

**МАТЕРИАЛЫ  
XXVI КОНФЕРЕНЦИИ**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

**Москва, НИЯУ МИФИ, 26-27 января 2023 г.**

**Сборник научных трудов**

**Москва  
2023**

Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации

Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ»

---

МАТЕРИАЛЫ  
XXVI КОНФЕРЕНЦИИ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 26-27 января 2023 г.

Сборник научных трудов

Москва  
2023

**ББК 22.333**  
**УДК 533.9 (06)**  
**В 40**

Материалы XXVI конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 26-27 января 2023 г.: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2023. – 144 с.

Сборник содержит материалы докладов, представленных на ежегодно проводимую в НИЯУ МИФИ 26-ю конференцию по взаимодействию плазмы с поверхностью. Тематика конференции охватывает экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия плазмы с поверхностью в установках управляемого термоядерного синтеза.

Материалы сборника могут быть полезны научным работникам, аспирантам и студентам в научно-исследовательской, учебно-методической и практической работе.

Аннотации докладов, входящих в сборник, опубликованы в авторской редакции при минимальной редакционной правке.

Материалы получены до 20 января 2023 г.

*Редакционная коллегия:*

*Ю.М. Гаспарян*

*Д.Н. Синельников*

*В.В. Кулагин (ответственный редактор)*

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
2023

**ISBN 978-5-7262-2929-4**

Программа 26-ой конференции  
**«ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ»**

*Заседание №1*

**Четверг, 26 января** **начало в 10.00**

**Председатели – И.В. Мазуль, Ю.М. Гаспарян**

9.45 – 10.00	Открытие первого дня конференции
10.00 – 10.25	А.А. Писарев <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Обзор устных докладов симпозиума по жидким металлам для ТЯР (декабрь 2022 Япония)</b>
10.25 – 10.50	Ю.М. Гаспарян <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Накопление изотопов водорода в термоядерных установках и его влияние на выбор материала обращенных к плазме элементов</b>
10.50 – 11.10	<u>П.Ю. Пискарев</u> <sup>1</sup> , А.Н. Маханьков <sup>1</sup> , Н.В. Литуновский <sup>1</sup> , И.В. Мазуль <sup>1</sup> , Б.В. Кутеев <sup>2</sup> , М.С. Колесник <sup>1</sup> , А.А. Рыбиков <sup>1</sup> , Н.А. Кузнецов <sup>1</sup> , Р.В. Рулев <sup>1</sup> , Д.В. Лянзберг <sup>1</sup> <sup>1</sup> АО «НИИЭФА» <sup>2</sup> <i>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»</i> <b>Тепловые испытания макета обращенного к плазме элемента дивертора токамака реакторного класса</b>
11.10 – 11.30	Н.Н. Бутрова, Л.Б. Беграмбеков, С.С. Довганюк, М.А. Крапивин <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Особенности интерметаллидных слоёв на поверхности вольфрама, сформированных при облучении ионами плазмы</b>
11.30 – 11.50	<b>Кофе-брейк</b>
11.50 – 12.15	<u>Е.Д. Маренков</u> <sup>1</sup> , А.А. Пшенов <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <sup>2</sup> <i>НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия</i> <b>Код SOLPS 4.3 и некоторые новые результаты физики дивертора в режиме детачмента</b>
12.15 – 12.35	<u>Е.Г. Кавеева</u> , И.Ю. Веселова, А.Г. Полетаева, В.А. Рожанский <i>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого</i> <b>На пути к моделированию D-T смеси в пристеночной плазме токамака</b>

12.35 – 12.55	<u>Н.В. Штырхунов</u> , П.С. Кудреватых, Е.Г. Кавеева, П.А. Молчанов, В.А. Рожанский, И.Ю. Сениченков <i>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого</i> <b>Предварительные результаты моделирования пристеночной плазмы токамака ТРТ кодом SOLPS ITER</b>
12.55 – 13.10	<u>П.С. Кудреватых</u> , Н.В. Штырхунов, Е.Г. Кавеева, И.Ю. Сениченков, В.А. Рожанский, А.А. Ширококов <i>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого</i> <b>Исследование различных диверторных конфигураций на токамаке ТРТ</b>
13.10 – 14.10	<b>Обед</b>

**Председатели – А.А. Писарев, С.А. Крат**

14.10 – 14.30	<u>А.Б. Кукушкин</u> <sup>1,2</sup> , А.С. Кукушкин <sup>1,2</sup> , М.Г. Левашова <sup>1</sup> , В.С. Лисица <sup>1,2</sup> , В.С. Неверов <sup>1</sup> , А.А. Пшенов <sup>1,2</sup> , П.А. Сдвиженский <sup>1</sup> , И.Ю. Толстихина <sup>3</sup> , Р.И. Хуснутдинов <sup>1,2</sup> , С.В. Серов <sup>4</sup> , С.Н. Тугаринов <sup>4</sup> <sup>1</sup> <i>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»</i> <sup>2</sup> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <sup>3</sup> <i>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН</i> <sup>4</sup> <i>Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР»</i> <b>Термодинамическая неравновесность рециклинга водорода в пристеночной плазме токамака и ее влияние на перезарядочную спектроскопию в ИТЭР</b>
14.30 – 14.50	<u>С.А. Крат</u> , А.С. Пришвицын, Ю.М. Гаспарян <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Теоретическое описание содержания нескольких газов в осаждённых из плазмы металлических слоях</b>
14.50 – 15.10	<u>С.С. Довганюк</u> , Л.Б. Беграмбеков <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Низкотемпературное удаление изотопов водорода из материалов контактирующих с плазмой элементов термоядерных установок</b>
15.10 – 15.25	<u>К.А. Рогозин</u> <sup>1,2</sup> , В.П. Будаев <sup>1,2</sup> , С.А. Грашин <sup>2</sup> , А.В. Карпов <sup>1,2</sup> , С.Д. Федорович <sup>1</sup> , К.В. Чан <sup>1</sup> , М.В. Лукашевский <sup>1</sup> , Д.И. Кавыршин <sup>1,3</sup> , А.А. Коньков <sup>1</sup> , С.В. Белоусов <sup>1</sup> , В.С. Квасков <sup>1</sup> , Д.А. Анисимов <sup>1</sup> , М.С. Чилин <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия</i> <sup>2</sup> <i>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия</i> <sup>3</sup> <i>ОИВТ РАН, Москва, Россия</i> <b>Комплекс для проведения материаловедческих исследований на токамаке Т- 15МД</b>

15.25 – 15.40	<p><u>Е.Д. Федулаев</u><sup>1,2</sup>, <u>В.Ю.Цыбенко</u><sup>1,2</sup>, <u>И.М. Позняк</u><sup>1,2</sup>, <u>З.И. Новоселова</u><sup>1,2</sup>, <u>Е.З. Бирюлин</u><sup>1,2</sup>, <u>И.А. Алябьев</u><sup>1,2</sup> <sup>1</sup>АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» <sup>2</sup>НИУ МФТИ</p> <p><b>Измерение давления пристеночной плазмы в экспериментах по имитации ЭЛМов и срывов в ИТЭР</b></p>
15.40 – 15.55	<p><u>Е.З. Бирюлин</u><sup>1,2</sup>, <u>В.Ю. Цыбенко</u><sup>1,2</sup>, <u>И.М. Позняк</u><sup>1,2</sup>, <u>В.Л. Подковыров</u><sup>1</sup>, <u>И.Б. Куприянов</u><sup>3</sup>, <u>З.И. Новоселова</u><sup>1,2</sup>, <u>И.А. Алябьев</u><sup>1,2</sup>, <u>Е.Д. Федулаев</u><sup>1,2</sup>, <u>А.Б. Путрик</u><sup>4</sup> <sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Москва, г. Троицк, Россия <sup>2</sup>МФТИ, Физтех, г. Москва, Россия <sup>3</sup>АО «ВНИИНМ» имени А.А. Бочвара, г. Москва, Россия <sup>4</sup>Проектный центр ИТЭР, г. Москва, г. Троицк, Россия</p> <p><b>Капельная эрозия бериллия в условиях, характерных для срывов в ИТЭР</b></p>
15.55 – 16.15	<b>Кофе-брейк</b>
16.15 – 16.35	<p><u>С.А. Крат</u>, <u>Е.А. Фефелова</u>, <u>В.С. Ефимов</u>, <u>А.С. Пришвицын</u>, <u>И.А. Сорокин</u>, <u>Ю.М. Гаспарян</u> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i></p> <p><b>Влияние контакта с атмосферным воздухом на содержание изотопов водорода в осаждённых из плазмы вольфрамовых слоях</b></p>
16.35 – 16.50	<p><u>Е.Д. Вовченко</u>, <u>А.А. Исаев</u>, <u>К.И. Козловский</u>, <u>А.Е. Шиканов</u>, <u>Е.А. Шиканов</u> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i></p> <p><b>О возможном нейтронном анализе распределения дейтерия в первой стенке ТЯР</b></p>
16.50 – 17.05	<p><u>М.М. Цвентух</u> <i>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук</i></p> <p><b>Спонтанное инициирование всплесков взрывной электронной эмиссии на растущей под воздействием плазмы наноструктуре</b></p>
17.05 – 17.20	<p><u>С.Д. Федорович</u><sup>1</sup>, <u>В.П. Будаев</u><sup>1,2</sup>, <u>М.С. Чилин</u><sup>1</sup> <sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия <sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия</p> <p><b>Исследование эмиссионных свойств поверхности внутрикамерных конструкционных материалов с наноструктурой типа «пух»</b></p>
17.20 – 18.00	<b>Дискуссия</b>
18.00	<b>Welcome together в корпусе 33</b>

Пятница, 27 января

начало в 10.00

Председатели – Ю. М. Гаспарян, Я.А. Садовский

9.50 – 10.00	<b>Открытие второго дня</b>
10.00 – 10.20	А.Г. Раздобарин <sup>1</sup> , А.Д. Дмитриев <sup>1</sup> , Д.И. Елец <sup>1,2</sup> , О.С. Медведев <sup>1,2</sup> , А.Н. Новохацкий <sup>1</sup> , И.В. Мирошников <sup>1</sup> , С.В. Филиппов <sup>1</sup> , М.В. Гришаев <sup>2</sup> , Ю.М. Гаспарян <sup>2</sup> <sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С-Пб <sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <b>Апробация диагностики накопления водорода в установке Глобус-М2</b>
10.20 – 10.40	В.П. Будаев <sup>1,2</sup> <sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва <sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва <b>Скейлинг подобия токамаков Кадомцева: учет взаимодействия плазма-стенка и оценки для токамака Т-15МД</b>
10.40 – 10.55	А.А. Айрапетов, Л.Б. Беграмбеков, А.В. Грунин, Я.А. Садовский Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва <b>Зонды для измерения параметров плазмы и воздействия плазмы на материалы в токамаке</b>
10.55 – 11.10	Л.А. Варшавчик <sup>1</sup> , Е.А. Старовойтов <sup>1</sup> , С.И. Когаков <sup>1</sup> , З.Г. Люллин <sup>1</sup> , В.А. Бочарников <sup>1</sup> , Е.Е. Мухин <sup>1,2</sup> <sup>1</sup> ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия <sup>2</sup> СПбГУ, Физический факультет, Санкт-Петербург, Россия <b>Разработка Монте-Карло кода КГТе для моделирования емкостного ВЧ разряда методом частиц-в-ячейках</b>
11.10 – 11.25	В.В. Кулагин, Ю.М. Гаспарян Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <b>Оценка влияния неопределенности параметров материала на эффективность лазерно-индуцированной десорбции</b>
11.25 – 11.40	Е.Д. Вовченко, М.В. Гришаев, Н.Е. Ефимов, А.П. Мелехов, Д.Н. Синельников, Ю.М. Гаспарян Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <b>Особенности генерации лазерной плазмы для LIBS мониторинга поверхностей ТЯР</b>
11.40 – 12.00	<b>Кофе-брейк</b>
12.00 – 12.15	В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеюк ФИЦ Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва, Россия <b>Расчет электрического поля на поверхности электрода в плазме при больших значениях потенциала</b>

12.15 – 12.30	<u>Н.А. Пунтаков</u> , Л.Б. Беграмбеков, А.В. Грунин <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Воздействие интенсивного ионного потока на пиролитический графит при высоких температурах</b>
12.30 – 12.45	Н.Н. Андрианова <sup>1,2</sup> , А.М. Борисов <sup>1,3</sup> , <u>М.А. Овчинников</u> <sup>2</sup> , В.В. Слепцов <sup>1</sup> , Р.А. Цыркв <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия</i> <sup>2</sup> <i>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия</i> <sup>3</sup> <i>Московский государственный технологический университет “СТАНКИН”, Москва, Россия</i> <b>Модификация поверхности углеродного волокна при облучении ионами плазмы с энергиями от сотен эВ до десятков кэВ</b>
12.45 – 13.00	<u>Д.И. Елец</u> <sup>1,2,3</sup> , А.М. Дмитриев <sup>1,2,3</sup> , О.С. Медведев <sup>1,3</sup> , А.Г. Раздобарин <sup>1,2,3</sup> , Л.А. Снигирев <sup>1,2</sup> , Е.Е. Мухин <sup>1,2,3</sup> , А.П. Войт <sup>2</sup> , И.Е. Габис <sup>2</sup> , В.С. Ефимов <sup>2,3</sup> , Ю.М. Гаспарян <sup>2,3</sup> , Н.Е. Ефимов <sup>2,3</sup> <sup>1</sup> <i>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН</i> <sup>2</sup> <i>СПбГУ</i> <sup>3</sup> <i>НИЯУ МИФИ</i> <b>Насыщение дейтерием тонких плёнок вольфрама и алюминия при высоком давлении</b>
13.00 – 14.00	<b>Обед</b>

**Председатели – Л.Б. Беграмбеков, Д.Н. Синельников**

14.00 – 14.15	<u>А.М. Дмитриев</u> <sup>1,2</sup> , А.Г. Раздобарин <sup>1</sup> , Л.А. Снигирев <sup>1</sup> , Д.И.Елец <sup>1,4</sup> , О. С. Медведев <sup>1,2,4</sup> , И.М. Букреев <sup>1</sup> , А.П. Чернаков <sup>1,2</sup> , Е.Е. Мухин <sup>1</sup> , С.Ю. Толстяков <sup>1</sup> , И.Б. Куприянов <sup>3</sup> , В.Л. Буховец <sup>5</sup> , А.Е. Городецкий <sup>5</sup> , А.В. Маркин <sup>5</sup> , Р.Х. Залавутдинов <sup>5</sup> <sup>1</sup> <i>ФГБУН ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург</i> <sup>2</sup> <i>АО «Спектрал-Тех», Санкт-Петербург</i> <sup>3</sup> <i>АО «ВНИИНМ им. А.А. Бочвара», Москва</i> <sup>4</sup> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва</i> <sup>5</sup> <i>ФГБУН ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва</i> <b>Магнетронное осаждение бериллия и циклическая очистка материалов диагностических окон</b>
14.15 – 14.30	<u>О.С. Медведев</u> <sup>1,2</sup> , А.Г. Раздобарин <sup>1,3</sup> , А.М. Дмитриев <sup>1,3</sup> , Д.И. Елец <sup>1,2,3</sup> , Е.Е. Мухин <sup>1,3</sup> , В.С. Ефимов <sup>2</sup> , А.А. Левин <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе</i> <sup>2</sup> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <sup>3</sup> <i>Санкт-Петербургский государственный университет</i> <b>Осаждение плёнок вольфрама методом лазерной абляции</b>

14.30 – 14.45	<p><u>А.А. Сергеечев</u>, А.К. Кутуков, С.Е. Панин, Г.С. Байбаков, М.В. Петраков АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Россия, г. Москва, г. Троицк</p> <p><b>Определение температуры поверхности конструкционных материалов при обработке импульсными плазменными потоками</b></p>
14.45 – 15.00	<p><u>В.О. Кириллова</u><sup>1</sup>, Д.М. Бачурина<sup>1</sup>, Ю.А. Гурова<sup>1</sup>, Н.С. Попов<sup>1</sup>, Ш. Тан<sup>2</sup>, А.Н. Сучков<sup>1</sup></p> <p><sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия <sup>2</sup>Hefei University of Technology, Китай</p> <p><b>Микроструктура и механические свойства паяных соединений SMART сплавов вольфрама и малоактивируемых ферритно-мартенситных сталей</b></p>
15.00 – 15.15	<p><u>Р.Х. Хисамов</u><sup>1</sup>, Н.Н. Андрианова<sup>2,3</sup>, А.М. Борисов<sup>2,4</sup>, М.А. Овчинников<sup>3</sup>, И.И. Мусабинов<sup>1</sup>, Р.Р. Тимиряев<sup>1</sup>, Р.Р. Мулюков<sup>1</sup></p> <p><sup>1</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия <sup>2</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия <sup>3</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия <sup>4</sup>Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», Москва, Россия</p> <p><b>Модифицирование поверхности ультрамелкозернистого вольфрама ионной бомбардировкой</b></p>
15.15 – 15.30	<p><u>А.С. Демидов</u><sup>1</sup>, А.В. Захаренков<sup>1</sup>, Д.А. Тупотилов<sup>1</sup>, А.Т. Комов<sup>1</sup>, А.В. Дедов<sup>1</sup>, А.В. Вертков<sup>2</sup>, М.Ю. Жарков<sup>2</sup></p> <p><sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва <sup>2</sup>АО «Красная звезда», Москва</p> <p><b>Охлаждение двухкомпонентным спреем поверхности, воспринимающей высокие тепловые потоки</b></p>
15.30 – 15.45	<p><u>К.В. Чап</u><sup>1</sup>, В.П. Будаев<sup>1,2</sup>, С.Д. Федорович<sup>1</sup>, Д.И. Кавыршин<sup>1,3</sup>, А.В. Карпов<sup>1,2</sup>, М.В. Лукашевский<sup>1</sup>, А.П. Слива<sup>1</sup>, К.А. Рогозин<sup>1</sup>, А.А. Коньков<sup>1</sup>, С.В. Белоусов<sup>1</sup></p> <p><sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия <sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия <sup>3</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН), Москва, Россия</p> <p><b>Испытание охлаждаемого макета на основе вольфрамовых модулей облицовки плазменной нагрузкой и мощными электронными пучками</b></p>

15.45 – 16.00	<u>А.К. Кутуков</u> , М.А. Миллер, В.В. Гапонова, С.Е. Панин, А.А. Сергеев <i>Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, г. Москва, г. Троицк</i> <b>Изменение шероховатости и микротвердости стали ШХ15 при обработке импульсными плазменными потоками</b>
16.00 – 16.20	<b>Кофе-брейк</b>
16.20 – 16.35	<u>В.П. Афанасьев</u> <sup>1</sup> , Д.С. Ефременко <sup>2</sup> , Л.Г. Лобанова <sup>1</sup> <sup>1</sup> <i>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия</i> <sup>2</sup> <i>Германский центр авиации и космонавтики (DLR), Оберпфaffenхофен, Германия</i> <b>Определение профилей изотопов водорода и гелия в приповерхностной области методами электронной спектроскопии</b>
16.35 – 16.50	<u>В.П. Афанасьев</u> , <u>Л.Г. Лобанова</u> <i>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия</i> <b>Взаимодействие легких ионов с поверхностью твердого тела</b>
16.50 – 17.05	<u>И.А. Никитин</u> , Д.Н. Синельников, Н.Е. Ефимов, М.В. Гришаев <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>О возможности количественного анализа концентраций элементов в обращенных к плазме материалах с использованием малоуглового LEIS</b>
17.05 – 17.20	<u>Д.С. Лукьянцев</u> , А.В. Лубенченко, Д.А. Иванов, О.И. Лубенченко <i>ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва</i> <b>Численное моделирование фотоэлектронной эмиссии от наноструктурированной поверхности</b>
17.20 – 17.35	<u>А.А. Степаненко</u> , Д.А. Кашин, Ю.М. Гаспарян <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Определение параметров твердого тела при лазерно-стимулированном десорбционном анализе методами машинного обучения</b>
17.35 – 17.50	<u>В.В. Кулагин</u> <sup>1,2</sup> , М.М. Цвентух <sup>1</sup> , Ю.М. Гаспарян <sup>2</sup> <sup>1</sup> <i>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва</i> <sup>2</sup> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва</i> <b>Молекулярнодинамическое моделирование облучения поверхности вольфрама гелием повышенной энергии</b>
	<b>Закрытие конференции</b>

А.А. ПИСАРЕВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*AAPisarev@mephi.ru*

## **ЖИДКИЕ МЕТАЛЛЫ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ: ОБЗОР ДОКЛАДОВ МЕЖДУНАРОДНОГО СИМПОЗИУМА (ДЕКАБРЬ 2022, ЯПОНИЯ)**

7-й международный симпозиум по применению жидких металлов для термоядерного синтеза состоялся 12-16 декабря 2022 года в Японии в университете города Чубу. Был зарегистрировано 60 участников из 11 стран (34 очно, 26 заочно), представлено 50 докладов (29 очно, 21 заочно).

В настоящем докладе информация, представленная на конференции, скомпилирована и изложена таким образом, чтобы дать представление о работах 2019-2022 гг в следующих направлениях

- Эксперименты на токамаках с литизацией поверхности
- Эксперименты с капиллярно-пористыми структурами
- Эксперименты на токамаке EAST с текущим слоем жидкого лития
- Проекты использования диверторов с текущим слоем жидкого металла на других токамаках
- Варианты и технологии изготовления капиллярно-пористых структур
- Варианты и технологии изготовление пластин для поддержки текущего слоя жидкого металла
- Взаимодействие плазмы и потоков энергии с поверхностью жидких металлов
- Течение жидких металлов по пластине
- Смачиваемость
- Взаимодействие жидких металлов с твердыми металлами
- Течение металла в скрещенных полях, градиенте магнитного поля и температуры.
- Турбулентность и ее влияние на перенос тепла и вещества
- Жидкометаллические петли и вопросы, связанные с ними
- Водород в жидких металлах

Ю.М. ГАСПАРЯН

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
YMGasparyan@mephi.ru*

## **НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ВЫБОР МАТЕРИАЛА ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ**

В качестве топлива термоядерных реакторов планируется использовать смесь дейтерия и трития. В силу радиоактивности трития большое внимание уделяется накоплению изотопов водорода в установках. При этом, количество экспериментов в установках с магнитным удержанием плазмы очень ограничено. Тритиевые кампании проводились в конце 90-х на токамаках TFTR (США) и JET (Великобритания), в которых были продемонстрированы рекордные на тот момент показатели по выходу термоядерной энергии [1,2]. Еще одна кампания была проведена на токамаке JET в 2021 году, но подробные результаты экспериментов пока еще не опубликованы.

Главным негативным результатом первых экспериментов с тритием на TFTR и JET было чрезмерно большое накопление трития. Согласно измерениям газового баланса [1,2], даже после длительного времени после окончания рабочих импульсов в стенках оставалось 40-50 % вводимого топлива, длительные процедуры очистки позволяли уменьшить это количество до 16-17 %. Причиной столь большого захвата было определено накопление рабочего газа в переосажденных слоях, сформированных из распыленного материала стенки. Были использованы углеродные обращенные к плазме элементы, что приводило к высокой скорости эрозии стенок за счет химического распыления, высокой концентрации изотопов водорода в пленках и высокой температуре их удаления изотопов водорода из пленок.

Такой сценарий крайне нежелателен для реактора, поэтому, несмотря на многие преимущества использования углеродных материалов, стали рассматривать возможность использования альтернативных материалов. В ИТЭР первая стенка будет покрыта бериллием, а диверторная область – вольфрамом. Возможность работы с металлической стенкой апробировалась на ряде токамаков, включая ASDEX-Upgrade с вольфрамовым покрытием стенки и JET с ИТЭР-подобной стенкой из бериллия и вольфрама. Несмотря на новые сложности в достижении предельных параметров удержания плазмы, эксперименты были признаны удачными, т.к. интегральное

накопление изотопов водорода упало более, чем в 10 раз [3,4]. При этом, основным каналом накопления изотопов водорода в JET по-прежнему остался захват в перенасыщенных слоях (преимущественно из бериллия).

Согласно большинству оценок, в текущей конфигурации стенки накопление трития не должно быть ограничивающим фактором для ИТЭР [5]. Однако, проектирование установок реакторного типа потребует более тщательного анализа, так как скорость накопления изотопов водорода сильно зависит от температуры, потока частиц, потока нейтронов. Так, несмотря на низкую растворимость, концентрация водорода в вольфраме может быть достаточно большой при наличии радиационных дефектов. Однако, оценки показывают, что заполнение этих дефектов происходит в течение длительного времени, превышающего время работы ИТЭР [6].

Существенное влияние на накопление изотопов водорода может оказывать наличие примесей в плазме. Гелий является продуктом DT-реакции и будет естественной примесью, добавление неона или азота в диверторной области рассматривается для обеспечения более равномерной тепловой нагрузки на элементы стенки. Лабораторные эксперименты показывают, что добавка гелия и неона уменьшает скорость накопления, а азота и углерода, наоборот, может привести к повышенному накоплению [7-9].

Мощные импульсные потоки частиц в ходе быстрых переходных процессов также могут привести к повышенному накоплению рабочего газа в стенке [10].

Важным аспектом в будущих реакторах может стать накопление изотопов водорода в пыли, хотя в сегодняшних установках этот канал не дает значительного вклада в интегральный захват [11].

Контроль накопления трития может стать очень важной задачей и при использовании инновационных подходов по использованию обращенных к плазме элементов на основе жидкого лития. Известно, что литий может захватывать большое количество водорода, поэтому необходимо прорабатывать методы вывода захваченного газа. С другой стороны, согласно [12], низкий рециклинг водорода может обеспечить принципиально новые режимы удержания плазмы.

