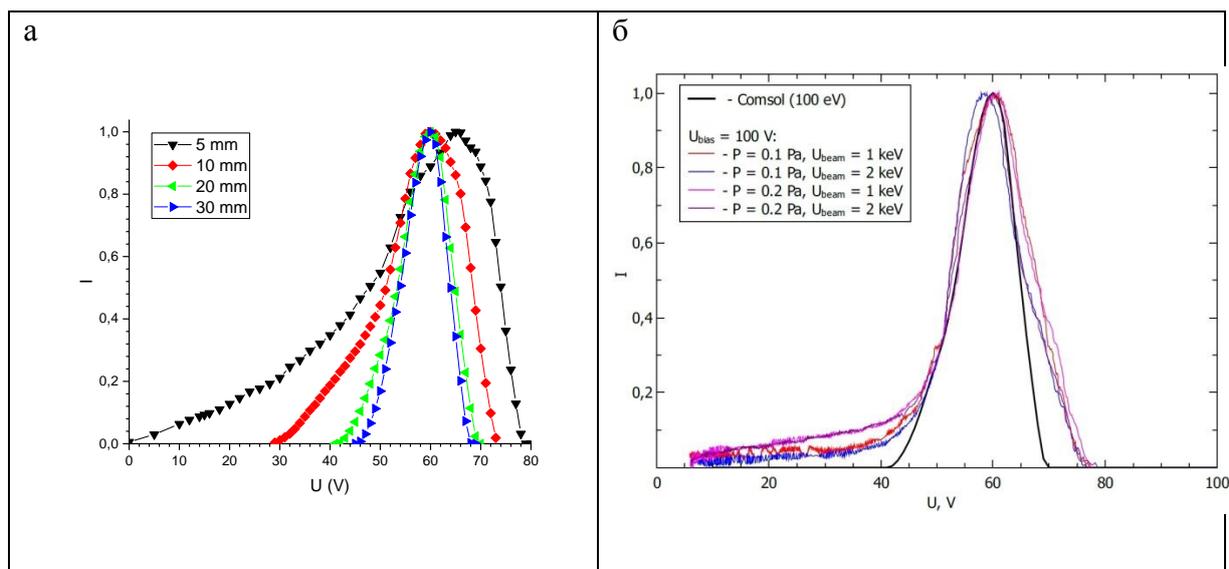


Рисунок 2. Зависимость разрешающей способности от длины диафрагмы (а) и энергетические спектры (б): черный – полученный из численной модели, остальные – экспериментальные.

Была выбрана геометрия с коэффициентом пересчета 1,67 эВ/В для возможности производить развертку с помощью сетевого напряжения 220 В/50 Гц. Выбранная конструкция была изготовлена и установлена в плазмохимический реактор с ППР для отработки методов мягкого травления nano-структур. Экспериментальные спектры были получены для аргоновой плазмы с потенциалом близким к 0 В (измерен с помощью встроенного в установку [8] одиночного зонда Ленгмюра). Энергия ионного потока варьировалась с помощью изменения потенциала смещения, подаваемого на корпус анализатора. В этом случае уширение энергетического спектра незначительно (в основном зависит от ионной температуры и процессов прохождения ионов двойного слоя плазмы разряда), поэтому можно его рассматривать как  $\delta$ -пик для оценки аппаратной функции и сравнения с модельными энергетическими спектрами. Экспериментальные спектры (рисунок 2б) хорошо соотносятся с численной моделью с максимальным угловым разбросом, характеризующимся геометрическими размерами входной диафрагмы.

Таким образом, разработан светосильный цилиндрический электростатический энерго-анализатор для анализа потоков заряженных частиц, вылетающих из пучковой плазмы. Разработана численная модель прибора, с помощью которой определены оптимальные параметры анализатора. Прибор

предусматривает встроенный плоский зонд Ленгмюра для in-situ измерения ионного тока насыщения, что позволяет проводить количественный анализ энергетических параметров ионного потока из плазмы. В качестве апробации метода измерения энергетических спектров проведено сравнение модельных и экспериментальных спектров, полученных при различных потенциалах корпуса энерго-анализатора.

*Литература:*

1. V.P. Tarakanov, E.G. Shustin // Vacuum, 2015, v.113, p. 59.
2. Ohtake H., Noguchi K., Samukawa S., et al. // J. Vac. Sci. Technol. B, 2000, v.18, p.2495.
3. Shustin E.G., Isaev N.V., Klykov I.L., Peskov V.V. // Vacuum, 2011, v.85, p. 711.
4. Kolodko, D.V., Kaziev, A.V., Ageychenkov, D.G., et al // J. Phys.: Conf. Ser., 2017, 830 012064.
5. Kolodko D V, Kaziev A V, Ageychenkov D G and Pisarev A A // J. Phys.: Conf. Ser., 2016, 747 012018.
6. Isaev N. V. et al. // Instruments Exp. Tech., 2014, v. 57, № 1. p. 82–85.
7. Yavor M. Chapter 6 Electrostatic Energy Analyzers // Advances Imaging Electron Phys., 2009, v. 157, p. 213-258.
8. И.А. Сорокин, Е.Г. Шустин // Физика плазмы, 2018, т. 44, № 12, (в печати).

# ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ПЛАЗМЕННО-ИММЕРСИОННОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ В ВЧИ РАЗРЯДЕ

А.Ю. Хомяков<sup>1,2</sup>, В.Е. Дробинин<sup>1</sup>, А.В. Казиев<sup>1</sup>, А.В. Тумаркин<sup>1</sup>,  
М.М. Харьков<sup>1</sup>, А.А. Писарев<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>. *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

Решение ряда актуальных задач в машиностроении подразумевает повышение качества поверхностных слоев различных изделий без ухудшения их объемных свойств. Существуют два главных направления улучшения характеристик поверхности: модификация поверхностных слоев исходного материала, либо осаждение специальных твердых или износостойких покрытий. Наиболее перспективным решением представляется комбинация этих двух подходов, в частности, комбинации азотирования и осаждения нитридных покрытий различными плазменными методами [1, 2].

В настоящей работе исследовались процессы плазменно-иммерсионной ионной имплантации (ПИИИ) в высокочастотном индукционном (ВЧИ) разряде низкого давления. Данный метод позволяет проводить азотирование при сравнительно низких температурах, что способствует модификации поверхностного слоя без изменения внутренних характеристик.

Диагностировались электрические характеристики дебаевского слоя у поверхности образца. Плотность плазмы ВЧИ разряда составляла  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e \sim 7 \text{ эВ}$ . На образец подавалось смещение в виде прямоугольных высоковольтных импульсов ( $U = 5\text{--}25 \text{ кВ}$ , длительность 2–120 мкс, частота 20–5000 Гц). Для получения информации о характеристике двойного слоя измерялись осциллограммы тока и напряжения на образце. На

рис. 1 показаны осциллограммы тока в цепи образца при напряжениях импульса 10 кВ и 25 кВ. Оценено, что слой объемного заряда в импульсе расширяется до величины порядка нескольких см, что находится в согласии с результатами диагностики процесса ПИИИ в задачах допирования полупроводников [3].

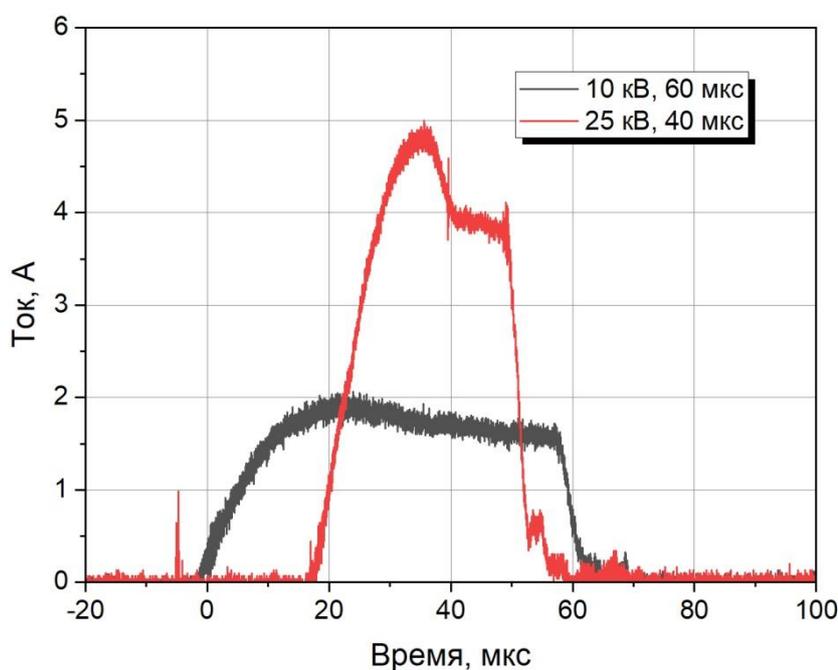


Рис. 1. Ток в цепи образца при напряжениях импульса 10 кВ и 25 кВ

Также в работе проводились эксперименты по низкотемпературному азотированию сплава титана ВТ 22. Показано, что вплоть до напряжения смещения 15 кВ эффективность обработки практически не отличается от низкоэнергетического азотирования, но при переходе к смещению 20–25 кВ наблюдается заметное повышение твердости сплава (на десятки процентов) на глубину 40–60 мкм. Показано, что эффект от увеличения времени обработки можно компенсировать повышением энергии ионов, тем самым повысив производительность технологии.

*Литература:*

1. Escalada L. et al. Microstructure and corrosion behavior of AISI 316L duplex treated by means of ion nitriding and plasma based ion implantation and deposition // Surface & Coatings Technology, 2013, Vol. 223, p. 41–46.
2. El-Hossary F.M. et al. // Duplex treatment of AISI 304 austenitic stainless steel using rf nitriding and dc reactive magnetron sputtering of titanium // Surface & Coatings Technology, 2008, Vol. 202, p. 1392–1400.
3. Qin S. et al. Faraday dosimetry characteristics of PIII doping processes // IEEE Transactions on Plasma Science, 2003, Vol. 31, No. 3, p. 369–376.

# МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ И ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МАТЕРИАЛОВ В ГАЗАХ

А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, П.И. Веренич, А.В. Панина

*Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук  
Беларуси*

**Аннотация.** Обсуждаются результаты исследований абляции ряда материалов в воздухе (алюминий, латунь, графит, кремний и др.) при воздействии излучения неодимовых лазеров. Выявлены возможности повышения эффективности лазерной абляции материалов и управления параметрами образующейся плазмы при воздействии моно- и бихроматического лазерного излучения с управляемой частотой и порядком следования импульсов.

**Введение.** Лазерное облучение поглощающих материалов сопровождается быстрым нагревом мишени, ее испарением и формированием приповерхностной плазмы. Структура приповерхностной плазмы зависит от многих факторов: от плотности мощности лазерного излучения (ЛИ), давления окружающей среды, длины волны лазерного излучения и т.п. С ростом плотности мощности ЛИ до 50–100 МВт/см<sup>2</sup> контактирующий с приповерхностной плазмой воздух нагревается настолько сильно, что сам начинает поглощать падающее ЛИ, а процесс образования плазмы перебрасывается из паров мишени в воздух. Развивающаяся при этом экранировка мишени от ЛИ воздушной плазмой ограничивает возможности лазерной обработки и лазерного спектрального анализа материалов [1-2].

На эффективность лазерной абляции материалов в воздухе влияет не только плотность мощности и длина волны ЛИ, но и режим лазерного

воздействия, включая частоту повторения лазерных импульсов [1-5]. В настоящей работе анализируются возможности повышения эффективности лазерной абляции материалов и управления параметрами плазменных потоков при монохроматическом и бихроматическом импульсном лазерном облучении с регулируемой частотой повторения импульсов.

**Техника экспериментов.** Монохроматическое моноимпульсное и многоимпульсное лазерное облучение материалов с управляемыми частотами повторения импульсов  $f \leq 50$  кГц обеспечивалось неодимовым лазером с пассивным оптическим затвором на основе фторида лития с  $F_2^-$  – центрами окраски ( $\lambda = 1060$  нм,  $\tau \sim 85$  нс, энергия импульсов  $E = 2-4$  Дж). Плотность мощности ЛИ  $q$  на поверхности мишени изменялась с помощью нейтральных фильтров в диапазоне  $10^5-10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Бихроматическое лазерное облучение обеспечивалось путем синхронизации двух Nd:YAG лазеров с длинами волн 1064 и 532 нм ( $E \sim 100$  мДж,  $\tau = 20$  нс) с регулируемым интервалом времени между лазерными импульсами.

Изучена зависимость спектров плазмы, ее электронной плотности и температуры, а также амплитуд импульсов давления на мишени и ее потенциалов от порядка следования лазерных импульсов и временного интервала между ними при лазерном воздействии на различные материалы в воздухе.

**Обсуждение результатов.** Полученные экспериментальные данные показывают, что образование преимущественно эрозионной (абляционной) лазерной плазмы при атмосферном и пониженном давлении воздуха может происходить при следующих условиях лазерного облучения.

1. При низких плотностях мощности ЛИ ( $q \leq 2 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> при  $\lambda \sim 1$  мкм), воздействующего на металлы в моноимпульсном и многоимпульсном режимах, независимо от частоты повторения импульсов.

С увеличением интенсивности  $q \geq 5 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> образование эрозионной плазмы ослабевает вследствие перемещения области преимущественного плазмообразования из паров мишени в воздух из-за развития экранирования мишени воздушной плазмой еще на фронте лазерного импульса [1, 5, 6]. Такая

физическая картина типична как для одноимпульсного лазерного облучения, так и для серии импульсов, если частота их повторения не превышает  $\sim 1$  кГц.

2. При относительно высоких плотностях мощности ЛИ на металлах в газах  $\{2 \cdot 10^8 \leq q \leq 4 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$  при  $\lambda \sim 1$  мкм в небольших пятнах облучения ( $\sim 10^{-2} \text{ см}^2$ ) эффективное образование эрозионной плазмы происходит только при больших частотах повторения лазерных импульсов  $f > 5$  кГц (рис. 1).

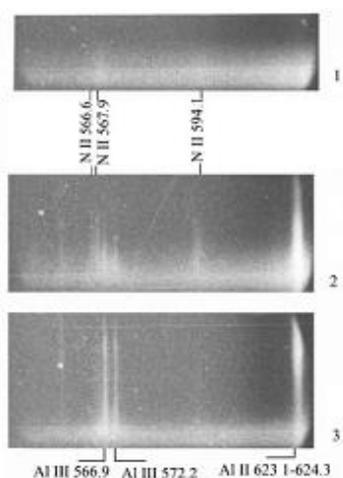


Рис. 1. Спектры лазерной плазмы на алюминиевой мишени в воздухе при воздействии серии из 3 лазерных импульсов с частотой следования  $f=12$  кГц: 1,3 –  $q \sim 500 \text{ МВт/см}^2$ ; 2 –  $q \sim 460 \text{ МВт/см}^2$ ; яркая полоса внизу соответствует континууму вблизи поверхности мишени; период смены кадров  $\tau=8$  мкс; давление воздуха  $p=0,5$  бар

Проведенные эксперименты показали, что образование приповерхностной эрозионной плазмы является отличительной особенностью импульсно-периодического лазерного облучения металлов на высоких частотах ( $f > 5$  кГц) при определенных условиях ( $q \sim 0,1-1 \text{ ГВт/см}^2$ ,  $\lambda \sim 1$  мкм,  $0,1 < p < 1$  атм). Высокая эффективность образования эрозионной плазмы в таких условиях представляет интерес для лазерного спектрального анализа и обработки материалов [1, 6]. Чувствительность лазерного спектрального анализа материалов может быть значительно улучшена уже при воздействии двух лазерных импульсов, разделенных временным интервалом в несколько микросекунд [6, 7].

Дополнительные преимущества в образовании и разогреве эрозионной лазерной плазмы могут быть достигнуты при облучении материала в двухимпульсном режиме на разных длинах волн из-за зависимости коэффициентов отражения мишени и поглощения излучения плазмой от длины волны ЛИ [8, 9]. Проведенные эксперименты показали, что воздействие коротковолнового ЛИ стимулирует образование эрозионной плазмы, тогда как воздействие инфракрасного лазерного излучения инициирует преимущественно воздушную плазму.

Экспериментально установлено, что температура, плотность заряженных частиц и импульс отдачи плазмы, создаваемой лазером, зависят от порядка следования двух импульсов лазерного облучения мишеней в воздухе на длинах волн 1064 и 532 нм и временного интервала между импульсами (рис. 2).

Исследование эффективности лазерной абляции кремния в воздухе [10] при двухимпульсном лазерном облучении на длинах волн 532 и 1064 нм выявило многократное увеличение удельного выноса кремния при опережающем на 3–8 мкс воздействии импульсов ЛИ с  $\lambda=532$  нм (рис. 3).

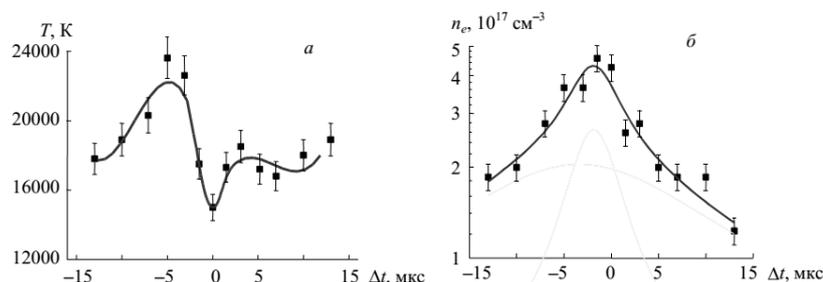


Рис. 2. Зависимость температуры (а) и плотности электронов (б) плазмы латуни от временного интервала между лазерными импульсами.

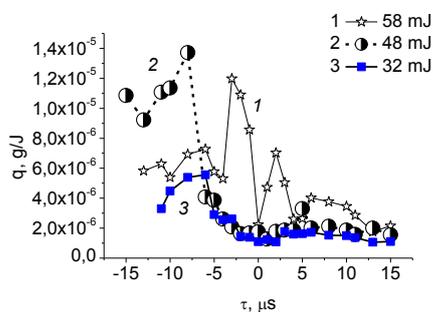


Рис. 3. Зависимость удельного выноса кремния от времени задержки между лазерными импульсами с длиной волны 532 нм и 1064 нм (отрицательные значения времени соответствуют лидирующему воздействию импульсов 532 нм) при трех разных значениях энергии импульсов ЛИ 532 нм

**Заключение.** Управление эффективностью лазерной абляции материалов в газах и параметрами приповерхностной лазерной плазмы можно обеспечить при монохроматическом лазерном облучении с регулируемой частотой повторения импульсов свыше 5 кГц и бихроматическом лазерном облучении (в частности, на длинах волн 532 и 1064 нм) с управляемым порядком следования лазерных импульсов и временной задержкой между ними, что может использоваться для лазерно-искровой спектроскопии, лазерной обработки материалов и лазерно-плазменных микродвигателей космического назначения.

*Литература:*

1. Минько Л.Я., Чумаков А.Н. и др. // Квант. электр., 1990, 17, №11, с.1480-1484.
2. Минько Л.Я., Чумаков А.Н. и др. // ЖПС, 1994, 61, № 5-6, с. 476–484.
3. Петух М.Л., Розанцев В.А. и др. // ЖПС, 2000, 67, № 6, с. 798–801.
4. Климентов С.М. и др. // Квант. электр., 2004, **34**, № 6, с. 537–540.
5. Першин С.М. // Квант. электр., 2009, **39**, № 1, с. 63–67.
6. Чумаков А.Н., Авраменко В.Б., Босак Н.А. // ЖПС, 2012, **79**, № 2, с. 279–287.
7. R. Noll. Laser-Induced Breakd. Spectr., Springer, Berlin/Heidelberg, 2012.
8. Чумаков А.Н., Босак Н.А., Панина А.В. // ЖПС, 2017, **84**, № 4, с. 620–616.
9. Chumakov A.N., Bosak N.A. et al. IX Int. conf. “Plasma Physics and Plasma Technology”. Conf. Proc. Minsk, 2018, с. 256–259.
10. Chumakov A.N. et al. // High Temp. Mat. Proc., 2014, **18**(4), p. 269–272.

# МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОННЫХ ПОТОКОВ В НЕРАСПЫЛЯЮЩЕМ МАГНЕТРОННОМ РАЗРЯДЕ

Д.Г. Агейченков<sup>1</sup>, А.В. Казиев<sup>1</sup>, Д.В. Колодко<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> *ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

Нераспыляющий магнетронный разряд (НРМР) [1] — особый режим импульсного магнетронного разряда, характеризующийся низким напряжением горения ( $U_d \sim 100$  В) и достаточно высокой плотностью плазмы ( $n \sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup> при давлении  $p \sim 1$  Па). Из-за малой энергии ионов, бомбардирующих катод, считается, что его распыление происходит с крайне низкой интенсивностью, на что косвенно указывают данные оптической спектроскопии [2]. Настоящая работа посвящена корпускулярной диагностике состава ионных потоков в плазме НРМР для определения наличия в ней ионов материала катода.

Эксперименты проводились в квадрупольной магнитной ловушке с профилированными электродами. Диагностика проводилась с помощью секторного магнитного масс-анализатора. Схема измерений показана на рис. 1.

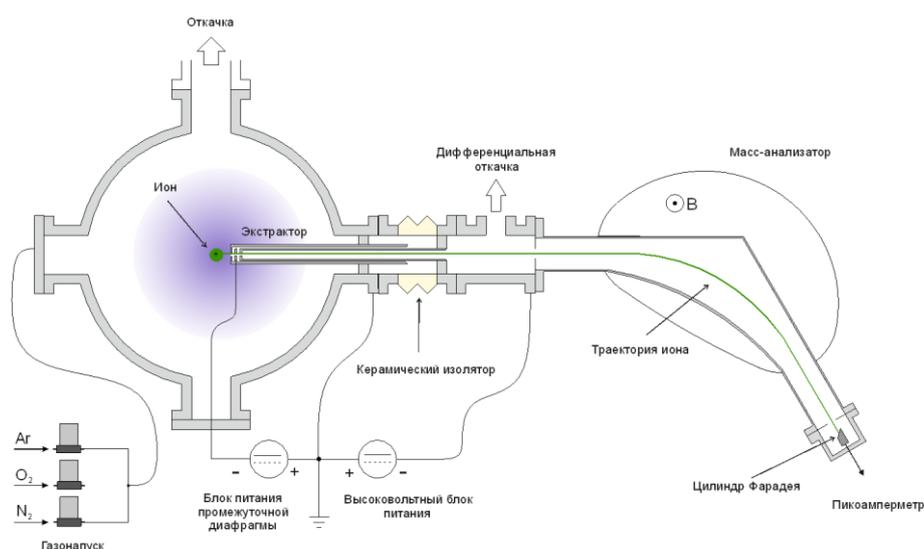


Рис. 1. Схема проведения масс-спектрометрии нераспыляющего магнетронного разряда с помощью магнитного масс-анализатора

Для получения масс-спектров в режиме НРМР вакуумная камера откачивалась до предельного давления  $p_0 \sim 10^{-4}$  Па, затем формировалась смесь газов Ar и O<sub>2</sub> в соотношении 1:1 с суммарным давлением  $p = 1$  Па. Создавался дежурный магнетронный разряд с мощностью 70 Вт, затем к разрядному промежутку прикладывались импульсы высокой мощности (2–6 кВт) длительностью 5 мс. Давление в масс-анализаторе в ходе эксперимента не превышало  $1 \times 10^{-3}$  Па. Вытягивающее напряжение составляло –5 кВ, напряжение на линзе экстрактора –300 В. Измеренные сигналы ионов Ar<sup>+</sup> и Al<sup>+</sup> в зависимости от времени в НРМР и дуговом разряде для сравнения показаны на рис. 2.

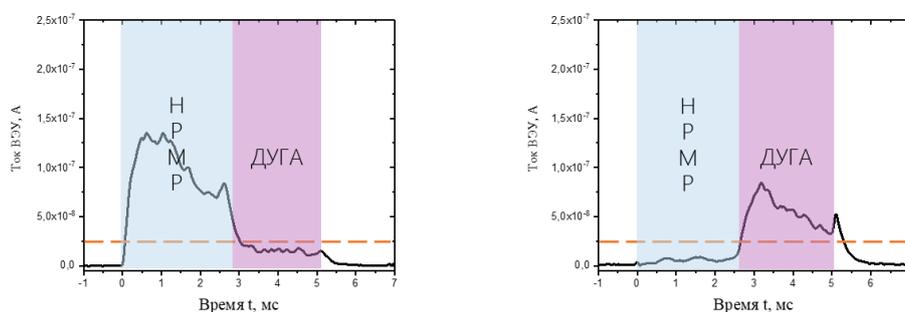


Рис. 2. Сигналы ионов Ar<sup>+</sup> (слева) и Al<sup>+</sup> (справа) в зависимости от времени, измеренные в НРМР и в дуговом разряде

Результаты показывают, что для режима НРМР характерен высокий уровень сигнала Ar<sup>+</sup> и сравнивая с измерительным шумом интенсивность Al<sup>+</sup> в потоке из плазмы разряда. При этом НРМР характеризуется большим напряжением разряда, по сравнению с дуговым режимом. При переходе из режима НРМР в дуговой резко увеличивается интенсивность Al<sup>+</sup> в потоке из плазмы разряда, и падает интенсивность Ar<sup>+</sup>.

В дальнейшем, корпускулярная диагностика будет применена для количественного определения потоков ионов разных сортов в НРМР низкого ( $p \sim 1$  Па) и повышенного ( $p \sim 100$  Па) давлений.

#### *Литература:*

1. Ходаченко Г. В., Мозгрин Д. В., Фетисов И. К., Степанова Т. В. Нераспыляющий импульсный магнетронный разряд // Физика плазмы, 2012, Т. 38, стр. 78–86.
2. Kaziev A. V. and Khodachenko G. V. // Optical diagnostics of low-pressure quasi-stationary diffuse discharge // Physica Scripta, 2014, Vol. T161, p. 014053.

# СТАТУС ДИАГНОСТИК ПЛАЗМЫ, РАЗРАБАТЫВАЕМЫХ ДЛЯ ИТЭР В РОССИИ

К.Ю. Вуколов

*НИИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,  
Москва, Россия*

Обзорный доклад посвящен разработке диагностических систем в рамках международного проекта ИТЭР: анализаторы атомов перезарядки и гамма спектрометр, активная спектроскопия, вертикальная нейтронная камера, монитор нейтронного потока в диверторе, рефлектометрия плазмы со стороны сильного магнитного поля, спектроскопия водородных линий, томсоновское рассеяние в диверторе и лазерная флюоресценция. В настоящее время заключены соглашения о поставке диагностических систем на ИТЭР, ведется интенсивная работа по проектированию, макетированию узлов и интеграции систем.

Требования к измерениям параметров плазмы в ИТЭР очень жесткие, кроме того, необходимо обеспечить безотказное функционирование систем диагностики в течение 15 лет, до окончания работ в DT-режиме. По сравнению с действующими установками при подготовке диагностических методов для ИТЭР возникают дополнительные сложности. Прежде всего, они связаны с требованиями по радиационной безопасности, которые задаются предельной активацией конструкционных материалов в помещениях установки в процессе работы ИТЭР. Для их выполнения необходима высокая степень ослабления нейтронного потока из плазмы и применение ограниченного круга материалов, а это накладывает значительные ограничения на доступ к плазме и возможности для конструирования. Существует и множество частных проблем: защита детекторов и других элементов диагностик от радиационных излучений и потоков частиц из плазмы, значительные нагрузки на элементы при нагреве, при «срывах» плазмы и др. Без решения проблем радиационной стойкости

диагностики плазмы на ИТЭР работать не смогут. Для оптических диагностик в ИТЭР становятся критичными проблемы с отражением от стенок камеры света, излученного в диверторной плазме, быстрая потеря пропускания оптики в ультрафиолете, проблема «первого зеркала».

В докладе обсуждаются пути преодоления проблем, возникающих при разработке диагностики плазмы в ИТЭР, а также приводятся примеры конкретных решений для отдельных диагностических проектов.

# МАСС-СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ КАК ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.П Мелехов, Е.Д. Вовченко, В.В. Комарецкий, Р.Ш. Рамакоти

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

В настоящее время вопрос генерации терагерцового излучения в разрядах типа низкоиндуктивная вакуумная искра (НВИ) малоизучен. Возможны несколько механизмов генерации ТГц-излучения из вакуумной искры, отличающихся природой возникновения: тепловое излучение, тормозное излучение электронов в поле ионов и излучение, испускаемое за счет неустойчивостей (колебаний), генерируемых в периодической структуре микропинча электронными пучками. Спектр ТГц-излучения НВИ в диапазоне 0,5 – 2,4 ТГц по данным работы [1] близок к линейному.

В данной работе исследовалась генерация терагерцового излучения и эмиссия многозарядных ионов из вакуумного искрового разряда с лазерным инициированием при разрядных токах до 10 кА и напряжениях до 15 кВ. Применена комбинированная диагностика, основу которой составляют измерения ионных масс-спектров с помощью времяпролетного магнитного анализатора и параллельная регистрация интенсивности терагерцового излучения.

Проведено несколько серий измерений при фокусировки инициирующего лазерного излучения на анод и катод разрядной системы (соответственно далее анодный и катодный разряды). Кроме того, эксперименты с магнитным анализатором выполнены для двух разных токов в катушках электромагнита, соответствующих индукции поля в магнитном зазоре, отличающейся примерно в два раза. Для анализа полученных в одинаковых условиях масс-спектров, последние были разделены на две группы. Первая группа соответствует амплитудам терагерцового сигнала  $500 \pm 50$  мВ ( $P_t = 500$  мВ), выделенным в

полезный сигнал. Вторая группа – амплитудам терагерцового сигнала порядка шума  $\sim 50$  мВ ( $P_T = 50$  мВ).

На рис. 1 приведены два усредненных масс-спектра анодного разряда для тока магнитного анализатора  $I = 71.2$  мА.

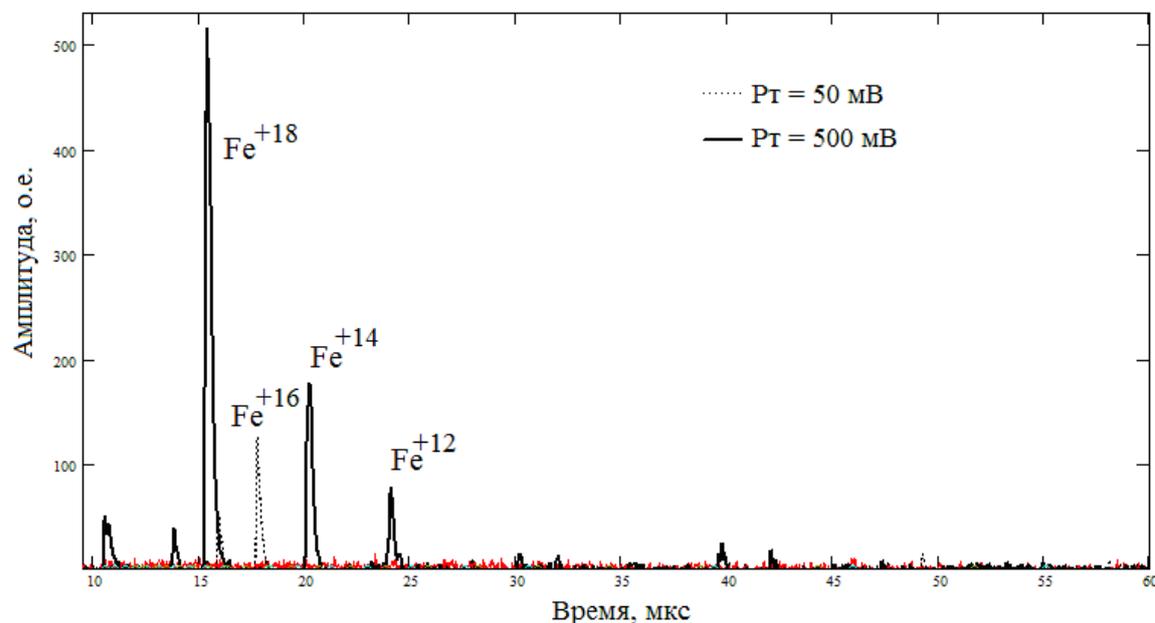


Рис.1. Масс-спектры анодного разряда

На рис. 2 показаны обобщенные результаты обработки после группировки и усреднения нескольких серий измерений масс-спектров и амплитуд ТГц-излучения для двух величин тока магнитного анализатора:  $I=71.2$  мА (рис. 2А) и  $I=139.2$  мА (рис. 2Б). Варьирование тока магнитного анализатора является аналогом фильтра и определяет «срез» распределения ионов по энергиям. Чем больше ток магнита, тем больше регистрируемые энергии ионов.

Результаты приведены в форме распределения количества ионов (т.е. тока ионов) от их заряда для стабильно регистрируемых в эксперименте зарядностей ионов. Эти распределения очевидно определяются геометрией разрядной системы и температурой разрядной плазмы. Для рассмотренных масс-спектров исходя количества ионов разных зарядностей получены оценки числа сопутствующих электронов для случаев с ТГц-излучением и без. Эти данные внесены в табл. 1.

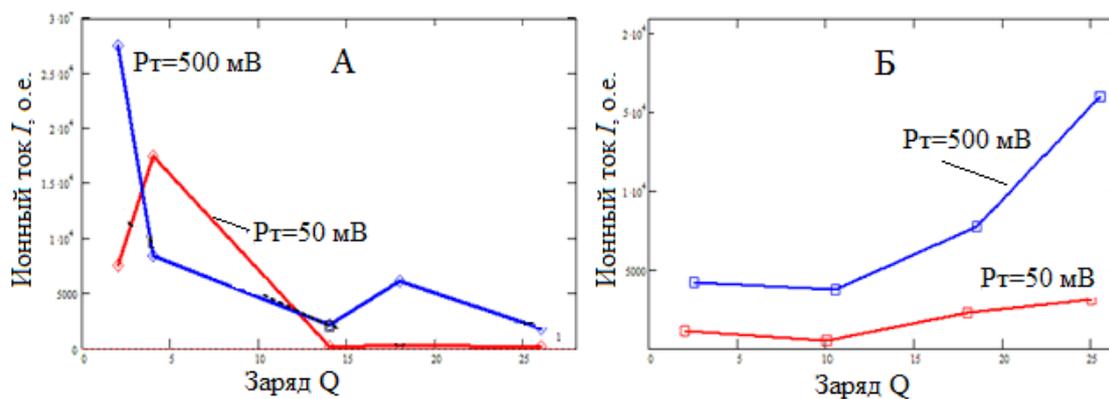


Рис.2. Анодный разряд. Результаты обработки (усреднения) нескольких серий измерений масс-спектров и амплитуды ТГц-излучения для двух величин тока магнитного анализатора:  $I=71.2$  мА (А) и  $I=139.2$  мА (Б)

Таблица 1

Условия	Количество электронов		Зарядность с максимальным выходом ионов	Примечание
	без ТГц-излучения $Ne$ , о. е.	при ТГц-излучении $Ne^T$ , о. е.		
$I=71.2$ мА	0.95	2.8	2÷4 (ионы Cu, Zn)	Анодный разряд
$I=139.2$ мА	1.3	5.9	24÷26 (ионы Fe)	Анодный разряд
$I=71.2$ мА	1.7	-----	2÷4 (ионы Cu, Zn)	Катодный разряд

Из табл. 1 видно, что для анодного разряда (оба случая) выполняется соотношение  $Ne^T/Ne=3÷4$ . Здесь  $Ne^T$  и  $Ne$  - количество электронов в разряде в относительных единицах, соответственно, при наличии и отсутствии генерации ТГц-излучения. По всей видимости, генерация носит пороговый характер,

нелинейно зависящий от концентрации электронов в плазме. При катодном инициировании разряда терагерцовое излучение регистрировалось в значительно меньшем количестве случаев.

Энергия в импульсе ТГц-излучения равна примерно  $P_T \approx 500$  мВ для случая генерации и  $P \approx 50$  мВ в обратном случае. Величина  $P \approx 50$  мВ соответствует шуму измерительной системы ТГц-излучения. Поскольку  $P_T/P \approx 10$  можно предположить степенную зависимость  $P_T \sim (N_e^T)^x$ , где  $x \geq 2$ .

На основе проведенных экспериментов с использованием лазерной интерферометрической системы авторы данной работы получили оценку максимальной электронной плотности плазмы вакуумной искры  $N_e \leq 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. В работе [2] при электронных плотностях  $N_e = 2 \times 10^{14} \div 5 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> мощность терагерцового сигнала  $P_T$  зависит от  $N_e$  как  $P_T \sim (N_e)^{3/2}$ , а плазменная частота варьируется в пределах  $\omega_p = 1,2 \times 10^{11} \div 6,4 \times 10^{11}$  Гц. Авторы работы [2] делают вывод, что при относительно невысоком уровне нелинейности в слаботурбулентном режиме ленгмюровские волны могут либо рассеиваться на ионно-звуковых колебаниях, порождая электромагнитное излучение на плазменной частоте, либо участвовать в процессах слияния с образованием электромагнитных волн на удвоенной плазменной частоте.

#### *Литература:*

1. K. I. Kozlovskii, M. I. Lisovsky, A. P. Melekhov, A. A. Plekhanov and A. A. Chistyakov Terahertz Radiation of a Low-inductance Discharge in Vacuum with Laser-plasma Initiation //VII International Conference on Photonics and Information Optics. Volume 2018.
2. Аржанников А. В., Тимофеев И. В. Интенсивное пучково-плазменное взаимодействие как источник субмиллиметрового излучения // Вестник Новосибирского гос. ун-та. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 4. С. 78–104.

# ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ЗИМНЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИНАМО СЛОЯ ВЫСОКОШИРОТНОЙ АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Е.Е. Тимофеев<sup>1</sup>, С.Л. Шалимов<sup>2,5</sup>, М.К. Валлинкоски<sup>4</sup>, Й. Кангас<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Государственная морская академия им. адм. С.О. Макарова, С.-Петербург

<sup>2</sup> Институт физики земли им. О.Ю. Шмидта, РАН, Москва

<sup>4</sup> Отдел космофизики университета г. Оулу, Финляндия

<sup>5</sup> Институт космических исследований, РАН, Москва

В работе выполнен анализ параметров плазмы динамо слоя (ДС) ионосферы, диагностированных радаром EISCAT в магнитном зените высокоширотной (70°с.ш.) авроральной обсерватории Тромсё, в рамках международного эксперимента ERRRIS: (E-Region Rocket Radar Instability Study).[1] Используемый банк данных включает 19 ночей наблюдений в объёме около 2000 одновременных измерений 5-ти параметров плазмы ДС слоя на каждом из 4-ёх высотных уровней: 100, 106, 110 и 115 км. А именно: температур ионов (Ti) и электронов (Te), плотности электронов (Ne), модуля и азимута вектора ионосферного электрического поля (E-поля).

Термин температурная аномалия T.A.= (Ti-Te) стал применяться нами как только оказалось, что в большинстве измерений банка ERRRIS в интервале высот от 102 до 110 км температура электронов регулярно оказывалась в среднем на (50-100 К) ниже температуры ионов, что противоречит всем известным моделям нижней ионосферы. Не меньшей неожиданностью оказалась и присущая тэрмо-аномалии анти-корреляция временных вариаций температур ионов ( $\Delta T_i$ ) и электронов ( $\Delta T_e$ ). обнаруженная на временном масштабе длительности импульса EISCAT радара, Путём численного дифференцирования рядов измерений температур ионов и электронов нами был создан банк скоростей роста температур ионов ( $\Delta T_i$ ) и электронов ( $\Delta T_e$ ) с целью изучения природы этой анти-корреляции[2]. По материалам этого банка

величина коэффициента анти-корреляции вычислялась в условиях роста модуля E-поля на предварительной фазе нескольких авроральных суббурь. При этом величина коэффициента анти-корреляции показала рост в фазе с напряжённостью ионосферного E-поля, усредненной в пределах окна корреляции. Вблизи порога ФБ-неустойчивости (15-20 мВ/м), этот коэффициент достигал максимума около (- 0,9), а затем резко падал до нуля при дальнейшем росте E-поля. В качестве интерпретации описанной выше картины динамики области тэрмо-аномалии была предложена модель пространственной ионно-электронной структуры, жёсткость которой монотонно растёт в процессе роста напряжённости ионосферного электрического поля не выше порога турбулизации плазмы, т.е. (ФБ-порога).

Однако, как оказалось, описанная выше методика анализа, использующая методику расчёта скользящего среднего, с успехом применима не более чем для пары суббурь. А именно для суббурь 15-го и 23-го марта 1988г. Дело в том, что усреднение даже по времени 16-ти импульсов EISCAT радара при условии кратчайшей длительности импульса (45С) означает сглаживание на временном масштабе не менее 18 минут. Поэтому подобный анализ годится только для суббурь с достаточно длительной и плавной предварительной фазой.

Методом наложения эпох по массиву данных 19-ти авроральных суббурь, включающих примерно 2000 измерений параметров динамо слоя, получены статистически значимые оценки характеристик температурной аномалии. Результаты анализа поведения средних величин тэрмо-аномалии ( $T_i - T_{\varepsilon}$ ) =  $(K)$ , её стандартного отклонения  $(S)$ , в зависимости от величины азимута  $(Z)$  ионосферного электрического поля (E-поля), усреднённых в каждом из 10-ти интервалов модуля E-поля в пределах от 0 до 65 мВ/м приведены на рисунке 1.

Кривая средних величин тэрмо-аномалии  $T.A.=(T_i-T_{\varepsilon})$ , приведенных в абсолютной шкале температур (в Кельвинах) обозначена значками  $(K)$ . Динамика средних величин стандартного отклонения  $(STD)$  тэрмо-аномалии представлена кривой обозначенной значками  $(S)$ . Кривая поведения азимута вектора ионосферного электрического поля (E-поля), усреднённого в областях аномалии обозначена значками  $(Z)$ .

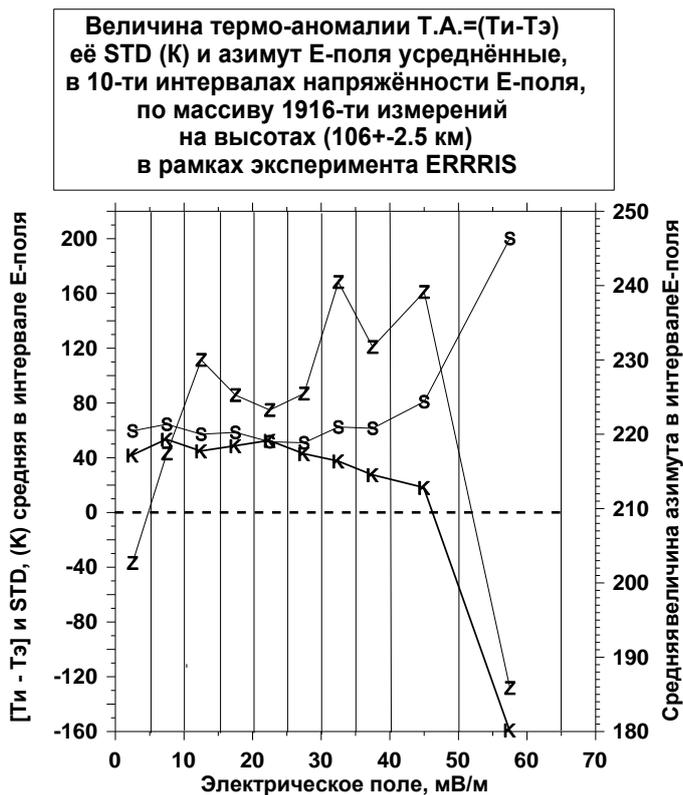


Рисунок 1

Как видно во всех основных 8-ми диапазонах величин Е-поля (от ~10 до ~45мВ/м) величины усреднённого азимута Е-поля находятся в пределах от 210-ти до 240 градусов, т.е. в юго-западном секторе. Средняя величина электронной концентрации (Ne) на высотах (106±2,5) км тоже достигает до своего максимума ( $Ne = 2,5 \times 10^5 \text{ см}^3$ ) в том же интервале Е-поля (20-25) мВ/м. Ситуация кардинально меняется при переходе к следующему интервалу роста Е-поля: (25-30) мВ/м. А именно, резкое одновременное уменьшение величин Т.А. и Ne, сопровождаемое ростом величины STD термо-аномалии означает переход в режим турбулентности во всех последующих 5-ти интервалах величин Е-поля вплоть до 60 мВ/м. Как следствие, термо-аномалия исчезает уже при среднем уровне Е-поля больше 45 мВ/м.