Таким образом, накопление изотопов водорода оказывает существенное влияние на выбор обращенных к плазме элементов. Выбор оптимальных материалов для конкретной установки требует детального анализа условий эксплуатации. Важной задачей является развитие методов удаления изотопов водорода из ОПМ, а также подбор оптимальных температурных режимов на стенке.

## **Литература**

- [1] Andrew P et al., Fusion Engineering and Design 47 (1999) 233–245
- [2] C. Skinner, et al. J. Nucl. Mater., 241-243 (1997) 214-226
- [3] Rhode V et al., J. Nucl. Mater. 390–391 (2009) 474–477
- [4] Brezinsek S et al., Nucl. Fusion 53 (2013) 08302
- [5] Roth J et al., J. Nucl. Mater. 390–391 (2009) 1–9
- [6] O.V. Ogorodnikova et al. J. Nucl. Mater. 415 (2011) S661–S666
- [7] Ueda Y et al., Fusion Engineering and design. 87 (2012) 136
- [8] Ishida M., Lee H.T., Ueda Y. J. Nucl. Mater. 463(2015) 1062
- [9] O.V. Ogorodnikova et al., Phys. Scr. T145 (2011) 014034
- [10] A.G. Poskagalov et al., Physica Scripta, T171 (2020) 01406
- [11] M. Rubel M et al. Fusion Engineering and Design, 136 (2018) 579–586
- [12] L. Zakharov, Nucl. Fusion 59, 096008 (2019)

П.Ю. ПИСКАРЕВ<sup>1\*</sup>, А.Н. МАХАНЬКОВ<sup>1</sup>, Н.В. ЛИТУНОВСКИЙ<sup>1</sup>,  
И.В. МАЗУЛЬ<sup>1</sup>, Б.В. КУТЕЕВ<sup>2</sup>, М.С. КОЛЕСНИК<sup>1</sup>, А.А. РЫБИКОВ<sup>1</sup>,  
Н.А. КУЗНЕЦОВ<sup>1</sup>, Р.В. РУЛЕВ<sup>1</sup>, Д.В. ЛЯНЗБЕРГ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>АО «НИИЭФА»

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

\*piskarev@sintez.niiefa.spb.su

## **ТЕПЛОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ МАКЕТА ОБРАЩЕННОГО К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТА ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА РЕАКТОРНОГО КЛАССА**

На пути создания экономически эффективного термоядерного реактора на основе токамака необходимо решить ряд нетривиальных технических задач, в том числе добиться обеспечения необходимого ресурса эксплуатации компонентов, обращённых к плазме (КОП). Проект ИТЭР является одним из наиболее проработанных в мире с разных точек зрения (физика, материаловедение, проектирование, производство, эксплуатация) в части КОП, рассчитанных на работу в условиях длительного импульса и высоких тепловых нагрузок. Однако, условия работы КОП в проектируемых токамаках реакторного класса (ГРУ, ДЕМО-ТИН и др.) наряду с факторами, характерными для ИТЭР, имеют свои особенности, усложняющие их работу. Во-первых, более высокий коэффициент временной загрузки реактора [1], что приведет к увеличенному уровню радиационных повреждений в материалах. Во-вторых, наличие в камере устройств инжекции и сбора лития [2], контакт которого с медными сплавами, применяемыми в конструкции КОП ИТЭР, не допустим [3].

Наиболее энергонапряженными и ответственными элементами конструкции ИТЭР-подобного дивертора являются обращенные к плазме элементы (ОПЭ) вертикальной мишени, которые представляют собой активноохлаждаемые многослойные композиции из разнородных металлов. При разработке и проектировании КОП необходимо, в соответствии с требованиями обеспечения надежности конструкции, подтвердить расчетным путем достижение необходимого ресурса эксплуатации в условиях воздействия различных сценарных нагрузок. Циклическое тепловое нагружение и возникающие температурные напряжения являются главным фактором, ограничивающим ресурс работы ОПЭ вертикальной мишени дивертора. При этом величина плотности поглощенной мощности для сценария несформированной газовой мишени может достигать 20 МВт/м<sup>2</sup> в ИТЭР и более (до 25 МВт/м<sup>2</sup> в ТРТ [4]). Вследствие сложности достоверного моделирования параметров многослойной конструкции ОПЭ подход

численного моделирования заменяется, либо дополняется подходом «design by experiment», заключающимся в отработке конструкторско-технологических решений на малых макетах реальной конструкции.

Учитывая высокий уровень предполагаемой тепловой нагрузки на ОПЭ вертикальной мишени дивертора, обойтись в конструкции без использования медных сплавов не удастся. В свою очередь для защиты открытых медных поверхностей от взаимодействия с жидким и/или парообразным литием предлагается их плакировать слоем более коррозионностойкой нержавеющей стали. А на тех участках конструкции, где такой способ защиты труднореализуем, предлагается использовать одно-/многослойные коррозионностойкие покрытия. Учитывая все вышесказанное, приняв за основу апробированную в проекте ИТЭР многослойную композицию W/Cu/CuCrZr, разработана принципиальная схема ОПЭ вертикальной мишени дивертора (Рисунок 1).

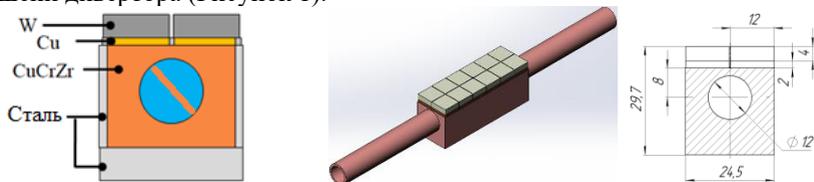


Рисунок 1 – Конструкция ОПЭ дивертора: принципиальная схема (слева) и упрощенная конструкция макета (посередине и справа)

В отличие от принятой в ИТЭР компоновки «вольфрамовый моноблок», где используется трубка из бронзы CuCrZr, была предложена компоновка в корпусном исполнении, для которой проще и надежнее можно обеспечить защиту от лития. Внутри цилиндрического канала охлаждения установлена скрученная лента для интенсификации теплообмена. Толщина облицовки из W уменьшена с 8 до 4 мм, чтобы при стационарных нагрузках добиться снижения значения максимальной температуры поверхности ниже температуры его рекристаллизации. Соединение W с медным слоем, используемый для компенсации разности температурных расширений основных материалов, выполняется методом наплавки меди в вакууме. Для пайки биметаллической W/Cu плитки на корпус из бронзы выбран припой на основе титана марки СТЕМЕТ® 1201. На начальном этапе проекта было решено выполнить экспериментальную проверку термостойкости предложенного нового паянного соединения и конструкции ОПЭ. Для этого разработана упрощенная конструкция макета ОПЭ (Рисунок 1).

Пайка облицовки макета выполнена в вакуумной печи сопротивления по режиму, обеспечивающему также отжиг CuCrZr на твердый раствор: нагрев до 970 °С со скоростью 40 °С/мин и выдержкой 40 мин и последующей газовой закалкой со скоростью порядка 1 °С/сек. Далее в той же печи выполнено старение при 480 °С и выдержкой 150 мин для дисперсионного упрочнения CuCrZr. Твердость бронзы составила 95 НВ, что соответствует пределу прочности ~ 330 МПа при комн. температуре. После пайки был проведен ультразвуковой контроль сплошности паянного и наплавленного соединений, в результате которого не выявлено дефектов.

Изготовленный макет был подвергнут испытаниям на предельную тепловую нагрузку на стенде тепловых испытаний «Цефей-М» в АО «НИИЭФА» [5]. Испытания заключались в поэтапном повышении мощности нагружения от 2 МВт/м<sup>2</sup> с шагом 0,5 МВт/м<sup>2</sup> по 10 циклов (15 сек. импульс, 15 сек. пауза) на каждом шаге до достижения одного из условий разрушения: возникновение областей локального перегрева на поверхности облицовки; нарушение герметичности канала охлаждения макета; потеря облицовочной плитки. Параметры охлаждения макета во время испытаний: давление воды 3 МПа, температура воды на входе 50 °С, скорость воды в канале ~ 10 м/с (до 26 МВт/м<sup>2</sup>) и ~ 13,5 м/с (после 26 МВт/м<sup>2</sup>). При достижении мощности 34 МВт/м<sup>2</sup> при средней температуре на поверхности 2220 °С появилось скачкообразное увеличение температуры до 2330 °С на локальных участках (Рисунок 2). На следующих шагах нагружения при 34,72 МВт/м<sup>2</sup> и 35,56 МВт/м<sup>2</sup> также проявилось локальное повышение температуры на поверхности облицовки, а также смещение плиток относительно исходного положения, после чего испытания были остановлены, а макет с данного момента считался разрушенным. Суммарно было проведено 770 циклов нагружения. При этом более критические повреждения, такие как нарушение герметичности канала охлаждения выявлены не были.

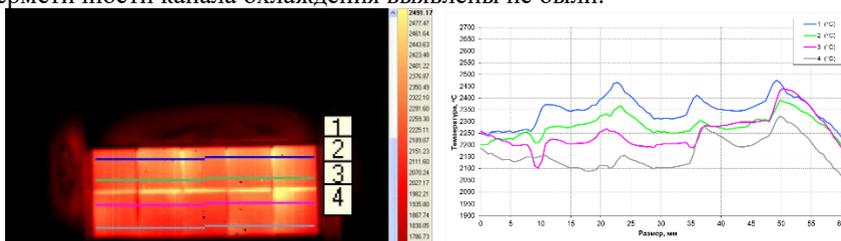


Рисунок 2 – Тепловизионное изображение (слева) и график распределения температуры поверхности (справа) макета ОПЭ при 34 МВт/м<sup>2</sup>

Фотографии облицовки макета после испытаний представлены на Рисунке 3. На поверхности облицовки были обнаружены следы растрескивания и рекристаллизации. Медный подслон в зоне контакта с вольфрамовой плиткой оказался оплавленным и/или деформированным. При этом не произошло расслоения паянного соединения. Это свидетельствует о том, что разрушение макета произошло от перегрева вольфрамовой плитки под воздействием избыточного теплового потока.



Рисунок 3 – Фотографии облицовки макета после испытаний

Проведенные тепловые испытания макетов позволили подтвердить приемлемую термоциклическую стойкость предложенного паянного соединения и корпусной компоновки ОПЭ вертикальной мишени дивертора при экстремальных значениях тепловой нагрузки. На следующих этапах развития проекта планируется провести дополнительные ресурсные испытания и выполнить опытное изготовление и испытания макета ОПЭ, имеющих защиту от взаимодействия с литием. Работа выполнялась по контракту № 43-03/22/44/125 с Национальным исследовательским центром «Курчатовский институт».

### **Литература**

- [1] B.V. Kuteev, E.A. Azizov, A.S. Bykov et.al. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils, Nuclear Fusion 51 (2011) 073013 (6 pp)
- [2] А.В. Вертков и др. Сравнительный анализ концепций литиевой первой стенки для токамака реакторных технологий — Физика плазмы, Т. 47, №. 12, 2021, с. 1130-1145
- [3] Lyublinski I.E. et. al. Numerical and experimental determination of metals and alloys solubility in liquid lithium, lithium containing nonmetallic impurities, lead and lead-lithium eutectic — Journal of Nucl. Mat., 224, 1995, p. 288-292
- [4] А.С. Кукушкин, А.А. Пшенов. Режим работы традиционного дивертора в TRT — Физика плазмы, Т. 47, №. 12, 2021, с. 1123-1129
- [5] A. Volodin, V. Kuznetsov, V. Davydov et al, The high heat flux test facilities in the joint stock company “D.V. Efremov Institute of Electrophysical Apparatus”, Fusion Engineering and Design 98-99 (2015) 1411-1414

Н.Н. БУТРОВА\*, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.С. ДОВГАНЮК,  
М.А. КРАПИВИН  
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*  
*\*nbutrova@mephi.ru*

## **ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫХ СЛОЁВ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА, СФОРМИРОВАННЫХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ПЛАЗМЫ**

Для Международного Термоядерного Экспериментального Реактора (ИТЭР) [1-3] и на первом этапе для Токамака с Реакторными Технологиями (РТТ) [4] в качестве контактирующих с плазмой материалов выбраны бериллий и вольфрам. В процессе работы реакторов распыленные плазмой атомы поверхности бериллиевой первой стенки будут осаждаться, в частности, на вольфрамовом диверторе, формируя на его поверхности покрытие, содержащее Be. Свойства образующихся слоев, взаимодействие их с плазмой и последующее влияние на параметры плазмы недостаточно изучены. Представленная работа посвящена имеющему научную значимость и чрезвычайно актуальному в настоящее время исследованию свойств поверхностных слоёв, содержащих бериллий.

Соединения бериллия являются высокотоксичными материалами [5], работа с которыми не допускается в условиях университетской лаборатории. Вместе с тем, физико-химические свойства бериллия и алюминия во многом сходны [6]. В частности, в работах [7, 8] было обнаружено сходство закономерностей удержания водорода в слоях, образующихся при осаждении атомов алюминия и бериллия на вольфрам. Поэтому для проведения экспериментов был выбран алюминий в качестве ближайшего химического аналога бериллия.

В представляемой работе проведено исследование особенностей формирования W-Al слоев при осаждении атомов алюминия на вольфрам и характера их трансформации при термическом воздействии, а также исследование образования поверхностных слоёв на вольфраме при ассистированном ионным облучением напылении атомов алюминия.

В работе показано, что осаждение до  $9 \times 10^{18}$  ат/см<sup>2</sup> атомов алюминия, распыленных в аргоновой плазме, не привело к образованию слоя алюминия на вольфрамовой подложке при температуре подложки 450–500 К. Между тем, алюминий проникал в вольфрам на глубину не менее 260 мкм. Получено доказательство образования, из-за диффузии атомов Al в W в процессе

осаждения, интерметаллидного слоя  $Al_{12}W$ , захватывающего аргон и водород остаточного газа. Также были обнаружены кристаллы вольфрама, различающиеся как по структуре, так и по содержанию алюминия - «разрушенные» кристаллы и кристаллы с градиентным содержанием алюминия.

При нагреве до 900 К поверхностный бериллийсодержащий слой образцов слабо изменялся. Рекристаллизация интерметаллида с образованием структуры, по-видимому, состава  $Al_5W$  происходила при температуре 1020 К и сопровождалась интенсивной кратковременной десорбцией аргона, захваченного во время напыления алюминия.

В диапазоне температур 1300–1500 К происходил распад интерметаллида с выделением захваченного водорода, алюминия и оставшегося аргона. Концентрация алюминия в приповерхностной области, упала в среднем до 2 ат. %. Около 47 % атомов алюминия испарялось с поверхности. Не более 10 % сохранившегося в вольфраме алюминия находилось в приповерхностной области, а оставшиеся 43 % — в объёме образца.

Облучение поверхности вольфрама ионами аргона в процессе осаждения инициировало диффузию атомов алюминия в глубину вольфрама вне зависимости от энергии облучения (50 и 650 эВ) и плотности тока ионов (1,5 и 3  $mA/cm^2$ ). При этом во всех случаях на поверхности не образовывался интерметаллидный алюминий-вольфрамовый слой, в отличие от экспериментов по осаждению атомов Al на W без ассистирования ионным облучением.

При ионном ассистировании осаждения с энергией 50 эВ только часть напыляемого алюминия проникает в вольфрам, остальное под действием облучения ионами аргона распыляется. Причем при плотности тока 1,5  $mA/cm^2$  проникает 20 % осаждаемых атомов, а при 3  $mA/cm^2$  – 56 %. Большая часть алюминия содержится в поверхностном слое толщиной 800 нм в виде раствора с концентрацией  $\approx 15$  ат. %. При ассистировании напыления ионами с энергий 650 эВ происходило преимущественно распыление вольфрамового образца. При этом алюминий обнаруживался в межзёрнных областях в виде раствора с концентрацией 2 ат. %.

## **Литература**

- [1] Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A.S., et al. // Nucl. Fus. 2007, Vol. 47. P. S203
- [2] Rieth M., Armstrong D., Dafferner B., et al. // Adv. Sci. Technol. 2010. Vol. 73. P. 11-21
- [3] Rieth M., Dudarev S.L., de Vicente S.M.G., et al. // J. Nucl. Mater. 2013. Vol. 432. P. 482-500
- [4] И. В. Мазуль, Р. Н. Гиниятулина, А. А. Кавина и др. Обращенные к плазме компоненты токамака TRT // Физика плазмы. - 2021 г. - Т.47. – Н.12. – С.1103-1122.
- [5] Новоселова А.В., Бацанова Л.Р. Аналитическая химия бериллия. - М.: Наука., 1966. - 226 с
- [6] Marot L., Linsmeier C., Erena B., Moser L. et al. // Fusion Engineering and Design 2013
- [7] Kaplevsky A., Begrambekov L., Evsin A., Dovganyuk S. // XXI Conference "Plasma-Surface Interaction", January 24 - 25, 2018, МЭФИ
- [8] Begrambekov L., Kaplevsky A., Dovganyuk S., Kasimova N. Thermal desorption study of hydrogen isotopes trapping and its diffusion in tungsten coated with aluminum/beryllium layer during plasma irradiation // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1396

Е.Д. МАРЕНКОВ<sup>1\*</sup>, А.А. ПШЕНОВ<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

\*edmarenikov@mephi.ru

## **КОД SOLPS 4.3 И НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИКИ ДИВЕРТОРА В РЕЖИМЕ ДЕТАЧМЕНТА**

SOLPS4.3 представляет собой двухмерный транспортный код, предназначенный для моделирования пристеночной плазмы токамаков. Перенос основной плазмы и примесных ионов моделируется в гидродинамическом приближении, а нейтральных частицы – в кинетическом. Это отличает SOLPS от чисто гидродинамических кодов, таких как UEDGE, в которых нейтральная компонента также рассматривается в гидродинамическом приближении, что не всегда верно, так как длины пробега нейтральных частиц вполне могут быть сопоставимы с характерными размерами в пристеночной плазме. Кроме того, в SOLPS возможен учет переноса излучения плазмы (в настоящий момент только водорода), реализованный в форме решения кинетического уравнения для переноса фотонов.

За более чем 20 лет развития, код SOLPS прошел множество модификаций и используется для моделирования пристеночной плазмы практически на всех крупных токамаках, включая ITER. На сегодняшний день, физическая модель кода SOLPS является, видимо, самой подробной двухмерной моделью пристеночной плазмы. Наиболее современной версией SOLPS является версия SOLPS-ITER, принципиальное отличие которой от версии SOLPS4.3 состоит в учете дрейфов. В этой работе, однако, речь идет о результатах, полученных в версии SOLPS4.3, хорошо зарекомендовавшей себя при анализе экспериментальных результатов.

В настоящем докладе представлен обзор основных модификаций SOLPS4.3 и физически интересных результатов расчетов, выполненных за последние 5 лет в нашей группе в рамках проекта 18-12-00329, поддержанного фондом РФФ.

*Влияние поперечного переноса тепла и частиц на переход диверторной плазмы в режим детачмента.* Расчеты проводились для геометрии дивертора с удлиненными «ногами», построенной вокруг магнитной конфигурации токамака ASDEX-Upgrade, с вариацией коэффициентов поперечного переноса тепла и частиц в диверторной области токамака. В качестве излучающей примеси использовались наиболее востребованные на

работающих токамаках легкие примеси – азот и неон. Проведенные расчеты показали, что поперечная диффузия практически не оказывает влияния на потери на излучение примеси, в то время как увеличение или уменьшение поперечной теплопроводности приводит к заметному увеличению или, соответственно, уменьшению потерь на излучение примеси при одинаковом значении плотности плазмы на сепаратрисе [1]. Кроме того, обнаружено, что при пропорциональном изменении количества рабочего газа и примеси неона в конфигурации с удлиненными диверторными ногами в широком интервале плотностей диверторной плазмы, существуют два устойчивых равновесия, характеризующихся разным распределением неона. В одном случае неон локализован на внешнем обводе тора и его излучение снижает нагрузку на внешний дивертор. Во втором – большая часть неона собирается во внутреннем диверторе, вследствие чего излучение примеси во внутреннем диверторе возрастает, а во внешнем – падает. Переходы с одной устойчивой ветки решения на другую могут приводить к скачкообразному переходу в режим детачмента или потере детачмента в одном из диверторов.

*Влияние запираания излучения в диверторе на переход в режим детачмента.* Был существенно усовершенствован модуль радиационно-столкновительной модели SOLPS: добавлен эффект Штарка в уширении линии испускания/поглощения и разработан модуль учета отражения фотонов от поверхности обращенных к плазме материалов. Для исследования влияния запираания излучения водорода в пристеночном слое токамака на процесс перехода диверторной плазмы в режим детачмента были проведены расчеты в коде SOLPS4.3 с использованием радиационно-столкновительной модели и блока переноса излучения в геометрии, близкой к токамаку DIII-D, и в геометрии проектируемого токамака TRT [2]. Показано, что в оптически прозрачной плазме с ростом плотности пристеночной плазмы, по мере перехода в режим детачмента, цена ионизации составляет ~ 30 эВ, в то время как с учетом запираания излучения она снижается до ~ 15 эВ. Снижение цены ионизации приводит к существенному осложнению перехода в режим детачмента. При фиксированных потерях на излучение примеси в токамаке масштаба DIII-D, давление плазмы на сепаратрисе, необходимое для достижения детачмента во внешнем диверторе, возрастает более чем на 30%.

Присутствие существенного количества излучающей примеси в пристеночном слое «сглаживает» эффект запираания излучения рабочего газа ввиду уменьшения его вклада в энергобаланс пристеночного слоя. Мы показали, что эффективность этого «сглаживания» зависит от того, является

ли излучающая примесь продуктом эрозии первой стенки (например, углерод), или контролируемо инжектируется извне (токамаки с металлической первой стенкой).

Еще более существенным оказывается влияние запираания излучения на спектральные диагностики. Нами было продемонстрировано [3], что с учетом запираания излучения диагностический сигнал Н-альфа может возрастать в 4-8 раз в зависимости от режима работы дивертора. Более того, сигналы линий серии Бальмера возрастают неравномерно, и их отношения также могут изменяться в разы по сравнению с пределом прозрачной плазмы, что не позволит применять спектральную диагностику без поправок на запираание излучения в установках с высокой вложенной мощностью, подобных TRT или ITER.

*Дивертор с жидкометаллическими пластинами.* Был разработан модуль эрозии, предназначенный для дивертора с пластинами с жидкометаллическим покрытием. Процесс эрозии определяется испарением, физическим распылением и термическим распылением. Также учитывается эффект быстрой редепозиции. С использованием этого модуля, были проведены расчеты для конфигурации токамака Т-15МД с литиевыми пластинами [4,5]. Продемонстрировано, что процессы термической эрозии (термического распыления и испарения) существенно снижают пиковые нагрузки на пластины дивертора, которые не превосходят  $15 \text{ МВт/м}^2$  за счет экранирования. Эффективность экранирования, однако, не одинакова для внутренней и внешней мишеней: внутренняя мишень экранируется сильнее. Полученные значения температуры и скорости эрозии мишени находятся в допустимых пределах, так что выживание мишени не представляет проблемы.

Вместе с тем, большое количество эродированного лития плохо удерживается в неглубоком диверторе Т-15МД, и «разбавление» плазмы на сепаратрисе достигает 10% уже при самой низкой рассмотренной мощности 6 МВт, при которой даже еще не наблюдается эффекта экранирования.

Анализ течения эродированного Li показал, что поток лития между внутренним и внешним диверторами вдоль магнитного поля пренебрежимо мал. Весь эродированный Li быстро ионизируется и либо возвращается в зону эрозии с пластины, либо течет вверх вдоль магнитного поля. При этом поперечный перенос приводит к тому, что Li переосаждается на дальних концах той же мишени, с которой он эродировал.

Для оценок эффективности экранирования часто пользуются «нульмерным» приближением, в котором уменьшение потока тепла на мишень пропорционально количеству эродированного материала. Сравнение

таких моделей с двухмерными расчетами, выполненное нами, показало, что нульмерные оценки объемных потерь приводят к существенной переоценке эффективности экранирования мишени.

*Заключение.* Важнейшей задачей для реализации идеи управляемого термоядерного синтеза в токамаке является оптимизация окна рабочих параметров дивертора, ограниченного с одной стороны максимально допустимыми нагрузками на приемные пластины, а с другой – влиянием пристеночной области на центральную плазму, в частности, пределом по плотности на сепаратрисе и загрязнением плазмы в области удержания ионами примеси. При этом расчеты дивертора должны учитывать запирающие излучения, которое приводит к эффективному сужению операционного окна. С другой стороны, увеличение поперечного переноса плазмы за счет развития турбулентности, расширяет это окно.

Как в двухнулевой, так и в однонулевой конфигурации дивертора можно ожидать развитие осцилляций и неустойчивостей, связанных с рециклированием рабочего газа на диверторных пластинах и перераспределением излучающей примеси между диверторами. Эти процессы осложняют контроль за режимом работы дивертора, особенно на больших установках типа ITER.

Использование жидкометаллических пластин дивертора выглядит перспективным, однако необходимо стремиться к уменьшению загрязнения плазмы эродированным материалом, которое может представлять существенные проблемы. При этом необходимы именно двухмерные расчеты дивертора, так как нульмерные оценки имеют тенденцию к завышению эффективности экранирования.