### Обсуждение результатов.

Согласно выводам работ [2,3], предшествующих настоящему этапу исследований, физическим механизмом температурной аномалии ночной авроральной ионосферы является эффект аномального охлаждения электронов на частицах металлической пыли. Как следствие этого отрицательно заряженные частицы пыли становятся третьей компонентой ионосферной

плазмы. При этом порядок величин зарядов частиц это  $10^2$  и даже  $10^3$  зарядов электрона, С учётом огромной массы частиц пыли (по сравнению даже с ионами) практически вся энергия плазмы заключена в пылевой компоненте [5]. Поэтому такие частицы становятся центрами кристаллизации пылевых плазменных структур (ППС), жёсткость которых растёт по мере роста заряда пылевых частиц или, напротив, стремительно уменьшается в условиях развития сильной турбулентности.

Факт максимизации величины тэрмо-аномалии в условиях юго-западной ориентации вектора ионосферного E-поля показан здесь по данным большой статистики измерений. Однако в одной из предшествующих работ [4] он был подтверждён и на примере заметного уменьшения величины тэрмо-аномалии в событии 23 марта 1988 г.на протяжении примерно 15-ти минутного выхода вектора E-поля за пределы юго-западного сектора. При этом модуль E-поля и уровень Ne оставались примерно постоянными. В итоге величина тэрмо-аномалии достигла прежнего уровня после возвращения вектора E- поля в юго-западный сектор. Как известно, по данным классических исследований влияния ориентации вектора ионосферного E-поля на формирование спорадических Es-слоёв [6] юго-западное направление вектора E-поля обеспечивает вертикальный сгон плазмы к центру динамо-слоя. При этом процесс вертикального сгона плазмы от границ динамо слоя к его центру требует постоянства усреднённой юго-западной ориентации вектора E-поля в течение не менее ~(10-15) минут.

#### *Литература:*

- 1) Pfaff, R.F., Sahr, J., Providakes, J.F. et al., The E-region Rocket/Radar Instability Study (ERRIS) - Scientific objectives and campaign overview.: JATP (ISSN 0021-9169), vol. 54, no. 6, June 1992, p. 779-808.
2. E.Timofeev., S. Shalimov., M.Vallinkoski, J.Kangas . Anomalous electron cooling observed by the EISCAT within the dusty nightside auroral dynamo layer. Report presented at 40<sup>th</sup> COSPAR Scientific Assembly, Moscow State University, August 2-10, 1994.
3. Фортгов В. Е., Храпак Ф.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. М. Физматлит. 2010
4. Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, Й. Кангас Физическая природа слоя температурной аномалии диагностированного EISCAT радаром в ночном запылённом динамо слое ионосферы. Сборник тезисов докладов X Конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение», стр. 160-162., Москва НИЯУ МИФИ, 14-16 ноября 2016, - 242 стр
5. Нефедов А.П., Храпак А.Г., Храпак С.А., Петров О.Ф., Самарян А.А. Аномально высокая кинетическая энергия заряженных макрочастиц в плазме. // ЖЭТФ, 1997, т.112, вып.2(8), с.499-506
6. T. Nygren. M. Voiculescu and A.T. Aikio “The role of electric field and neutral wind in the generation of polar cap sporadic E””, Ann. Geophys. 26, 3757-3763, 2008.-506.

# ВОЗМОЖНОСТИ МОДИФИКАЦИИ МЕТОДА SXB ДЛЯ ВОДОРОДА В ОСНОВНОЙ КАМЕРЕ ИТЭР

Р.И. Хуснутдинов<sup>1,2</sup>, А.Б. Кукушкин<sup>1,2</sup>

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

<sup>2.</sup> *НИЦ Курчатовский институт*

Работа посвящена диагностике параметров водорода в пристеночной плазме токамака ИТЭР по спектроскопии высокого разрешения (СВР). Восстановление плотности потока всех изотопов водорода с первой стенки вакуумной камеры в плазму является одной из основных задач диагностики «ITER Main Chamber H-alpha and Visible Spectroscopy», поставляемой Россией в ИТЭР [1]. Получены следующие результаты:

- проведен анализ возможности использования данных СВР при расчете асимметрии спектрального контура линии излучения в бальмеровских линиях изотопов водорода для восстановления плотности потока нейтральных атомов водорода со стенки в плазму,
- предварительно разработаны основы нового метода, обобщающего на случай водорода известный метод SXB [2, 3], широко применяемый для определения потоков примесей и использующий интегральные по длине волны измерения спектральных линий (новый метод использует данные СВР атомов вместо трудно интерпретируемых данных спектроскопии молекул водорода).

В работе использована база данных результатов решения многопараметрической обратной задачи для различных вариантов пристеночной плазмы в ИТЭР, смоделированных известным пакетом кодов B2-EIRENE + DIVIMP [4 – 6].

В данной работе используются кинетические уравнения т.н. баллистической модели [7, 8] для нейтральных атомов и молекул водорода:

$$v_x \frac{\partial f(\vec{v}, x)}{\partial x} = q(\vec{v}, x) + F_M^{(i)}(\vec{v}, x) N_i(x) \int d\vec{v}' \sigma_{cx}(|\vec{v} - \vec{v}'|) |\vec{v} - \vec{v}'| f(\vec{v}', x) -$$

$$- f(\vec{v}, x) [N_i(x) \int d\vec{v}_i \sigma_{cx}(|\vec{v}_i - \vec{v}|) |\vec{v}_i - \vec{v}| F_M^{(i)}(\vec{v}_i, x) + N_e(x) \int d\vec{v}_e \sigma_{ai}(|\vec{v}_e|) |\vec{v}_e| F_M^{(e)}(\vec{v}_e, x)] \quad (1)$$

где  $f(\vec{v}, x)$  – функция распределения атомов водорода по координате ортогонально первой стенке и по скорости,  $n(x)$  – плотность атомов водорода,  $q(\vec{v}, x)$  – распределение по скоростям для плотности мощности источника атомов водорода вследствие диссоциации молекул,  $F_M^{(a)}(\vec{v}, x)$  – максвелловские функции распределения по скоростям (ФРС) ионов ( $a=i$ ) и электронов ( $a=e$ ).

$$v_x \frac{\partial f^{(H_2)}(\vec{v}, x)}{\partial x} = -f^{(H_2)}(\vec{v}, x) N_e(x) \left[ \int d\vec{v}_e \sigma_{mi}(|\vec{v}_e|) |\vec{v}_e| F_M^{(e)}(\vec{v}_e, x) + \right.$$

$$\left. + \int d\vec{v}_e \sigma_{dis}(|\vec{v}_e|) |\vec{v}_e| F_M^{(e)}(\vec{v}_e, x) \right] \quad (2)$$

где  $f^{(H_2)}(\vec{v}, x)$  и  $n^{(H_2)}(x)$  – функция распределения и плотность молекул водорода,  $\sigma_{mi}$  и  $\sigma_{dis}$  – сечения ионизации и диссоциации молекул водорода при столкновении с электронами. Светимость в линии бальмер-альфа имеет вид:

$$\epsilon_{32}(x) = \frac{1}{4\pi} n_3(x) \mathcal{A}_{32} = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathcal{A}_{32}}{\mathcal{A}_3} N_e(x) \langle \sigma_{ex} v_e \rangle_{31} n(x), \quad (3)$$

где  $A_3$  и  $A_{32}$  – вероятности спонтанного радиационного распада с уровня с главным квантовым числом  $n = 3$  в единицу времени, соответственно, на все нижние уровни и только на уровень  $n = 2$ ,  $n_3(x)$  – плотность возбужденных атомов на уровне  $n = 3$ ,  $\sigma_{ex}$  – сечение возбуждения атома водорода из основного состояния на уровень  $n = 3$ . Интегрируя (1) вдоль хорды наблюдения, получаем связь плотностей потоков атомов  $j(0)$  и молекул  $j^{(H_2)}(0)$  со стенки с наблюдаемой интенсивностью излучения  $I_{32}$  в бальмеровской линии:

$$j(0) + \alpha j^{(H_2)}(0) = 4\pi \left\langle \frac{S}{XB} \right\rangle I_{32}, \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{\int_{LoS} dx \left( 2 + \frac{\langle \sigma_{mi} v_e \rangle}{\langle \sigma_{dis} v_e \rangle} \right) n^{(H_2)}(x) N_e(x) \langle \sigma_{dis} v_e \rangle}{\int_{LoS} dx \left( 1 + \frac{\langle \sigma_{mi} v_e \rangle}{\langle \sigma_{dis} v_e \rangle} \right) n^{(H_2)}(x) N_e(x) \langle \sigma_{dis} v_e \rangle} \quad (5)$$

Далее используя связь спектральной интенсивности  $\pi$ -компоненты (другие зеемановские компоненты фильтруются детектором) излучения с мощностью излучения одного атома  $Q_s^{(1)}(x)$ , вычисляемой по известным экспериментальным данным для профилей плотности и температуры электронов,

$$I_s^{(\pi)}(\lambda) = \frac{1}{\lambda_s} \int_{LoS} dx Q_s^{(1)}(x) \int d\vec{v} f_s(\vec{v}, x) \Phi_s^{(\pi)}(\vec{v}, \omega), \quad (6)$$

где  $\lambda_s$  – длина волны для линии серии бальмер-альфа изотопа водорода, находим второе условие на атомарный поток вдоль хорды наблюдения, которое учитывает асимметрию спектрального контура линии:

$$\int [I_s^{(\pi)}(\lambda)]_{SOL} \frac{\lambda - \lambda_s}{\lambda_s} d\lambda = \int_{LoS} dx Q_s^{(1)}(x) \frac{j_{atom}(x)}{c} \quad (7)$$

Представим атомарный поток в виде суммы :

$$j_{atom}(x) = j_{conv}(0) f_1(x) + j_{mol}(0) f_2(x) \quad (8)$$

где  $j_{conv}(0)$  – т.н. конверсионный поток атомов вблизи стенки, под которым мы понимаем поток нейтральных атомов, образованных путем рекомбинации уходящих из плазмы ионов без превращения образованных атомов в молекулы на стенке с температурой стенки,  $j_{mol}(0)$  – поток молекул водорода со стенки,  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  описывают, соответственно, вклады конверсионного потока атомов и молекулярного потока со стенки в атомарный поток в объеме (их можно рассчитать с помощью баллистической модели). Тогда получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} j_{conv}(0) f_1(0) + j_{mol}(0) (\alpha + f_2(0)) = 4\pi \langle \frac{S}{XB} \rangle I_{32}, \\ j_{conv}(0) F_1 + j_{mol}(0) F_2 = \delta I_{32} \end{cases} \quad (9)$$

Решения полученной системы уравнений приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Сравнение  $j_{conv}(0)$  и  $j_{mol}(0)$ , полученных из уравнения (9), с аналогичными величинами из «баллистической модели»

Сценарий	$\frac{j_{conv}(0),}{atom} \frac{1}{s m^2}$	$\frac{j_{conv}^{BM}(0),}{atom} \frac{1}{s m^2}$	$\frac{j_{mol}(0),}{mol} \frac{1}{s m^2}$	$\frac{j_{mol}^{BM}(0),}{mol} \frac{1}{s m^2}$
«d»	$7,10 \cdot 10^{18}$	$7,75 \cdot 10^{18}$	$3,22 \cdot 10^{18}$	$4,53 \cdot 10^{18}$
«e»	$6,97 \cdot 10^{18}$	$7,40 \cdot 10^{18}$	$2,51 \cdot 10^{18}$	$4,75 \cdot 10^{18}$
«f»	$3,32 \cdot 10^{19}$	$4,75 \cdot 10^{19}$	$4,87 \cdot 10^{19}$	$3,10 \cdot 10^{19}$
«g»	$3,56 \cdot 10^{19}$	$4,76 \cdot 10^{19}$	$4,05 \cdot 10^{19}$	$3,36 \cdot 10^{19}$
«h»	$3,90 \cdot 10^{20}$	$6,43 \cdot 10^{20}$	$6,74 \cdot 10^{20}$	$4,70 \cdot 10^{20}$
«i»	$4,09 \cdot 10^{20}$	$6,50 \cdot 10^{20}$	$6,23 \cdot 10^{20}$	$4,85 \cdot 10^{20}$

На рисунке 1 представлены распределения плотностей потока частиц вдоль хорды наблюдения в сценариях «d» и «i». Сплошные кривые – плотности потока атомов, пунктирные – полный поток (атомарный и молекулярный). Красная кривая получена подстановкой  $j_{conv}(0)$  и  $j_{mol}(0)$  в уравнение (8), зеленая – моделированием кодом SOLPS (B2-EIRENE), синяя – с помощью «баллистической модели». Видно, что вблизи стенки предложенная модель позволяет найти плотность полного потока водорода по порядку величины.

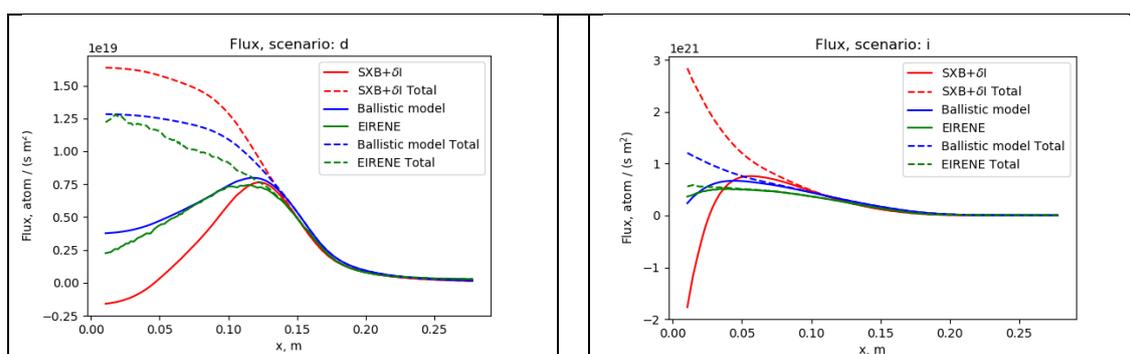


Рисунок 1 – Распределения плотностей потока частиц вдоль хорды наблюдения (отсчет от первой стенки) в сценариях «d» и «i»

Оценка возможности развиваемого метода на примере расчетных данных для двух базовых сценариев работы дивертора ИТЭР показывает, что в некотором

диапазоне режимов работы ИТЭР (невысокий фон от рассеянного диверторного света, преобладание вклада одного участка СОЛ на хорде наблюдения в основной камере) этот метод может быть использовано для обработки экспериментальных данных в режиме реального времени.

Авторы благодарны В.С. Неверову за проведение расчетов по баллистической модели.

*Литература:*

1. Kukushkin A.B., Neverov V.S., et al., Fusion Sci. Tech., 2016, 69, 628.
2. Behringer K. H., J. Nucl. Mater., 1987, 145–147, 145.
3. Pospieszczyk A., et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2010, 43, 144017.
4. Reiter D., Baelmans M., Boerner P., Fusion Sci. Tech., 2005, 47, 172.
5. Kukushkin A.S., et al. Fusion Eng. Des., 2011, 86, 2865.
6. Lisgo S. W., et al., J. Nucl. Mater., 2011, 415, 965.
7. Kadomtsev M.B., et al., Eur. Conf. Abstracts, 2012, vol. 36F, P4.093
8. Lisitsa V.S., et al., Atoms, 2014, 2, 195

# **ВИДЕОРЕГИСТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИТИЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ ТОКАМАКА Т-11М В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ КАК СРЕДСТВО КОНТРОЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ СО СТЕНКОЙ**

А.С. Пришвицын<sup>1</sup>, В.Б. Лазарев<sup>2</sup>, С.В. Мирнов<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>*АО ГНЦ РФ ТРИНИТИ*

Накопление продуктов эрозии первой стенки в процессе работы токамака – одна из самых больших проблем токамаков-реакторов. Одним из перспективных методов ее решения является использование жидкого лития в качестве буфера между первой стенкой и мощными потоками плазмы.

В работе представлены экспериментальные данные двухлетней работы по исследованию взаимодействия потоков лития с мишенью-коллектором и продольными лимитерами в пристеночной плазме токамака Т-11М. В ходе работы, была разработана методика обработки данных с высокоскоростной камеры для использования интенсивности излучения лимитеров и коллекторов литиевого токамака Т-11М в видимой области, как средства контроля взаимодействия плазмы с элементами первой стенки токамака. Для двух экспериментальных кампаний (с одним и двумя продольными лимитерами) были исследованы зависимости интенсивности свечения лития над поверхностью коллекторной мишени от температуры поверхности коллектора, времени экспозиции в разряде. Была подтверждена антикорреляция свечения нейтральных атомов лития над поверхностью мишени-коллектора с количеством собираемого коллектором лития.

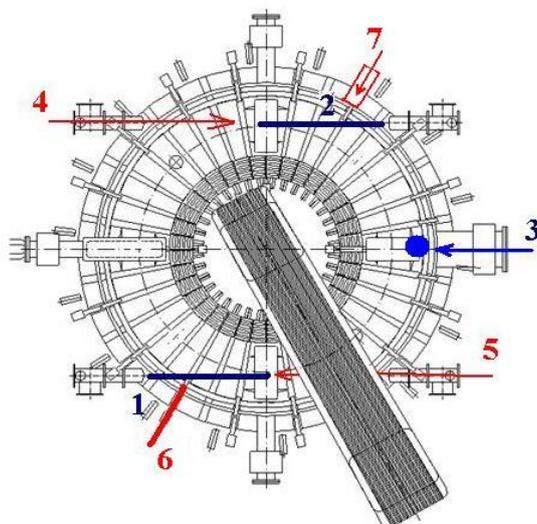


Рис.1 Расположение лимитеров и камер в токамаке Т11-М  
 1-горизонтальный лимитер (старый); 2-горизонтальный лимитер (новый); 3-вертикальный лимитер; 4,5-диагностические окна для высокоскоростных и ИК камер; 6-зонд Маха.

По интенсивности свечения отраженных от пластины зонда Маха атомов лития было исследовано распределение потоков лития в тени вертикального лимитера токамака Т-11М (для различных конфигураций продольных лимитеров-коллекторов) (Рис. 2).

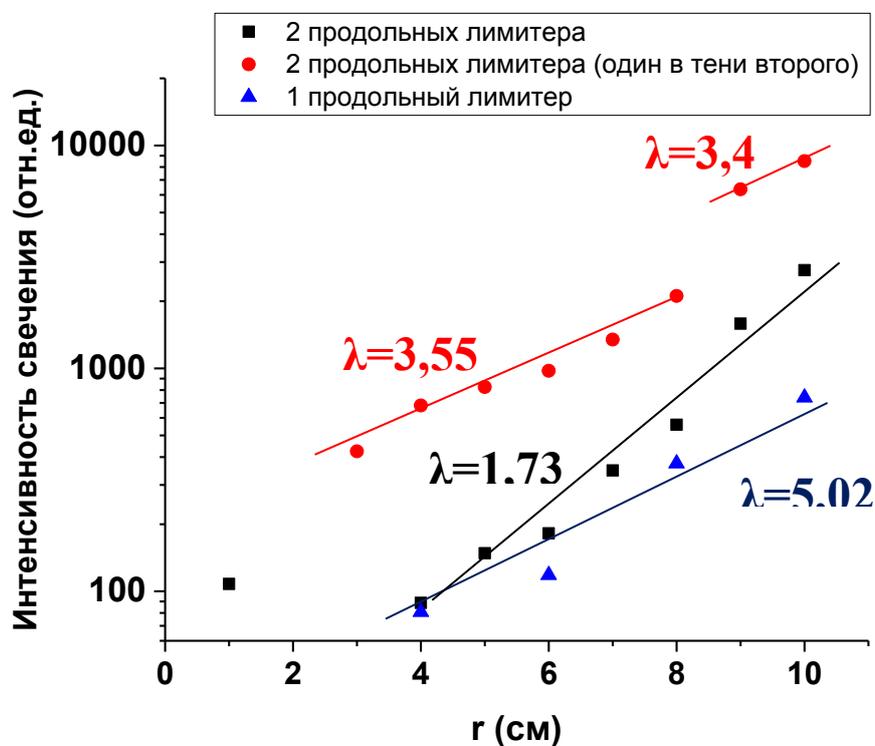


Рисунок 2. Зависимости интенсивности свечения лития от глубины ввода зонда Маха.

В случае, экспериментов с двумя продольными лимитерами изменилось распределение потоков лития (по сравнению с экспериментами с одним продольным лимитером) в пристеночной плазме токамака, профиль распределения стал более острым, т.е. уменьшается поток лития на стенку токамака. Из чего следует что присутствие второго коллектора уменьшает потери лития из системы замкнутой циркуляции лития в токамаке Т-11М(эмиттер-коллектор).

Полученные результаты будут использованы в литиевых экспериментах на токамаках Т-11М и Т-15.

# ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА ОСНОВЕ НОНИУСНОЙ ПАРЫ НЕРАВНОПЛЕЧНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1

И.Ю. Тищенко<sup>1</sup>, К.Л. Губский<sup>1</sup>, В.А. Пирог<sup>1</sup>, Г.М. Олейник<sup>2</sup>, Е.В. Грабовский<sup>2</sup>,  
А.П. Кузнецов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>. *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*

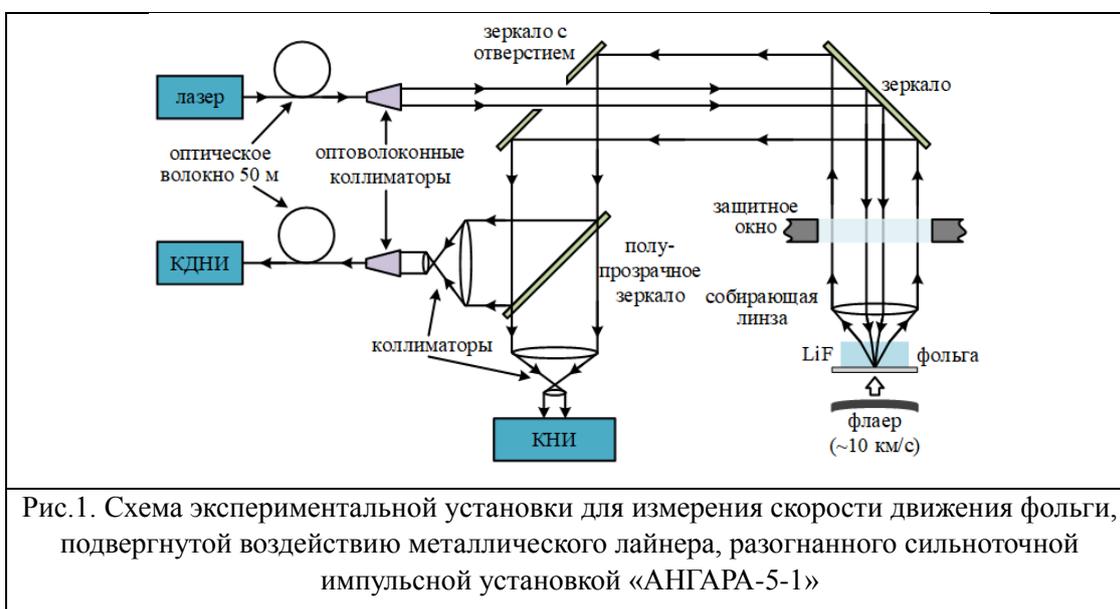
<sup>2</sup>. *АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ"*

На сильноточной импульсной установке «АНГАРА-5-1» проводятся работы по отработке возможности использования магнитного поля для разгона металлических флаеров и создания импульсов высоких давлений [1]. «АНГАРА-5-1» способна генерировать напряжения до 1,5 МВ и токи до 6 МА. При пропускании таких токов через систему проводников, в которой токи по аноду и катоду протекают в противоположных направлениях, возникает отталкивающая сила, под действием которой материал электрода образует лайнер со скоростью около 10 км/с. Такой лайнер можно использовать в качестве ударника для изучения поведения вещества при ударно-волновом нагружении.

Для применения лайнера в качестве нагружающего элемента необходимо контролировать его скорость и плоскостность его полета. В предварительных экспериментах для диагностики использовались теневое фотографирование и трехканальный квадратурный неравноплечный интерферометр (conventional VISAR). Результаты данных экспериментов продемонстрировали возможность ускорять лайнеры до скоростей порядка нескольких км/с. Вместе с тем, был выявлен ряд трудностей, в частности, изменение агрегатного состояния вещества флаера, а также сильное влияние помех. Эти исследования потребовали развития измерительного аппарата и совершенствования постановки эксперимента.

В докладе описано устройство разработанного диагностического комплекса, состоящего из двух неравноплечных интерферометров, образующих нониусную пару [2].

Измерение скорости движения фольги, разогнанной металлическим лайнером, осуществлялось с помощью двух интерферометров: квадратурно-дифференциального неравноплечного интерферометра (КДНИ) и квадратурного неравноплечного интерферометра с дополнительным каналом контроля интенсивности на входе (КНИ) (рис.1). Одновременное измерение скорости двумя интерферометрами с разными линиями задержки (линия задержки КДНИ – 1280 м/с/полосу, КНИ – 7730 м/с/полосу) позволяет избавиться от неоднозначности определения скорости при ее резком изменении. Также использование нониусной системы регистрации позволяет повысить точность измерения профилей скорости.



В докладе приводятся результаты первых экспериментов по разгону металлической пластины импульсом тока, в которых использовался данный комплекс. Получены скорости порядка 6 км/с, данные двух интерферометров хорошо согласуются.

*Литература:*

1. Е.В. Грабовский, А.Н. Грибов, Г.М. Олейник, С.И. Ткаченко, А.О. Шишлов. Увеличение эффективности ускорения флаера при удлинении импульса тока на установке АНГАРА-5-1 // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 4.
2. K.L. Gubskii, D.S. Koshkin, A.V. Mikhaylyuk, A.M. Korolev, V.A. Pirog, A.P. Kuznetsov. Multipoint vernier VISAR interferometer system for measuring mass velocity in shock wave experiments // Physics Procedia, 2015, v. 71, pp. 212 – 216.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛЕГКИХ ПРИМЕСЕЙ НА ПЕРЕНОС ТЕПЛА И ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ Т-10

А.Р. Немец, В.А. Крупин, М.Р. Нурғалиев, Л.А. Ключников, И.А. Земцов

*НИИЦ Курчатовский Институт*

В ходе экспериментальных кампаний 2014-2018 гг. на установке Т-10 значительно изменялись уровень и состав примесей в плазме [1]. Широкий набор данных о величине и радиальном распределении эффективного ионного заряда ( $Z_{eff}$ ) плазмы, полученный с помощью диагностик CXRS [2] и тормозного излучения в видимой области спектра [3], позволил провести исследование влияния  $Z_{eff}$  на удержание тепла и частиц. Величина  $Z_{eff}$  изменялась в диапазонах 1 – 2 (при литиизации камеры с вольфрамовыми лимитерами), 2 – 4 (в условиях углеродных диафрагм) и 3 - 4.5 (в условиях вольфрамовых диафрагм без литиизации) (рис. 1).

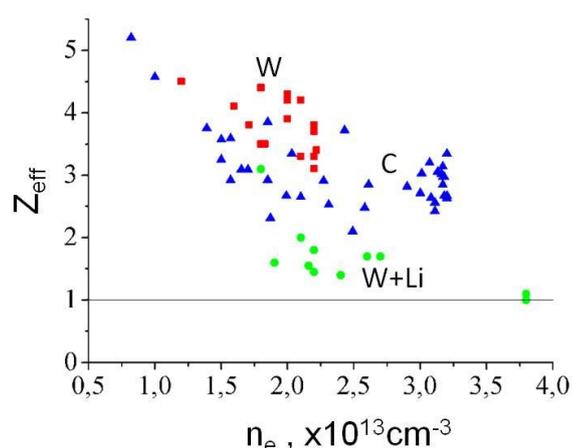


Рисунок 1. Зависимость эффективного заряда плазмы от средней электронной плотности при различных материалах диафрагм и при литиизации камеры Т-10 в экспериментах 2014-2018 гг.

Были получены зависимости для электронного  $W_e = \frac{3}{2} \int_V n_e T_e dV$  и ионного  $W_i = \frac{3}{2} \int_V n_i T_i dV$  энергозапасов плазмы от величины  $Z_{eff}$ . Радиальные распределения электронной плотности, использованные в данной задаче измерялись с помощью 8-канальных HCN-лазерного и СВЧ-интерферометров. Профили электронной температуры были измерены с помощью лазерной диагностики Томсоновского рассеяния, ECE и SXR диагностик. Профили концентраций ядер примесей и ионной температуры измерялись с помощью CXRS-диагностики. По мере уменьшения  $Z_{eff}$  от 4 до 1 отношение энергозапасов ионов и электронов  $W_i / W_e$  возрастает от 0.3 до 0.8. Таким образом, по мере очистки плазмы от легких примесей содержание энергозапаса плазмы качественно изменяется от доминирования электронной составляющей до значительного (до ~3-х раз) увеличения доли ионного энергозапаса.

Помимо величины  $Z_{eff}$ , от уровня легких примесей в значительной степени зависит мощность радиационных потерь на периферии шнура. В ряде работ показано улучшение характеристик удержания за счет увеличения излучательных потерь на периферии плазмы во время инжекции примесей на T-10 [4-5]. Однако при измерениях периферийных радиационных потерь с помощью пироболометров ранее не учитывался вклад атомов перезарядки в измерения. В рамках данной работы была проведена оценка вклада атомов перезарядки в болометрические измерения. В разряде с предельно низким уровнем примесей ( $n_c \sim 0.7-1\%$  от  $n_e$ ) оцененная мощность перезарядочных потерь составила 12-15 кВт при мощности излучения на остаточном уровне углерода 7-10 кВт. Учет вклада атомов перезарядки в болометрические измерения позволит провести более детальный анализ влияния собственных примесей на характеристики удержания не только через столкновительные процессы ( $Z_{eff}$ ) в основном объеме плазмы, но и через периферийное излучение.

Работа выполнена за счет РФФИ, проект № 18-32-00100.

*Литература.*

1. А.Р. Немец и др., ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, стр. 23 – 28.
2. L.A. Klyuchnikov et al. Review of Scientific Instruments 87, 053506 (2016).
3. В.А. Крупин и др., ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 1, с. 81-94.
4. K.A. Razumova et al. Plasma Phys. Rep. (2017) 43: 1043.
5. N.A. Kirneva et al. 44th EPS Conf. on Plasma Physics. Belfast, Northern Ireland, 26 – 30 June 2017, ECA, vol. 41F, P4.169.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ САМОСЖИМАЮЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА

Е.В. Грабовский<sup>1</sup>, А.П.Лотоцкий<sup>1</sup>, В.В. Лукин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*АО ГНЦ РФ ТРИНИТИ*

<sup>2</sup>*ИПМ им. М.В. Келдыша*

В публикациях по самосжимающимся разрядам неоднократно упоминалось о возможных преимуществах импульсного наполнения камеры рабочим газом. В докладе представлены эксперименты, проведенные на установке с токами до 750 кА, включающие опыты с разрядом при сплошном и импульсном наполнении, а также для комбинации этих способов. Импульсный поток газа задавался специальным быстродействующим клапаном с управляемым электродинамическим приводом. Градиенты плотности газовых распределений предварительно рассчитаны. Для диагностики развития и детализации движения токовых оболочек использованы магнитные зонды и электротехнические измерения. Ограниченно использована фотосъемка начальной стадии развития разряда и стадии пинчевания токовой плазмы. Полученный эффект от влияния создаваемого нарастающего распределения плотности оценивался по излучению пинча. Впервые проведены опыты по использованию в эксперименте двух различных газов.

# АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ЗОНДА С ПОВЫШЕННОЙ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИЕЙ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ

И.В. Визгалов<sup>1</sup>, К.М. Гуторов<sup>1</sup>, И.А. Сорокин<sup>1,2</sup>

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

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

На сегодняшний день единственным общедоступным способом, позволяющим определять локальные параметры плазмы, остается зондовая диагностика, широко применяемая в диагностике плазмы. Хотя процедура снятия зондовых характеристик достаточно проста, восстановление параметров плазмы вызывает значительные трудности. С математической точки зрения определение параметров плазмы относится к некорректным задачам с интегральным уравнением. Поэтому классическая зондовая методика требует выполнения определенных условий применимости. Считается, например, что высокая вторичная эмиссия с поверхности зонда, контактирующего с неравновесной плазмой, настолько сильно искажает зондовую характеристику, что ее обработка становится совершенно некорректной. В частности, недопустимо присутствие диэлектрических покрытий и включений, которые непредсказуемым образом способствуют усилению вторичной электронной эмиссии. Особенно большие искажения возникают в присутствии высокоэнергетичной группы электронов в неравновесной плазме низкого давления, способные вызвать высокую вторичную эмиссию с отрицательно смещенной относительно плазмы поверхности зонда. Одним из важнейших параметров измеряемых является плотность ионного тока насыщения. Для его корректного измерения помимо подавления вторичной эмиссии к зонду необходимо прикладывать достаточно большое отрицательное смещение (от сотен до тысяч вольт), чтобы отсечь высокоэнергетичную группу электронов от попадания на зонд.

В данной работе описывается метод измерения ионного тока насыщения, в котором высокая вторичная электронная эмиссия с поверхности зонда не

подавляется, а используется для генерации импульсной развертки напряжения зонда в автоколебательном режиме. При относительно небольшом постоянном смещении от блока питания формируются достаточно высоковольтные отрицательные импульсы напряжения смещения зонда, когда контактная поверхность становится недосягаемой для высокоэнергетичных электронов плазмы. Причем, коэффициент вторичной эмиссии под действием высокоэнергетичной группы при низком отрицательном смещении должен значительно превышать 1, чтобы соответствующий эмиссионный ток превысил ток ионного насыщения, и зондовая характеристика приобрела немонотонный N-образный вид с участком дифференциального сопротивления. Быстрая обратная связь по электронному вторично-эмиссионному механизму и, соответственно, малая длительность импульсов препятствуют развитию разрядных процессов.

В докладе подробно рассматриваются теоретические основы метода автоколебательного зонда, способы управления частотой следования и амплитудой импульсов, влияние параметров плазмы на форму сигналов тока и напряжения. Обсуждаются особенности фазовой траектории изображающей точки состояния зондовой цепи на плоскости ( $U$ ,  $I$ ). Они позволяют определять точки пересечения с мгновенной зондовой характеристикой, в частности с ветвью ионного насыщения. Описываются эксперименты по отработке методики автоколебательного зонда, которые проводились на пучково-плазменной установке ПР-2.

Использование автоколебательного режима позволит значительно упростить зондовые измерения в неравновесной плазме в присутствии группы надтепловых электронов. Метод автоколебательного зонда может применяться для измерения параметров плазмы в приосевой зоне пучково-плазменного разряда, в разряде с полым катодом или в разряде Пеннинга, а также в периферии магнитных ловушек для удержания горячей плазмы. Одним из преимуществ метода автоколебательного зонда является отсутствие в измерительной схеме специального блока развертки. При этом амплитуда генерируемых импульсов напряжения (с возможностью регулировки до 5 кВ) значительно превышает напряжение постоянного источника питания (порядка 100 В). Высокая частота (0,1 -10 МГц) следования импульсов, позволяет использовать метод при проведении диагностики нестационарных плазменных процессов, а также совместно со сканирующими зондами.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ ПЫЛИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ЗОНДЕ С ЦЕЛЬЮ УВЕЛИЧЕНИЯ ЕГО ЭФФЕКТИВНОСТИ

Л.Б. Беграмбеков, О.А. Бидлевич

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

## Введение

Эксперименты в современных термоядерных установках показывают, что основная часть материала, распыленного с контактирующих с плазмой элементов первой стенки и дивертора, в итоге трансформируется в пыль. Большое количество пыли, накопленное в установках, отрицательно влияет на параметры разряда и накапливает значительное количество трития.

Для диагностики пыли в ITER предполагается использование специально разработанных электростатических зондов, задачей которых является сбор пыли и извлечение ее из установки для последующего анализа.

В работе была создана модель движения частиц пыли в электростатическом зонде. На основании анализа полученных траекторий предложены модификации электростатического зонда, улучшающие его эффективность.

## Электростатический зонд и расчетная модель

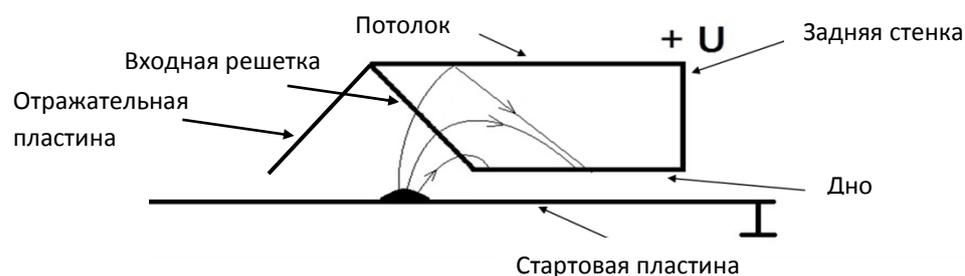


Рис 2. Схема работы электростатического зонда

Концепция электростатического зонда подробно описана в работе [1]. Основным элементом зонда является резервуар из тонкой листовой нержавеющей стали, передняя стенка которого представляет собой решетку (Рис 2). В процессе работы между зондом и стартовой пластиной, покрытой пылью,

создается разность потенциалов, достаточная для того, чтобы пылевые частицы под действием электростатического поля преодолели силу тяжести и силы адгезии к поверхности, покинули стартовую пластину и попали в резервуар зонда сквозь входную решетку. К верхней стороне решетки прикреплена отражательная пластина, которая ограничивает разлет частиц, отраженных от решетки в сторону от резервуара

Моделировались траектории движения частиц вольфрамовой пыли. Частицы пыли были разделены на четыре основные группы по форме и размерам, для каждой из которых использовались усредненные значения массы и заряда, приобретаемого в электростатическом поле между зондом и стартовой пластиной.

Для описания движения частиц и характера их взаимодействия со стенками зонда и стартовой пластиной были экспериментально определены такие параметры, как сила адгезии частиц к стартовой пластине и коэффициент энергетических потерь входе соударения со стенками. Также было численно получено угловое распределение рассеянных пылевых частиц различной формы при различных углах падения, была определена доля частиц, отражающихся зеркально, и доля частиц, отражающихся диффузно по закону косинуса Кнудсена.

Моделирование проводилось в универсальной среде численного моделирования Comsol. Comsol-модель состояла из двух блоков. В первом решалась стационарная задача расчета электрических полей, во втором рассчитывались траектории движения зарядившихся вольфрамовых частиц в электрическом поле, конфигурация которого получена в первом блоке.

### **Моделирование движения частиц и обсуждение результатов**

Моделирование движения частиц в поле электростатического зонда показало, что часть частиц, которые уже попали в эквипотенциальное пространство зонда, из-за невысокого коэффициента энергетических потерь при соударении со стенками зонда после нескольких соударений вылетают обратно (рис.2). Для того чтобы уменьшить долю «сбежавших» частиц было предложено установить на внутренние стенки зонда решетки, состоящие из вертикальных ламелей, выполненных из тонких прямоугольных металлических пластин, расположенных параллельно друг другу в плоскостях, параллельных плоскости

задней стенки резервуара зонда. Частица пыли попадает в зазор между соседними ламелями, теряет энергию в результате множественных соударений с ними, обладает недостаточной энергией, чтобы вылететь из резервуара, и в результате остается в зонде (рис 3).

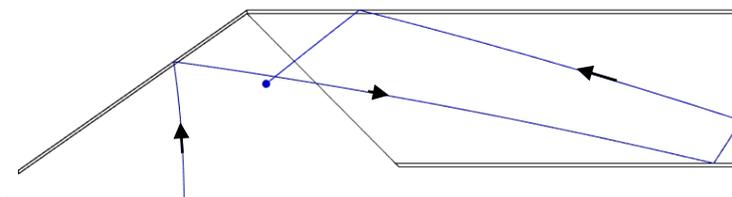


Рис 2. Траектория «убегающей» частицы

Моделирование движения частиц в резервуарах, с различными положениями решеток позволило определить их оптимальное местоположение и параметры. Так, если эффективность сбора зонда с гладкими стенками составляла 68%, для зонда с решеткой на дне- 72%, а для зонда с решетками на дне, на задней стенке и на потолке -73%. Наилучшая эффективность зонда с решетками достигается при высоте ламелей 1-1.5мм, толщине не более 0.1мм и расстоянии между ламелями менее 0.5 мм.

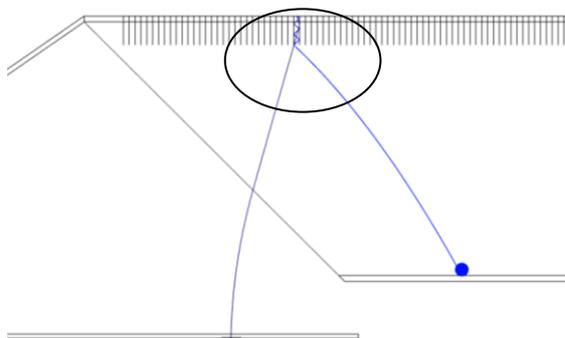


Рис 3. Частица, попавшая в зазор между ламелями

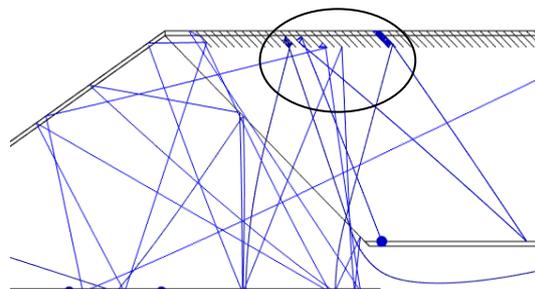


Рис 4. Частицы, вылетающие из зазора между наклоненными ламелями.

При анализе распределения захваченных частиц на дне зонда (конфигурация с вертикальной решеткой на дне и потолке зонда) было выявлено, что основная часть пылинок аккумулируется около входной решетки. При большом количестве собранной пыли это затруднит попадание новых частиц в резервуар, а также может приводить к высыпанию пыли из зонда при транспортировке.

Как видно на рис. 4, после вылета из решетки отклонение направления скорости частиц от угла наклона ламелей решетки лежит в небольшом угловом диапазоне. Поэтому для того, чтобы распределение захваченных частиц сместить в глубину зонда, а также уменьшить число частиц, вылетающих из зонда, было предложено на потолок зонда установить решетку, ламели которой наклонены в сторону задней стенки зонда. Моделирование подтвердило это предположение и позволило определить оптимальные параметры решетки (угол наклона ламелей, шаг, высота).