## **Литература**

- [1] Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Krasheninnikov S.I. // Plasma Phys. Reports. 2020. V. 46. P. 587. <https://doi.org/10.1134/S1063780X20060070>
- [2] Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Marenkov E.D., Krasheninnikov S.I. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 106025. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab3144>
- [3] Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Marenkov E.D., Gorbunov A.E. // Nucl. Mater. Energy. 2022. (направлено в журнал)
- [4] Marenkov E.D., Pshenov A.A., Kukushkin A.S. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 115006. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac91a3>
- [5] Marenkov E.D., Kukushkin A.S., Pshenov A.A. // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. P. 034001. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abd642>

Е.Г. КАВЕЕВА\*, И.Ю. ВЕСЕЛОВА, А.Г. ПОЛЕТАЕВА, В.А. РОЖАНСКИЙ  
*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия*  
*\*E.Kaveeva@spbstu.ru*

## **НА ПУТИ К МОДЕЛИРОВАНИЮ D-T СМЕСИ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА**

Представлены первые результаты моделирования кодом SOLPS-ITER смеси дейтерия и трития в пристеночной плазме на базе геометрии токамака JET. Используются параметры моделирования (мощность 11 MW на сепаратрисе, профили поперечных транспортных коэффициентов, равновесие) ранее использовавшиеся при моделировании разряда № 85278 в чистом дейтерии, в котором удалось добиться согласия с экспериментальными профилями томпсоновского рассеяния на внешнем обводе и зондовыми профилями на пластинах [1]. В моделировании учитывалась малая примесь неона, что позволяет анализ влияния изотопного состава на перенос примесей.

Также проведено моделирование более мощного разряда (20 MW) с большой долей примеси неона, использовавшейся в экспериментальной кампании прошлого года в мощных разрядах для переизлучения мощности в диверторе.

Во всех случаях доля трития была 50%. Для описания взаимодействия разных компонент плазмы (сила трения и термосила) использовался новый модуль Грэда-Жданова [2], позволяющий вычисления для сравнимых атомных масс и концентраций компонент.

Представлена простая аналитическая модель, описывающая накопление трития в зоне дивертора, находящейся в режиме отрыва.

### **Литература**

- [1] E. Kaveeva et al., Nuclear Materials and Energy 28 (2021) 101030
- [2] S. O. Makarov et al., Phys. Plasmas 28, 062308 (2021)

Н.В. ШТЫРХУНОВ\*, П.С. КУДРЕВАТЫХ, Е.Г. КАБЕЕВА,  
П.А. МОЛЧАНОВ, В.А. РОЖАНСКИЙ, И.Ю. СЕНИЧЕНКОВ  
*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,*

*Санкт-Петербург, Россия*

*\*shtyrhunov\_nv@spbstu.ru*

## **ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ТРТ КОДОМ SOLPS-ITER**

Представлены предварительные результаты моделирования кодом SOLPS-ITER пристеночной плазмы токамака ТРТ с учетом дрейфов и напуска неона в качестве излучающей примеси. Мощность нагрева в данном моделировании равна 20 МВт, напуск основного газа (дейтерия) равен  $1.75 \cdot 10^{22}$  ат/с, напуск неона варьировался от  $3 \cdot 10^{18}$  до  $5 \cdot 10^{19}$  ат/с. Также была сделана серия моделирований без учета дрейфов для сравнения с результатами кода SOLPS4.3[1].

В результате при наибольшем напуске неона ( $5 \cdot 10^{19}$  ат/с) наблюдался режим отрыва на диверторных пластинах (плотность потока энергии  $q_{\max} = 2.6$  МВт/м<sup>2</sup> электронная и ионная температуры не превышают 1 эВ). При этом  $Z_{\text{eff}}$  не превышает 2.2 на сепаратрисе. Было замечено, что дрейфы при таком напуске неона не оказывают существенного влияния на результаты моделирования.

При промежуточном значении напуска неона ( $1 \cdot 10^{19}$  ат/с) параметры на диверторе остаются приемлемыми ( $T_e$  и  $T_i$  не превышают 3 эВ в дальнем SOL,  $q_{\max} = 4$  МВт/м<sup>2</sup>), но при этом  $Z_{\text{eff}} = 1.35$  на сепаратрисе.

При малом напуске неона результаты моделирования отличаются от [1], однако мощность на диверторной пластине не превышает 10 МВт/м<sup>2</sup>, такой режим остается приемлемым.

### **Литература**

[1] Кукушкин А. С., Пшенов А. А. Режимы работы традиционного дивертора в TRT // Физика плазмы. - 2021. - №12. - С. 1123–1129

П.С. КУДРЕВАТЫХ\*, Н.В. ШТЫРХУНОВ, Е.Г. КАБЕЕВА,  
И.Ю. СЕНИЧЕНКОВ, В.А. РОЖАНСКИЙ, А.А. ШИРОБОКОВ  
*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,*

*Санкт-Петербург, Россия*

*\*kudrevatyh.ps@edu.spbstu.ru*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ДИВЕРТОРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ НА ТОКАМАКЕ «ТРТ»**

Представлены первые результаты моделирования кодом SOLPS-ITER дейтериевой плазмы с примесью неона для токамака ТРТ с учетом влияния дрейфов для новой геометрии дивертора. Используются параметры моделирования (мощность 20 MW на сепаратрисе, профили поперечных транспортных коэффициентов, равновесие), ранее использовавшиеся при моделировании токамака ТРТ с классической ITER-like диверторной конфигурацией без учета дрейфов [1].

Новый дивертор состоит из двух плоских пластин, горизонтальной и вертикальной, сходящихся под прямым углом. В работе рассмотрены различные расположения страйк-поинта, а именно три конфигурации: вертикальный, горизонтальный и угловой диверторы. Изучено влияние расположения страйк-поинта на профиль плотности потока тепла, приходящегося на пластину, и распределение температуры плазмы вдоль диверторной пластины.

Исходя из опыта моделирования, для увеличения обдирочного слоя была изменена геометрия внутренней стенки, что дало дополнительно три сантиметра на внешнем обводе по сравнению с [1], для корректного моделирования нейтралей.

Было обнаружено, что предпочтительной является угловая диверторная конфигурация, при которой сепаратриса приходится на стык вертикальной и горизонтальной пластин. В такой конфигурации достигается минимальная пиковая плотность потока энергии, при этом температура дальнего SOL-а не превышает 5 эВ. Эти результаты моделирования находятся в качественном согласии с результатами с токамака EAST [2].

### **Литература**

[1] Kukushkin, A. S., and A. A. Pshenov. "Performance of the Conventional Divertor in TRT." *Plasma Physics Reports* 47.12 (2021): 1238-1244

[2] Xu, G. S., et al. "Physics design of new lower tungsten divertor for long-pulse high-power operations in EAST." *Nuclear Fusion* 61.12 (2021): 126070

А.Б. КУКУШКИН<sup>1,2\*</sup>, А.С. КУКУШКИН<sup>1,2</sup>, М.Г. ЛЕВАШОВА<sup>1</sup>,  
В.С. ЛИСИЦА<sup>1,2</sup>, В.С. НЕВЕРОВ<sup>1</sup>, А.А. ПШЕНОВ<sup>1,2</sup>,  
П.А. СДВИЖЕНСКИЙ<sup>1</sup>, И.Ю. ТОЛСТИХИНА<sup>3</sup>, Р.И. ХУСНУТДИНОВ<sup>1,2</sup>,  
С.В. СЕРОВ<sup>4</sup>, С.Н. ТУГАРИНОВ<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

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

<sup>3</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

<sup>4</sup>Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»  
«Проектный центр ИТЭР»

\*Kukushkin\_AB@nrcki.ru

## **ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ НЕРАВНОВЕСНОСТЬ РЕЦИКЛИНГА ВОДОРОДА В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПЕРЕЗАРЯДОЧНУЮ СПЕКТРОСКОПИЮ В ИТЭР**

Термодинамическая неравновесность рециклинга изотопов водорода в пристеночной плазме токамака состоит в существенном отклонении функции распределения по скоростям (ФРС) нейтральных атомов изотопов водорода от однотемпературной максвелловской ФРС. Такое отклонение впервые обнаружено в спектроскопических измерениях излучения плазмы в линиях балмеровской серии водорода и дейтерия в токамаке Т-3 [1]. В настоящей работе проанализировано влияние указанной термодинамической неравновесности на пассивный сигнал перезарядочной спектроскопии (CXRS-диагностики) периферийной плазмы в токамаках на примере ожидаемых условий в токамаке ИТЭР.

Расчёты ФРС атомарного и молекулярного дейтерия проведены с помощью трёхмерного (по пространственным координатам) монтекарловского кода EIRENE [2], входящего в двумерный транспортный код SOLPS4.3 [3], и полуаналитической модели BM1D2V [4], одномерной по координате и двумерной по проекциям скорости атомов. Эта модель обобщает баллистическую модель (БМ) [5, 6] на случай двумерного распределения по скоростям атомов. БМ во всех версиях является простой, вычислительно эффективной моделью, позволяющей рассчитывать ФРС атомов и молекул изотопов водорода в пристеночной плазме токамака путём итеративного решения кинетического уравнения для ФРС атомов и упрощённого решения кинетического уравнения для ФРС молекул. БМ описывает проникновение со стенки в плазму медленных нейтралов с учётом диссоциации молекул и молекулярных ионов, ионизации атомов и молекул,

перезарядки нейтральных атомов на ионах плазмы, а также неупругого отражения атомов от стенки, отражения ионов от стенки с их нейтрализацией. Используя в качестве входных данных результаты расчёта кодом SOLPS4.3 следующих параметров — профилей плотности и температуры ионов и электронов в пристеночном слое плазмы, концентрации молекул на стенке, температуры стенки и значений плотности и эффективной температуры отраженных от стенки (с одновременной нейтрализацией) ионов вблизи стенки, БМ в приближении плоского слоя позволяет в пристеночном слое получить ФПС нейтральных молекул и атомов. Предыдущая версия БМ, одномерная по скорости и позднее названная BM1D1V, верифицирована в [5, 6] путём сравнения с результатами численного моделирования методом Монте-Карло кодом EIRENE для условий периферийной плазмы в ИТЭР, смоделированных кодом SOLPS4.3. Тестовое сравнение результатов BM1D2V и EIRENE было проведено в [7] для сценария работы дивертора ИТЭР, данные которого представлены в [6] (низкая плотность в СОЛ, под которым стандартно понимается Scrape-Off Layer, мощность потока тепла в СОЛ через сепаратрису из основной плазмы  $P_{\text{SOL}} = 100 \text{ MBt}$ ) для участка СОЛ на стороне сильного магнитного поля. Хорошее совпадение указанных результатов для столь сложной кинетической задачи следует признать вполне приемлемым для последующего использования BM1D2V в синтетических диагностиках, требующих знания ФПС.

Источник заселения уровней иона бериллия Be IV, линейчатое излучение которого используется в CXRS-диагностике [8-10], может быть рассчитан для двух указанных способов расчёта ФПС и для максвелловской ФПС с температурой, соответствующей численно рассчитанной средней кинетической энергии атомов, а также в случае пренебрежения термодинамической неравновесностью рециклинга, когда температура атомов равна температуре ионов плазмы.

В расчетах сигналов CXRS-диагностики использованы расчёты сечения реакции перезарядки ионов бериллия Be V на атомах дейтерия кодом ARSENY [11] и другими кодами (см. обзор таких расчетов в [12]).

Кинетика эрозии бериллиевой первой стенки моделирована трёхмерным кодом ERO2.0 [13]. Для проведения численных расчётов ФПС атомов и молекул изотопов водорода выбран один из сценариев работы дивертора ИТЭР, представляющих интерес в аспекте нагрузок на первую стенку и вошедших в программу работ [14] по изучению влияния параметров разряда на эрозию бериллиевой первой стенки в основной части вакуумной камеры ИТЭР. Конкретно речь идёт о сценарии Case 1 из табл. 1 в [15]: разряд типа

FPO D-T H-mode, но с чисто дейтериевой плазмой, фактор выхода  $Q = 10$ , мощность суммарного потока тепла в пристеночную плазму через сепаратрису  $P_{\text{SOL}} = 100$  МВт, тороидальный ток в плазме  $I = 15$  МА, магнитное поле на оси  $B = 5,3$  Тл. Результаты исследований, включавших модернизацию кода ERO и его использования для расчётов эрозии бериллия, представлены в [13, 15].

Расчёты населённости уровней иона бериллия Be IV кодом *nl-KinRyd* [16], светимости ионов и интенсивности их излучения при пассивной перезарядке на хорде наблюдения на участке SOL на стороне слабого магнитного поля проведены для ФРС атомов дейтерия, рассчитанной с помощью VM1D2V и двумя максвелловскими — с температурой ионов и эффективной температурой, соответствующей рассчитанной кодом EIRENE средней кинетической энергии атомов. Показана существенная зависимость сигналов CXRS-диагностики, полученных путем предсказательного моделирования, от термодинамической неравновесности рециклинга.

Результаты показывают, что использование кода VM1D2V [4] позволит проводить массовые численные расчёты кинетики рециклинга водорода в периферийной плазме токамаков на произвольных хордах наблюдения в основной части вакуумной камеры (не в диверторе) для нужд различных диагностик периферийной плазмы, включая диагностику топливного соотношения в токамаках-реакторах и диагностику примесей в плазме вследствие эрозии первой стенки.

Полученные результаты для сигналов CXRS-диагностики в ИТЭР существенно важны для оптимизации процедуры измерения полезного сигнала перезарядочной спектроскопии из пристеночной плазмы в токамаках, включая также токамаки T-15МД и TRT.

Авторы благодарны Ю.А. Ромазанову за предоставление результатов расчётов кодом ERO2.0 из работы [12], А.Г. Алексееву и К.Ю. Вуколову — за сотрудничество по спектроскопическим диагностикам плазмы в ИТЭР.

## Литература

- [1] Мирнов С.В., Семенов И.Б. – Атомная энергия, 1970, т. 28, вып. 2, с. 129.
- [2] Reiter D. et al. – Fusion Sci. Technol., 2005, vol. 47, p. 172
- [3] Kukushkin A.S. et al. – Fusion Eng. Des., 2011, vol. 86, p. 2865
- [4] Кукушкин А.Б., Неверов В.С., Хуснутдинов Р.И. – Сборник научных трудов VII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз-2021, 2021 г., ч.1. М.: НИЯУ МИФИ, 2021, с. 384

- [5] Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Shurygin V.A. – In: Proc. 39th EPS Conf., 16th Intern. Congress on Plasma Physics. Stockholm, Sweden, 2–6 July 2012, P4.093
- [6] Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Pshenov A.A., Shurygin V.A. – Plasma Phys. Control. Fusion, 2021, vol. 63, p. 035025
- [7] А.Б. Кукушкин, А.С. Кукушкин, М.Г. Левашова, В.С. Лисица, В.С. Неверов, А.А. Пшенов, П.А. Сдвиженский, И.Ю. Толстикова, Р.И. Хуснутдинов, С.В. Серов, С.Н. Тугаринов. Вопросы атомной науки и техники, серия Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 3, с. 12–22
- [8] Tugarinov S.N. et al.–Plasma Physics Reports, 2004, vol. 30, № 2, p. 128–135.
- [9] Серов С.В., Тугаринов С.Н., Von Hellermann M. –ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 89–94.
- [10] Serov S.V., De Bock M., von Hellermann M.G., Tugarinov S.N. – Rev. Sci. Instrum, 2021, vol. 92, 053517
- [11] Solov'ev E.A. Workshop on Hidden Crossings in Ion-Collisions and in Other Nonadiabatic Transitions. Harvard Smithsonian Centre for Astrophysics, 1991
- [12] Sdvizhenskii P.A., Tolstikhina I.Yu., Lisitsa V.S., Kukushkin A.B., Tugarinov S.N. – Symmetry, 2021, vol. 13, p. 16
- [13] Romazanov J., Brezinsek S., Pitts R.A., Kirschner A., Eksaeva A., Borodin D., Veshchev E., Neverov V.S., Kukushkin A.B., Alekseev A.G., Linsmeier Ch. – Nuclear Materials and Energy 2021, vol. 26, p. 100904
- [14] Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J.P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., De Temmerman G., Veselova I., Wiesen S. – Nucl. Mater. Energy 2019, vol. 20, p. 100696
- [15] Romazanov J., Kirschner A., Brezinsek S., Pitts R.A., Borodin D., Rode S., Navarro M.X., Schmid K., Veshchev E., Neverov V.S., Kukushkin A.B., Alekseev A.G. and Linsmeier Ch. – Nucl. Fusion, 2022, vol. 62, p. 036011
- [16] Kadomtsev M.B., Levashova M.G., Lisitsa V.S. – JETP, 2008, vol. 106, p. 635–649

## **ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ГАЗОВ В ОСАЖДЁННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ**

Одним из основных каналов накопления радиоактивного трития в термоядерных установках является соосаждение – процесс одновременного осаждения на поверхность распылённых частиц первой стенки реактора и частиц рабочего газа плазмы. В будущих термоядерных реакторах в качестве рабочего газа будет применяться смесь дейтерия и трития. При этом в составе рабочего газа также можно ожидать наличие протия, всегда присутствующего в остаточном вакууме, изотопов гелия 3 и 4, присутствующих в виде термоядерной «золы». Таким образом, будет происходить одновременное соосаждение атомов материала первой стенки с вплоть до 5 различными газами. При этом данные газы будут конкурировать друг с другом за одни и те же дефекты в растущем слое, влияя на содержание друг друга в осаждённом слое.

Постановка экспериментальных работ, симулирующих соосаждение в термоядерной установке с релевантной газовой смесью в качестве рабочего газа сложна с инженерной точки зрения, ведёт к возникновению большого набора свободных параметров, затратна в связи с высокой стоимостью гелия-3 и трития, а также требует особых мер безопасности из-за использования трития. При этом в сравнительно простых экспериментах по изучению соосаждения W-D-He показано [1], что наличие гелия влияет на содержание дейтерия в соосаждённом слое сложным образом, меняющимся в зависимости от температуры осаждения, отношения давлений дейтерия и гелия в газовой смеси.

В связи с вышеперечисленным целесообразной является разработка теоретического аппарата, способного предсказывать содержание различных газов в соосаждённом слое в зависимости от условий осаждения. В данной работе представлены первые результаты по созданию модели такого соосаждения.

В созданной модели предполагается, что в соосаждённом слое существует ансамбль равномерно распределённых дефектов-ловушек, характеризующихся определёнными концентрациями и энергией связи. Предполагается, что каждый тип ловушек имеет свою определённую энергию

связи с каждым из типов газов, присутствующих в газовой смеси. Считается, что каждая ловушка может быть либо свободной, либо содержать один и только один атом газа, множественная заполненность ловушек не рассматривается. Подвижность ловушек не рассматривается. Предполагается, что транспорт газа внутри сосаждаемого слоя происходит только в состоянии раствора за счёт диффузии. В разработанной на текущий момент модели скорость роста слоя принимается пренебрежимо малой.

Исходя из вышеописанных предположений были получены математические выражения для зависимостей отношений содержания газов в слое от параметров осаждения. Установлено, что с ростом температуры осаждения отношение содержания разных сортов газов (газов с разной энергией связи с ловушками) в плёнке стремится к 1.

Путём численных расчётов были получены зависимости содержания индивидуальных сортов газов в сосаждённом слое для двух модельных систем: сосаждения дейтерия и протия с вольфрамом и сосаждения дейтерия и гелия-4 с вольфрамом. Установлено, что в отличие от сосаждения только одного газа с металлом в случае одновременного сосаждения многих газов с металлом возможно возникновение локальных максимумов содержания газа в плёнке в зависимости от температуры осаждения.

## **Литература**

[1] Krat S.A. et al. Accumulation of Deuterium and Helium in Co-Deposited W Layers Formed in He-Seeded Deuterium Plasma // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. Vol. 86, № 5. P. 521–525

С.С. ДОВГАНЮК\*, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва*

*\*dovganukss@gmail.com*

## **НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ УДАЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА ИЗ МАТЕРИАЛОВ КОНТАКТИРУЮЩИХ С ПЛАЗМОЙ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК**

Низкотемпературная детритизация контактирующих с плазмой элементов термоядерных реакторов, работающих в режиме, обеспечивающим стабильную термоядерную реакцию, представляется необходимой для предотвращения превышения предела накопления радиоактивного трития в установке. В работах [1,2] было обнаружено и исследовано явление Активированного Проникновения через Поверхность (АПП), ускоряющее транспорт изотопов водорода через оксидированную поверхность металла при сравнительно низких температурах в процессе облучения поверхности ионами водородной плазмы с примесью кислорода. В работе [1] при облучении стенок вакуумной камеры из нержавеющей стали ионами водородной плазмы с 1% примеси кислорода в рабочем газе ( $H_2 + 1\%O_2$ ), явление АПП обеспечило удаление при температуре  $\leq 500$  К из стенок камеры дейтерия, имплантированного её при облучении ионами дейтериевой плазмы. Эффект с возрастающей интенсивностью наблюдался при увеличении концентрации примеси кислорода в рабочем газе в диапазоне 0,5 - 30 ат %. Авторы [3] рассматривают серию поверхностных реакций, инициируемых неупругими взаимодействиями кислорода и атомов/ионов дейтерия со слоем оксида хрома на поверхности нержавеющей стали, в качестве причины возникновения явления АПП.

В работе проведено исследование характера развития явления на поверхности вольфрама, а также слоёв интерметаллидов Ве-W и Al-W, образуемых на поверхности вольфрама при осаждении распылённых в плазме и испарённых атомов, соответственно, алюминия и бериллия. Имплантация образцов проводилась ионами дейтериевой плазмы с энергией 50 и 650 эВ. Для удаления имплантированных атомов дейтерия из вольфрама и интерметаллидов использовалась водородная плазма ( $H_2 + 1\%O_2$ ). Температура образцов, как при имплантации ионов дейтерия, так и при их удалении, составляла 500 К.

Показано, что явление АПП активно во всех исследованных условиях эксперимента. Так, при облучении имплантированного ионами дейтерия

вольфрама ( $H_2 + 1\%O_2$ ) плазмой за 1 час ( $\Phi=1.3 \times 10^{23}$  ат./м<sup>2</sup>) было удалено  $9 \times 10^{19}$  ат./м<sup>2</sup> атомов дейтерия, что составило ~40% дейтерия, удерживаемого после имплантации. В аналогичных условиях, при облучении ( $H_2 + 1\%O_2$ ) плазмой алюминиевого интерметаллида наблюдалось удаление  $46 \times 10^{19}$  ат./м<sup>2</sup> (~75%) атомов дейтерия, в случае облучения бериллиевого интерметаллида обнаружено удаление  $13.2 \times 10^{19}$  ат./м<sup>2</sup> (~80%). Также показана эффективность удаления имплантированного дейтерия в экспериментах по многократному повторению циклов «внедрение ионов дейтериевой плазмы – удаление имплантированного дейтерия», благодаря явлению АПП.

### **Литература**

- [1] A. Airapetov, L. Begrambekov, S. Bremond, et al., J. Nucl.Mater. 415 (2011) 1042-1045
- [2] Begrambekov, L.B., Kaplevsky, A.S., Dovganuyk, S.S., Evsin, A.E., Zakharov, A.M., Shytikova, M.I.; Thermal Desorption Study of the Trapping and Retention of Hydrogen Isotopes upon Irradiation of Oxidized Metal Surfaces with Hydrogen Plasma (2018) Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 82 (2), pp. 131-137
- [3] L. Begrambekov, A. Grunin, et al. J. of Surf. Inv. X-ray, Syn. and Neut. Tech. 9 (2015) 190–195

К.А. РОГОЗИН<sup>1,2\*</sup>, В.П. БУДАЕВ<sup>1,2</sup>, С.А. ГРАШИН<sup>2</sup>, А.В. КАРПОВ<sup>1,2</sup>, С.Д. ФЕДОРОВИЧ<sup>1</sup>, К.В. ЧАН<sup>1</sup>, М.В. ЛУКАШЕВСКИЙ<sup>1</sup>, Д.И. КАВЫРШИН<sup>1,3</sup>, А.А. КОНЬКОВ<sup>1</sup>, С.В. БЕЛОУСОВ<sup>1</sup>, В.С. КВАСКОВ<sup>1</sup>, Д.А. АНИСИМОВ<sup>1</sup>, М.С. ЧИЛИН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>3</sup>ОИВТ РАН, Москва, Россия

\*kost5964@mail.ru

## **КОМПЛЕКС ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД**

Для изготовления теплозащитной облицовки первой стенки и дивертора в будущем термоядерном реакторе будут использоваться тугоплавкие и теплостойкие материалы: в ИТЭР будет эксплуатироваться вольфрамовый дивертор [1], планируется использование вольфрама в термоядерном источнике нейтронов (ТИН) и реакторе ДЕМО. В токамаке Т-15МД [2] будут проводиться работы в обеспечение надёжного обоснования параметров энергетического термоядерного и гибридного реакторов, будет использоваться графитовая облицовка дивертора и в последующем планируется установка вольфрамовой облицовки дивертора. Проведенные в последние годы эксперименты на токамаках и плазменные испытания материалов и внутрикамерных компонентов выявили эффекты повышенной эрозии и деградации материалов под действием мощных плазменных нагрузок при ЭЛМах, срывах и др. [1]. Эксперименты на токамаке Т-15МД позволят провести необходимые дополнительные испытания материалов в условиях повышенных импульсных плазменных нагрузок, в том числе срывов, ЭЛМов и др. Для обеспечения эксплуатационных характеристик внутрикамерных компонентов термоядерного реактора необходимо разработать и испытать в современных крупных токамаках, включая Т-15МД, охлаждаемые модули, обеспечивающие теплосъём при нагрузке до 10 МВт/м<sup>2</sup> и более на поверхность, обращенную к плазме. Такие охлаждаемые компоненты необходимо создать для обеспечения планируемых на Т-15МД режимов со стационарным удержанием плазмы.

Для проведения исследований на токамаке Т-15МД разработан эскизный проект материаловедческого комплекса, рис. 1,2. Комплекс позволит проводить уникальные исследования состояния и состава поверхности дивертора и первой стенки без нарушения вакуума токамака и демонтажа

элементов. Исследования можно будет проводить в интервалах между импульсами токамака, что позволит выявить изменения на поверхности дивертора после каждого импульса. В узле крепления предусмотрена возможность охлаждения макетов как водным потоком, так и диспергированным водо-воздушным потоком. Кроме того, на указанное крепление возможно устанавливать различные диагностики для контроля поверхности первой стенки и дивертора. Комплекс обеспечивает ввод тестовых внутрикамерных компонентов и образцов материалов в камеру токамака Т-15МД, проведение обследования поверхности дивертора, ввод различные диагностики в диверторную область токамака.

Разработан эскизный проект системы передвижения и позиционирования тестовых внутрикамерных компонентов и образцов материалов в пристеночной зоне и в диверторе токамака Т-15МД. Указанная система позволит размещать в камере токамака и проводить ресурсные испытания образцов и макетов массой до 10 кг в областях пристеночной плазмы. Образцы массой до 5 кг могут быть введены в область с высокой плотностью плазмы для испытаний в условиях мощных импульсных нагрузок. Система обеспечит ввод-вывод образцов из камеры токамака со скоростью более 5мм/с, длину перемещения в камере токамака до 1500 мм, позиционирование с точностью  $\pm 2$  мм. Использование двигателей линейного перемещения позволит осуществлять быстрый ввод и вывод зондов в зону исследований с высокой плазменной нагрузкой на расстояние 300 мм с максимальной скоростью не менее 3700 мм/с. В системе предусмотрена возможность изменения оси ввода образцов относительно центральной оси в пределах телесного угла не более  $10^\circ$  с точностью установки не хуже  $10'$ , время установки угла не более 60 с. Система передвижения и позиционирования оснащена патрубками и магистралями для подключения к системе охлаждения.

Предусмотрена возможность охлаждения макетов как водным потоком, так и диспергированным водо-воздушным потоком, что обеспечивает работоспособность устройства при использовании системы охлаждения в условиях импульсного плазменного воздействия с плотностью мощности более  $5 \text{ МВт/м}^2$  (до  $20 \text{ МВт/м}^2$ ), длительность импульса более 10 с.

Диэлектрическая развязка с элементами конструкции камеры токамака осуществляется на торцевом фланце, развязка с элементами системы охлаждения на диэлектрических разъемах.

Использование люков быстрого доступа ISO-K 320 оснащенных смотровыми окнами позволит загружать и контролировать состояние

образцов с габаритными размерами, определяемыми просветом патрубка токамака Т15МД. Разработанная конструкция позволяет устанавливать образцы без нарушения вакуума камеры токамака Т-15МД и без демонтажа самого комплекса материаловедческих исследований.

Комплекс позволит:

- проводить испытания образцов и макетов, в том числе охлаждаемых, в областях максимальной плазменной нагрузки;
- проводить ресурсные испытания крупномасштабных охлаждаемых макетов и моделей конструкций первой стенки;
- провести исследования эффективности различных методов охлаждения элементов конструкции первой стенки;
- проводить диагностику состояния поверхности дивертора без нарушения вакуума в токамаке;
- исследовать поверхность дивертора на наномасштабном уровне с помощью атомносилового микроскопа;
- вводить диагностики весом до 10кг непосредственно в зону дивертора токамака Т-15МД;
- при модернизации сектора дивертора и использовании системы охлаждения комплекса появится возможность создать сменный участок дивертора.

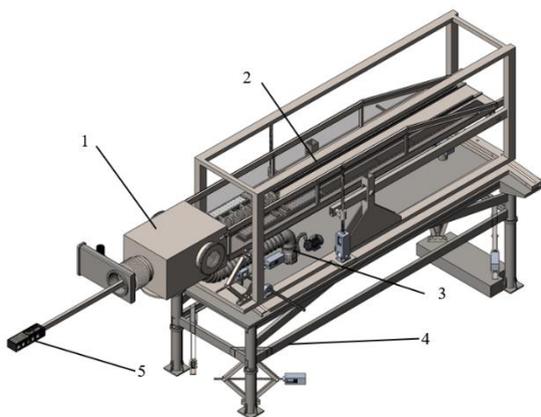


Рисунок 1 - Трехмерная модель комплекса. 1 - узел загрузки, 2-система передвижения и позиционирования, 3-система вакуумной откачки, 4-подставка, 5-узел крепления с макетом облицовки

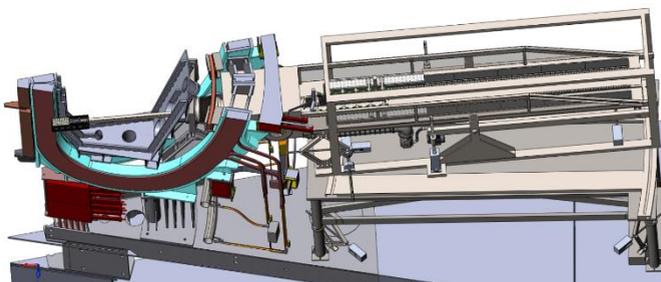


Рисунок 2 - Трехмерная модель комплекса и сектора токамака с максимальным выдвиганием держателя образцов

В конструкцию комплекса заложена возможность его модернизации для установки растрового электронного микроскопа с модулем определения химического состава материальной поверхности, а также монтаж линий транспортировки образцов из камеры в буферный объем для проведения в нем исследований, исключающих воздействие атмосферы.

Работа выполнена по договору № 43-03/22/44/108 между НИЦ «Курчатовский институт» и ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ».

### **Литература**

- [1] Будаев В.П. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез – 2015. т. 38. вып. 4, с. 5
- [2] П.П. Хвостенко, И.О. Анашкин, Э.Н. Бондарчук и др. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез – 2019. т. 42. вып. 1. с. 15

Е.Д. ФЕДУЛАЕВ<sup>1,2\*</sup>, В.Ю.ЦЫБЕНКО<sup>1,2</sup>, И.М. ПОЗНЯК<sup>1,2</sup>,  
З.И. НОВОСЕЛОВА<sup>1,2</sup>, Е.З. БИРЮЛИН<sup>1,2</sup>, И.А. АЛЯБЬЕВ<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

<sup>2</sup>НИИ МФТИ

\*fedulaev.ed@phystech.edu

## **ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМИТАЦИИ ЭЛМОВ И СРЫВОВ В ИТЭР**

Во время работы термоядерного реактора ИТЭР на защитные покрытия вакуумной камеры будут воздействовать мощные плазменно-тепловые потоки. Тепловые нагрузки, ожидаемые на обращенные к плазме материалы вакуумной камеры [1], значительно превышают пороги плавления. Это повлечет существенную эрозию и сокращение срока службы облицовочных панелей. Для исследования этих процессов проводят лабораторные испытания материалов на электронных и ионных пучках, лазерах, плазменных ускорителях. В рамках данной работы исследования проводились на импульсной плазменной установке МКТ (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк).

В данной работе исследовалась динамика давления плазмы в приповерхностном экранирующем слое, образующемся вблизи вольфрамовых мишеней при облучении интенсивными потоками водородной плазмы. Для этого потребовалось сконструировать и изготовить датчики давления, способные работать в условиях мощного плазменного-теплового воздействия, сопровождающегося высоким уровнем электромагнитных наводок.

Датчик давления состоит из принимающего стержня, пьезоэлемента и акустического стержня – рисунок 1. Принимающий стержень изготовлен из диэлектрика. Он защищает пьезоэлемент от плазменно-теплового воздействия, а также позволяет разнести во времени полезный сигнал и электромагнитные наводки (за счет конечного времени распространения звуковой волны в материале). Длина принимающего и опорного стержней определяет рабочее время датчика, обусловленное интерференцией звуковых волн, отраженных от их границ. Описанная конструкция датчика позволяет измерять импульсы давления длительностью  $\approx 30$  мкс с временным разрешением  $\approx 1$  мкс.

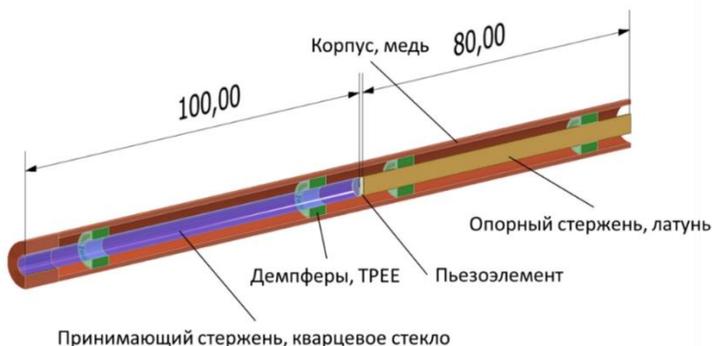


Рисунок 1 – Конструкция датчика давления

В ходе плазменных экспериментов с датчиками был выявлен ряд конструктивных недостатков, которые приводили к значительным ошибкам в результатах измерений [2]. Для устранения этих недостатков построены численные модели, описывающие работу датчика. По результатам моделирования были внесены изменения в конструкцию датчиков.

В экспериментах на плазменном ускорителе МКТ вольфрамовые мишени облучались потоками водородной плазмы. Тепловая нагрузка на мишень варьировалась от  $q = 3,5 \text{ МДж/м}^2$  до  $q = 6 \text{ МДж/м}^2$  (напряжение на электродах ускорителя от 12 до 16 кВ). Длительность плазменного воздействия составляла  $\approx 20 \text{ мкс}$ . Энергия направленного движения ионов достигала 1 кэВ. Магнитное поле в мишенной камере было постоянным и равнялось 2 Тл. Датчик давления устанавливался в плоскости мишени.

Поскольку тепловая нагрузка на поверхность мишени существенно превышала порог кипения вольфрама, то вблизи поверхности формировался слой плотной вольфрамовой плазмы. На рисунке 2 представлен типичный результат измерения давления в этом слое при напряжении на электродах ускорителя 16 кВ.

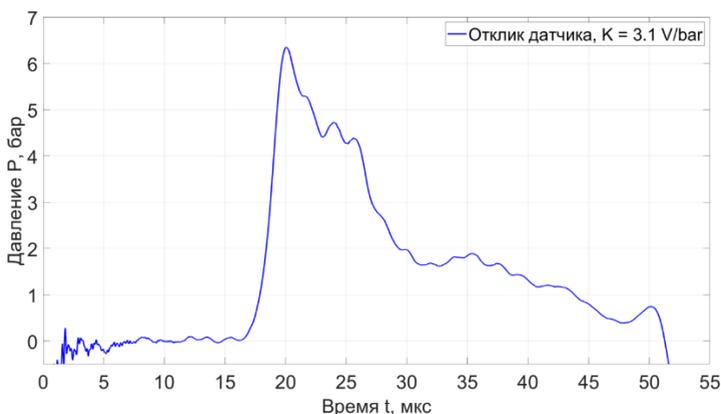


Рисунок 2 – Показания датчика давления в плазменном эксперименте.

Плазма достигает поверхности мишени через 17 мкс после начала разряда ускорителя, далее давление  $P$  очень быстро нарастает. Менее чем за 3 мкс сигнал датчика достигает своего максимального значения  $P_{\text{max}} = 7 \text{ бар}$ . Затем давление в плазменном слое уменьшается за 10 мкс до 2 бар, после чего наблюдается медленный спад до 0,5 бар в течение еще 18 мкс. Далее сигнал резко уходит в область отрицательных значений, поскольку до пьезоэлемента доходит отраженная волна. Полученные экспериментальные данные соответствуют результатам численного моделирования и хорошо согласуются с показаниями других диагностических систем установки МКТ.

Работа выполнена при поддержке Международной организации ИТЭР (Кадараш, Франция), контракт № IO/18/СТ/4300001763.

## Литература

- [1] Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F. [et al.] Physics basis for the first ITER tungsten divertor // Journal of Nuclear Materials. – 2019. – V.20
- [2] Федулаев Е.Д. [и др.] Параметры плазменного потока установки МК-200UG для моделирования быстрых процессов в ИТЭР // Труды 62-й Всероссийской научной конференции МФТИ. 18-24 ноября 2019 года. Фундаментальная и прикладная физика. — М.: МФТИ, 2019. – 402 с

Е.З. БИРЮЛИН<sup>1,2\*</sup>, В.Ю. ЦЫБЕНКО<sup>1,2</sup>, И.М. ПОЗНЯК<sup>1,2</sup>,  
В.Л. ПОДКОВЫРОВ<sup>1</sup>, И.Б. КУПРИЯНОВ<sup>3</sup>, З.И. НОВОСЕЛОВА<sup>1,2</sup>,  
И.А. АЛЯБЬЕВ<sup>1,2</sup>, Е.Д. ФЕДУЛАЕВ<sup>1,2</sup>, А.Б. ПУТРИК<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, г. Москва, г. Троицк, Россия

<sup>2</sup>МФТИ, Физтех, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>АО «ВНИИНМ» имени А.А. Бочвара, г. Москва, Россия

<sup>4</sup>Проектный центр ИТЭР, г. Москва, г. Троицк, Россия

\*birulin@triniti.ru

## КАПЕЛЬНАЯ ЭРОЗИЯ БЕРИЛЛИЯ В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ СРЫВОВ В ИТЭР

В процессе работы ИТЭР защитные покрытия вакуумной камеры и дивертора будут подвергаться интенсивным плазменно-тепловым нагрузкам. Во время переходных процессов (ELM-ов и срывов) нагрузки будут многократно превышать пороги плавления используемых материалов: вольфрама и бериллия. Эрозия облицовочных покрытий повлияет на ресурс реактора и, следовательно, требует изучения. Интерес для изучения представляют как испарение материала с поверхности, так и макроскопическая эрозия: движение расплавленного слоя, растрескивание защитных элементов, вылет капель.

Перемещение расплавленного металла по поверхности защитного покрытия приводит к локальному уменьшению его толщины и заплыванию щелей между элементами. Согласно [1], движение расплавленного слоя может являться основным механизмом разрушения защитных покрытий. Вынесенные на твёрдую поверхность струи расплава имеют слабый тепловой контакт и плохую адгезию с подложкой – это также может способствовать вылету капель с поверхности покрытий при воздействии плазмы. С другой стороны, вследствие заплывания щелей между защитными элементами, уменьшается влияние краевых эффектов, которые, согласно [2], приводят к увеличению интенсивности вылета капель. Процесс капельной эрозии может приводить к накоплению токсичной и взрывоопасной бериллиевой пыли в вакуумной камере реактора, поэтому содержание продуктов эрозии в ней строго ограничено.

Так как ожидаемые в ИТЭР плазменно-тепловые нагрузки недостижимы на существующих токамаках, эксперименты по изучению эрозии проводят на плазменных ускорителях, электронных и ионных пучках. В ГНЦ РФ ТРИНИТИ и в ВНИИНМ имени А.А. Бочвара проводятся эксперименты по

изучению макроскопической эрозии на квазистационарных плазменных ускорителях КСПУ-Т и КСПУ Ве.

В работе представлены результаты экспериментального исследования эрозии бериллия при воздействии интенсивного потока дейтериевой плазмы. Образцы подвергали сериям плазменных облучений, в ходе которых исследовалось влияние магнитного поля у поверхности мишени и угла падения плазмы на эрозию. В работе исследовались две марки бериллия: ТГП-56ПС и S65 – для каждой марки проведено 4 серии облучений по 20 пусков в каждой. В сериях индукция магнитного поля В варьировалась от 0 Тл до 0,7 Тл, угол падения  $\alpha$  от  $0^\circ$  до  $45^\circ$ . Тепловые нагрузки Q соответствовали условиям срывов в ИТЭР и составляли  $1 \text{ МДж/м}^2$ , время облучения  $t$  составляло 300 мкс. Для каждого образца определено распределение частиц по скоростям, оценены наиболее вероятная и средняя скорости при нормальном и наклонном падении плазмы. Проведен сравнительный анализ стойкости марок бериллия к капельной эрозии.

Работа выполнена при финансовой поддержке и в рамках договора № 17706413348220000170/35-22/01 от 28 апреля 2022 года.

## **Литература**

- [1] Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л. и др. Эрозия металлов при воздействии интенсивных потоков плазмы – ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2012, Т.35, №4, С.23-33
- [2] Н.С. Климов, В.Л. Подковыров, А.М. Житлухин и др. Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы - ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2009, Т.32, №2, С.52-61

С.А. КРАТ\*, Е.А. ФЕФЕЛОВА, В.С. ЕФИМОВ, А.С. ПРИШВИЦЫН,  
И.А. СОРОКИН, Ю.М. ГАСПАРЯН

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*\*sakrat@mephi.ru*

## **ВЛИЯНИЕ КОНТАКТА С АТМОСФЕРНЫМ ВОЗДУХОМ НА СОДЕРЖАНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ОСАЖДЁННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ ВОЛЬФРАМОВЫХ СЛОЯХ**

Накопление изотопов водорода в осаждённых из плазмы металлических слоях – важный вопрос с точки зрения радиационной безопасности будущих термоядерных установок и с точки зрения рециклинга водорода. Соосаждение распылённых материалов первой стенки с частицами рабочего газа из плазмы является одним из основных каналов накопления в термоядерных установках. Вольфрам используется в качестве материала дивертора ИТЭР и в будущем является кандидатным материалом для первой стенки реактора DEMO. Выбор вольфрама связан, в частности, с его химической стабильностью. Всё это делает важным исследование содержания изотопов водорода в осаждённых из плазмы вольфрамовых слоях.

В большинстве случаев исследование содержания изотопов в соосаждённых слоях осуществляется *post-mortem*: получение слоёв осуществляется в одной установке, а их анализ в другой. При этом при перемещении слоёв из одной установки в другую может происходить контакт атмосферного воздуха с соосаждёнными слоями. Такое взаимодействие может приводить к потере тяжёлых изотопов водорода из плёнки за счёт взаимодействия с парами воды, водородом, присутствующими в атмосферном воздухе. Это может исказить получаемые результаты и выводы, делающиеся на их основе. Важно, таким образом, узнать, как именно контакт с атмосферой влияет на содержание в соосаждённых вольфрам-дейтериевых слоях дейтерия.

Были проведены исследования по взаимодействию вольфрам-дейтериевых плёнок толщинами 50, 250 и 750 нм с атмосферным воздухом при комнатной температуре. Плёнки подвергались контакту с атмосферным воздухом в течение 1 часа, 1 суток и 24 суток. Данные времена были выбраны как характерные времена контакта при переноске исследуемого образца между двумя установками, находящимися в одной лаборатории, одном институте и разных институтах соответственно.

Плѐнки были получены методом магнетронного напыления в установке МР-2. Вольфрамовая мишень распылялась аргон-дейтериевой плазмой ( $\text{Ar}:\text{D}_2=1:1$ , суммарное рабочее давление 5.6 Па). Скорость осаждения составляла  $\sim 0.1$  нм/с. Осаждение осуществлялось на предварительно отожѐнную молибденовую поликристаллическую подложку.

Анализ содержания изотопов водорода осуществлялся по методу термодесорбционной спектроскопии (ТДС). Анализ плѐнок без контакта с атмосферой осуществлялся в установке МР-2. Анализ плѐнок после контакта с атмосферой осуществлялся в отдельном сверхвысоковакуумном ТДС стенде. При расчѐте содержания изотопов водорода учитывались сигналы 2 а.е.м. ( $\text{H}_2$ ), 3 а.е.м. ( $\text{HD}$ ), 4 а.е.м. ( $\text{D}_2$ ), 18 а.е.м. ( $\text{H}_2\text{O}$ ), 19 а.е.м. ( $\text{HDO}$ ) и 20 а.е.м. ( $\text{D}_2\text{O}$ ). Чувствительность квадрупольного масс-спектрометра калибровалась по водороду и дейтерию. Чувствительность по дейтериду водорода принималась равной среднеквадратичной чувствительности по дейтерию и водороду. Чувствительность по сигналам паров воды принималась равной чувствительности по дейтерию. Для образцов, контактировавших с атмосферой в качестве фонового сигнала принимался сигнал образца без напылѐнной на него плѐнки.

Было установлено, что основные потери дейтерия из плѐнки происходят уже после 1 часа контакта с атмосферой. Если для плѐнок, анализированных *in-vacuo*, основной канал десорбции – сигнал 4 а.е.м., то для плѐнок после контакта с атмосферой десорбция в виде паров воды играет гораздо большее значение. При этом потеря дейтерия из плѐнки продолжается в течение длительного времени – содержание дейтерия в плѐнках после 24 дней контакта с атмосферным воздухом было ниже, чем после 1 дня контакта с атмосферой. Также было установлено, что потеря дейтерия из более толстых плѐнок идёт не медленнее, чем из тонких, таким образом нельзя говорить о том, что диффузия является существенным ограничивающим фактором по скорости потери дейтерия из плѐнок.

Е.Д. ВОВЧЕНКО, А.А. ИСАЕВ, К.И. КОЗЛОВСКИЙ,  
 А.Е. ШИКАНОВ\*, Е.А. ШИКАНОВ  
 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
 \*eaeshikanov14@mail.ru

## О ВОЗМОЖНОМ НЕЙТРОННОМ АНАЛИЗЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ПЕРВОЙ СТЕНКЕ ТЯР

В процессе эксплуатации экспериментальных термоядерных реакторов нового поколения необходима информация о характере накопления изотопов тяжелого водорода в первой стенке рабочего объема. При решении этой задачи пока что лучшие результаты достигнуты с помощью лазерных дистанционных методов контроля поверхности, разработка которых признана одной из приоритетных задач на ближайшие годы.

Однако такую информацию представляется возможным также получить и методами нейтронной томографии, при анализе пространственного распределения нейтронного флюенса  $F(\mathbf{r})$  [1, 2], формируемого при бомбардировке ускоренными импульсно- периодическими потоками дейтронов поверхности металла, насыщенного дейтерием [2–4]. Для этого распределения справедлива следующая приближенная формула:

$$F(\mathbf{r}) \approx \frac{N}{4\pi} \int_S dS_0 \frac{f(\mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^2} \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}_0$ ,  $S$ ,  $S'$  – бомбардируемая поверхность,  $N$  – число дейтронных импульсов.

Функция  $f(\mathbf{r}_0)$  в этом выражении имеет физический смысл нейтронного выхода с единицы излучающей поверхности  $S$ , за один импульс и определяется, согласно [4], следующей формулой:

$$f(\mathbf{r}) \approx \frac{1}{e} \int_0^\tau dt j_d(\mathbf{r}, t) n_D(\mathbf{r}) \sigma_{d-d}[T(t)] \quad (2)$$

где  $e$  – элементарный электрический заряд,  $\tau$  – время облучения за один дейтронный импульс, а

$$\sigma_{d-d}(T) \cong \frac{3 \cdot 10^{-28}}{T} \exp\left(-\frac{46}{\sqrt{T}}\right), (\text{м}^2)$$

– сечение ядерной реакции  $D(d, n)^3\text{He}$  в лабораторной системе координат в зависимости от кинетической энергии дейтрона  $T(t) = eU(t)$  [кэВ], представленной в работе [5],  $U(t)$  – ускоряющее напряжение.

Функция  $j_d(\mathbf{r}, t)$  есть плотность тока дейтронов, формируемого в диодной системе, состоящей из анода, совмещенного с источником дейтронов и катода, роль которого играет анализируемая поверхность  $S$  (см. рис. 1).

Она может быть получена на компьютере с использованием стандартного расчетного кода при заданной зависимости  $U(t)$  [кВ] и геометрии формирования дейтронного тока.

Зависимость  $n_D(\mathbf{r})$  в формуле (2) – неизвестная плотность распределения нейтральных атомов дейтерия в зоне, прилегающей к поверхности  $S$ , подлежащая определению в процессе физического и компьютерного экспериментов.

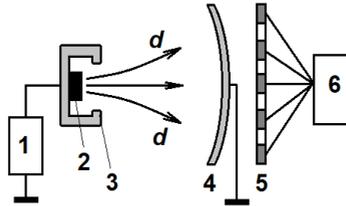


Рисунок 1 – Схема нейтронной диагностики:

1 – импульсный генератор высокого напряжения; 2 – источник дейтронов; 3 – анод; 4 – исследуемая поверхность  $S$ , содержащая дейтерий; 5 – линейка детекторов нейтронов; 6 – анализатор

Используя выражения (1) и (2) можно сформулировать математическую задачу о нахождении распределения дейтерия по поверхности металла в виде следующего интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода:

$$\int_S dS G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) n_D(\mathbf{r}_0) \approx F(\mathbf{r}), \quad (3)$$

с ядром

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \approx \frac{N}{4\pi e} \int_S dS \frac{1}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2} \int_0^\tau dt j_d(\mathbf{r}, t) \sigma_{d-d} [U(t)]$$

### Алгоритм приближенного решения интегрального уравнения

После осуществления запуска импульсного генератора высокого напряжения синхронно с источником дейтроном проводим, с помощью позиционно-чувствительного детектора нейтронов (детекторной линейки), соответствующие измерения и получаем информацию о значениях

нейтронного флюенса в  $K$  точках расположения детектирующих элементов, характеризуемых индексом  $k$  с радиус-вектором  $\mathbf{r}_k$ .