Моделирование показало, что установка на потолок резервуара решётки с ламелями, наклоненными в сторону задней стенки, а на дно решетки с вертикальными ламелями позволяет получить более равномерное распределения частиц в зонде, что обеспечит возможность накопить в зонде большее количество частиц за один цикл работы, а также увеличивает эффективность зонда до 83%.

### **Заключение**

С целью повышения эффективности сбора вольфрамовой пыли электростатическим зондом, который предполагается использовать среди прочих систем диагностики пыли в ITER, была создана его численная модель в расчётной среде COMSOL и получены траектории движения частиц в электрическом поле.

Анализ траекторий движения частиц пыли в зонде позволил определить наиболее эффективную конфигурацию электростатического зонда. Выявлено, что установка на потолок резервуара зонда решётки с ламелями, выполненными в виде тонких прямоугольных металлических пластин, расположенными перпендикулярно боковым стенкам резервуара и наклоненными в сторону задней стенки, а на дно такой же решетки с вертикальными ламелями позволяет получить более равномерное распределение собранных частиц по дну резервуара зонда, что обеспечит возможность накопить в зонде большее количество частиц за один цикл работы, а также увеличивает эффективность зонда до 83%.

### *Литература:*

- [1] Begrambekov L.B., Voityuk A.N., Zakharov A.M. The development and the tests of the electrostatic probe for dust particle collection in thermonuclear reactors. // J. of Physics. Conference Series 741(1):012004 September 2016.
- [2] Begrambekov, L.B., Voityuk, A.N., Zakharov, A.M. et al. Phys. Atom. Nuclei (2017) 80: 1642.

# ОБРАЗОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ CdHgTe ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕГО МЯГКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА

Р.Ш. Рамакоти<sup>1</sup>, О.Б. Ананьин<sup>1</sup>, А.П. Мелехов<sup>1</sup>, И.А. Герасимов<sup>1</sup>, Г.С. Богданов<sup>1</sup>,  
В.Г. Средин<sup>2</sup>, И.К. Новиков<sup>1</sup>, Д.С. Доманин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный Исследовательский Ядерный Университет («МИФИ»)

<sup>2</sup>Военная академия РВСН им. Петра Великого

Цель работы состояла в изучении зарядового и массового состава частиц, покидающих поверхность полупроводника CdHgTe при воздействии на него интенсивного, МРИ лазерной плазмы. Параметры МРИ: плотность мощности  $\leq 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>; плотностью энергии в импульсе 25 Дж/см<sup>2</sup>; длительность импульса - 20 нс. Спектр МРИ лежит в диапазоне от 1 до 130 А.

При облучении поверхности образца МРИ наблюдается выход ионов только при приложении к образцу выталкивающего положительного потенциала. Для этого к изучаемому образцу прикладывалось выталкивающее напряжения 300÷2500 В. Для изучения покинувших поверхность заряженных частиц использовался времяпролетный масс-анализатор. На рисунке 1 приведены результаты, полученные с помощью масс-анализатора заряженных частиц.

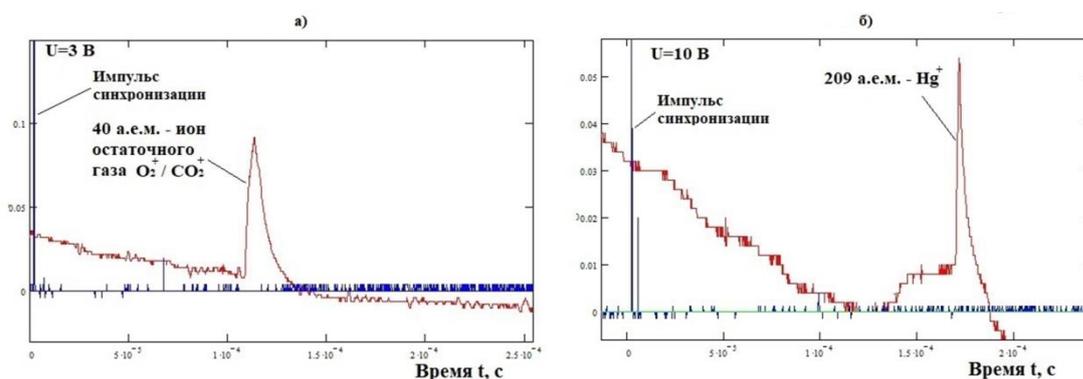


Рисунок 1 а, б– Сигналы, зарегистрированные масс-анализатором после взаимодействия полупроводником CdHgTe при напряжении на отклоняющих пластинках U=3 В (а)

Для расчета массы зараженных частиц использовалась формула 1.

$$m = \frac{UeL}{dV^2 \operatorname{tg} \alpha} \quad (1)$$

Здесь  $U$ - напряжение между отклоняющими пластинами масс-анализатора;  $e$  – заряд электрона;  $L$  – пролетная база масс-анализатора,  $d$  – расстояние между отклоняющими пластинками;  $V$ - скорость иона;  $\alpha$  – угол, на который отклонился ион под действием поля.

Расчеты показали выход с поверхности полупроводника ионов остаточного газа, что ранее наблюдалось в работе [1], пленка которого осаждается на поверхности -  $O_2^+$  (32 а.е.м.),  $CO_2^+$  (44 а.е.м.). Также наблюдался выход ионов с массами в интервале от 180 до 220 а.е.м., что в пределах погрешности расчета массы иона (20%) соответствует ионам ртути  $Hg^{+1}$ . Также, предположительно, в некоторых импульсах наблюдался выход ионов димера ртути  $Hg_2^+$ . Выхода ионов атомов Cd и Te в ходе эксперимента зафиксировано не было.

#### *Литературы*

[1] *Ананьин О.Б. и др.*, Известия высших учебных заведений, том 56, №9/2 стр.40-43 (2013).

## МАКЕТ ВСТРАИВАЕМОГО АНАЛИЗАТОРА ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО СИМУЛЯТОРА ПР-2

Н.Е. Ефимов<sup>1</sup>, В.А. Курнаев<sup>1</sup>, Д.Г. Булгадарян<sup>1</sup>, И.А. Сорокин<sup>1,2</sup>,  
Д.Н. Синельников<sup>1</sup>

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

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

Воздействие плазмы на поверхность обращенных к ней элементов термоядерных установок ведёт к эрозии и переосаждению материалов первой стенки. Как следствие, происходит изменение физических свойств обращенной к плазме поверхности, что в свою очередь может влиять на параметры пристеночной плазмы и работоспособность установок в целом. В качестве материалов первой стенки термоядерных установок используются элементы с сильно отличающимся атомным номером, к примеру вольфрам и бериллий.

Для анализа тонких поверхностных слоев перепыленного тяжелого материала на легком и наоборот, легкого на тяжелом, предлагается использовать метод спектроскопии рассеяния ионов водорода с энергией в единицы или десятки кэВ [1], которые обладают минимальным по сравнению с другими ионами коэффициентом распыления и глубиной пробега, позволяющей анализировать самые поверхностные в нанометровом диапазоне толщин. Компьютерное моделирование [2] и проведенные на установке «Большой масс-монохроматор «МИФИ» эксперименты показывают, что данный метод позволяет определять толщину тонких поверхностных слоев элементов с сильно отличающимся от подложки атомным номером с высокой точностью по энергетическим спектрам отраженных от анализируемой поверхности ионов. Использование рассеяния ионов водорода кэВных энергий делает возможным применение данного метода непосредственно в термоядерных установках.

Реализующий данную методику анализатор может быть установлен на обращенном к плазме элементе термоядерной установки с сильным магнитным полем. Он будет состоять из источника ионов водорода и спектрографа отраженных от стенки ионов в качестве энергоанализатора. Траектории ионов представлены на рис. 1. Движение ионов в магнитном поле позволяет

сепарировать пучок по массам за счёт расположения выходного отверстия ионного источника и места облучения мишени на ларморовской окружности. При этом на анализируемую область будут падать частицы с массой  $M$ :

$$M = \frac{(BR_L)^2}{EZe},$$

где  $B$  - индукция магнитного поля,  $R_L$  - ларморовский радиус,  $E$  - напряженность ускоряющего электрического поля,  $Z$  - кратность заряда иона,  $e$  - заряд электрона.

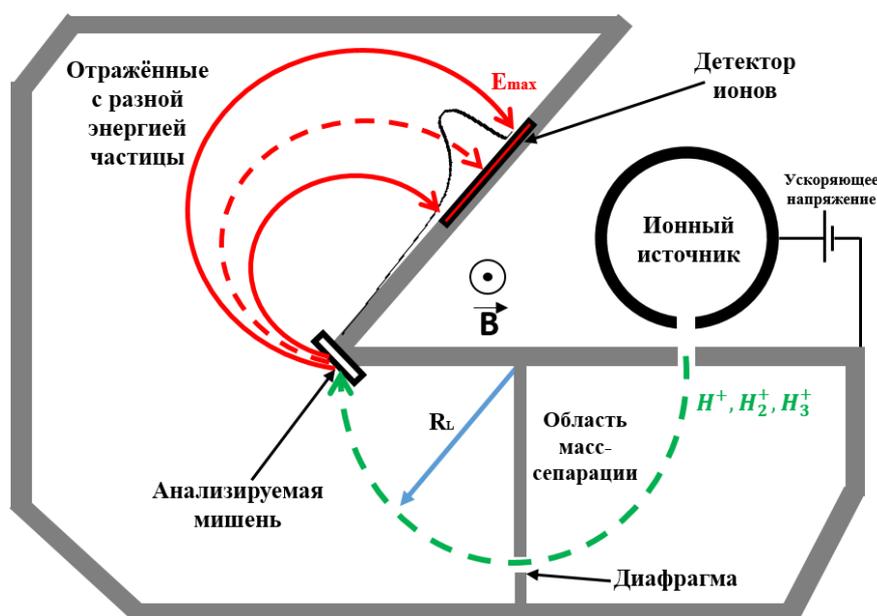


Рис. 1. Схема работы встраиваемого анализатора

Таким образом, масс-сепарация осуществляется посредством выбора ускоряющего напряжения. Отраженные от анализируемого участка ионы будут двигаться по траекториям с различным радиусом, который зависит от их энергии после рассеяния на мишени, и будут попадать на различные участки детектора. Регистрация ионного тока на пространственно-чувствительный детектор позволит получить энергетический спектр рассеянных частиц. Проведённое в коде SCATTER компьютерное моделирование демонстрирует работоспособность подобного анализатора для контроля *in situ* осаждения тонких слоев или их эрозии.

Экспериментальная проверка работоспособности предлагаемого решения проводится на установке типа «открытая ловушка» ПР-2. Для этого был создан макет анализатора с размерами  $40 \times 300 \times 250$  мм (рис. 1), в котором реализуется спектроскопия рассеяния протонов с энергией до 4,7 кэВ (что соответствует

максимальному магнитному полю в 0,15 Тл и ларморовскому радиусу в 6,6 см), при этом угол рассеяния ионов от анализируемой мишени составляет 45 градусов. Для макета был разработан ионный источник на основе разряда Пеннинга с радиальным извлечением ионов и с саморазогревающимися катодами из гексаборида лантана (рис. 2).

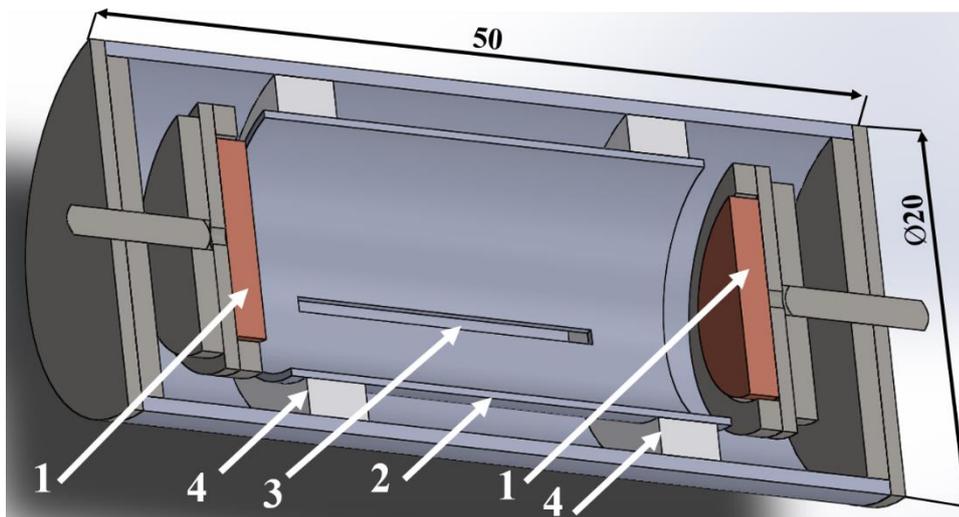


Рис. 2 Ионный источник на основе разряда Пеннинга  
1 - катоды из LaB6, 2 - цилиндрический анод, 3 - выходная щель (30×1 мм),  
4 - изолирующая высокотемпературная керамика.

Получены масс-спектры вылетающих ионов при двух значениях поля 0,13 Тл и 0,15 Тл. (рис. 3).

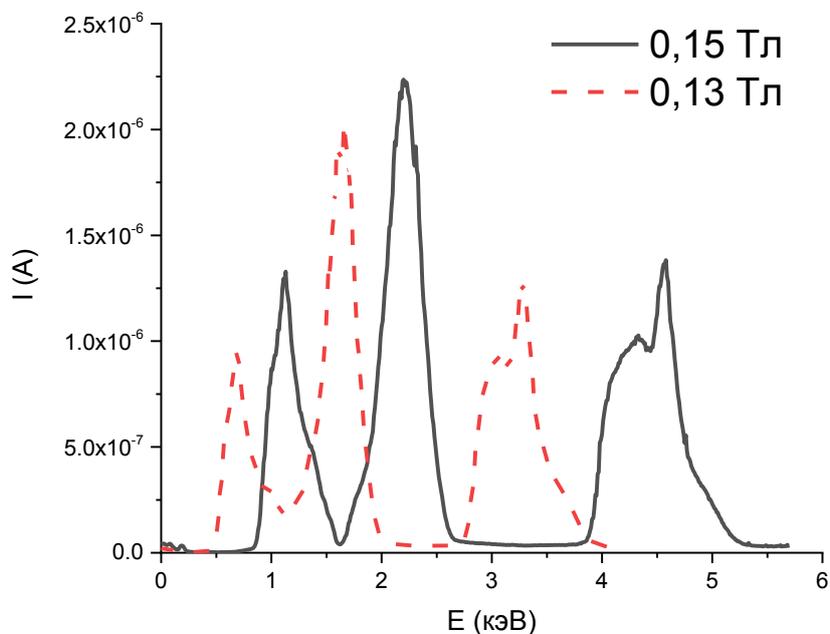


Рис. 3. Значения энергии приходящих из источника на анализируемую мишень ионов водорода различных масс при двух значениях поля в установке 0,13 Тл и 0,15Тл

Для получения энергетического спектра отраженных ионов предполагается использовать люминофор и ПЗС-линейку в качестве детектора. Калибровка разрешения и чувствительности данного анализатора при *in situ* анализе изменения состава поверхности мишени будет проведена с помощью дополнительной системы напыления.

Ссылки:

- [1] D. Bulgadaryan, D. Kolodko, V. Kurnaev, D. Sinelnikov, Facility and the method for MEIS analysis of layers redeposited in plasma devices, *J. Phys. Conf. Ser.* 748 (2016). doi:10.1088/1742-6596/748/1/012016.
- [2] D. Bulgadaryan, V. Kurnaev, D. Sinelnikov, N. Efimov, On the possibility of thin layers thickness determination with low energy proton scattering, in: *J. Phys. Conf. Ser.*, 2018. doi:10.1088/1742-6596/941/1/012022.

# **АНАЛИЗ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ ТВЁРДЫХ ТЕЛ ПРИ ПОМОЩИ ТЕХНИКИ ЛАЗЕРНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

Д.Г. Булгадарян, Е.Д. Вовченко, В.Костюшин, С.А. Крат,  
В.А. Курнаев, Т.В. Степанова, А.С. Пришвицын

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ*

Одной из ключевых проблем области управляемого термоядерного синтеза (УТС) является вопрос взаимодействия термоядерной плазмы с поверхностью элементов реактора, обращённых к плазме. Для изучения этого вопроса критичным является наличие и разработка подходящего инструментария, позволяющего судить о свойствах поверхности и приповерхностных слоёв твёрдых тел, таких как содержание изотопов водорода в этих слоях, элементный состав этих слоёв, распределение элементов, составляющих эти слои, по глубине и по поверхности. Знание этих параметров является необходимым для определения рециклинга водорода в термоядерных установках (ТЯУ), транспорта частиц, эрозии, переосаждения материалов, плазмохимических процессов, происходящих в установках.

В ряде случаев, когда речь идёт об исследованиях на термоядерных установках, необходимо проводить диагностику поверхности материалов удалённо, без развакуумирования камеры ТЯУ и извлечения реперных образцов. Это может быть вызвано, например, радиоактивной загрязнённостью ТЯУ при протекании реакций термоядерного синтеза и применении нейтронов. Кроме того, целесообразность исследований *in situ* связана с труднодоступностью изучения таких элементов установки, как внутренняя стенка токамака, а также с

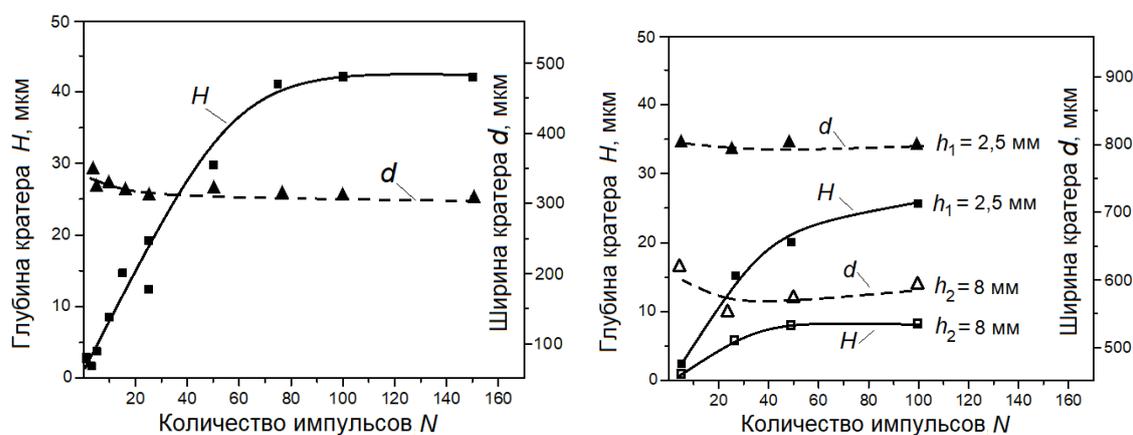
химической активностью материалов стенки ТЯУ, что особенно важно в случае использования жидкометаллических (в частности литиевых) элементов.

Лазерно индуцированная эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) – диагностика, основанная на генерации короткоживущей плазмы в результате воздействия на исследуемое вещество интенсивного лазерного импульса и последующего анализа оптических спектров излучения плазмы. ЛИЭС – крайне перспективная диагностика, позволяющая потенциально производить локализованный *in-vacuo* анализ состава приповерхностных слоёв стенки ТЯУ. Одним из ключевых вопросов корректного применения ЛИЭС является перенос вещества мишени при многократном облучении лазером фиксированной точки на поверхности тестируемого образца, что необходимо для проведения послойного анализа приповерхностных слоёв. При этом в качестве варьируемых параметров обычно выбираются интенсивность лазерного излучения и число импульсов.

В данной работе при максимальной энергии лазера, равной  $\sim 100$  мДж, изучалась эволюция образования кратера и удаления материала мишени в зависимости от параметров фокусировки и количества импульсов. В исследованиях применен YAG: Nd<sup>3+</sup> лазер с длиной волны 1.064 мкм, длительностью лазерного импульса  $\sim 10$  нс, работающий в режиме модулированной добротности с частотой следования  $\sim 1$  Гц, что гарантировало полное остывание вещества мишени в зоне кратера между соседними импульсами. Число лазерных импульсов, воздействующих на фиксированную точку, последовательно изменялось от 1 до 150.

Излучение лазера фокусировалось на мишень с помощью собирающей кварцевой линзы с фокусным расстоянием 80 мм. В качестве мишени использовались механически полированные алюминиевые плиты 99.999% чистоты, толщиной 3 мм. Отражение от плит было диффузным. Наибольшее отклонение от средней плоскости на полированной мишени составляло  $\sim 400$  нм. Проведены серии экспериментов, в которых поверхность мишени устанавливалась в фокусе собирающей линзы ( $h_0 = 0$ ) и на расстояниях  $h_1 = 2.5$ ,  $h_2 = 5$  и  $h_3 = 8$  мм от её фокуса. Транспорт материала и эволюция формирования кратера изучались при помощи контактного профилометра Dentak 150 (Veeco). Обобщенные результаты представлены на рис. 1.

Для мишени, расположенной в фокусе собирающей линзы, было установлено, что для одного импульса глубина кратера  $\sim 0.5$  мкм, а его ширина  $\sim 350$  мкм по величине совпадает с оценкой размера фокального пятна. При увеличении количества импульсов, ширина кратера практически не менялась. В свою очередь глубина кратера увеличивалась до 40 мкм при  $\sim 70$  импульсов, после чего переставала расти. При дальнейшем увеличении количества импульсов, наблюдалось уширение дна кратера, увеличение количества удалённого с мишени вещества. По краям кратеров наблюдались выступающие борта, увеличивающиеся с ростом количества импульсов.