Далее, следуя методике, описанной в работе [4], разбиваем поверхность  $S$  на  $M \leq K$  отдельным участкам (узлов)  $\Delta S_m$  с координатами определяемыми радиус-векторами  $r_m$  ( $m=1 \div M$ ). Затем, заменяя в уравнении (3) интеграл в соответствии с распределением выбранных узлов приближенной суммой и требуя удовлетворения полученного при этом уравнения в точках расположения детектирующих элементов, приходим к системе линейных алгебраических уравнений вида:

$$\sum_{m=1}^M G_{km} n_m = F_k \quad (4)$$

где

$$G_{km} \approx \frac{N}{4\pi e} \frac{\Delta S_m}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_m|} \int_0^{\tau} dt j_d(\mathbf{r}_m, t) \sigma_{d-d}[eU(t)],$$

$F_k = F(\mathbf{r}_k)$  – измеренное значение флюенса в точке  $\mathbf{r}_k$ .

Система (4), в общем случае, является переопределенной, служащей для определения неизвестной совокупности чисел  $\{n_m\}$ , задающих искомое распределение дейтронов в виде вектора  $\mathbf{n} = \{n_m\}$  в  $M$ -мерном пространстве.

Решение системы (4) осуществляется методом наименьших квадратов, путем минимизации квадратичной формы вида:

$$Q(\mathbf{n}) = \sum_{k=1}^K \left( F_k - \sum_{m=1}^M G_{km} n_m \right)^2 + \gamma \sum_{m=1}^M n_m^2$$

где  $\gamma$  – коэффициент регуляризации по Тихонову, подбираемый в процессе компьютерного эксперимента или определяемый, как функция невязки, в соответствии с алгоритмом, описанном в [6].

Расчетная система линейных алгебраических уравнений с квадратной матрицей получается из условий минимизации полученной квадратичной формы и имеет следующий вид:

$$\sum_{m=1}^M H_{pm}(\gamma) n_m = C_p \quad (5)$$

где  $\delta_{pm}$  – элементы единичной диагональной матрицы размерности  $M$  (символы Кронекера).

$$H_{\text{pm}}(\gamma) = \sum_{k=1}^K G_{\text{kp}} G_{\text{km}} + \gamma \delta_{\text{pm}}, \quad C_p = \sum_{k=1}^K G_{\text{kp}} F_k$$

Решение системы (5) имеет следующий вид:

$$\mathbf{n} = \mathbf{H}^{-1}(\gamma)\mathbf{C}$$

где

$$\mathbf{H}(\gamma) = \{H_{\text{pm}}(\gamma)\}, \quad \mathbf{C} = \{C_m\}$$

При больших  $K$  возможно нарушение устойчивости процесса определения вектора  $\mathbf{n}$ . Правильный выбор числа узлов  $M$  и этого параметра определяет точность построения функции приближенно аппроксимирующей  $n_D(\mathbf{r})$ , которая может быть получена с использованием значений  $\{n_m\}$ , методом неопределенных коэффициентов [7]. При этом, по возможности, следует минимизировать отношение квадрата линейного размера рабочего объема детектора к квадрату характерного расстояния детектор – стенка при сохранении амплитуды, вырабатываемого им сигнала.

### Литература

- [1] Иванов В.И., Машкович В.П., Ценер Э.М. Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике. М., Энергоатомиздат, 1981 200 с
- [2] Kuznetsov A. Yu, Shikanov A.E., Tsybin A.S. A method for accurate measuring of yield parameters for neutron generators having complex targets. Radiation Physics and Chemistry, 60(4), pp. 257–260
- [3] Shikanov A.E., Kozlovskiy K.I., Vovchenko E.D., Isaev A.A. Neutron Diagnostics for Deuteron Flows from Pulsed Plasma Formation in a Magnetic Field. Physics of Atomic Nuclei. 80(11), pp. 16763– 1776
- [4] Ильинский А.В., Козловский К.И., Шиканов Е.А. Алгоритмические аспекты диагностики плазменных сгустков методом нейтронной томографии. 6–й Международный симпозиум по радиационной плазмодинамике. Сборник научных трудов, М., МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003 г., с. 168–170
- [5] Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г. Горячая плазма и управляемый синтез. М., МИФИ, 1999, 431 с
- [6] Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. М., Энергоатомиздат, 1999
- [7] Бахвалов Н.С. Численные методы. М., Наука, 1973, 632 с

М.М. ЦВЕНТУХ

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

## СПОНТАННОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ВСПЛЕСКОВ ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ НА РАСТУЩЕЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПЛАЗМЫ НАНОСТРУКТУРЕ

При взаимодействии плазмы с поверхностью происходит модификация рельефа, в частности рост слоев нановолокон вольфрама под воздействием гелиевой плазмы. При этом при энергии падающих ионов на уровне десятков эВ происходит рост наноструктуры, а при повышении энергии до сотен эВ он сменяется распылением. Также при повышенном потенциале наблюдается спонтанное инициирование всплесков взрывной электронной эмиссии – дуговых разрядов [1-2].

Получим оценки эквивалентного коэффициента распыления для потери массы поверхностью при горении дугового разряда на наноструктурированной поверхности в пристеночном слое плазмы водорода или гелия. Отношение плотностей атомов вольфрама, покидающих стенку,  $n_w$  и плотности пристеночной плазмы  $n_{pl}$ :

$$Y_{eff} = n_w/n_{pl} = e \gamma v_i / (M_w v_w) = 4.8e3 \gamma$$

Для энергии ионов порядка 100 эВ (ниже порога физического распыления вольфрама) и характерных экспериментальных величин потери массы при горении дуги  $\gamma = 1-2 \text{ mg/C}$  [3], полученный эквивалентный коэффициент распыления  $Y_{eff}$  достигает  $\sim 10$ .

Для плотности пристеночной плазмы крупных термоядерных установок (JET, ИТЭР)  $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  соответствующий поток атомов вольфрама с поверхности в результате горения дуговых разрядов

$$nv = Y_{eff} n_{pl} v_w,$$

может достигать уровня  $10^{20} - 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Высокая величина потери массы во время взрывоэмиссионных всплесков  $\gamma = 1-2 \text{ mg/C}$ , характерная для высоких нановолокон ( $> 1 \mu\text{m}$ ), может быть связана с двумя факторами - 1) механическим разрушением соседних волокон при взрыве и разлете плазмы и 2) снижением эффективной критической

температуры для нановолокон, определяющим снижение и среднего заряда ионов плазмы.

На рис. 1 приведен пример зависимостей средней плотности нановолокон  $\eta = n(x)/n_0$  из [4], ее численная аппроксимация

$$\eta = n(x)/n_0 = (1 + x)^{-5/2}$$

Нами было получено, что средний заряд ионов плазмы вакуумной дуги может быть связан с критической температурой металла катода как [5]

$$Z_{av} = 1 + T_{cr}/eV$$

Их экспериментов известно [6], что средний заряд вольфрама растет, по мере выгорания слоя нановолокон. Это, очевидно, может быть описано как увеличение эффективной критической температуры структуры нановолокон.

Примем, что эффективная критическая температура слоя изменяется пропорционально средней плотности слоя, так как изменяется и среднее количество связей атомов:

$$T_{cr} = 2\eta(x) \text{ eV}$$

Соответствующее изменение среднего заряда по мере выгорания

$$Z_{av} = 1 + 2\eta(x),$$

согласуется с экспериментальными наблюдениями.

Для учета геометрического фактора в разрушении соседних волокон механическим импульсом от плазмы предыдущего взрыва в [3] было предложено использовать множитель вида  $[1 + \eta^{-2/3}]$ , который описывает увеличение теряемой массы при увеличении пористости слоя нановолокон (снижении средней плотности  $\eta(x)$  с высотой слоя).

Итоговое выражение для теряемой массы  $\gamma = M/eZ_{av}$  можно записать в виде

$$\gamma/\gamma_0 = (1 + \eta^{-2/3}) / (1 + 2\eta)$$

Из рис. 1 видно, что такая зависимость описывает рост теряемой в результате дугового разряда массы с уровня 100  $\mu\text{g}/\text{C}$  до 1 - 2  $\text{mg}/\text{C}$  для слоя волокон  $x$  высотой  $> 1 \text{ }\mu\text{m}$ .

Отсюда можно сделать оценку эффективной критической температуры нановолокон, аналогично [7], которая для слоев нановолокон выше 1  $\mu\text{m}$  может снижаться до уровня менее 1 eV.

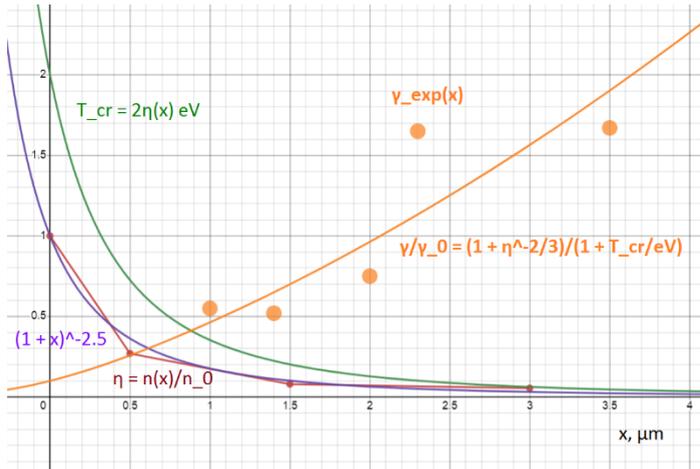


Рисунок 1 – Зависимости средней плотности слоя нановолокон, оценки эффективной критической температуры и теряемой массы и точки экспериментальные измерений теряемой массы из [3] от толщины слоя нановолокон  $x$

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00274.

### Литература

- [1] Kajita S., Noiri Y., Ohno N. 2015 Phys. Scr. 90 095604
- [2] Rongshi Zhang, et al 2022 Nuclear Materials and Energy 31 101178
- [3] D. Hwangbo, et al, 2018 Contrib. Plasma Phys. 58(6-8), 608–615
- [4] D. Nishijima, M. Baldwin, R. Doerner, J. Yu, 2011 J. Nucl. Mater. 415(1), S96
- [5] Tsventoukh M M 2021 Phys. Plasmas 28 024501
- [6] Barendolts S A et al 2020 Nucl. Fusion 60 044001
- [7] Tsventoukh M M 2022 J. Phys. D Appl. Phys. 55 355204

С.Д. ФЕДОРОВИЧ<sup>1\*</sup>, В.П. БУДАЕВ<sup>1,2</sup>, М.С. ЧИЛИН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

\*FedorovichSD@mail.ru

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОНСТРУЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С НАНОСТРУКТУРОЙ ТИПА «ПУХ»**

При длительном плазменном облучении в гелиевых разрядах вольфрама, титана, железа и других металлов на поверхности формируется развитый рельеф с микро и наноструктурами, см. [1]. В зависимости от условий плазменной нагрузки и температуры поверхности могут формироваться слои из нановолокон диаметром 20-50 нанометров, конусообразные структуры, высокопористые слои со структурой типа «цветная капуста» и другие. Получаемый развитый рельеф модифицированной поверхности обладает более высокой, по сравнению с гладкими поверхностями исходной структуры, способностью эмитировать электроны. В полях с высокой напряжённостью электрического поля возможны процессы взрывной электронной эмиссии [2], что вызывает каскадную генерацию униполярных дуг на поверхности материалов в плазменном разряде, такие процессы могут приводить к повышенной эрозии поверхности. Униполярные дуги могут преимущественно генерироваться на шероховатых и неоднородных поверхностях, в том числе на вольфрамовых поверхностях типа «пух», что определяет актуальность исследования эмиссионных свойств таких структур.

В НИУ «МЭИ» в экспериментах на плазменной установке ПЛМ [3] были получены вольфрамовые образцы с наноструктурной поверхностью типа «пух» толщиной порядка 1 мкм, рис.1. В зависимости от условий плазменного облучения, формируются наноструктурные слои с «пухом» с различной степенью пористости [4].

На титановых образцах, облученных стационарной гелиевой плазмой в установке ПЛМ длительностью 75 минут при температуре поверхности 570°C, сформировалась стохастическая наноструктурированная поверхность с размерами структурных элементов менее 500 нм и структуры микрометрового размера с острями - такие структуры способны значительно усилить электрическое поле вблизи поверхности и инициировать автоэлектронный процесс.

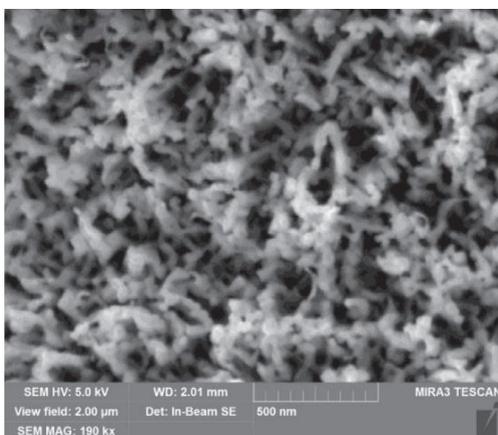


Рисунок 1 – СЭМ-микрофотография поверхности вольфрамовой мишени, облученной стационарной гелиевой плазмой в установке ПЛМ

При облучении в установке ПЛМ пластины из стали марки 08X18H10 (AISI 304) в стационарных гелиевых разрядах длительностью 200 минут при температуре поверхности  $853^{\circ}\text{C}$  на поверхности стали сформировались слои из конусных структур (рис.2). Высота конусов составляет  $\sim 10$  мкм, диаметр основания  $\sim 3$  мкм.

Для исследования эмиссионных свойств модифицированной поверхности материалов был разработан экспериментальный узел (рис. 3). Эксперимент проведен с использованием вольфрамового образца с площадью поверхности  $1,5 \text{ см}^2$ , равномерно покрытой наноструктурой типа «пух». Ширина межэлектродного зазора между полусферической поверхностью анода и образцом  $0,3 \text{ мм}$ . Отрицательный потенциал в интервале  $0 - 10 \text{ кВ}$  подавался на образец (рис. 4а). Вакуумная камера, в которой проводились измерения, откачивалась до давления остаточных газов  $6 \cdot 10^{-6}$  Торр. Результаты эксперимента в сравнении с данными работы [5] представлены на рис. 4б. Измеренный ток электронной эмиссии может вызвать взрывную электронную эмиссию, что может приводить к эрозии поверхности из-за ее локального перегрева в зоне эмиссии.

Расчетное значение коэффициент усиления электрического поля составило 91. С учетом этого значения можно оценить плотность тока в зависимости от напряженности электрического поля и площадь эмиссии.

Площадь эмиссии составила  $0,327 \text{ мм}^2$ , плотность тока эмиссии достигала  $1 \text{ мкА/см}^2$ .

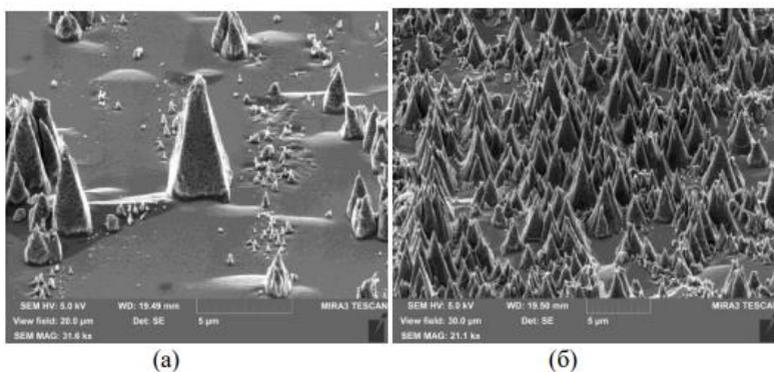
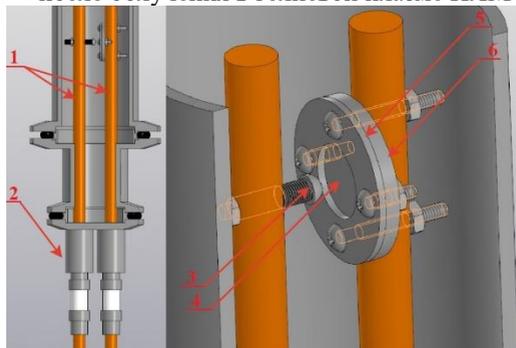


Рисунок 2 – СЭМ микрофотографии конусов на поверхности образца железа после облучения в гелиевой плазме ПЛМ



1 – медные стержни, 2 – вакуумные тоководы на фланце типа KF, 3 – анод со сферическим наконечником, 4 – место крепления исследуемого образца, 5 – фиксирующее кольцо, 6 – подложка в виде диска  
Рисунок 3 – Схема экспериментального узла

Поверхность вольфрама с наноструктурой типа «пух» обладает значительным коэффициентом усиления электрического поля, что позволяет использовать её в качестве автоэмиссионного катода.

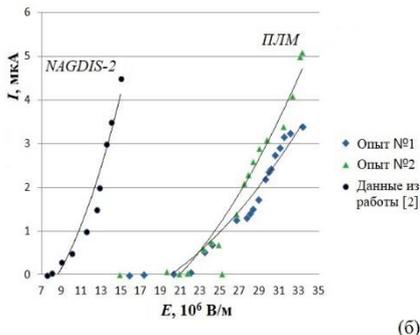
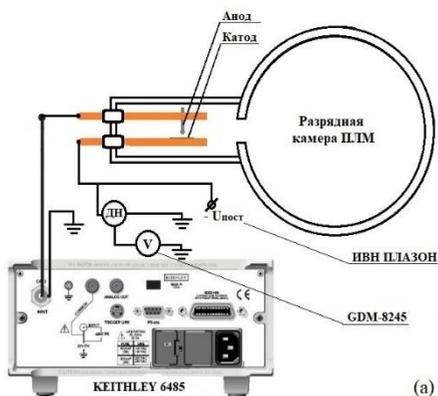


Рисунок 4 – Электрическая схема измерений (а) и зависимость тока эмиссии от напряженности поля (б) для вольфрамового образца с «пухом»

В результате измерений тока эмиссии образцов из W, Fe и Ti получены экспериментальные данные об эмиссионных свойствах поверхности после плазменной обработки в ПЛМ.

Эффекты взрывной электронной эмиссии на поверхности внутрикамерных компонентов следует учитывать при эксплуатации крупномасштабных токамаков, в том числе ТИН и ИТЭР, где ожидается рост наноструктурных слоев типа «пух» на вольфрамовых пластинах дивертора после длительного действия ЭЛМов, срывов и плазменной нагрузки стационарного разряда.

Плазменные испытания выполнены при поддержке гранта РФ 21-79-10281, анализ материалов проведен при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ FSWF-2020-0023.

[1] Kajita S. et al. Sci. Rep. 8, 56 (2018)  
 [2] Mesyats G.A. Physics-Uspokhi 38, 567 (1995)  
 [3] Будаев В.П. и др. Ядерная физика и инжиниринг 9, 283-294 (2018)  
 [4] Budaev V.P. et al. Fusion Engineering and Design 155 111694 (2020)  
 [5] Hwangbo D. et al. IEEE Trans. Plasma Sci. 45, 2080 (2017)

А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>1\*</sup>, А.Д. ДМИТРИЕВ<sup>1</sup>, Д.И. ЕЛЕЦ<sup>1,2</sup>, О.С. МЕДВЕДЕВ<sup>1,2</sup>,  
А.Н. НОВОХАЦКИЙ, И.В. МИРОШНИКОВ<sup>1</sup>, С.В. ФИЛИППОВ<sup>1</sup>, М.В.  
ГРИШАЕВ<sup>2</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С-Пб*

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

*\*Aleksey.Razdobarin@mail.ioffe.ru*

## **АПРОБАЦИЯ ДИАГНОСТИКИ НАКОПЛЕНИЯ ВОДОРОДА В УСТАНОВКЕ ГЛОБУС-М2**

Процессы, происходящие в плазме токамака, неразрывно связаны с состоянием поверхности контактирующих с плазмой элементов стенки. Согласно выводам, основанным на текущих исследованиях в токамаках и в лабораторных установках, взаимодействие плазмы со стенкой, в частности, накопление термоядерного топлива будет одними из ключевых факторов, определяющих характеристики проектируемых в настоящее время термоядерных установок [1]. При этом большинство токамаков на сегодняшний день имеет достаточно ограниченный набор диагностик состояния первой стенки и захвата водорода. Обычно, такие исследования ограничиваются контролем баланса напускаемого и откачиваемого газа, а также исследованием образцов-свидетелей или отдельных частей обращенных к плазме элементов (ОПЭ) после длительных экспериментальных кампаний. Для локального дистанционного мониторинга накопления топлива в токамаках следующего поколения, таких как ИТЭР, ТРТ и т. д. рассматривается возможность проведения измерений содержания топлива лазерно-индуцированными методами с использованием масс-спектрометрии (LIA-QMS) и эмиссионной спектроскопии лазерного факела (LIBS).

В докладе представлены первые результаты апробации комбинированной методики LIA-QMS/LIBS измерения содержания изотопов водорода в первой стенке токамака Глобус –М2. Для этого была смонтирована оптическая схема, состоящая из системы ввода лазерного излучения, системы сбора света, системы развертки пучка и спектрометра. В схеме использовался Nd:YAG лазер с длительностью импульса равной 3 нс и максимальной энергией в импульсе до 2 Дж. В условиях неопределенной формы лазерного кратера для обеспечения количественных измерений необходимо, чтобы размер анализируемой области был значительно больше площади лазерного пятна. Это достигается за счет сканирования поверхности при помощи автоматической поворотной подвижки, обеспечивающей вращение вокруг 2-

х осей. Размер анализируемой области составлял  $\sim 10 \times 10$  мм. Схема регистрации состояла из квадрупольного масс-спектрометра Pfeiffer PrismaPlus QMG220 (с анализатором QMA220) и дифракционного спектрометра с высоким спектральным разрешением (0.004 нм) SPT DDHR.

В ходе экспериментов была проведена экспозиция облицовки дивертора Глобус-М2 серией лазерных импульсов с плотностью мощности  $\sim 10$  Дж/см<sup>2</sup>. В результате, была подтверждена возможность регистрации эмиссионных линий вольфрама и изотопов водорода в плазме лазерного факела и регистрации сигналов 1-4 масс методами масс-спектрометрии. Кинетики амплитуд линий в масс-спектре при циклическом сканировании области дивертора Глобус-М2 показаны на рисунке 1.

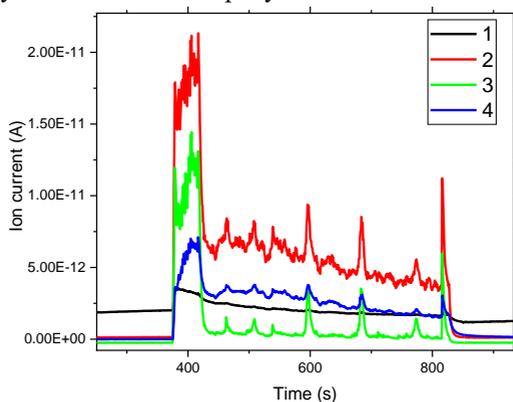


Рисунок 1 – Кинетики линий, соответствующих массам 1–4 (H, H<sub>2</sub>, HD, D<sub>2</sub>), записанные в ходе многократного сканирования облицовки дивертора установки Глобус М2

Предложенный метод, в принципе, позволяет оценить распределение залегания изотопов водорода по глубине осадений на поверхности защитной облицовки токамака. Для этого, однако, необходимо иметь возможность независимого определения толщины удаленного лазером слоя. Для таких измерений предлагается использовать метод двухволновой цифровой голографии.

После предварительной калибровки сигнала масс-спектрометра в объеме Глобус -М2, была выполнена оценка содержания изотопов водорода в поверхностных слоях облицовки дивертора Глобус М2:  $\sim 5 \cdot 10^{16}$  H<sub>2</sub>/ см<sup>2</sup> и  $2 \cdot 10^{16}$  D<sub>2</sub>/ см<sup>2</sup>. Следует отметить, что данная оценка учитывала только

изотопы водорода, запасенные в верхнем слое и не учитывала возможное наличие водородосодержащих соединений в газовой смеси. Возможность возникновения таких соединений при лазерной абляции требует дополнительных исследований.

Одновременно с записью масс-спектра во время лазерной экспозиции производилась запись эмиссионного спектра факела в спектральном диапазоне 655,8 - 656,8 нм. Спектр, записанный во время первого прохода сканирования, приведен на рисунке 2. На спектре хорошо видно две Бальмер-альфа линии от двух изотопов водорода – протия (H) и дейтерия (D). Из соотношения интенсивности линий можно предположить, что концентрации дейтерия и протия в искре составляют около 1:3. Данное значение близко к оценкам, полученным методами масс-спектрометрии  $\sim 1:2.5$ . После начала второго прохода сканирования Бальмер-альфа линии изотопов водорода полностью пропадали из спектра, что также свидетельствует о том, что большая часть изотопов водорода, содержащихся в приповерхностных слоях, удаляется по время первого прохода.

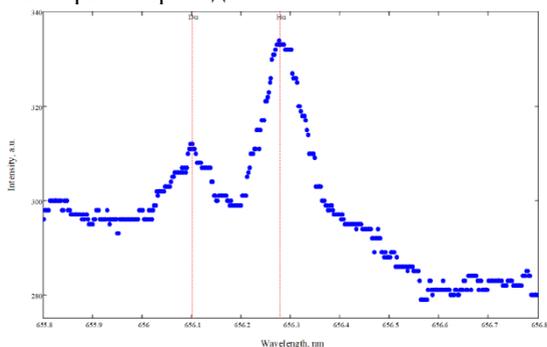


Рисунок 2. Спектр свечения лазерной искры по время первого прохода лазерного сканирования, давление  $5 \times 10^{-4}$  Па

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 22-12-00360.