а) острая фокусировка ( $h = 0$ )

б) расфокусировка при  $h_1=2,5$  мм и  $h_2=8$  мм

Рис.1. Зависимость глубины и ширины кратера от количества импульсов

Условия расфокусировки собирающей линзы приводят к увеличению площади кратера и уменьшению его глубины. При этом нельзя говорить о существенном уменьшении количества удаляемого вещества, что подтверждается результатами спектроскопических измерений, в которых интенсивность спектральных линий слабо изменялась при неглубокой расфокусировке. Очевидно, что глубина кратера уменьшается и при снижении энергии лазера, но при этом заметно падает и интенсивность регистрируемых оптических спектров плазмы.

# **ВЛИЯНИЕ НА СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА ПОЛЯРНОСТИ И КОНСТРУКЦИИ РАЗРЯДНОЙ СИСТЕМЫ**

О.А. Башутин, И.Г. Григорьева, В.А. Костюшин, М.Ф. Рунцо, А.С. Савелов,  
Г.Х. Салахутдинов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

К классу сильноточных импульсных электроразрядных устройств относится и установки типа «низкоиндуктивная вакуумная искра». Данные установки применяются как для фундаментальных исследований, так и для решения чисто прикладных задач в качестве мощных импульсных источников рентгеновского излучения [1- 4].

С целью получения информации о физических процессах, происходящих в плазме микропинчового разряда и оптимизации конструкции разрядной системы были проведены исследования абсолютного выхода и спектров рентгеновского излучения в диапазоне энергий рентгеновских квантов 1-300 кэВ в зависимости от полярности и конфигурации электродов разрядной системы.

Эксперименты проводились на экспериментальной установке типа «низкоиндуктивная вакуумная искра», конструкция и параметры которой приведены в [3,4]. Разряд осуществлялся в вакуумной камере, откаченной до вакуума  $10^{-5}$  Тор. Емкость накопительной конденсаторной батареи  $C_0 = 20$  мкф. Рабочим веществом разряда являлись пары материала анода разрядного устройства, ток разряда достигал величины до 190 кА, период разряда – 8,5 мкс. Плоский электрод разрядной системы установки имел вид цилиндра диаметром 20 мм с плоской торцевой поверхностью. Стержневой электрод имел диаметр 4 мм и длину 15 мм и был на конце заострен. Расстояние между электродами составляло 6 мм.

Конструкция данной установки позволяла использовать различную полярность и конфигурации электродов.

Для исследования спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы был использован комплекс многоканальных спектрометров на основе термолюминесцентных детекторов LiF и сцинтилляционных

кристаллов CsI(Tl) и  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ . Каналы сцинтилляционных спектрометров были построены по схеме: диафрагма + фильтр поглощения + сцинтилляционный детектор + ФЭУ. Динамический диапазон спектрометра достигает  $10^{12}$  [4].

Проведенные исследования показали, что в разрядной системе (плоскость-стержень), где плоский электрод является катодом, а стержневой электрод анодом выход рентгеновского излучения в 10 раз больше по сравнению, где стержневым электродом является катод. В данном исследовании разрядная система состояла из электродов, выполненных из одного материала железа. Измерены энергетические спектры рентгеновского излучения, полученные при различной полярности электродов

В ходе экспериментов была изучена разрядная система в которой плоский электрод был заменен на стержневой. Разряд осуществлялся между двумя стержневыми электродами из железа, с разрядным промежутком 5 мм (разрядная система стержень–стержень).

Конфигурация стержень–стержень по результатам измерений в 5 раз эффективнее конфигурации плоскость–стержень. При работе с данным типом разряда исследователи сталкиваются со значительной эрозией электродов под воздействием многократных разрядов. Естественное изменение формы электродов за счет распыления приводит к уменьшению выхода рентгеновского излучения в 7 раз.

#### *Литература:*

1. *Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н.* // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
2. *Корон Е.Д., Мейерович Б.Э., Сидельников Ю.В., Сухоруков С.Т.* // Успехи физических наук. 1979. Т. 129. Вып. 1. С. 87.
3. *Баишутин О.А., Алхимова М.А., Вовченко Е.Д., Додулат Э.И., Савёлов А.С., Саранцев С.А.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 11. С. 1006.
4. *Григорьева И.Г., Савёлов А.С., Салахутдинов Г.Х.* // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. №5. С. 449.

# DIAGNOSTIC OF HIGH-INTENSE X-RAY EMISSION FROM PLASMA GENERATED BY FEMTOSECOND PWT-LASER PULSES WITH ULTRA-RELATIVISTIC INTENSITIES

M.A. Alkhimova<sup>1,2</sup>, A.Ya. Faenov<sup>1,2</sup>, T.A. Pikuz<sup>2,4</sup>, I.Yu. Skobelev<sup>2,3</sup>, S. A. Pikuz<sup>2,3</sup>,  
M. Nishiuchi<sup>5</sup>, H. Sakaki<sup>5</sup>, A. S. Pirozhkov<sup>5</sup>, A. Sagisaka<sup>5</sup>, N.P. Dover<sup>5</sup>, Ko. Kondo<sup>5</sup>,  
K. Ogura<sup>5</sup>, Y. Fukuda<sup>5</sup>, H. Kiriya<sup>5</sup>, T. Esirkepov<sup>5</sup>, S.V. Bulanov<sup>5</sup>, M. Kando<sup>5</sup>, K.  
Nishitani<sup>7</sup>, T. Miyahara<sup>7</sup>, Y. Watanabe<sup>7</sup>, R. Kodama<sup>1,4,6</sup>, K. Kondo<sup>5</sup>.

<sup>1</sup>*Institute for Academic Initiatives, Osaka University, Osaka, Japan*

<sup>2</sup>*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, , Russia*

<sup>4</sup>*Graduate School of Engineering, Osaka University, Osaka, Japan*

<sup>5</sup>*Kansai Photon Science Institute(KPSI), National Institutes for Quantum and  
Radiological Science and Technology(QST), Kizugawa, Kyoto, Japan*

<sup>6</sup>*Photon Pioneers Center, Osaka University, Osaka, Japan*

<sup>7</sup>*Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University,  
Japan*

Plasma formed by femtosecond laser pulses with ultra-relativistic intensities on thin solid-state foils is of great interest since such a plasma is an effective source of ultra-bright X-ray and gamma radiation, beams of high-energy ions, electrons and neutrons. Such sources are widely used in high energy density science, plasma physics and laser fusion, warm dense matter and extreme states physics. Also, these sources find an application in material science and medicine. However, it is rather challenging to provide the monitoring of sources parameters since it strongly depends on experimental conditions. This work we focused on studying features of X-ray emission from plasma generated by femtosecond laser pulses when its intensity on target surface reached ultra-relativistic value  $I_{laser} \geq 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. We report about x-ray spectroscopy advantages observed at recent experiments on J-KAREN-P laser facility [1]. The high-resolution X-ray spectroscopic diagnostic was applied to observe x-ray emission from dense laser plasma generated via ultra-intense ( $I_{laser} \sim 3 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>) femtosecond laser pulses irradiated thin stainless-steel foils. The spectrometer with high spatial resolution equipped by spherically bent mica crystal was implemented to measure X-ray emission from the front and rear surfaces of target at the wavelength range 1.7 - 2.1 Å. We observed the non-linear growth of X-ray

emission from stainless steel plasma. X-ray emission intensity increases by power law with laser intensity on target. Laser contrast vs amplified spontaneous emission ratio influence on highly charged Fe ions generation was investigated to demonstrate that for effective formation of fast multiply charged ions source in femtosecond laser plasma of medium and heavy chemical elements, laser pulses of ultra-high contrast  $> 10^{10}$  are required. With growth of Z elements, the laser pulse contrast stays the most crucial parameter for x-ray emission and highly charged ion source formation [2].

Also, we for the first time demonstrate experimentally from high-intensity laser generated plasma that the highest temperature emission region had electron density  $\sim 30$  times higher than the typically observed critical density for the laser wavelength, corresponding to the value of the relativistic critical density [3]. Kinetic modeling using open access code PrismSpect was provided to estimate main plasma parameters. Assumed that x-ray radiation emits from some plasma regions [3-6] which have notably different parameters and are responsible for the emission of different spectral lines, we obtained a good match between theoretical modelling and experimental measurement.

*Reference:*

1. Kiriya H. et al., "High-Contrast, High-Intensity Petawatt-Class Laser and Applications,"//IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 2015, T. 2, №1, pp. 232–249.
2. Faenov A.Ya. et al. "The effect of laser contrast on generation of highly charged Fe ions by ultra-intense femtosecond laser pulses,"// App. Phys. B, 2017, T.123, №7, pp.197.
3. Alkhimova M.A. et al., "High resolution X-ray spectra of stainless-steel foils irradiated by femtosecond laser pulses with ultra-relativistic intensities,"//Optics Express, 2017, T.25, №23, pp. 29501-29511.
4. Pikuz S.A. et al., "Formation of a plasma with the determining role of radiative processes in thin foils irradiated by a pulse of the PEARL subpetawatt laser," //JETP Lett.,2017, T.105, №1, pp.13–17.
5. Pikuz S.A. Jr. et al., "Production of exotic states of matter with the use of X-rays generated by focusing a petawatt laser pulse onto a solid target,"// Physics-Uspekhi., 2014, T.57, №7, pp.702.
6. Faenov A.Ya. et al., "Nonlinear increase of X-ray intensities from thin foils irradiated with a 200 TW femtosecond laser,"// Sci. Rep., 2015, T.5, 13436.

# **ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА В ОСЕВОМ НАПРАВЛЕНИИ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА С ПОМОЩЬЮ МНОГОСЕТОЧНОГО ЗОНДА**

С.А. Саранцев, И.Ф. Раевский, В.А. Костюшин, А.С. Савёлов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Обработка металлических образцов импульсными потоками плазмы высоких энергий позволяет создавать приповерхностные слои с модифицированными структурно-фазовыми состояниями, что представляет интерес для технологических приложений. В научной группе под руководством д.ф.-м.н. проф. Савёлова более десяти лет ведутся исследования процессов взаимодействия токонесущей плазмы Z-пинчевых разрядов с поверхностью металлических мишеней (в частности, электродов) [1, 2].

Для проведения количественных оценок различных характеристик взаимодействия плазменной струи с мишенью, требуется информация о параметрах плазмы: плотность потока энергии, газокINETическое давление, средняя энергия ионов и др. Данная работа посвящена определению среднего значения энергии ионов плазмы, распространяющейся в осевом направлении разряда сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры (СНВИ) на установке «Пион». Измерения проводились с помощью многосеточного зонда, схема эксперимента представлена на рис. 1.

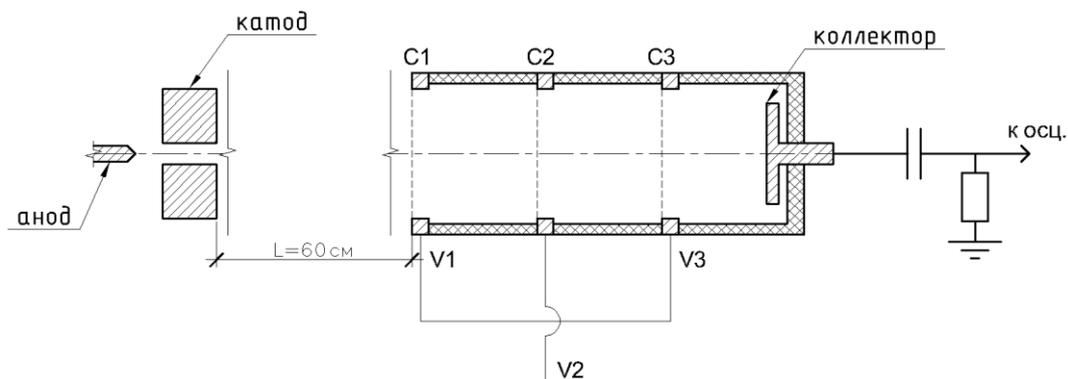


Рис.1. Схема эксперимента: C1, C2, C3 – сетки многосеточного зонда

Многосеточный зонд располагался на расстоянии 60 см от межэлектродного промежутка СНВИ. В зонде использовались три сетки: первая (расположенная ближе к разряду) находилась под плавающим потенциалом, вторая под потенциалом  $-300$  В, что позволяло отсеять электроны из плазмы, третья под потенциалом первой, чтобы восстановить спектр ионов, ускоренных второй сеткой. На коллектор потенциал не подавался. Характерные осциллограммы тока многосеточного зонда представлены на рис. 2. Все сигналы аппроксимировались прямоугольными импульсами для облегчения расчетов (серые прямоугольные области на рис. 2). Моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  – начало и конец импульса отсчитывались от момента времени, соответствующему моменту начала роста тока через межэлектродный промежуток. По осциллограммам определялись значения моментов времени  $t_1$  и  $t_2$ , по которым рассчитывались значения скоростей и энергий ионов (в предположении, что ионы Fe и их заряд  $+1$ ), и определялась средняя энергия ионов. Данная операция проводилась для 5 – 7 осциллограмм для каждого напряжения (что связано с разбросом параметров полученных импульсов от разряда к разряду), затем проводилось усреднение по энергиям. Ввиду довольно большого разброса сигналов на зонде, погрешность средней энергии составила около 40 %.

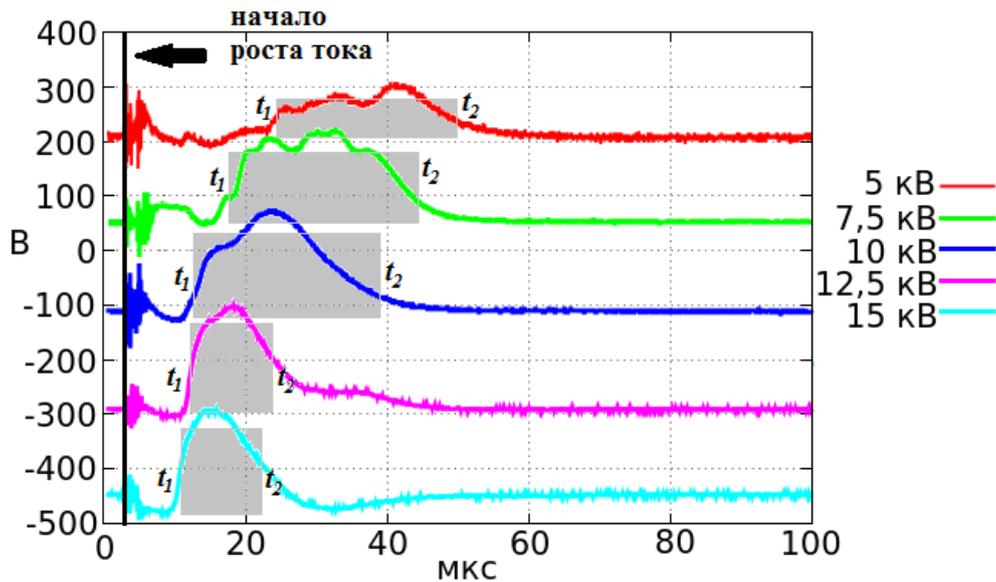


Рис. 2. Характерные осциллограммы сигналов с многосеточного зонда при различных напряжениях на межэлектродном промежутке с указанием моментов времени, по которым определялись значения энергии ионов (серые области)

Из полученных осциллограмм видно, что с ростом зарядного напряжения от 5 кВ (запасаемая энергия 150 Дж) до 15 кВ (запасаемая энергия 1350 Дж), спектр ионов, регистрируемый зондом, становится уже.

Полученные значения средних энергий ионов за первый полупериод разряда СНВИ представлены на рис. 3. Было определено, что средняя энергия ионов возрастает по закону  $\sim U^2$  (или прямо пропорционально энергии, запасаемой в конденсаторной батарее).

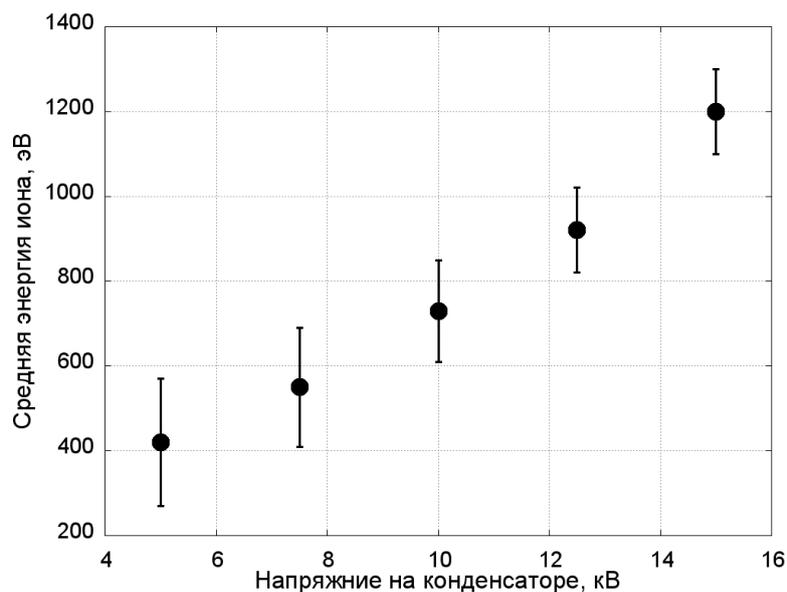


Рис. 3. Средняя энергия ионов железа в зависимости от напряжения на межэлектродном промежутке

### *Литература*

1. Ли Саньвэй Диагностика процессов в микропинче с помощью рентгеновских методов исследования высокотемпературной плазмы // Дисс. канд. физ. – мат. Наук: 01.04.08. 2005 г.
2. Ли Джэн Хун Динамика развития микропинчевого разряда типа низкоиндуктивная вакуумная искра с поперечным плазменным инициированием // Дисс. канд. физ. – мат. наук: 01.04.08. 1998 г.

# ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ТИПА «НИЗКОИНДУКТИВНАЯ ВАКУУМНАЯ ИСКРА»

О.А. Башутин, И.Г. Григорьева, В.А. Костюшин, А.С. Савелов,

Г.Х. Салахутдинов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

В сильноточных импульсных электрических разрядах, осуществляемых на установках типа «низкоиндуктивная вакуумная искра» основными компонентами плазмы являются продукты эрозии материала электродов, которые и определяют элементный состав плазмы [1,2].

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

Исследования проводились на экспериментальной установке «Зона-2» (кафедра «Физика плазмы» НИЯУ МИФИ), которая представляет собой разрядное устройство типа «низкоиндуктивная вакуумная искра», конструкция и параметры которой приведены в [3]. Разряд осуществлялся в вакуумной камере, откаченной до вакуума  $10^{-4}$  Тор. Емкость накопительной конденсаторной батареи  $C_0 = 20$  мкф. Рабочим веществом разряда являлись пары материала анода разрядного устройства, ток разряда достигал величины до 190 кА, период разряда – 8,5 мкс.

Для исследования элементного состава плазмы микропинчового разряда были проведены исследования осаждения продуктов эрозии электродов. С целью исследования осаждения продуктов эрозии электродов в разрядной камере на расстоянии 15 см от оси разрядного устройства, т.е. за пределами области разряда, размещалась плоская молибденовая пластина размерами  $10 \times 20$  мм<sup>2</sup>. При осуществлении разряда на заранее протравленной пластине происходило осаждение продуктов эрозии электродов. Слой напыленного на пластину вещества подвергался элементному анализу.

В экспериментах для выделения вклада эрозии материала электродов использовала плоский электрод, изготовленный из латуни (Zn, Cu), а стержневой из железа (Fe). В отличие от работы [3], в данном эксперименте менялась полярность электродов. Вклад продуктов эрозии материала электродов

в плазму определялся по наличию осажденного материала на образец. В обоих случаях на образцы осаждался материал анода.

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

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

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

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

#### *Литература:*

1. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
2. Долгов А.Н., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 9. С. 818.
3. Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулат Э.И. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 3. С. 261.

# СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ТЕНЕГРАММ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ В УФ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ФОНОВОЙ ЗАСВЕТКИ

С.А. Саранцев, И.Ф. Раевский, А.С. Савёлов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Для исследования короткоживущих плазменных объектов ( $< 100$  нс) с высокими значениями электронной плотности плазмы и наличием значительных ее градиентов требуется применение коротковолновых лазерных осветителей с малой длительностью импульса (не более неск. дес. нс). Часто для подобных целей используются лазеры, работающие в УФ спектральном диапазоне. Регистрация изображений, получаемых с использованием подобных лазеров возможна на фотопленку (что неудобно, так отсутствует возможность получения изображения в online режиме) или на дорогостоящие камеры с ПЗС матрицами, чувствительными к УФ излучению. В данной работе представлено описание системы регистрации теневых изображений плотной импульсной плазмы с высоким уровнем фоновой засветки, в которой в качестве осветителя используется лазер на молекулярном азоте ЛГИ-21 (мощность лазерного импульса 12 мкВт, длительность 20 нс), а в качестве регистратора модифицированный фотоаппарат Canon EOS 1000D. В качестве плазменного объекта исследования выступал микропинчевой разряд типа сильноточная низкоиндуктивная вакуумная искра (СНВИ).

Модификация фотоаппарата Canon EOS 1000D состояла в удалении фильтров перед ПЗС матрицей, после чего матрица становилась чувствительной

к УФ излучению. Для определения характеристик получившегося регистратора была проведена его калибровка, для чего на матрицу подавались лазерные импульсы с постепенно повышаемой мощностью (для значительного повышения мощности подавались несколько импульсов подряд). Мощность лазерного импульса, приходящая на матрицу, контролировалась датчиком мощности РЕМ4. График зависимости отклика матрицы (яркости изображения) в относительных единицах от приходящей на нее энергии представлена на рис.1. Исследование данной зависимости проводилось при настройках ISO 1600 и времени экспозиции 1 с. Установлено, что динамический диапазон матрицы при указанных настройках составляет 0.2 – 2.2 мкДж (линейный участок на графике, представленном на рис. 1).