## Литература

[1] De Temmerman G., Hirai T., Pitts R.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60, P.044018. doi: 10.1088/1361-6587/aaaf62

В.П. БУДАЕВ<sup>1,2\*</sup>

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

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

\*budaev@mail.ru

## СКЕЙЛИНГ ПОДОБИЯ ТОКАМАКОВ КАДОМЦЕВА: УЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМА-СТЕНКА И ОЦЕНКИ ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15МД

Фундаментальные основы рассмотрения токамака как сложной системы были заложены в классических работах Б.Б. Кадомцева [1,2] на основе анализа размерностей (аналог симметричного подхода) и свойств самоорганизации. Такой подход использован для формулировок скейлингов - степенных законов описания удержания плазмы, в том числе для прогнозирования удержания плазмы в ИТЭР с геометрическими размерами тороидальной плазмы  $A=R/a=3,2$  - «классическая» величина  $A\approx 3$  аспектного отношения большинства ранее построенных токамаков,  $R$  и  $a$  – большой и малый радиусы. Несмотря на то, что строящийся термоядерный реактор ИТЭР рассматривается как наиболее проработанная базовая схема для будущего реактора ДЕМО, продолжают обсуждаться преимущества токамаков с другими аспектными отношениями  $A$  (предлагаются сферические с  $A=1,6\div 1,8$  и токамаки с  $A=4\div 5$  и более) при одинаковых магнитном поле и токе. Построен токамак Т-15МД [3] с аспектным отношением  $A=R/a=1,48\text{ м} / 0,67\text{ м} = 2,2$  - промежуточным значением  $A$  между классическими традиционными токамаками и сферическими. Поэтому возникает вопрос о том, могут ли результаты исследований на Т-15МД быть использованы для восполнения пробела в исследованиях традиционных токамаков с  $A=3\div 4$  и сферических токамаков с  $A=1,6$  для выработки единых подходов к скейлингам удержания и проецироваться на токамак с термоядерными параметрам. Для этого следует применить подход Б.Б. Кадомцева [1,2], рассматривающий подобие токамаков.

При анализе размерностей в [1] Б.Б. Кадомцев рассмотрел идеализированную ситуацию чистой (без примесей) плазмы в токамаке, с 11 основными величинами:

$$(a, R, B_z, B_p, c, e, m, M, T_e, T_i, n) \quad (1)$$

Из этих величин можно составить 8 безразмерных независимых комбинаций (на три меньше одиннадцати параметров (1) сложной системы -

согласно  $\pi$ -теореме), которые характеризуют состояние плазмы (см. [1]). Из таких безразмерных параметров обычно только наиболее важные используются для описания плазмы в токамаке (в т.ч. запас устойчивости  $q$ , нормированные частоту столкновений  $\nu^*$ , бета  $\beta$ , ларморовские радиусы), но именно все в совокупности безразмерные параметры определяют симметрию системы в полной мере. На основе такого анализа для параметров центральной плазмы токамака предложен скейлинг подобия токамаков,  $S_K$ , характеризующий зависимость от  $A$ ,  $R$ ,  $B$  (тороидального магнитного поля  $B_z$  на оси),  $M$  (атомной массы ионов) семейства плазменных систем, эквивалентных с точки зрения удержания энергии, см. [4,5]:

$$S_K = RB^{4/5}A^{-3/2}M^{-3/5}. \quad (2)$$

В таблице 1 приведены значения  $S_K$  для токамаков различного масштаба и с различным аспектным отношением, использованы результаты работ [4,5]. Токamak Т-15МД имеет параметр скейлинга  $S_K = 0.45/0.79$  для режимов с магнитным полем 1 Тесла и 2 Тесла соответственно. Для выводов о подобии свойств удержания плазмы в Т-15МД свойствам других токамаков следует провести эксперименты с различными магнитными полями и вариацией  $A$  (насколько позволят технические возможности) для сравнения с экспериментами на других токамаках (JET, WEST, EAST, DIII-D, AUG) с аналогичным значением  $S_K$ . Результаты таких исследований в экспериментах на Т-15МД будут использоваться для выработки единых подходов к скейлингам удержания в токамаке с термоядерными параметрами, в том числе ТИН.

Следует отметить, что было предложено модифицировать скейлинг (2) с учетом характеристик термоядерного выхода  $Q$  для токамаков-реакторов (см. [4]). Вместе с тем, такая модификация не учла существенные процессы, определяющие устойчивость такой сложной системы как токамак – взаимодействие плазма-стенка и фундаментальные свойства сильной турбулентности плазмы, влияющей на динамику системы. Поэтому остается актуальным продолжение работ по детализации скейлинга подобия токамаков на основе подхода Б.Б Кадомцева.

Рассмотрение степенного скейлинга  $S_K$  (2) обусловлено симметриями масштабной инвариантности системы. Такие симметрии, в частности, характеризуют решения эволюционного уравнения, которое можно предложить для обобщающего описания динамики плазмы в токамаке. Следует прокомментировать, что скейлинг (2), в том числе, построен с учетом

эффектов столкновений частиц и переноса плазмы (диффузии), который является аномальным (бомовским) из-за сильной турбулентности плазмы. Обсуждается, что именно сильная турбулентность плазмы, являясь причиной дальних корреляций, супердиффузии [6,7] и самоорганизации [2], регулирует динамику плазмы и определяет параметры удержания плазмы в магнитной ловушке токамака. Свойства турбулентности зависят от граничных условий системы – взаимодействия плазмы со стенкой, об этом Б.Б. Кадомцев указывал в своих пионерских работах [1,2]. Для учета эффектов сильной турбулентности и взаимодействия плазма-стенка параметры этих процессов должны быть добавлены к списку величин (1):

$$(a, R, B_z, B_p, c, e, m, M, T_e, T_i, n, \{F(\alpha, l_{\parallel}, L_{\perp}, \dots)\}, \{G(P/S, \lambda, \gamma, \dots)\}), \quad (3)$$

где  $\{F(\alpha, l_{\parallel}, L_{\perp}, \dots)\}$  – список параметров, характеризующий сильную турбулентность плазмы и процессы турбулентного переноса (см. [6,7]), в том числе, с учетом скейлинга  $\alpha$  спектров (зависимость от частоты  $f$  спектра  $\sim f^{-\alpha}$ ) турбулентности и аномального переноса (супердиффузии), корреляционных масштабов турбулентных структур - продольных и поперечных  $l_{\parallel}, L_{\perp}$ , и другие параметры сильной турбулентности;

$\{G(P/S, \lambda, \gamma, \tau_{\partial}, \dots)\}$  – список параметров взаимодействия плазма-стенка, критически влияющих на режимы удержания плазмы в токамаке, в том числе, за счет повышенного поступления примесей при эрозии диверторных пластин зависящего от флюенса – плотности потока энергии  $P_s$  на стенку, поступающей от заряженных частиц и нейтронов (в реакторе), ширины пристеночного слоя  $\lambda$  (см. [8]), максимального предела плазменно-тепловой нагрузки на стенку [9] и длительности плазменного разряда  $\tau_{\partial}$ , периода, на котором изменяется материальная поверхность стенки - рост пленок, изменение физико-химических свойств, изменение проводимости и др. Вклад вносят дуговые процессы на стенке, приводящие к ее эрозии, повышению параметра термоэмиссии  $\gamma$  из-за перегрева, протекание токов из плазмы на поверхность (см. напр. [10]) влияющих на устойчивость периферийной плазмы и транспортные барьеры. Все критически значимые параметры должны быть определены в экспериментах на токамаках при длительном удержании плазмы – реакторной длительности.

Такой дополненный список (3) после выбора доминирующих параметров, критически влияющих на удержание центральной плазмы, на основе экспериментов, в том числе на Т-15МД, можно будет использовать в

процедуре вывода дополнительных безразмерных величин и, соответственно, выполнить корректировку скейлинга (2).

Таблица 1 – Скейлинг Кадомцева  $S_K$  подобия для токамаков с различными параметрами плазмы и аспектным отношением

	JET	DIII-D	ST40	JT-60SA	ИТЭР	T-15МД
$S_K$	1,55	0,79	0,54	1,43	4,3	0.45/0,79
$R$ (m)	3,00	1,67	0,50	2,96	6,2	1,48
$A$	3,0	2,5	1,6	2,5	3,2	2,2
$B$ (T)	3,45	2,2	2,67	2,25	5,3	1,0/2,0
$M$	2,0	2,0	1,0	2,0	1,0	1,0

Работа выполнена при финансовой поддержке НИЦ «Курчатовский институт».

### Литература

- [1] Кадомцев Б.Б. Токамаки и анализ размерностей. Физика плазмы, 1975, т.1, вып.4, с. 531-535
- [2] Tokamak plasma: a complex physical system. В.В. Kadomtsev, Taylor & Francis, 1992
- [3] Хвостенко П.П. и др. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, 42, 1, 15
- [4] Romanelli M. et al. Plasma Phys. Control. Fusion, 2021, 63, 125004
- [5] Orsitto F.P. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, 44, 2, 78
- [6] Будаев В.П. и др. УФН, 2011, 181, 905–952
- [7] Budaev V. et al. Journal of Plasma Physics, 2015, 81, 6, 395810602.
- [8] Будаев В.П. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, 38, 5—33
- [9] Mirnov S.V. Plasma Phys. Control. Fusion, 2016, 58, 022001
- [10] Будаев В.П. Вестник МЭИ, 2019, № 4, 22

А.А. АЙРАПЕТОВ\*, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ГРУНИН,  
Я.А. САДОВСКИЙ  
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*  
\*AAAirapetov@mephi.ru

## **ЗОНДЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ И ВОЗДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ НА МАТЕРИАЛЫ В ТОКАМАКЕ**

Взаимодействие плазмы с материалами первой стенки и дивертором термоядерных установок порождает целую серию явлений, в той или иной степени отрицательно влияющих на параметры плазмы. Среди них эрозия и изменение морфологии поверхности материалов, изменение их состава, структуры; захват, удержание и неконтролируемый выброс газов; эмиссия в плазму атомов и микроскопических частиц материалов; формирование слоёв перенапылённых атомов, зачастую также захватывающих и удерживающих большие количества газов, и загрязняющих плазму при последующем разрушении и т.п.

Исследование взаимодействия плазмы с контактирующими с ней материалами и попытка на этой основе предотвратить развитие указанных явлений или ослабить их отрицательное влияние на параметры плазмы – чрезвычайно актуальная задача, поскольку всё с большей интенсивностью разворачиваются работы по исследованию взаимодействия плазмы с материалами, рассматриваемыми в качестве контактирующих с плазмой в термоядерных установках следующего поколения.

В случае токамака с реакторными технологиями (РТТ) эти проблемы требуют особого внимания, поскольку на нем предполагается получить длинные квазистационарные режимы [1], приводящие к интенсивным длительным потокам плазмы на дивертор и значительным нагрузкам на первую стенку. Для разработки материалов и режимов плазменного облучения диверторов токамаков, способных работать в квазистационарном режиме, важно выявить специфику и параметры процессов взаимодействия плазмы с дивертором в условиях экстремально высоких температур и интенсивностей плазменного облучения, реализуемых на его поверхности [2]. Для выполнения этой задачи РТТ должен обладать диагностиками, позволяющими получить требуемую информацию, а именно разработать способ, позволяющий непосредственно проводить изучение материала дивертора и первой стенки после воздействия плазмы токамака на него.

В данной работе представлены концептуальные конструкции зондов для токамака ТРТ: диверторного зонда и многофункционального зонда для исследования взаимодействия плазма/первая стенка. Оба зонда позволяют измерять параметры плазмы и проводить изучение воздействия плазмы на материал. Конструкции зондов позволяют извлекать для анализа облучаемые плазмой образцы через вакуумный шлюз без развакуумирования токамака.

Диверторный зонд для токамака ТРТ предназначается для выполнения измерений параметров как плазменного облучения дивертора, так и процессов на поверхности и в объеме материала дивертора при одиночных разрядах и при длительном плазменном облучении. Зонд вводится в плазменную камеру через диверторный порт и устанавливается в тайле наружной отражающей мишени так, что поверхность его сменного образца располагается в плоскости облучаемой поверхности тайла. Зонд сможет измерять «in situ» характеристики ионных и термических потоков на сменный образец, также предусматривается возможность использовать зонд в качестве зонда Ленгмюра. Анализ экспонированных в плазме образцов, выполненных из материала дивертора, позволит определить скорость распыления дивертора, характер модификации структуры и рельефа его поверхности, количество и состав твердотельной примеси, осевшей на поверхности дивертора, состав и структуру образовавшихся поверхностных слоёв, количество газов, внедрившихся в его объём и особенности их удержания.

Многофункциональный зонд включает материаловедческую и спектроскопическую секции, расположенные в кожухе, зонд Маха, зонды Ленгмюра и экспонируемые в плазме образцы. Секции зонда работают независимо друг от друга и вместе дают комплексную информацию о компонентах пристеночной плазмы. Материаловедческая секция зонда включает в себя два аналитических узла, в которые частицы плазмы и примесей могут проникать через отверстия, после которых может находиться электрод, служащий для отклонения ионов плазмы от линейной траектории. Далее находится либо датчик кварцевого измеритель толщины либо устройство, фиксирующее толщину напылённого слоя по изменению его электропроводности. В обоих случаях зонд получит возможность регистрировать осаждаемые слои или скорость распыления материалов в реальном времени с точностью 1-2 атомных слоя и on-line анализировать получаемую информацию.

Масс-спектрометрическая часть позволяет измерять токи ионов с соотношением  $m/Z$  от 1 до 100 за счет разделения их в скрещенных  $E \times H$  полях. Используется собственное магнитное поле токамака и электрическое

поле, создаваемое в зонде. Для измерения полного ионного тока электрическое поле не формируется и не происходит разделения частиц, таким образом, весь ионный ток фиксируется на коллекторе напротив входного отверстия. Также может осуществляться разворот зонда входным отверстием на электронную сторону с целью измерения полного электронного тока.

Таким образом, предлагаемые зонды позволяют проводить измерение характеристик плазмы в области размещения образцов и извлекать из токамака и анализировать сменные образцы без нарушения работы токамака. Это позволит устанавливать соответствие между параметрами плазменного воздействия на материалы и характером процессов на их поверхности и в объёме и изучать динамику развития этих процессов от длительности облучения, типов и параметров разряда.

### **Литература**

- [1] Красильников А. В., и др. //Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. с. 970–985.  
DOI: 10.31857/S0367292121110196
- [2] Мазуль И. В., и др.// Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. с. 1103–1122.  
DOI: 10.31857/S0367292121110214

Л.А. ВАРШАВЧИК<sup>1\*</sup>, Е.А. СТАРОВОЙТОВ<sup>1</sup>, С.И. КОГАКОВ<sup>1</sup>,  
З.Г. ЛЮЛЛИН<sup>1</sup>, В.А. БОЧАРНИКОВ<sup>1</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>СПбГУ, Физический факультет, Санкт-Петербург, Россия

lidia.varsh@mail.ioffe.ru

## **РАЗРАБОТКА МОНТЕ-КАРЛО КОДА KITE ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЕМКОСТНОГО ВЧ РАЗРЯДА МЕТОДОМ ЧАСТИЦ-В-ЯЧЕЙКАХ**

Емкостные высокочастотные разряды низкого давления имеют широкую сферу применения, от чистки диагностических зеркал в токамаках до нанесения тонких пленок для целей микроэлектроники. Численное моделирование ВЧ разряда позволит ускорить и удешевить разработку технологий, оптимизировать дизайн установок и подобрать параметры разряда до проведения эксперимента.

Для возможности расчета разряда в установках с отсутствием симметрии (какими являются, например, расчеты чистящего разряда диагностической оптики ИТЭР) моделирование должно быть полностью трехмерным. Также должно выполняться условие непрерывности тока на электродах, обеспечивающее корректность расчета. Код KITE [1] разрабатывается с учетом данных требований, при моделировании используется нерегулярная треугольная расчетная сетка для точного описания поверхностей геометрии. Для увеличения производительности используется предварительный расчет и запись в базу данных необходимых параметров столкновений тестовых частиц с фоновыми атомами с учетом их теплового движения. Расчеты производятся параллельно на сотнях ядер суперкомпьютера. Код оснащен графическим интерфейсом, позволяющим гибко работать с геометрией и задавать необходимые параметры расчета, а также визуализировать результаты моделирования.

Структуру кода можно условно поделить на четыре функциональных модуля: 1) работа со входными данными, 2) трассировка и работа с частицами, 3) моделирование непосредственно разряда и 4) графический интерфейс и обработка результатов. В результате код KITE позволяет моделировать как транспорт частиц во внешнем газе и их осаждение в сложных трехмерных геометриях (например, в диагностических каналах, расчет таких задач уже проводился), так и емкостной разряд постоянного тока или высокочастотный (в данный момент проводятся пробные запуски расчета разряда).

К первому блоку (работа со входными данными) помимо чтения заданных пользователем данных (как текстовых, так и заданных на геометрии)

относится работа с базами данных и возможность импорта данных из сторонних кодов, таких как SOLPS-ITER или Fraunhofer-IST: распределений энергий и скоростей частиц на старте, распределение плотности потока частиц в пространстве). Ко второму блоку (трассировка и работа с частицами) относится создание тестовых частиц различных типов из заданных потоков (розыгрыш параметров по распределениям), регистрация и обработка столкновений с другими частицами и со стенками геометрии, движение в магнитном и электрическом полях (используется интегратор Бориса), а также параллельная работа кода: каждое ядро суперкомпьютера обрабатывает свой набор частиц. Третий блок, относящийся к расчету разряда, будет подробно рассмотрен ниже. Четвертый блок (графический интерфейс) включает в себя задание настроек расчета (импорт модели, построение расчетной сетки, задание входных данных) и обработку результатов (визуализация, графики, постобработка).

Задачу моделирования ВЧ разряда на базе описанной функциональности KITE можно в свою очередь разбить на три раздела: расчет локальных электрических полей на основе распределения объемного заряда; ввод неупругих столкновений электронов и ионов и расчет внешней электрической цепи, в которой канал разряда является одним из ее элементов.

Постановка задачи в форме Дирихле (уравнение Пуассона и постоянные потенциалы на электродах) на расчет локальных электрических полей применима только для разряда постоянного тока. Для автоматического выполнения требования неразрывности тока на электродах в случае ВЧ разряда необходимо учитывать токи смещения. Помимо этого, решение уравнения Пуассона на нерегулярной расчетной сетке является нетривиальной задачей. После линеаризации и дискретизации задачи получаем уравнение в матричной форме, где элементами матрицы являются интегралы базисных функций и их градиентов на узлах нерегулярной расчетной сетки, в которой каждая ячейка - тетраэдр или треугольник. Нестандартная постановка задачи (учет токов смещения) приводит к нестандартному виду интегралов, причем не только объемных, но и поверхностных. Для расчета данных интегралов был использован пакет Intrepid [2] библиотеки Trilinos. Полученная матрица является большой (количество уравнений равно количеству узлов сетки +1), разреженной (т.к. ненулевые элементы соответствуют узлам из соседних ячеек) и плохо обусловленной (содержит значения сильно разных порядков). Для решения матрицы был выбран пакет PETSC, используется предобуславливатель AMG и солвер GMRES. В результате решения получаем данные об электрическом

поле в каждой ячейке сетки, которые учитываются при трассировке ионов и электронов.

Используемая постановка задачи на локальные электрические поля позволяет явно отслеживать перетекание зарядов между электродами в плазме и по электрической цепи. Также в настоящий момент проводится работа для предоставления возможности включения во внешнюю электрическую цепь дополнительных элементов с помощью библиотеки SPICE, что позволит приблизить расчетные модели к экспериментальным.

Таким образом, код KITE позволит моделировать широкий спектр задач на трехмерный расчет емкостного ВЧ разряда низкого давления. При разработке кода помимо основной функциональности акцент делается на скорости расчета и удобстве работы пользователя.

Доклад подготовлен как отчет о работе для Организации ИТЭР (контракт Росатома № ◦ Н.4а.241.19.22.), поддержан грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и работами ФТИ им. Иоффе в рамках государственного задания РФ 0034–2019–0001.

## **Литература**

- [1] Varshavchik L. et al. Three-dimensional simulation of neutral transport in gases and weakly ionized plasmas (2021) Plasma Physics and Controlled Fusion, 63 (2), art. no. 025005
- [2] Bochev, Pavel & Edwards, H. & Kirby, Robert & Peterson, Kara & Ridzal, Denis. (2012). Solving PDEs with intrepid. Scientific Programming. 20. 151-180. 10.1155/2012/403902

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРНО- ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ

Систематический контроль содержания изотопов водорода (в т.ч. радиоактивного трития) в обращенных к плазме элементах (ОПЭ) является одной из основных задач, решение которой необходимо для обеспечения продолжительной работы будущих термоядерных установок по типу ИТЭР. В настоящее время активно исследуется возможность использования лазерно-стимулированных методов для осуществления *in-situ* диагностики содержания захваченного газа в ОПЭ [1]. Одним из таких методов является анализ лазерно-индуцированной десорбции (ЛИД), в основе которого лежит нагрев участка исследуемой поверхности лазерным импульсом с последующим масс-спектрометрическим анализом вышедшего газа [2] или спектроскопическим анализом фотонного потока, зарегистрированного после дополнительной ионизации десорбированного газа в плазме [3].

Интерпретация экспериментальных данных представляет из себя решение обратной задачи, в которой на основе результатов проведенных измерений требуется определить исходное содержания изотопов водорода в поверхностном слое ОПЭ. Отсутствие точной информации о свойствах исследуемого материала усложняет решение обратной задачи и может привести к росту погрешности при обработке измерений. В рамках данной работы на примере вольфрама был проведен численный анализ влияния неопределенности параметров материала на эффективность ЛИД водорода.

Анализ проводился на основе одномерной реакционно-диффузионной модели транспорта водорода в материалах, учитывающей временную эволюцию концентрации адатомов водорода ( $c_s$ ) на поверхности [4]:

$$\frac{dc_s}{dt} = J_{bs} - J_{sb} - J_{des}, \quad (1)$$

где  $J_{bs}$  — поток атомов водорода из объема на поверхность,  $J_{sb}$  — поток атомов водорода с поверхности в объем,  $J_{des}$  — поток десорбированных частиц, состоящий из атомов и молекул. Рассматривались два сценария импульсного нагрева поверхности: наносекундный нагрев с гауссовым временным профилем ( $\text{ПШПВ} = 25$  нс) и миллисекундный нагрев с

трапецевидным временным профилем (длительность плато  $\approx 5$  мс). Предполагалось, что в материале присутствует один тип ловушек водорода, равномерно распределенных в слое толщиной  $L_{trap} = 10$  мкм, с концентрацией  $n_0$ , начальной заселенностью  $p$  и барьером выхода  $E_{dt}$ . Оценка влияния неопределенности параметров материала на эффективность ЛИД строилась на поэтапном варьировании коэффициента теплопроводности ( $\kappa$ ) вольфрама и величин  $n_0, p, E_{dt}$ . Для представления количественных характеристик использовались следующие величины:  $N_0 = n_0 p L_{trap}$  – начальное содержание водорода,  $F_{diff} = \int (J_{bs} - J_{sb}) dt$  – число вышедших на поверхность частиц,  $F_{des} = \int J_{des} dt$  – число десорбированных атомов водорода.

На рисунке 1 приведены зависимости доли вышедших на поверхность и десорбированных атомов водорода при различных параметрах материала и ловушек. В обоих сценариях нагрева наблюдается повышенный выход водорода из объема на поверхность при полной начальной заселенности ловушек, что связано с более слабым влиянием эффекта перезахвата диффундирующих атомов на начальном этапе облучения. В случае неполной начальной заселенности величина  $F_{diff}/N_0$  меняется незначительно, что говорит о пропорциональности выхода водорода начальному содержанию. Существенное отличие между двумя случаями нагрева поверхности проявляется в доле десорбированных атомов. При лазерном облучении с наносекундной длительностью доля десорбированных частиц падает с уменьшением начального содержания водорода и барьера выхода из ловушек, где последнее вызвано выходом атомов водорода на поверхность после окончания лазерного воздействия. В свою очередь, при миллисекундном нагреве  $F_{des} \approx F_{diff}$  во всех рассмотренных случаях, что говорит о меньшей роли поверхностных эффектов по сравнению с предыдущим режимом нагрева. Причем максимальное отклонение результатов в каждой серии моделирования (а, б, в) от среднего значения выборки составляет величину порядка 50 %.

Для пояснения наблюдаемого отличия в режимах десорбции в двух сценариях нагрева был рассмотрен безразмерный параметр:

$$\sigma = \tau_{des}/\tau_{sb}; \quad (2)$$

где  $\tau_{des}$  – характерное время десорбции водорода с поверхности в форме атомов/молекул,  $\tau_{sb}$  – характерное время реабсорбции адатомов водорода, Этот параметр характеризует то, чем определяется режим десорбции: реабсорбцией ( $\sigma \gg 1$ ) или выходом с поверхности ( $\sigma \ll 1$ ). На рисунке 2 (а)

представлена зависимость параметра  $\sigma$  от температуры и полного потока десорбированных частиц. Видно, что при характерных для ЛИД параметрах, по большей части, реализуется режим, контролируемый реабсорбцией, при котором  $F_{des} \approx F_{diff}$ , однако в случае нс-ЛИД возможен переход в другой режим.