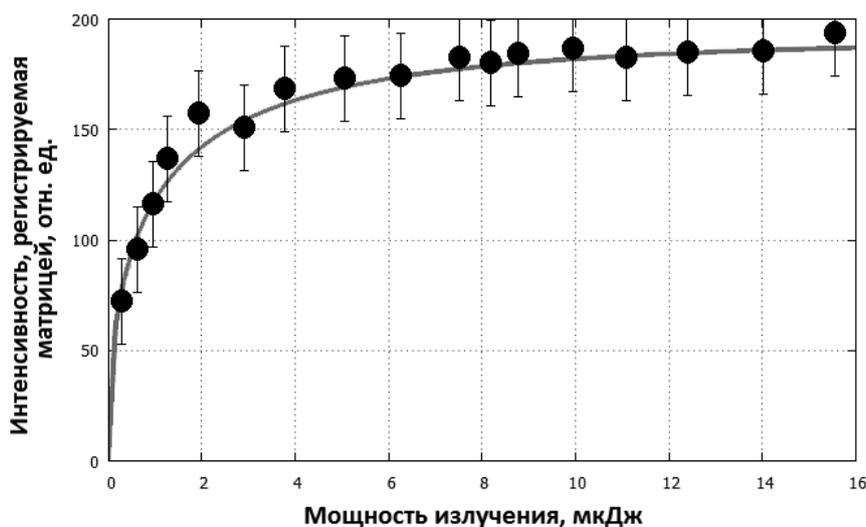


Рис. 1. Зависимость яркости изображения, регистрируемого матрицей фотоаппарата Canon EOS 1000D от энергии лазерного излучения

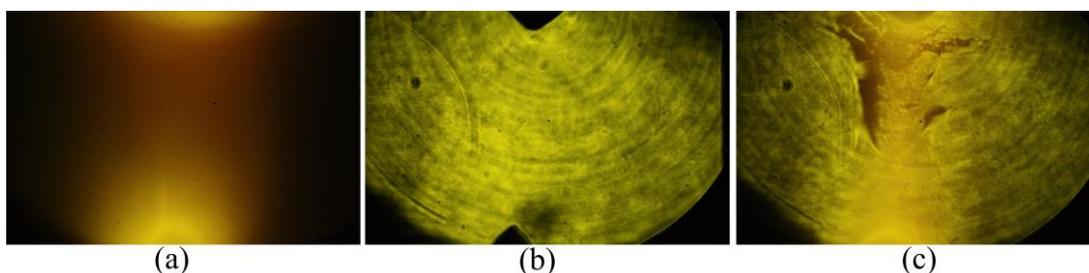


Рис. 2. (a) – фоновая засветка от плазмы в настроенной оптической схеме, (b) – поле лазера, (c) – характерная тенеграмма разряда СНВИ

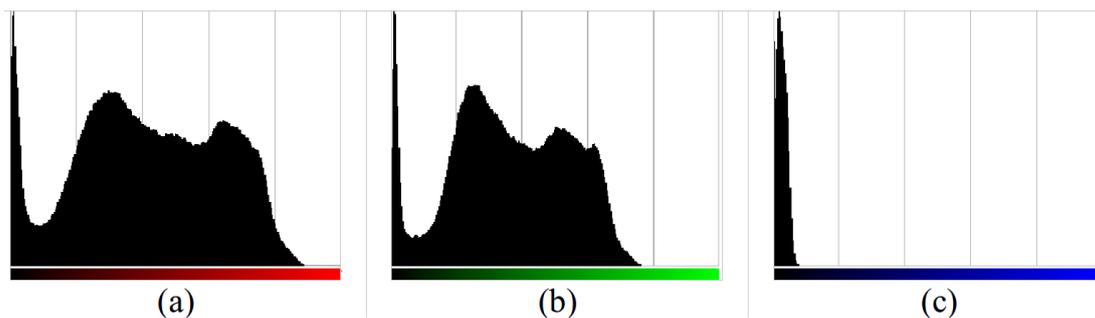


Рис. 3. Гистограммы яркости цветовой аддитивной модели RGB тенеграммы рис. 2(с).

Особенностью регистратора является то, что матрица Canon EOS 1000D преобразует изображение из УФ диапазона в видимый диапазон с отсутствием цветовой составляющей в коротковолновой части видимого спектра. Характерная тенеграмма и соответствующие ей гистограммы яркости цветовой аддитивной модели RGB представлены на рис. 2(с) и рис. 3 соответственно.

Особенностью исследуемого источника плазмы является высокая спектральная плотность мощности излучения, приходящейся на спектральный диапазон близкий к длине волны лазерного излучения ( $\lambda = 337.0 \pm 0.1$  нм), что в совокупности с невысокой мощностью самого лазера, делает невозможным установку регистратора вблизи источника плазмы. Для возможности применения данного лазера и регистратора была создана оптическая схема представленная на рис. 4.

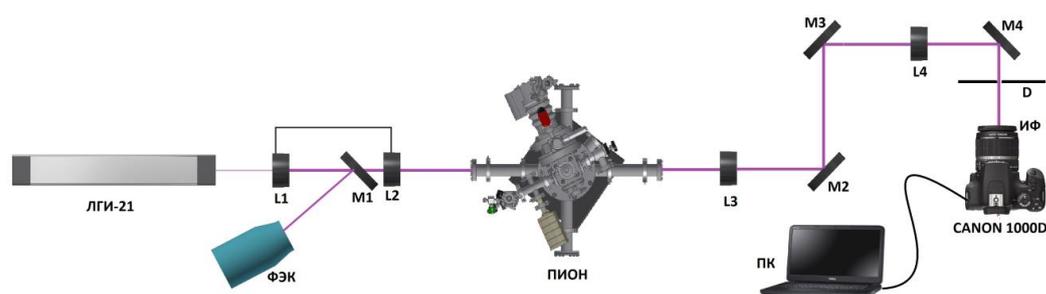


Рис. 4. Оптическая схема для регистрации тневых фотографий

Оптическая схема представляет собой вариацию шлирен – метода с диафрагмой [1, 2]. На основе линз  $L1$  и  $L2$  собран расширитель, увеличивающий диаметр лазерного пучка с 3 до 12 мм. Зеркало  $M1$  отражает часть лазерного излучения и перенаправляет его в ФЭК для определения точного момента срабатывания лазера. Для построения оптически сопряженного изображения

межэлектродного промежутка на матрице фотоаппарата с увеличением  $M = 2$  использовалась оптическая система, состоящая из двух кварцевых линз  $L3$  ( $f=1$  м) и  $L4$  ( $f=0.25$  м) и трех интерференционных зеркал на длину волны лазера с коэффициентом отражения 99.99% под  $45^\circ$   $M2$ ,  $M3$  и  $M4$ . Применение такой схемы позволило удалить фотоаппарат на расстояние  $\sim 6$  м от оси разряда, что значительно снизило фоновую засветку от плазмы и уменьшило влияние электромагнитной наводки, которая сопровождает СНВИ, на регистрирующую аппаратуру. Перед фотоаппаратом располагалась диафрагма с отверстием 300 мкм и интерференционный фильтр  $\lambda = 337 \pm 6$  нм. Диаметр отверстия диафрагмы подбирался таким образом, чтобы глубина резко изображаемого пространства на фотографическом изображении разряда составляла более 20 мм (диаметр наиболее часто используемого катода) вдоль оптической оси системы. Запуск регистратора осуществлялся с ноутбука через повторитель USB с оптической развязкой. В итоге фоновая засветка была уменьшена до приемлемого уровня (рис.2 (а)) и не приводила к существенной потере информации на тенеграммах (рис. 2 (с)). Энергия лазерного излучения, попадающая на матрицу от одного импульса лазера ЛГИ-21 после последнего элемента оптической системы, составила  $\approx 0,60 \pm 0,1$  мкДж.

Синхронизация лазерного импульса с микропинчевым разрядом осуществлялась следующим образом. С генератора ГЗИ-6 запускался высоковольтный генератор триггерных импульсов, момент срабатывания триггера регистрировался поясом Роговского в режиме трансформатора тока. Сигнал с пояса Роговского подавался на генератор Г5-15, который запускал лазерный блок ЛГИ-21. С помощью генератора Г5-15, за счет изменения задержки, варьировался момент запуска лазера ЛГИ-21. Матрица фотоаппарата Canon EOS 1000D открывалась на время 0,8 мс, за это время запускался генератор ГЗИ-6, установка «Пион» и ЛГИ-21.

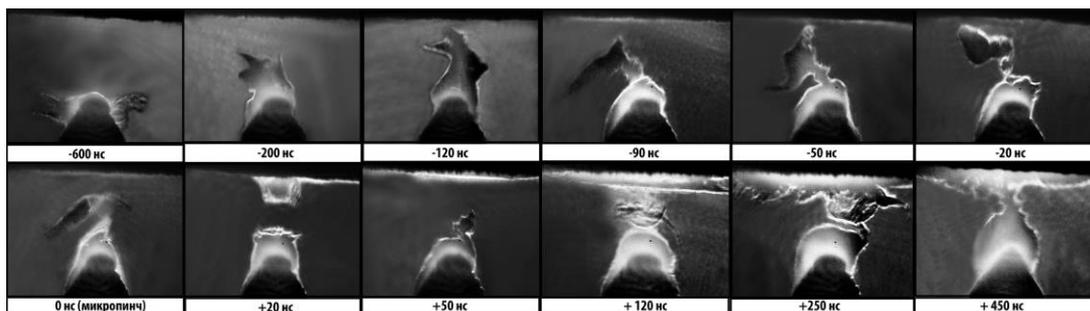


Рис. 5. Пример последовательности теневак фотографий микропинчевого разряда

Созданная схема сохраняла работоспособность даже при значительном запылении диагностических окон вакуумной камеры продуктами эрозии электродов СНВИ, в которой располагался источник плазмы. Надежная регистрация тенеграмм производилась при снижении значения энергии лазерного излучения за счет потерь при прохождении через диагностические окна до 0.25 мкДж. Пример последовательности тенеграмм развития микропинчевого разряда, полученных с помощью данной схемы представлен на рис. 5 (изображения для наглядности переведены в черно – белый формат).

Таким образом, была создана оптическая схема с недорогим регистратором, работающая в УФ спектральном диапазоне, сохраняющая работоспособность при высокой фоновой засветке и невысокой интенсивности лазерного излучения.

### *Литература*

1. Васильев Л. А. Теневые методы // М., Наука, 1968. 400 с.
2. Клишкин В. Ф., Папырин А. М., Солоухин Р. И. Оптические методы регистрации быстротекающих процессов // М., Наука, 1980. 208 с.

# ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

И.Г. Григорьева, А.Н. Корф, П.Ю. Наумов, М.Ф. Рунцо, Г.Х. Салахутдинов,  
М.В. Хилько

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

В настоящее время известно несколько десятков различных типов сцинтилляционных кристаллов, которые могут быть успешно использованы для регистрации импульсного рентгеновского излучения плазмы [1,2]. Измерение спектров рентгеновского излучения импульсной плазмы сопряжено с рядом сложностей, таких, как малое время жизни плазмы (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ( $\sim 10^8 \div 10^{16}$ ) [1,2,3]. В диапазоне энергий квантов от единиц до десятков килоэлектронвольт происходит сильное изменение удельных ионизационных потерь фотоэлектронов, имеются *K*- и *L*-скачки в сечении поглощения рентгеновского излучения сцинтиллятором, что приводит к изменению формы и световыхода и требует дополнительных исследований сцинтилляционных кристаллов [4-7].

Приводятся результаты исследования удельного световыхода от энергии рентгеновских и гамма-квантов в диапазоне от 1,5 до 662 кэВ для сцинтилляционных кристаллов NaI(Tl), CsI(Na), CsI(Tl), Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>, CdWO<sub>4</sub>, ZnWO<sub>4</sub>, Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce, CaF<sub>2</sub>(Eu), LSO, YAlO<sub>3</sub>:Ce. Полученные зависимости имеют нелинейный вид с ярко выраженными минимумами в области *K*- и *L*-краев поглощения элементов, входящих в состав сцинтилляторов.

## *Литература:*

1. Такао Т. // NIM. 1985. A241. P. 177.
2. Аверкиев В.В., Лихачев В.Н., Ляпидевский В.К. // Экспериментальные методы и аппаратура в ядерно-физических исследованиях. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 119.
3. Григорьева И.Г., Савёлов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. №5. С. 449.
4. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 1. С. 100.
5. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89.
6. Долгов А.Н., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2008. № 5. С. 103.
7. Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Прикладная физика. 2007. № 1. С. 88.

# **ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ МИКРОПИНЧЕВАНИЯ В РАЗРЯДЕ СНВИ**

С.А. Саранцев, И.Ф. Раевский, А.С. Савёлов

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

При формировании и развитии разряда сильноточной низкоиндуктивной вакуумной искры (СНВИ) немаловажное влияние на процесс формирования плазменной точки (ПТ) оказывают процессы протекающие на поверхности электродов [1, 2], которые на настоящий момент изучены не достаточно хорошо. На характер протекания этих процессов оказывает сильное влияние поведение материала электродов при воздействии концентрированных потоков энергии. В данной работе приводятся некоторые результаты исследования влияния материала электродов на вероятность и стабильность микропинчевания в серии разрядов, а также на характер взаимодействия потоков плазмы СНВИ с поверхностью катода.

При взаимодействии с корпускулярными потоками разряда СНВИ происходит плавление приповерхностных слоев электродов, и расплав под действием давления плазмы выносится в направлении от оси разрядного промежутка, приводя к формированию характерного поверхностного рельефа, влияние которого на стабильность процесса формирования ПТ уже отмечалось в работах [1 – 3].

Исследования проводились на установке «Пион» [1, 2]. Рабочее напряжение – 15 кВ при запасаемой энергии 1,35 кДж (максимум разрядного тока 186 кА). Период разряда – 5,5 мкс. Используемые в работе системы электродов представлены на рис. 1. Межэлектродный зазор во всех случаях составлял ~ 4 мм. В работе использовались одиннадцать пар электродов, изготовленных из разных материалов (см. таблицу). Нарботка электродной

системы для всех рассмотренных пар электродов составляла 50 разрядов, затем производилось исследование структуры поверхности с помощью СЭМ. Момент формирования микропинча регистрировался по сигналу с *pin*-диода, расположенного снаружи вакуумной камеры за фильтрами из бериллия (110 мкм) и алюминия (50 мкм) и сигналу с пояса Роговского в режиме трансформатора тока, на котором моменту микропинчевания соответствовал провал. Энергия квантов рентгеновского излучения, регистрируемого *pin*-диодом, составляла  $h\nu > 4$  кэВ. Параллельно, для определения спектра рентгеновского излучения, производилась регистрация интегрального за серию разрядов изображения свечения плазмы на рентгеновскую фотопленку, расположенную за набором фильтров разной толщины. Вероятность микропинчевания и разброс момента формирования ПТ представлены в таблице.

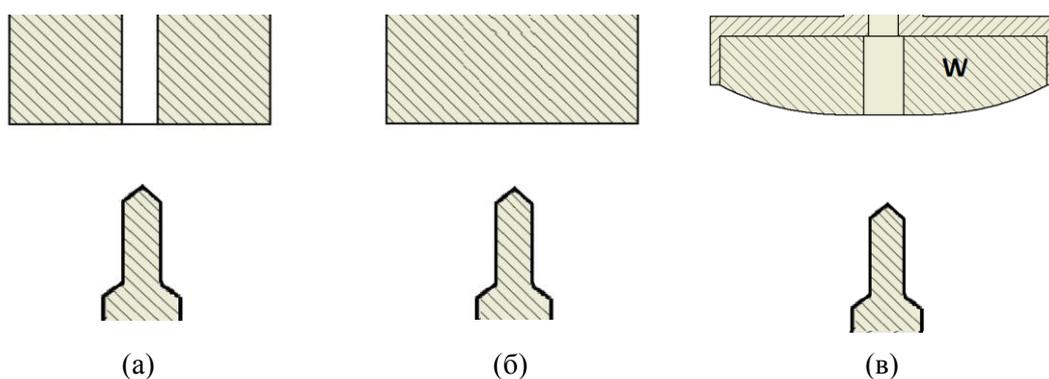


Рис.1. Формы электродов, использованных в работе: анод во всех экспериментах стержневой острый электрод диаметром 3 мм; катод для случаев (а) и (б) – цилиндр диаметром 24 мм с отверстием (для (а)) диаметром 3 мм; для случая (в) диаметр вольфрамовой вставки составлял 28 мм, отверстие по оси — 4 мм. Межэлектродный зазор для всех случаев составлял 4 мм.

Анод	Катод	Система электродов	Вероятность формирования ПТ	Временной разброс формир. ПТ	Структура на аноде, Есть/Нет	Структура на катоде, Есть/Нет
Медь	Сталь 45	(а)	~ 95%	~150 нс	Нет	Есть
Медь	Сталь 45	(б)	~ 45%	~700 нс	Нет	Есть
Сталь 45	Сталь 45	(б)	~ 47%	~700 нс	Есть	Есть
Сталь 45	Медь	(а)	~ 50%	~600 нс	Есть	Нет

Сталь 45	Молибден	(а)	~ 80%	~300 нс	Есть	Есть
Сталь 45	Вольфрам	(в)	~ 97%	~700 нс	Есть	Нет
Сталь 45	Никель	(а)	~ 91%	~250 нс	Есть	Есть
Сталь 45	Сталь 45	(а)	~ 98%	~100 нс	Есть	Есть
Никель	Никель	(а)	~ 90%	~300 нс	Есть	Есть
Медь	Медь	(а)	~ 24%	~700 нс	Нет	Нет
Сталь 45	Свинец	(в)	~ 10%*	~500 нс	Есть	Нет

\*Энергия квантов рентгеновского излучения превышала предельную энергию, которую мог регистрировать *pin*-диод, поэтому значение вероятно сильно занижено

Результаты для катода из свинца противоречивы. Сигналы с *pin*-диода регистрировались очень редко, но при этом рентгеновская пленка была полностью засвечена (измерения были проведены дважды), что указывало на наличие рентгеновского излучения высокой интенсивности, но энергия которого превышала предельную энергию, которую позволял зарегистрировать *pin*-диод. В остальных случаях столь высокого уровня засветки не наблюдалось. В [4] отмечалось, что при использовании конфигураций электродных систем, в которых центральный острый электрод является анодом, микропинч формируется из материала анода. По всей видимости, в случае использования в качестве материала катода свинца в формировании микропинча участвуют оба электрода, но данный факт пока не проверялся.

Установлено, что для в тех случаях, когда на поверхности катода формировалась периодическая структура [1] (для стали 45 и молибдена размеры ячеек на катоде составляли 150 – 300 нм, для никеля – порядка 50 нм), разброс момента формирования микропинча был ниже, чем для случаев, когда подобной структуры на катоде не формировалось, независимо от того, какой материал использовался – тугоплавкий (вольфрам) или с относительно низкой температурой плавления (медь, свинец). На основе полученных в данной работе результатах и на результатах представленных ранее [4] можно сделать предположение, что процессы протекающие на катоде (кроме случая использования свинца) при натекании на нее потока плазмы и приводящие к

формированию поверхностного рельефа в предыдущем разряде способствуют стабилизации микропинча в последующем. По всей видимости данный факт связан с тем, что наличие субмикронной поверхностной периодической структуры снижает работу выхода электронов с катода, что облегчает процесс пробоя и стабилизирует начальную стадию развития разряда СНВИ.

### *Литература*

1. Sarantsev S.A., Dvoyeglazov Y.M., Raevskiy I.F. Impact of discharge current rate of high-current low-inductance vacuum spark on submicron size structure in electrode surface area // Physics Procedia. 1 Сер. "18th Conference on Plasma-Surface Interactions, PSI 2015, 1st Conference on Plasma and Laser Research and Technologies, PLRT 2015" 2015
2. Sarantsev S.A., Raevskiy I.F. Electrode material influence on emission properties of a low inductance vacuum spark // Journal of Physics Conference Series, vol. 666, 2016
3. Ли Саньвэй. Диагностика процессов в микропинче с помощью рентгеновских методов исследования высокотемпературной плазмы // Дис. канд. физ.-мат. наук : 01.04.08 : Москва, 2005 166 с. РГБ ОД, 61:05-1/595.
4. Bashutin O.A. , Vovchenko E.D, Dodulad E.I., Savjolov A.S., Sarantsev S.A. Study of the contributions of the electrode materials to the plasma of a high-current vacuum spark // Plasma Physics Reports 2012. Т. 38. # 3. С. 235-243.

# ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ТИПА «ПЛАЗМЕННЫЙ ДЖЕТ»

М.М. Харьков<sup>1</sup>, Т.В. Степанова<sup>1</sup>, Д.В. Колодко<sup>1</sup>, Д.Д. Уголкова<sup>1</sup>, С.А. Крат<sup>1</sup>  
А.В. Тумаркин<sup>1</sup>, А.В. Казиев<sup>1</sup>, Г.В. Крашевская<sup>1</sup>, А.В. Овсянкина<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>*ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт  
фитопатологии»*

Сохранение количества и качества урожая, разработка качественных мер защиты и борьбы с болезнями растений является одной из стратегических задач развития любой страны. Поэтому в последнее время в данной отрасли наибольшую популярность приобретают плазменные технологии [1], которые могут быть использованы не только для обеззараживания семян при хранении, но и для улучшения прорастания семян. В работах [2,3] для улучшения качества семян, быстрого и равномерного их прорастания предлагается использовать диэлектрический барьерный разряд, но до сих пор остается не известным, как именно воздействует разряд на семена, и какие именно химически-активные компоненты плазмы обеспечивают улучшенные характеристики зерновых культур.