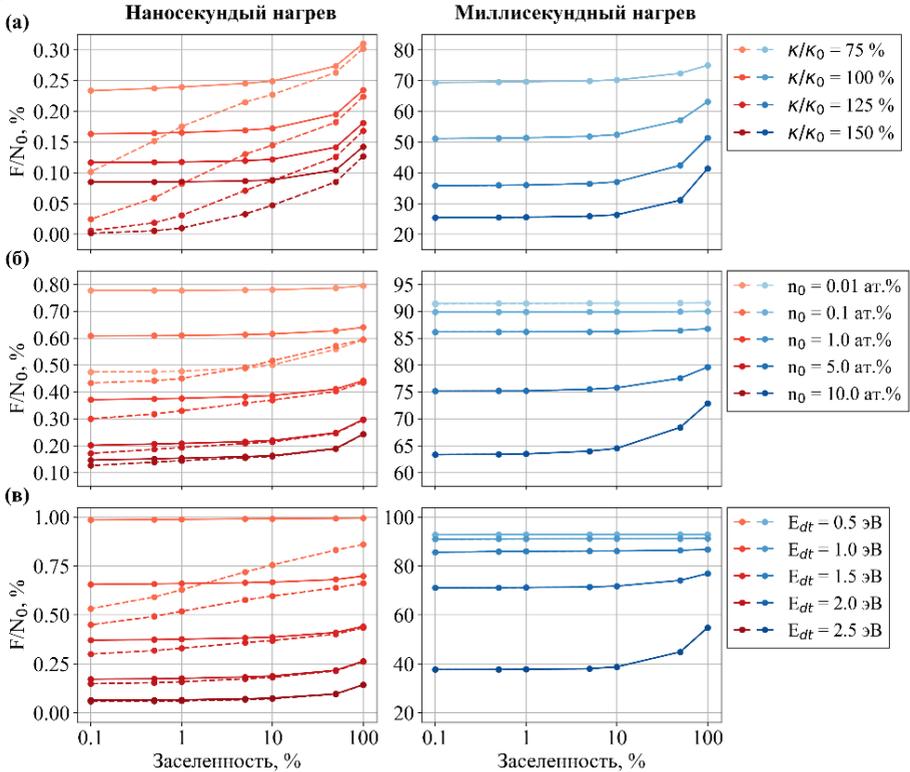


Рисунок 1 – Зависимость доли вышедших на поверхность (сплошные линии) и доли десорбированных (пунктирные линии) атомов в зависимости от начальной заселенности ловушек при наносекундном и миллисекундном нагреве: (а) – при различных значениях теплопроводности ( $q_{нс} = 7$  кДж/м<sup>2</sup>,  $q_{мс} = 2.5$  МДж/м<sup>2</sup>,  $n_0 = 1$  ат.%,  $E_{dt} = 1.5$  эВ); (б) – при различных значениях концентрации ловушек ( $q_{нс} = 10$  кДж/м<sup>2</sup>,  $q_{мс} = 4$  МДж/м<sup>2</sup>,  $E_{dt} = 1.5$  эВ); (в) – при различных значениях барьеров выхода из ловушек ( $q_{нс} = 10$  кДж/м<sup>2</sup>,  $q_{мс} = 4$  МДж/м<sup>2</sup>,  $n_0 = 1$  ат.%)

Для определения возможности реализации данного режима в случае ЛИД было проведено сравнение характерного времени реабсорбции с временем изменения температуры поверхности ( $\xi = \tau_T / \tau_{sb}$ ). Из рисунка 2 (б) следует, что с ростом длительности импульса увеличивается окно параметров, при которых  $\xi \gg 1$ , т.е. с большей вероятностью реализуется режим, контролируемый реабсорбцией.

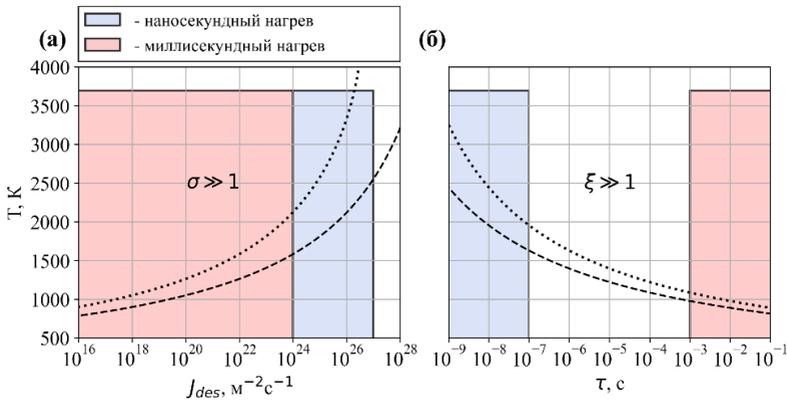


Рисунок 2 – Зависимость параметра  $\sigma$  от температуры и полного потока десорбированных частиц и зависимость параметра  $\xi$  от температуры и характерного времени изменения температуры в процессе лазерного нагрева. Пунктирные линии соответствует уровню  $\sigma = 1$  и  $\xi = 1$ , точечные – уровню  $\sigma = 1$  и  $\xi = 10$

Таким образом, при использовании лазерных импульсов с миллисекундной длительностью можно ожидать, что погрешность интерпретации измерений из-за неопределенности параметров материала будет на уровне 50 % в то время, как соответствующая погрешность при применении нс-лазерных систем будет выше из-за существенного вклада от поверхностных эффектов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0723-2020-0043).

### Литература

- [1] Mukhin E.E. et al Nucl. Fusion. 2016. Vol. 56, № 3. P. 036017
- [2] Lyu Y. et al. Phys. Scr. 2021. Vol. 96, № 12. P. 124040
- [3] Zlobinski M. et al. Fusion Eng. Des. 2011. Vol. 86, № 6–8. P. 1332–1335.
- [4] Kulagin V., Gasparyan Y., Degtyarenko N. Fusion Eng. Des. 2022. Vol. 184. P. 113287

Е.Д. ВОВЧЕНКО\*, М.В. ГРИШАЕВ, Н.Е. ЕФИМОВ, А.П. МЕЛЕХОВ,  
Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
\*edvovchenko@mail.ru*

## **ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ФОРМИРОВАНИЯ LIBS-СПЕКТРОВ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ПОВЕРХНОСТЕЙ ТЯР**

### **1. Введение**

Комбинация лазерной плазмы и оптической эмиссионной спектроскопии лежит в основе хорошо известного метода аналитического исследования материалов – лазерно-индуцированной спектроскопии пробоя (LIBS). Благодаря своим преимуществам (удаленный быстрый многоэлементный анализ с пространственным разрешением по глубине и площади поверхности, отсутствие пробоподготовки, возможность анализа *in situ*) этот метод активно развивается и имеет широкий спектр применений в науке и промышленности [1, 2].

Интерес к применению LIBS в термоядерном синтезе в первую очередь вызван возможностью проведения дистанционного *in-vacuo* послойного анализа состава поверхности первой стенки ТЯР. Ожидается, что оптические сигналы не будут искажаться магнитными полями и радиацией, поскольку основная диагностическая аппаратура располагается удаленно.

Физические процессы, участвующие в формировании излучения лазерной плазмы (ЛП), приводят к сложной спектрально-временной структуре LIBS-спектра. На ранних стадиях формирования ЛП, когда температура плазмы достаточно высока, доминирует свободно-свободное и свободно-связанное излучение, что является причиной появления континуума. Характеризующее вещество линейчатое излучение испускается только в пределах определенного временного интервала эволюции ЛП и затем постепенно затухает, поскольку процесс электронного возбуждения становится слабым или отсутствует. При этом очевидно, что аналитические возможности LIBS кроме системы регистрации оптических спектров излучения ЛП, а также временной задержки и экспозиции при регистрации оптического сигнала, во многом зависят и от плазмы, производимой лазером.

В работе рассматриваются факторы, влияющие на формирование LIBS-спектров и эффективность элементного анализа поверхностей ТЯР.

## 2. Базовые LIBS эксперименты на токамаках

Один из первых LIBS экспериментов, выполненный в 2005 году на токамаке TEXTOR, пришел на смену коллекторам ионов и времяпролетной диагностике с электростатическим анализатором энергии ионов. Он продемонстрировал принципиальную возможность контроля за процессами накопления и удаления топлива по относительному содержанию дейтерия, измеренному из отношения интенсивностей линий дейтерия Da (656,1 нм) и углерода CII (657,9 нм) [3]. Для воздействия на графитовую плитку токамака TEXTOR использовался импульсный лазер YAG: Nd ( $\lambda = 1,06$  мкм) с энергией одиночного импульса до 0,8 Дж при длительности 3,5 нс и частоте следования 10 Гц.

Следующая экспериментальная компания связана с вольфрамом, который считается одним из перспективных материалов в термоядерной технике. Для регистрации сложного спектра W с большим количеством линий требовалось интегрирование по большому числу импульсов, что увеличивало фоновую засветку и привело к необходимости применения ICCD-спектрометров (от англ. Intensified charge-coupled devices). Их отличало наличие усилителя яркости на основе ЭОП с временным затвором, что позволило оптимизировать время наблюдения, задержки и существенно уменьшить количество накапливаемых спектров.

Дальнейшее развитие LIBS экспериментов направлено на диагностику поверхностей из смешанных гидрированных слоев, содержащих различные смеси из тугоплавких материалов: W, Mo, Ta, Be, C. Бериллий в этих исследованиях LIBS заменялся на алюминий. Результаты этих работ показали прямую корреляцию между химической концентрацией элементов и интенсивностью спектральных линий [4]

$$C_e = \frac{\sum_i I_{ie}}{\sum_a I_{ae}},$$

где  $C_e$  – коэффициент содержания элемента  $e$ ,  $I_{ie}$  – интенсивности линий исследуемого элемента,  $I_{ae}$  – интенсивности всех элементов в спектре. При расчете учитывались только те спектральные линии, интенсивности которых превышали 10% от самой интенсивной линии этого элемента.

Разработанные методы LIBS анализа на смешанных материалах открыли возможность для контроля химического состава в зависимости от глубины расположения элементов по отношению к поверхности. Слабым местом такого LIBS профилирования является заметная ошибка при исследовании тонких неоднородных слоев, толщина которых всего в несколько раз

превышает глубину лазерного кратера, равную  $0,5 \div 1$  мкм/импульс [5]. При этом имеет место искажение результатов из-за неравномерного удаления вещества с площади кратера с преимущественной абляцией в центре.

### **3. Факторы, влияющие на формирование LIBS-спектров**

#### *3.1. Газовая среда, окружающая лазерную плазму.*

Одна из основных трудностей при расшифровке LIBS-спектров, полученных при тестировании материалов в открытой атмосфере воздуха связана с присутствием линий азота и кислорода. Работа в условиях вакуума не всегда удобна и возможна, поскольку приводит к уменьшению размера области свечения плазмы, а также длительности и интенсивности излучения ЛП. Регистрация LIBS-спектров в атмосфере аргона (продувка при атмосферном давлении или заполнение Ar предварительно откаченного рабочего объема) решает эту проблему.

#### *3.2. Длительность лазерных импульсов.*

В технике LIBS широко используются наносекундные импульсные лазеры, что обусловлено их низкой стоимостью, простой конструкцией и несложной эксплуатацией. Кроме того, благодаря активному развитию лазеров пико- и фемтосекундного диапазонов они также приобретают популярность и востребованы в задачах, где требуется обеспечение высокой чувствительности измерений.

#### *3.3. Двухимпульсный режим (DP-LIBS).*

Повышение чувствительности и улучшение воспроизводимости LIBS при одновременном снижении плотности мощности на мишени получены при использовании для образования плазмы двух лазерных импульсов. Совокупность физико-химических процессов в условиях взаимодействия второго импульса с предварительно аблируемым веществом приводит к увеличению степени атомизации, уменьшению сплошного фона в спектре и повышению аналитических возможностей метода LIBS.

#### *3.4. Гибридные системы лазерной абляционной спектроскопии (LIAS).*

В их основе лежит лазерная абляция с дополнительным возбуждением. Процесс ионизации обусловлен и поддерживается вспомогательными источниками возбуждения: тлеющим, высокочастотным или искровым разрядами. В этих схемах лазер применяется в основном для абляции вещества, а последующая ионизация атомов и молекул с помощью вспомогательного разряда уже приводит к образованию низкотемпературной плазмы. Для LIAS характерен малый расход исследуемого вещества по сравнению с простым LIBS и достижение лучшего разрешения по глубине,

что обусловлено возможностью работы с более низкой плотностью энергии лазерного излучения на исследуемых поверхностях.

#### **4. LIBS с помощью искрового разряда**

При формировании LIBS-спектров применение искрового разряда в сочетании с лазерной плазмой (SD-LIBS) приводит к увеличению интенсивности линейчатого спектра и улучшению соотношения сигнал-шум. Для генерации сильноточной искровой плазмы используется вспомогательная лазерная плазма, образующаяся на исследуемом образце, расположенном либо позади, либо в центре разрядного промежутка. При этом для получения ЛП уже достаточно небольших энергий лазера, при которых скорость абляции заметно меньше, чем при простой LIBS.

Разлет ЛП в область разрядного промежутка, приводящий к его пробою, принципиально отличает SD-LIBS от LIAS. При использовании SP-LIBS за счет более высокой температуры плазмы повышается степень ионизации, что приводит к увеличению заселенности верхних уровней. Значительную роль в усилении сигнала играет и увеличение времени жизни плазмы. Кроме того, в такой лазерно-искровой плазме достигается более высокая плотность электронов по сравнению с DP-LIBS и стандартной LIBS, что важно для выполнения условия локального термодинамического равновесия (ЛТР).

С целью применения в LIBS рассматриваются режимы генерации и приводится оценка основных характеристик плазмы такого сильноточного искрового разряда с лазерным иницированием.

#### **Литература**

- [1] Cremers D.A., Radziemski L.J. Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy // Second Edition. John Wiley & Sons. 2013, 432 pp
- [2] Musazzi S., Perini U., Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Theory and Applications // Berlin Heidelberg, Springer, 2014. 565 pp
- [3] Gasior P., Czarnecka A., Rosinski M., et al. Effective laser-induced removal of co-deposited layers from plasma facing components in a tokamak // Czechoslovak Journal of Physics, 2006. Vol. 56, Suppl. B, p. B67-B72
- [4] Gasior P. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy as Diagnostics for Plasma-Wall Interactions Monitoring in Tokamaks // ACTA PHYSICA POLONICA, Series A, 2020. Vol. 138, № 4, p. 601–607
- [5] Vovchenko E.D., Krat S.A., Kurnaev V.A. et al. Analysis of the Near-Surface Layers of Lithium Coatings Using Laser Induced Breakdown Spectroscopy // Physics of Atomic Nuclei, 2019. Vol. 82, № 9, p. 1234 – 1238

В.А. ИВАНОВ\*, М.Е. КОНЬЖЕВ, Т.И. КАМОЛОВА, А.А. ДОРОФЕЮК  
ФИЦ Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии  
наук, г. Москва, Россия  
\*ivanov@fjpl.gpi.ru

## РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА В ПЛАЗМЕ ПРИ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОТЕНЦИАЛА

Цель работы состояла в расчете электрического поля на поверхности металлического электрода в плазме при большом отрицательном потенциале электрода по отношению к потенциалу плазмы.

В классической литературе [1] приводится расчет распределения электрического поля вблизи плоского электрода при отрицательном потенциале  $\Psi_0$ , погруженного в однородную полностью ионизованную водородную плазму с электронной температурой  $T_e$ , которая существенно превышает ионную температуру  $T_i$  при значении характерного параметра  $\frac{e\Psi_0}{T_e} \ll 1$  ( $e$  – заряд электрона). В этих условиях пространственное распределение потенциала  $\Psi(x)$ , электрического поля  $E(x)$  и плотности электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  плазмы вблизи электрода удовлетворяют уравнению Пуассона:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -4\pi e[n_i(x) - n_e(x)]. \quad (1)$$

Вдали от электрода в невозмущенной плазме, где плотности ионов и электронов равны  $n_i(x \rightarrow \infty) = n_e(x \rightarrow \infty) = n_0$ , величина потенциала равна нулю  $\Psi(x \rightarrow \infty) = 0$ . В потенциальном электрическом поле электрода электроны распределяются по закону Больцмана:

$$n_e(\Psi) = n_0 \exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right). \quad (2)$$

При отрицательном потенциале  $\Psi_0$  ионы ускоряются к электроду, но при  $\frac{e\Psi_0}{T_e} \ll 1$  их пространственное распределение плотности вблизи электрода можно считать однородным как в невозмущенной плазме  $n_i(0 \leq x \leq \infty) = n_0$ . Уравнение (1) с учетом (2) преобразуется:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -4\pi n_0 e \left[ 1 - \exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right) \right] \quad (3).$$

В правой части (3) экспонента разлагается в ряд  $\exp(-\frac{e\Psi}{T_e}) \approx 1 - \frac{e\Psi}{T_e}$ , и из полученного уравнения получаются решения:

$$\Psi(x) = \Psi_0 \exp(-\frac{x}{r_D}); E(x) = -grad\Psi(x) = \frac{\Psi_0}{r_D} \exp(-\frac{x}{r_D})$$

$$E(x=0) = E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D}; r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n e^2}} \quad (4)$$

где  $r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n e^2}}$  классический радиус Дебая.

В лабораторных экспериментах [2] на электроды в плазме подаются большие отрицательные потенциалы, для которых величина  $e\Psi_0$  существенно превышает температуру электронов  $|e\Psi_0/T_e| \gg 1$ . В этом случае распределения потенциала и электрического поля вблизи электрода будут сильно отличаться от классических (4), полученных при  $|e\Psi_0/T_e| \ll 1$ .

Рассматривается металлический электрод, погруженный в бесстолкновительную полностью ионизованную однородную плазму с плотностью  $10^{10}\text{см}^{-3} - 10^{13}\text{см}^{-3}$  и электронной температурой около 10 эВ.

Электрод находится под отрицательным электрическим потенциалом от 100 В до 10 кВ, что соответствует соотношению  $|e\Psi_0/T_e| \gg 1$ . При  $\Psi_0 < 10$  кэВ ион-электронную эмиссию можно не учитывать. Не будем учитывать десорбцию газов с поверхности электрода, а также роль оксидных пленок и диэлектрических микровключений на поверхности электрода.

При  $|e\Psi/T_e| \gg 1$  отрицательный потенциал электрода в плазме приведет к отталкиванию значительной доли электронной компоненты плазмы из области вблизи электрода, в то время как его действие на ионы будет приводить к их ускорению к электроду. Это приведет к образованию слоя разделения зарядов у электрода, при этом плотность ионов  $n_i(\Psi)$  и их скорость  $v_i(\Psi)$  будут меняться, подчиняясь закону непрерывности потока ионов:

$$n_i(\Psi)v_i(\Psi) = n_{i0}v_{i0} \quad (5)$$

где  $n_{i0}$  и  $v_{i0}$ , плотность и скорость ионов на входе в слой. По критерию Бома величина ионного потока из невозмущенной плазмы с плотностью  $n_0$  на границе входа в слой равна:  $n_{i0}v_{i0} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}$ , а скорость ионов с массой  $M_i$  на входе в слой равна  $v_{i0} = (T_e/M_i)^{1/2}$ . При  $|e\Psi/T_e| \gg 1$  положительно заряженные ионы в слое ускоряются к электроду в потенциальном поле, и их скорость  $v_i(\Psi)$  определяется законом сохранения энергии:

$$\frac{M_i v_i^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{M_i v_{i0}^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{M_i}{2} \left[ \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \right]^2 = e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi \quad (6)$$

Из (6) получаем выражения для скорости ионов и их плотности в зависимости от  $\Psi$ :

$$v_i(\Psi) \approx \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}}; \quad n_i(\Psi) = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \quad (7)$$

Учитывая (7) и то, что электроны вблизи электрода распределяются по закону Больцмана, получаем уравнение Пуассона для  $|e\Psi/T_e \gg 1$ :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e \left\{ n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} - n_0 \exp\left[-\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \right\} \quad (8)$$

При  $|e\Psi_0/T_e \gg 1$  в правой части (12) опускаем второй экспоненциально малый член, и получаем упрощенный вариант уравнение (8)

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \quad (9)$$

решение которого для поля на поверхности электрода  $E(\Psi_0)$  имеет вид:

$$E(\Psi_0) = \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}} = \frac{\Psi_0}{L}; \quad L = r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4} \quad (10)$$

где  $L$  – модифицированный дебаевский радиус вблизи электрода при  $e\Psi_0/T_e \gg 1$ . Классическую формулу (4) и полученную нами формулу (10) можно объединить и представить в обобщённой форме в виде:

$$E(\Psi_0) \approx \frac{\Psi_0}{L^*}; \quad L^* = r_D \left[ 1 + \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4} \right] \quad (11)$$

Формула (11) при малых значениях потенциала  $e\Psi_0/T_e \ll 1$  совпадает с классическими формулами (4), а при  $e\Psi_0/T_e \gg 1$  формула (11) переходит в полученную нами формулу (10). Для плазмы с  $n_0=10^{10} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e=10 \text{ эВ}$  при  $\Psi_0=10 \text{ кВ}$  классическая формула (6) дает значение поля 425 кВ/см, а по формулам (15) и (16) поле составляет всего около 2,3 кВ/см. При  $n_0=10^{13} \text{ см}^{-3}$  величины полей существенно различаются: 13,5 МВ/см (6) и 75 кВ/см (15).

Таким образом, получена аналитическая формула для расчета

электрического поля на поверхности электрода в плазме при больших значениях отрицательного электрического потенциала при  $e\psi_0/T_e \gg 1$ , а также обобщённая формула, справедливая в широком диапазоне значений параметра  $0 < e\psi_0/T_e < 10^4$ . Отличие полученных формул от классических обусловлены увеличением размера модифицированного дебаевского слоя  $L$  плазмы вблизи электрода: при  $e\psi_0/T_e \gg 1$  толщина слоя  $L$  увеличивается по сравнению с классическим радиусом Дебая пропорционально параметру  $[e\psi_0/2T_e]^{3/4}$ . При изменении потенциала от 10 В до 10 кВ размер слоя  $L$  увеличивается почти в 200 раз по сравнению с классическим радиусом Дебая, в результате электрическое поле на поверхности погруженного в плазму электрода  $E_0$ , пропорциональное параметру  $[e\psi_0/T_e]^{1/4}$ , увеличивается всего лишь в 6 раз.

### **Литература**

- [1] Bittencourt J.A. Fundamentals of Physics. Springer Science. N.Y. 2004. 559P. DOI:10.1007/978-1-4757-4030-1
- [2] Ivanov V.A., Sakharov A.S., and Konyzhev M.E. Plasma Physics Reports, 2008, Vol. 34, No. 2, pp. 150–161. DOI:10.1134/S1063780X08020074
- [3] Иванов В.А. Успехи прикладной физики, 2022. Том 10, №4. С.343-350. DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350

Н.А. ПУНТАКОВ\*, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ГРУНИН  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
\*np9293@ny.bristol.ac.uk

## **ВОЗДЕЙСТВИЕ ИНТЕНСИВНОГО ИОННОГО ПОТОКА НА ПИРОЛИТИЧЕСКИЙ ГРАФИТ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

Использование в качестве контактирующих с плазмой элементов термоядерных установок композитных материалов на основе углерода выявило, что процессы взаимодействия их поверхности с плазмой значительно отличаются от процессов, происходящих с элементами, выполненными из мелкозернистого графита. Однако, не было изучено влияние ионного облучения на поверхность подобных материалов при условиях, сопоставимых с плазменным срывом в токамаках.

В данной работе исследовалось влияние облучения потоком ионов дейтерия на модификацию поверхности пиролитического графита марки ПГВ. Облучение происходило на установке «СОПТМАТ». Плотность ионного потока равнялась  $1,4 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>с, энергия облучающих ионов – 14 кэВ/ион. Графит облучался импульсами продолжительностью 5 секунд, с интервалом между каждым импульсом в 15 секунд, что, в общей сложности, составляло один цикл облучения. Во время импульса температура облучаемой поверхности достигала  $2600 \pm 50$  К с нагревом до максимальной температуры примерно за 0.3 секунды. Поверхность облучённых образцов после проведения нескольких циклов облучения, количество которых будет названо ниже, анализировалась на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ)

После первого цикла облучения (Рис. 1) было обнаружено, что верхние три поверхностных слоя пиролитического графита толщиной примерно 200 нм каждый растрескивались и задирались вверх, из-за чего новые слои, лежащие под ними, обнажались. Эти слои также поднимались по растрескавшимся краям при дальнейшем облучении в течение ещё трёх циклов, что приводило к образованию многослойных формирований. Те слои, которые поднимались во время первого цикла, под воздействием ионного облучения сворачивались.



Рисунок 1 – Поверхность пиролитического графита ПГВ после одного цикла облучения

После следующих девяти циклов облучения стали заметны такие механизмы воздействия на структуру поверхности пиролитического графита, как распыление и реструктуризация слоёв. Образовавшиеся на поверхности формирования из свернувшихся слоёв приобретали форму холмов с рельефом склонов, похожих на графеновые слои, параллельные поверхности (Рис. 2).

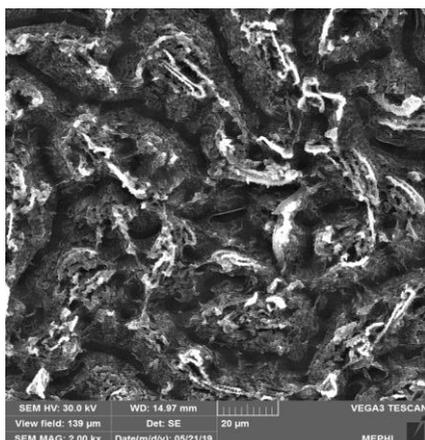


Рисунок 2 – Поверхность пиролитического графита ПГВ после 12 циклов облучения

После дополнительных 6 циклов облучения данная закономерность подтвердилась. К тому же, на вершине образовавшихся в результате распыления холмовидных формаций произошла рекристаллизация с формированием новообразований, имеющих, в зависимости от изначального взаимного расположения заворачивающихся поверхностных слоёв, округлую либо загнутую форму.