В НИЯУ МИФИ на экспериментальном стенде на основе атмосферного барьерного разряда типа «плазменный джет» (АБР), расположенном на кафедре физики плазмы, была проведена серия экспериментов по облучению плазмой семян пшеницы. Фитопатологическими задачами данной работы, выполненной специалистами ФГБНУ ВНИИФ, были подготовка биологического материала с определенными характеристиками по уровню инфекционной нагрузки патогенными грибами на зерно пшеницы, и анализ ответной реакции растений на воздействие спектра волн различного диапазона с учетом временного периода. Результаты исследований показали достоверные различия в ответной

реакции растений на плазменное воздействие. Был отмечен стимулирующий эффект воздействия плазмы на рост растений по сравнению с ростом растений в контрольных вариантах, не подвергавшихся воздействию. В вариантах, подвергавшихся воздействию плазмы, наблюдалось снижение инфекционной нагрузки патогенных грибов на рост и развитие растений.

В качестве метода определения элементного и ионного состава плазмы и определения наличия сторонних примесей в разряде использовался метод эмиссионной оптической спектроскопии.

Схема экспериментального стенда представлена на рис.1. Стенд состоял из кварцевой трубки 1 длиной 94 мм, внутри которой сверху крепился с помощью держателя (2) игольчатый электрод (3) (игла) длиной 23 мм. В трубку сверху подавался рабочий газ. Второй (кольцевой) электрод (4) был закреплен снаружи кварцевой трубки на расстоянии 17 мм от конца игольчатого электрода. Расстояние от второго электрода до конца трубки было 25 мм

В работе для определения элементного и ионного состава плазмы разряда использовался оптоволоконный трехканальный спектрометр AvaSpec - ULS2048L (5). Прибор позволяет измерять спектр в диапазоне длин волн от 200 до 810 нм с оптическим разрешением от 0,12 до 0,18 нм в зависимости от канала. В ходе эксперимента регистрировалось интегральное излучение плазменного образования. Излучение из разрядного промежутка выводилось через кварцевую трубку и с помощью фокусирующей коллимационной линзы (6) и оптоволоконного кабеля фокусировалось на входную щель (ширина 10 мкм) каждого канала спектрометра. Линза с оптоволоконным кабелем располагались на расстоянии от 11 до 86 мм от конца иглы. Идентификация эмиссионных спектров проводилась с использованием данных [4,5]. Регистрация спектра излучения плазмы разряда осуществлялась в рабочем газе  $N_2$  при давлении  $2,0 \times 10^5$  Па, при напряжении источника питания 10 кВ и частоте 40 кГц. Время экспозиции варьировалось от 3 до 30 сек в зависимости от расстояния от конца иглы до коллимационной линзы. Полученные результаты приведены на рис. 2-4.

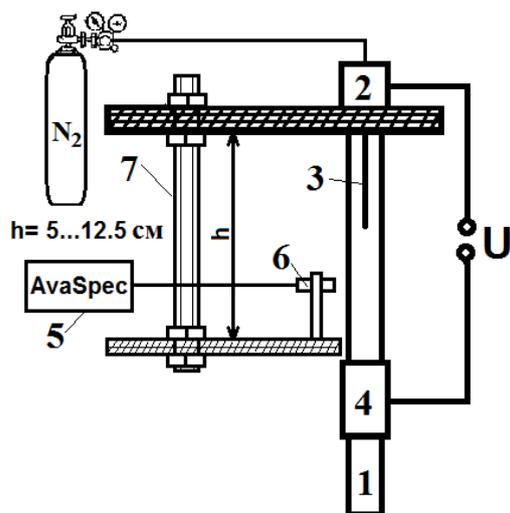


Рис.1. Схема экспериментального стенда: 1 – кварцевая трубка, 2 – держатель иглы, 3 – игольчатый электрод, 4 – второй электрод, 5 – спектрометр, 6 – коллимационная линза, 7 – держатель

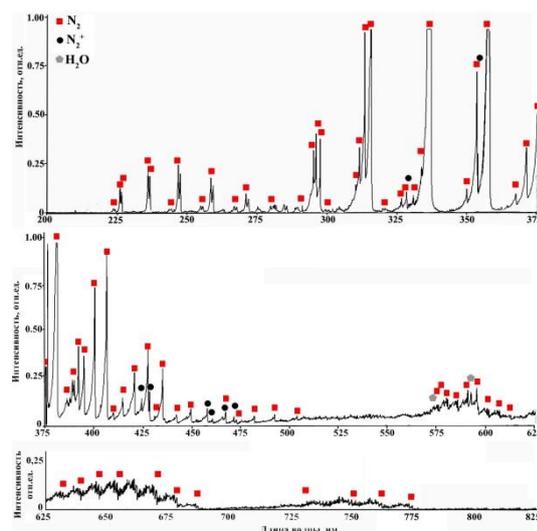


Рис.2. Обзорный спектр излучения плазмы АБР на расстоянии 21 мм от конца иглы, время экспозиции 3 сек.

Сравнение экспериментальных спектров с эталонными спектрами рабочего газа - азота и возможных примесей показали присутствие первой положительной, второй положительной и четвертой положительной систем  $N_2$ , а также  $N_2^+$  и паров воды вблизи поверхности иглы. На расстоянии более 45 мм от конца иглы молекулярные полосы  $H_2O$  не регистрировались. Также в работе наблюдалось снижение интенсивности излучения всех молекулярных полос с увеличением расстояния от конца иглы, и на расстоянии от 86 мм и более спектр излучения АБР не регистрировался даже при времени экспозиции более 30 сек. Отсутствие в спектре излучения атомов и ионов азота указывает на то, что электронные температуры в исследуемой плазме относительно невелики, и не достаточны для диссоциации молекулы азота.

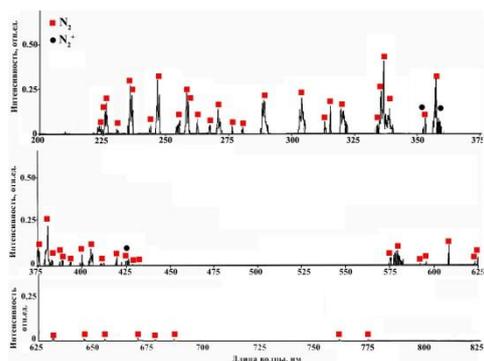


Рис.3. Обзорный спектр излучения плазмы АБР на расстоянии 51 мм от конца иглы, время экспозиции 15 сек.

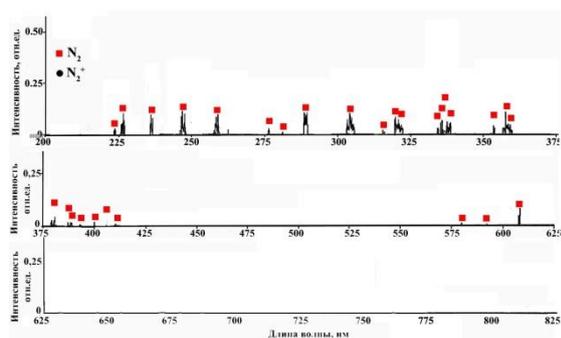


Рис.4. Обзорный спектр излучения плазмы АБР на расстоянии 81 мм от конца иглы, время экспозиции 30 сек.

Таким образом, в работе была проведена спектроскопическая диагностика плазмы атмосферного барьерного разряда типа «плазменный джет» в зависимости от расстояния от игольчатого электрода и определен элементный состав плазмы разряда.

#### *Литература:*

1. Park D. P., et al. Reactive nitrogen species produced in water by non-equilibrium plasma increase plant growth rate and nutritional yield.// Curr. Appl.Phys. 2013, v.13, p. S19-S29.
2. Kitazaki S., et al. Plasma induced long-term growth enhancement of Raphanus sativus L. using combinatorial atmospheric air dielectric barrier discharge plasma.// Curr. Appl. Phys., 2014, v.14, P. S149-S153.
3. Misra N.N., Schluter O., Cullen P.J. Cold plasma in food and agriculture: fundamentals and applications. London: Academic Press, 2016, 380 p.
4. Зайдель А.Н., и др. «Таблицы спектральных линий». М.: 1962.
5. Пирс Р., Гейдон А. Отождествление молекулярных спектров. М.:, 1949.

## СОДЕРЖАНИЕ

1	<b>К.А. Аверин, И.В. Билера, Ю.А. Лебедев, И.Л. Эпштейн</b> ДИАГНОСТИКА СВЧ РАЗРЯДА В ЖИДКОМ Н-ГЕПТАНЕ С БАРБОТИРОВАНИЕМ АРГОНА	4
2	<b>А.В. Бернацкий, В.В. Лагунов, В.Н. Очкин</b> ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ $H_2O$ И $HDO$ В РАЗРЯДЕ МЕТОДОМ ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ	9
3	<b>Д.Л. Кирко, А.С. Савелов</b> ИЗУЧЕНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОРОННОГО РАЗРЯДА НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ СЛОЙ МЕТАЛЛА	13
4	<b>В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Е.П. Микитчук</b> МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМОННЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНОСТРУКТУР МЕТАЛЛОВ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ АТМОСФЕРНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ	16
5	<b>Д.И. Кавыршин, В.Ф. Чиннов, О. В. Коршунов</b> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ДУГОВОЙ ПЛАЗМЕ ГЕЛИЯ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ	20
6	<b>Р. Х. Амиров, М. Б. Шавелкина, Д. И. Кавыршин, В. Ф. Чиннов</b> СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА СТРУИ ПЛАЗМЫ АЗОТА ПРИ КОНВЕРСИИ В НЕЙ УГЛЕВОДОРОДОВ	24
7	<b>Р.С. Афанасенко, А.Г. Алексеев, Б.В. Кутеев</b> РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ НАГРУЗОК НА ВНУТРИВАКУУМЫЕ КОМПОНЕНТЫ СВЛ - ДИАГНОСТИКИ В ЭКВАТОРИАЛЬНОМ ПОРТУ ИТЭР №12	28
8	<b>И.А. Белов, А.Ю. Воронин, Л.А. Душина, Д.С. Корниенко, А.Г. Кравченко, Д.Н. Литвин, К.В. Стародубцев, В.М. Тараканов</b> РЕГИСТРАЦИЯ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА УСТАНОВКЕ «ЛУЧ» С БОЛЬШИМ ДИНАМИЧЕСКИМ ДИАПАЗОНОМ И ПИКОСЕКУНДНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ	32
9	<b>В.В. Белый, В.М. Струнников</b> ДИАГНОСТИКА НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ	34
10	<b>А.В. Демура, Д.С. Леонтьев, В.С. Лисица, В.А. Шурыгин</b> ПРИМЕНЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ К РАСЧЕТУ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ НА ИОНАХ ВОЛЬФРАМА	38
11	<b>В.В. Гаврилов, А.Г. Еськов, А.М. Житлухин, Д.М. Кочнев, С.А. Пикуз, И.М. Позняк, С.Н. Рязанцев, И.Ю. Скобелев, Д.А. Топорков, Н.М. Умрихин</b> ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ	42

12	<b>С.В. Серов, С.Н. Тугаринов, М. von Hellermann</b> РАЗРАБОТКА СИНТЕТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ «АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ» ДЛЯ УСТАНОВКИ ИТЭР	44
13	<b>О.А. Башутин</b> ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА РАЗВИТИЕ ВАКУУМНОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДА	46
14	<b>С. М. Зырянов, М.А. Богданова, А.В. Волынец, А. Т. Рахимов</b> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	52
15	<b>Р.А. Сыроватка, Л.М. Василяк, В.И. Владимиров, Л.В. Депутатова, В.Я. Печеркин, В.С. Филинов</b> ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ В КУЛОНОВСКИХ СТРУКТУРАХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ	54
16	<b>М.А. Богданова, С.М. Зырянов, А.В. Волынец, А.Т. Рахимов</b> ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ОЗОНА В ГИБЕЛИ АТОМОВ КИСЛОРОДА В O <sub>2</sub> ПЛАЗМЕ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ	59
17	<b>В.В. Кожевников, А.В. Мельников, С.А. Хартов</b> ДИАГНОСТИКА ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ ТРОЙНЫМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ЗОНДОМ	61
18	<b>С.Л. Шалимов</b> ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ТРАНСПОРТ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В МЕЗОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ (НА ПРИМЕРАХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ)	65
19	<b>В.В. Андреев, А.А. Новицкий</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОБРАЗОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ МЕТОДАМИ ФОТОХРОНОГРАФИИ, РЕНТГЕНОГРАФИИ И РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ	68
20	<b>А.И. Горячко, В.Ю. Бузько, А.П. Бойченко, М.Г. Барышев</b> ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ МАГНЕТРОННОМ НАПЫЛЕНИИ ПЛЕНОК МЕТАЛЛОВ НА МИКРОВОЛОКНО	72
21	<b>В.В. Андреев, М.А. Корнеева</b> ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ЭФФЕКТИВНОЙ СВЕТООТДАЧИ РЕЗОНАНСНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ДИАПАЗОНА ДАВЛЕНИЙ	76
22	<b>Г.Э.Ризаев, Д.В.Мокроусова, А.В.Шалова, А.В.Шутов, Е.С.Сунчугашева, Л.В.Селезнев, А.А.Ионин</b> ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА НА ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНЫХ И СДВОЕННЫХ УКИ РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНОВ	80
23	<b>Е.А. Болховитинов, Г.А. Господинов, К.А. Иванов, А.А. Рупасов, А.Б. Савельев</b> ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТРЁХКАНАЛЬНОГО ПОЛЯРОИНТЕРФЕРОМЕТРА	84
24	<b>О.И. Шипилова, А.А. Черных</b> ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМЫ СВЧ- РАЗРЯДА	86

25	<b>В.В. Андреев, А.А. Новицкий, Д.В. Чупров</b> ОБ УЧЕТЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ПРИ РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ	90
26	<b>Д.С. Кутузов, И.В. Москаленко, Д.А. Щеглов, Е. Ю. Брагин, В. А. Жильцов, С.В. Янченков</b> ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ АТОМОВ И ИОНОВ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ	95
27	<b>А.М. Zhukeshov., А.Т.Gabdullina., А.У.Amrenova., Zh.М.Moldabekov., К. Serik</b> EXPERIMENTAL RESEARCH DISCHARGE CURRENT AT PLASMA FOCUS PF-30	97
28	<b>В.М. Градов, А.М. Зимин, И.А. Земцов, С.В. Серушкин</b> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНЕТРОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ОТСУТСТВИИ РАВНОВЕСИЯ В ЗАСЕЛЕНИИ УРОВНЕЙ	101
29	<b>А.Ф. Рожков, В.В. Скворцов, С.И. Иншаков, И.С. Иншаков, А.А. Успенский, А.Ю. Урусов, В.А. Шахатов, Ю.А. Лебедев</b> ИЗМЕРЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА С ПОМОЩЬЮ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	106
30	<b>В.Г. Якунин, М.С. Круглов, В.А. Рябый, В.П. Савинов, В.Ю. Тимошенко</b> ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА И ВОЗМОЖНОСТИ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ ВЧ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА	108
31	<b>В.В. Борог, Н.В. Осетрова</b> ДИСТАНЦИОННЫЙ МОНИТОРИНГ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ПОТОКЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, ДОСТИГАЮЩИХ УРОВНЯ ЗЕМЛИ	112
32	<b>И.А. Сорокин, Д.В. Колодко, Е.Г. Шустин</b> СВЕТОСИЛЬНЫЙ ЭНЕРГО-АНАЛИЗАТОР ИОННЫХ ПОТОКОВ	114
33	<b>А.Ю. Хомяков, В.Е. Дробинин, А.В. Казиев, А.В. Тумаркин, М.М. Харьков, А.А. Писарев</b> ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ПЛАЗМЕННО-ИММЕРСИОННОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ В ВЧИ РАЗРЯДЕ	119
34	<b>А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, П.И. Веренич, А.В. Панина</b> МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ И ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МАТЕРИАЛОВ В ГАЗАХ	121
35	<b>Д.Г. Агейченков, А.В. Казиев, Д.В. Колодко</b> МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОННЫХ ПОТОКОВ В НЕРАСПЫЛЯЮЩЕМ МАГНЕТРОННОМ РАЗРЯДЕ	126
36	<b>К.Ю. Вуколов</b> СТАТУС ДИАГНОСТИК ПЛАЗМЫ, РАЗРАБАТЫВАЕМЫХ ДЛЯ ИТЭР В РОССИИ	128

37	<b>А.П. Мелехов, Е.Д. Вовченко, В.В. Комарецкий, Р.Ш. Рамакоти</b> МАСС-СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВАКУУМНОЙ ИСКРЫ КАК ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	130
38	<b>Е.Е. Тимофеев, С.Л. Шалимов, М.К. Валлинкоски, Й. Кангас</b> ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ЗИМНЕЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ АНОМАЛИИ ДИНАМО СЛОЯ ВЫСОКОШИРОТНОЙ АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ	134
39	<b>Р.И. Хуснутдинов, А.Б. Кукушкин</b> ВОЗМОЖНОСТИ МОДИФИКАЦИИ МЕТОДА SXV ДЛЯ ВОДОРОДА В ОСНОВНОЙ КАМЕРЕ ИТЭР	138
40	<b>А.С. Пришвицын, В.Б. Лазарев, С.В. Мирнов</b> ВИДЕОРЕГИСТРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИТИЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ ТОКАМАКА Т-11М В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ КАК СРЕДСТВО КОНТРОЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ СО СТЕНКОЙ	143
41	<b>И.Ю. Тищенко, К.Л. Губский, В.А. Пирог, Г.М. Олейник, Е.В. Грабовский, А.П. Кузнецов</b> ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС НА ОСНОВЕ НОНИУСНОЙ ПАРЫ НЕРАВНОПЛЕЧНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ НА УСТАНОВКЕ АНГАРА-5-1	146
42	<b>А.Р. Немец, В.А. Крупин, М.Р. Нургалиев, Л.А. Ключников, И.А. Земцов</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛЕГКИХ ПРИМЕСЕЙ НА ПЕРЕНОС ТЕПЛА И ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ Т-10	148
43	<b>Е.В. Грабовский, А.П. Лотоцкий, В.В. Лукин</b> ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ САМОСЖИМАЮЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА	151
44	<b>И.В. Визгалов, К.М. Гуторов, И.А. Сорокин</b> АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ЗОНДА С ПОВЫШЕННОЙ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИЕЙ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ	152
45	<b>Л.Б. Беграмбеков, О.А. Бидлевич</b> МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ ПЫЛИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ЗОНДЕ С ЦЕЛЬЮ УВЕЛИЧЕНИЯ ЕГО ЭФФЕКТИВНОСТИ	154
46	<b>Р.Ш. Рамакоти, О.Б. Ананьин, А.П. Мелехов, И.А. Герасимов, Г.С. Богданов, В.Г. Средин, И.К. Новиков, Д.С. Доманин</b> ОБРАЗОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ CdHgTe ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕГО МЯГКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА	158
47	<b>Н.Е. Ефимов, В.А. Курнаев, Д.Г. Булгадарян, И.А. Сорокин, Д.Н. Синельников</b> МАКЕТ ВСТРАИВАЕМОГО АНАЛИЗАТОРА ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО СИМУЛЯТОРА ПР-2	160

48	<b>Д.Г. Булгадарян, Е.Д. Вовченко, В.Костюшин, С.А. Крат, В.А. Курнаев, Т.В. Степанова, А.С. Пришвицын</b> АНАЛИЗ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ ТВЁРДЫХ ТЕЛ ПРИ ПОМОЩИ ТЕХНИКИ ЛАЗЕРНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	164
49	<b>О. А. Башутин, И. Г. Григорьева, В.А. Костюшин, М.Ф. Рунцо, А.С. Савелов, Г. Х. Салахутдинов</b> ВЛИЯНИЕ НА СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА ПОЛЯРНОСТИ И КОНСТРУКЦИИ РАЗРЯДНОЙ СИСТЕМЫ	167
50	<b>М.А. Alkhimova et al.</b> DIAGNOSTIC OF HIGH-INTENSE X-RAY EMISSION FROM PLASMA GENERATED BY FEMTOSECOND PW <sub>t</sub> -LASER PULSES WITH ULTRA-RELATIVISTIC INTENSITIES	169
51	<b>С.А. Саранцев, И.Ф. Раевский, В.А. Костюшин, А.С. Савёлов</b> ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА В ОСЕВОМ НАПРАВЛЕНИИ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА С ПОМОЩЬЮ МНОГОСЕТОЧНОГО ЗОНДА	171
52	<b>О.А. Башутин, И.Г. Григорьева, В.А. Костюшин, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов</b> ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ТИПА «НИЗКОИНДУКТИВНАЯ ВАКУУМНАЯ ИСКРА»	175
53	<b>С.А. Саранцев, И.Ф. Раевский, А.С. Савёлов</b> СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ТЕНЕГРАММ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ В УФ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ФОНОВОЙ ЗАСВЕТКИ	177
54	<b>И.Г. Григорьева, А.Н. Корф, П.Ю. Наумов, М.Ф. Рунцо, Г.Х. Салахутдинов, М.В. Хилько</b> ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ	182
55	<b>С.А. Саранцев, И.Ф. Раевский, А.С. Савёлов</b> ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ МИКРОПИНЧЕВАНИЯ В РАЗРЯДЕ СНВИ	183
56	<b>М.М. Харьков, Т.В. Степанова, Д.В. Колодко, Д.Д. Уголкова, С.А. Крат, А.В. Тумаркин, А.В. Казиев, Г.В. Крашевская, А.В. Овсянкина</b> ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ АТМОСФЕРНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ТИПА «ПЛАЗМЕННЫЙ ДЖЕТ»	187
	СОДЕРЖАНИЕ	191

**Современные средства диагностики  
плазмы и их применение**

**СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ  
XI КОНФЕРЕНЦИИ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 13-15 ноября 2018 г.

*Редакционная коллегия:*

*В. А. Курнаев*

*А. С. Савёлов*

*В.А. Костюшин*

**ISBN 978-5-7262-2513-5**

---

Подписано в печать 09.11.2018\_\_

Формат 60x84 1/16

Печ.л. 12,\_\_

Тираж 100 экз.

Заказ 159

---

*Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»*

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