В дополнении к описанным выше закономерностям развития поверхностного рельефа, на протяжении последующих 20 циклов на вершинах данных холмов также стали образовываться конусы. Средняя высота подобных конусов в вершине составляла около 23 мкм (рис. 3). Они были образованы слоями графена, расположенными под небольшими углами относительно нормали к поверхности, а на их вершинах располагались цилиндрические образования - вис커еры. После следующего цикла облучения некоторые из этих конусов отделялись от поверхности.

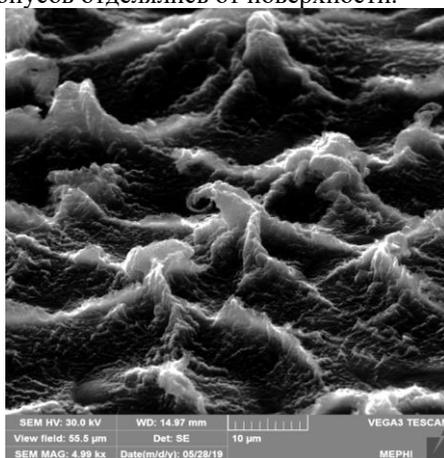


Рис. 3 – поверхность пиролитического графита ПГВ после 39 циклов облучения

В результате анализа данных, полученных путём исследования поверхности пиролитического графита ПГВ на разных этапах облучения, была разработана и предлагается модель развития её структуры при распылении потоком ионов дейтерия плотностью  $1,4 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>с и энергией 14 кэВ/ион при температуре 2600 К:

1) Распыление поверхностных слоёв пиролитического графита толщиной 200 нм приводит к образованию дислокаций в результате удаления

атомов с облучаемой стороны. Так как, в отличие от мелкозернистого графита, структура пиролитического графита анизотропна, диффузия дислокаций происходит преимущественно к краям графеновых слоёв, что приводит к возникновению сжимающих напряжений. В результате, слой поднимается над поверхностью пиролитического графита.

2) Из-за многократного повторения процесса поднятия облучаемых поверхностных слоёв, а также их сворачивания в результате продолжающегося облучения, из них образуются многослойные формации. Высокая температура облучаемой поверхности, а также ей продолжающееся распыление, приводит к тому, что данные формации рекристаллизуются, а на поверхности образуются пологие холмы. Направление вершин холмов задано, преимущественно, положением образовавших их загнутых слоёв относительно друг друга. При этом, графеновые слои холмов направлены под небольшим углом относительно нормали к поверхности.

3) При дальнейшем облучении подобных формирований ионами, образованные бомбардировкой межузельные атомы диффундируют и образуют дислокационные петли. При этом возникают напряжения, из-за которых дислокации скользят и выносят на поверхность слои атомов, что приводит к образованию вискерос на вершинах холмов.

## **Литература**

[1] Ионно-индуцированная морфология и автоэлектронная эмиссия поверхности высокоориентированного пирографита (В.С. Авилкина, Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, В.В. Борисов, Е.С. Машкова, М.А. Тимофеев, Ю.С. Виргильев, Прикладная физика №3, 2010, 42-46)

[2] О перспективах использования материалов типа углерод-углерод в ядерной энергетике (Андиранов К.А., Власов К.П., Разумов Л.Л., Колесников С.А., Костиков В.И., Федик И.И., Хананашвили Л.М., Атомная энергия 46 (6), 1979, 406-408)

[3] Surface modification and hydrogen isotope retention in CFC during plasma irradiation in the Tore Supra tokamak (L. Begrambekov et al, Journal of Nuclear Materials 363-365 (2007), 1148-1152)

Н.Н. АНДРИАНОВА<sup>1,2</sup>, А.М. БОРИСОВ<sup>1,3</sup>, М.А. ОВЧИННИКОВ<sup>2\*</sup>, В.В. СЛЕПЦОВ<sup>1</sup>, Р.А. ЦЫРКОВ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный технологический университет "СТАНКИН", Москва, Россия

\*ov.mikhail@gmail.com

## **МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ УГЛЕРОДНОГО ВОЛОКНА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ПЛАЗМЫ С ЭНЕРГИЯМИ ОТ СОТЕН ЭВ ДО ДЕСЯТКОВ КЭВ**

Обращенные к плазме материалы в ТЯУ подвергаются облучению ионами широкого спектра энергий, от единиц эВ до нескольких МэВ. Несмотря на единый механизм радиационных смещений в упругих атомных столкновениях, морфологические изменения поверхности материалов могут сильно зависеть от энергии ионов [1]. В настоящей работе проведено сравнение модификации поверхности углеродного волокна при высокодозном облучении ионами  $H_2^+$ ,  $He^+$  и  $Ne^+$  с энергиями сотни эВ и десятки кэВ.

Мишенями в эксперименте служили образцы углеродных волокнистых материалов Кулон и ВМН-4, производимые из полиакрилонитрильного (ПАН) волокна. Облучение ионами с энергиями сотни эВ проводили на стенде напыления проводящих покрытий SPI Module Sputter (Carbon coater с использованием магнетронной приставки). На катод магнетрона устанавливали пластинку из титана и образец волокна, который закрепляли вольфрамовой сеткой. Низкая теплопроводность титана обеспечивала нагрев углеродного волокна в процессе разряда. Облучение проводили 1-2 часа. Напряжение разряда составляло 1.1-1.4 кВ при токах разряда 20-25 мА. Облучение ионами с энергией 30 кэВ проводили на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [2] с флюенсом  $\sim 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup> при температуре не менее, чем 100°C Анализ морфологии поверхности до и после облучения проводили в растровом электронном микроскопе. Для сравнения результатов высокодозного облучения разными ионами с различными энергиями рассчитывали профили  $v(x)$  смещенных атомов на атом мишени (СНА).

РЭМ-изображения углеродных волокон после ионного облучения представлены на рис.1. При облучении в магнетроне исходно гладкая

поверхность волокна покрывается вискерами высотой до 1 мкм. Наименьший размер вискеро́в, не более 0.1 мкм, получался при облучении ионами водорода. Высокодозное облучение ионами  $H_2^+$ ,  $He^+$  и  $Ne^+$  с энергией 30 кэВ приводит к поперечному или продольному относительно оси волокна субмикронному гофрированию поверхности, см. также [3].

Закономерности и механизмы образования ионно-индуцированных вискеро́в на поверхности графита при низких около 1 кэВ энергиях ионов анализировали в [4]. Рост вискеро́в на графите представляли как двухстадийный, с быстрым ростом на отдельных дефектах вплоть до критической длины и диаметра и последующим ростом за счёт миграции атомов углерода на поверхности. В целом, наблюдаемая вискеризация поверхности углеродного волокна при магнетронном распылении соответствует закономерностям образования вискеро́в на графитовой поверхности в [4].

Десятикратное увеличение энергии ионов приводит к качественному изменению ионно-индуцированного рельефа. Вместо наноразмерных вискеро́в при низких энергиях ионов при больших энергиях ионов формируются субмикронные гофры с поперечной и продольной ориентацией ребер гофров относительно оси волокна в зависимости от сорта ионов (рис. 1). Согласно [3] образование субмикронной гофрированной поверхности углеродных волокон из ПАН обусловлено анизотропными размерными изменениями в облучаемых графитовых кристаллитах, проводящими к механическим напряжениям в поверхностном слое и их последующей релаксации с участием пластической деформации двойникованием. Характер механических напряжений (сжатие или растяжение) и их релаксация определяются формой профиля радиационных смещений в числе смещений на атом  $v(x)$ . На рис. 2 приведены профили смещений  $v(x)$ , соответствующие случаям гофрирования, показанным на рис. 1. При облучении ионами неона с энергией 30 кэВ максимум смещений приходится на поверхность. Это приводит к поперечному гофрированию с ребрами гофров, перпендикулярными оси волокна. При продольном гофрировании ионами водорода и гелия с энергией 30 кэВ с ребрами гофров, параллельными оси волокна, максимум  $v(x)$  находится под поверхностью на расстоянии близком к проективному пробегу ионов. Явление гофрирования имеет порог по энергии ионов 50 – 75 СНА на поверхности [5].

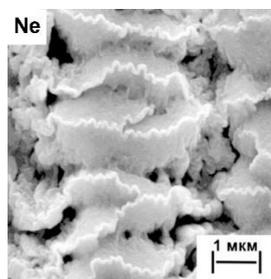
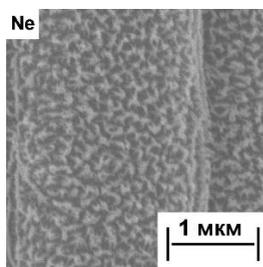
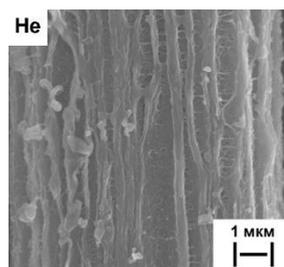
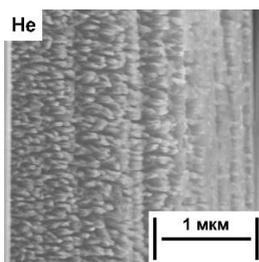
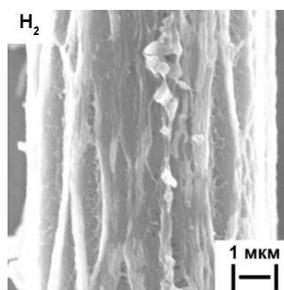
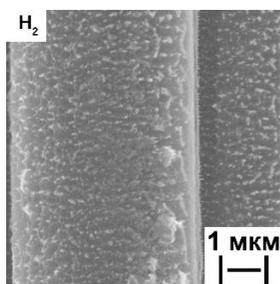


Рисунок 1 – РЭМ-изображения углеродного волокна из ПАН после магнетронного распыления (слева) и облучения ионами с энергией 30 кэВ (справа)

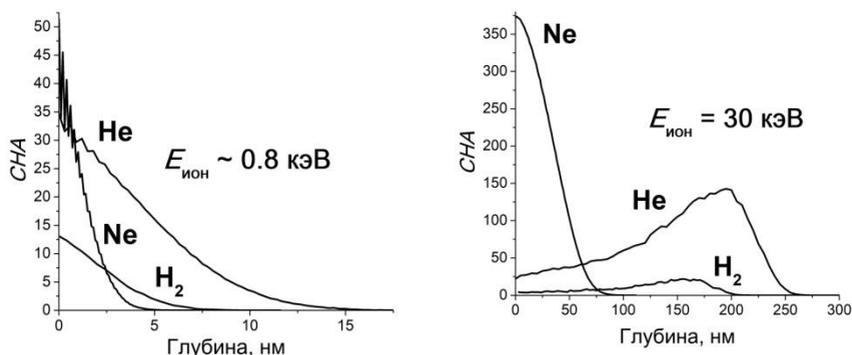


Рисунок 2 – Профили радиационных смещений на атом  $\nu(x)$  при магнетронном распылении (слева) и облучении ионами с энергией 30 кэВ (справа)

Можно предположить, что существование порога по числу  $\nu$  обуславливает наблюдаемое качественное различие ионно-индуцированной морфологии при низких и высоких энергиях. В пользу этого предположения говорят оценки профилей смещений для условий магнетронного распыления, представленные на рис.2. Видно, что максимум смещений  $\nu$  во всех случаях меньше пороговых значений субмикронного гофрирования.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-30058)

### Список литературы

- [1] Begrambekov L.B., Zakharov A.M., Telkovsky V.G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 1996. V.115. P.456
- [2] Mashkova E. S., Molchanov V. A. Medium-Energy Ion Reflection from Solids. -Amsterdam: North-Holland, 1985. 444 p
- [3] Andrianova N.N., Borisov A.M., Mashkova E.S., Ovchinnikov M.A., Timofyev M.A., Vysotina E.A. // Vacuum. 2021. V.188. Art. no 110177
- [4] van Vechten J.A., Solberg W., Batson P.E., Cuomo J.J., Rosnagel S.M. // Journal of Crystal Growth 1987. V. 82. P.289
- [5] Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Казаков В.А., Макунин А.В., Машкова Е.С., Овчинников М.А. // Изв. РАН. Сер. физич. 2020. Т. 84. С. 857

Д.И. ЕЛЕЦ<sup>1,2,3</sup>, А.М. ДМИТРИЕВ<sup>1,2,3</sup>, О.С. МЕДВЕДЕВ<sup>1,3</sup>,  
А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>1,2,3</sup>, Л.А. СНИГИРЕВ<sup>1,2</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>1,2,3</sup>, А.П. ВОЙТ<sup>2</sup>,  
И.Е. ГАБИС<sup>2</sup>, В.С. ЕФИМОВ<sup>2,3</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2,3</sup>, Н.Е. ЕФИМОВ<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

<sup>2</sup> СПбГУ

<sup>3</sup> НИЯУ МИФИ

## НАСЫЩЕНИЕ ДЕЙТЕРИЕМ ТОНКИХ ПЛЁНОК ВОЛЬФРАМА И АЛЮМИНИЯ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

В современных термоядерных реакторах в качестве топлива будет использоваться дейтерий и тритий. Проблема накопления изотопов водорода в конструкционных материалах реакторах хорошо известна. Особое внимание уделяют тритию, нормы содержания которого регламентируются для безопасной работы на установках. Для реактора ITER санитарными нормами устанавливается предел содержания трития порядка 700 г с учётом погрешности диагностики его содержания 30%. Из-за высоких энергетических нагрузок процессе работы реактора неизбежно будет происходить переосаждение конструкционных материалов: бериллия, вольфрама и др. На сегодня известно, что основная часть топлива будет накапливаться именно в переосаждённых слоях. Все эти факторы влияют на формирование технических требований к системе анализа количества изотопов водорода, накопленного внутри реактора.

В настоящий момент перспективным подходом к диагностике накопления изотопов водорода являются дистанционные методы. К ним относится лазерно-индуцированная абляция или лазерно-индуцированная десорбция, совмещенная с масс-спектрометрией; лазерно-искровая спектроскопия и др. Суть этих методов заключается в удалении лазером участка переосаждённой плёнки с дальнейшим анализом продуктов. В рамках разработки данной методики необходимо оптимизировать режим абляции осажденных пленок в зависимости от их толщины и морфологии. Изменение плотности мощности прикладываемой к диагностируемому участку достигается подстройкой фокусировки или площади лазерного пятна. Обсуждается подбор оптимального режима абляции с учётом требований к диагностике накопления трития для международного экспериментального термоядерного реактора ITER, а именно: тепловая и энергетическая нагрузка достаточная для абляции, не превышающая критической нагрузки, применимой к первой стенке токамака; время удаления плёнки меньше постоянной времени откачки вакуумной системы.

Для отработки в лабораторных условиях всех вышеописанных дистанционных методов диагностики накопления топлива необходимо умение готовить модельные образцы, которые отвечают требованиям релевантности строящихся и перспективных токамаков. Для исследований выбраны системы вольфрам-дейтерий и алюминий-дейтерий так как переосаждения первой стенки и дивертора представляют собой ничто иное как тонкие плёнки металлов из которых состоят конструкции. Алюминий в данном случае применяется как безопасный (нетоксичный) химический аналог бериллия. Такие системы металл-водород могут быть созданы разными способами: лазерной абляцией мишени в присутствии водорода, подмешиванием к рабочему газу водорода при магнетронном распылении мишени, а также насыщение водородом при высоком давлении порядка 100 атм тонких плёнок металлов, подготовленных заранее любым доступным методом. Все методы имеют свои преимущества и недостатки в сравнении друг с другом. В данной работе речь пойдёт именно о насыщении дейтерием плёнок вольфрама и алюминия толщиной до 1 мкм при давлении до 70 атм и температуре 550 °С.

Исследованы структура и морфология полученных систем, количество накопившегося в них дейтерия и температуры его десорбции. Проведена оценка возможности применения полученных систем металл-дейтерий в качестве модельных для отработки дистанционных методов диагностики накопления трития.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 22-12-00360, <https://rscf.ru/project/22-12-00360/>

А.М. ДМИТРИЕВ<sup>1,2\*</sup>, А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>1</sup>, Л.А. СНИГИРЕВ<sup>1</sup>, Д.И.ЕЛЕЦ<sup>1,4</sup>,  
О. С. МЕДВЕДЕВ<sup>1,2,4</sup>, И.М. БУКРЕЕВ<sup>1</sup>, А.П. ЧЕРНАКОВ<sup>1,2</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>1</sup>,  
С.Ю. ТОЛСТЯКОВ<sup>1</sup>, И.Б. КУПРИЯНОВ<sup>3</sup>, В.Л. БУХОВЕЦ<sup>5</sup>, А.Е.

ГОРОДЕЦКИЙ<sup>5</sup>, А.В. МАРКИН<sup>5</sup>, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ<sup>5</sup>

<sup>1</sup>ФГБУН ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>АО «Спектрал-Тех», Санкт-Петербург

<sup>3</sup>АО «ВНИИНМ им. А.А. Бочвара», Москва

<sup>4</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

<sup>5</sup>ФГБУН ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва

\*artem.dmitriev@mail.ioffe.com

## МАГНЕТРОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ БЕРИЛЛИЯ И ЦИКЛИЧЕСКАЯ ОЧИСТКА МАТЕРИАЛОВ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ОКОН

Бериллий является перспективным материалом первой стенки перспективных термоядерных установок, таких как ИТЭР и ТРТ [1]. Площадь бериллиевой облицовки в ИТЭР составляет около 680 м<sup>2</sup>. На облицовку будут воздействовать высокие тепловые нагрузки, транзитные плазменные нагрузки (ELM-ы, срывы плазмы), а также высокие потоки ионизирующего излучения [2]. Комбинация данных нагрузок будет приводить к деградации поверхности и структуры бериллиевой облицовки, переосаждению приповерхностных слоев и накоплению в переосажденных слоях термоядерного топлива [3]. Осаждение материалов, состоящих из продуктов эрозии материалов первой стенки (в основном – бериллий и вольфрам может оказать существенное влияние на параметры оптических компонентов, расположенных вблизи первой стенки. По причине высокой токсичности бериллия значительное количество исследований по накоплению изотопов водорода и влиянию осадений на параметры обращенных к плазме оптических компонентов проводятся с использованием модельных материалов [4, 5]. Тем не менее, несомненно, важной является возможность проведения лабораторных исследований бериллийсодержащих пленочных осадений и их взаимодействия с другими материалами внутривакуумных компонентов токамаков ИТЭР и ТРТ.

Для решения этой задачи на базе ВНИИНМ им. А.А. Бочвара была создана установка, позволяющая проводить осаждение бериллийсодержащих пленок методом магнетронного осаждения. Формирование бериллийсодержащих пленок осуществляется при помощи ВЧ магнетрона, работающего на частоте 13,56 МГц. Бериллиевая мишень была изготовлена из российской марки бериллия ТГП-56ПС, одобренной для применения в токамаке ИТЭР.

Полученные пленки бериллия были охарактеризованы при помощи сканирующей электронной микроскопии (SEM), энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX), рентгеновская фотоэлектронной спектроскопии (XPS) и других методов исследования поверхности. Представлены основные результаты циклических экспериментов по осаждению бериллийсодержащих пленок и их удалению с поверхности перспективных материалов защитных окон и первого зеркала диагностики томсоновского рассеяния в диверторе токамака ITER. В качестве таких материалов использовались окна из плавленого кварца, монокристаллического сапфира, боросиликатного стекла, а также зеркала из монокристаллического молибдена. Для удаления бериллийсодержащих осадений использовалось два метода – плазменная и лазерная очистка. In-situ плазменная очистка осуществлялась при помощи ВЧ емкостного разряда с частотой 81 МГц в гелии при давлении 2 Па. In-situ лазерная очистка осуществлялась при помощи Nd:YAG лазера с длительностью импульса 12 нс, энергией в импульсе 0,2 Дж и частотой следования импульсов 100 Гц. Процесс напыления и чистки контролировался путем мониторинга интенсивности отражения лазерного излучения на длине волны 532 нм от поверхности кварцевого образца. Оптические характеристики образцов контролировались в промежутках между циклами осаждения/удаления и по завершению экспериментальной кампании. По итогам экспериментальной кампании обсуждается эффективность плазменной и лазерной очистки, стойкость материалов зеркал и окон, а также возможность применения данной установки для формирования модельных образцов для отработки диагностики состояния первой стенки токамака и накопления изотопов водорода в переосажденных слоях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 22-12-00360, <https://rscf.ru/project/22-12-00360/>

## **Литература**

- [1] I.B. Kupriyanov et al., *Fus. Eng. Des.* 124 (2017), 1004-1010
- [2] R. Mitteau et al., *Fus. Eng. Des.* 85 (2010), 2049-2053
- [3] А.Г. Раздобарин и др., *Физика плазмы* т.48, №12 (2022), 1216-1232
- [4] A.M. Dmitriev et al., *Nucl. Mater. & Energy* 30(1) (2022): 101111
- [5] A.G. Razdobarin et al., *J. Nucl. Fusion* 55 (2015) 093022

О.С. МЕДВЕДЕВ<sup>1,2\*</sup>, А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>1,3</sup>, А.М. ДМИТРИЕВ<sup>1,3</sup>,  
Д.И. ЕЛЕЦ<sup>1,2,3</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>1,3</sup>, В.С. ЕФИМОВ<sup>2</sup>, А.А. ЛЕВИН<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

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

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

\*o.medvedev@mail.ioffe.ru

## ОСАЖДЕНИЕ ПЛЁНОК ВОЛЬФРАМА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Благодаря сочетанию физических свойств вольфрам (W) был выбран в качестве материала для наиболее теплонагруженных элементов в токамаке ИТЭР, а именно для дивертора, на который приходится экстремальные тепловые нагрузки [1]. Характеристики W в качестве материала первой стенки были продемонстрированы в нескольких токамаках, а также в лабораторных экспериментах [2,3]. Однако взаимодействие плазмы со стенкой приводит к распылению и переосаждению W в области дивертора или к смешиванию W с другими примесями плазмы (такими как азот) и образованию комплексных осадений поверх конструкционных материалов реактора. Переосаждаемые слои обычно характеризуются различной морфологией, структурой, составом и толщиной и чаще всего отличаются по физико-химическим свойствам от объёмных материалов. Как исходные материалы первой стенки, так и переосаждаемые слои подвержены облучению низкоэнергетическими (десятки эВ) интенсивным потоком частиц (до  $\sim 10^{24} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) в области дивертора, что в свою очередь также может влиять на структуру осадений. Для объёмных вольфрамовых изделий при воздействии плазмы показано формирование различной морфологии в зависимости от ориентации зёрен и также наноразмерных пузырей [4]. Изучение особенностей осажённых слоёв W методом лазерной абляции (PLD) и их последующее облучённые дейтериевой плазмой продемонстрировано в работах [5, 6]. Изменение структуры W осадений в наномасштабе могут иметь важное влияние на процессы взаимодействия плазмы со стенкой в токамаках и способности плёнок к накоплению изотопов водорода. Было показано, что структура плёнки значительно влияет на способность к накоплению изотопов водорода [7]. Однако не смотря на значительный объём работ, проведённых в данном направлении, остаётся ряд вопросов по возможности управления структурой осаждаемой плёнки подачей дополнительного смещения на подложку и использование режимов

плазменного ассистирования, которые позволят расширить возможности управления структурой плёнки W и насыщением её изотопами водорода.

В данной работе осаждение плёнок W осуществлялось методом импульсного лазерного осаждения (PLD), который является одним из наиболее универсальных методов физического осаждения (PVD), с помощью которого можно наносить как моно-, так и многоэлементные плёнки, а также воспроизводить сложную или необычную стехиометрию. Для реализации данного метода была разработана вакуумная камера, обеспечивающая подвод лазерного излучения на вращающуюся вольфрамовую мишень (WA 99,9%). В данной работе использовался твердотельный лазер (Nd-YAG) с длиной волны 1064 нм, плотность энергии на мишени составляла  $\sim 10$  Дж/см<sup>2</sup>, рабочий вакуум в камере составлял  $2\cdot 3\cdot 10^{-3}$  Па. Для насыщения плёнок вольфрама использовался дейтерий (99,9%), что позволяет в последствии отделить водород в исходной мишени вольфрама и/или атмосфере от изотопа водорода внедряемого при осаждении плёнки. Для исследования влияния атмосферы дейтерия и выбора оптимальных условий осаждения гидрированных вольфрамовых плёнок была создана серия плёнок при давлении дейтерия 3, 10, 30 и 100 Па.

На рис.1 представлены микрофотографии плёнок W со сканирующего электронного микроскопа, полученных лазерной абляцией в вакууме  $2.5\cdot 10^{-3}$  Па (а) и в атмосфере дейтерия с давлением 3 Па и 10 Па (б), 30 Па (в) и 100 Па (г). Из представленных микрофотографий отчётливо наблюдается изменение структуры плёнок от аморфной к кристаллической и снова к аморфной по мере повышения давления. Более подробное описание влияния давления дейтерия на структуру плёнок будет представлено в докладе.

Для определения количества накопленного дейтерия в осаждённых плёнках использовалась термодесорбционная масс-спектрометрия (ТДС). Поток десорбции молекулярного дейтерия для осаждённых плёнок W в атмосфере дейтерия представлен на рис. 2. С увеличением давления дейтерия от 3 до 30 Па в камере растёт и количество захваченного дейтерия. Исключением является плёнка 100 Па, которая в действительности является оксидом вольфрама и сравнение её свойств по накоплению водорода не объективно с плёнками 3, 10 и 30 Па. Из особенностей ТДС спектров можно выделить то, что в случае плёнки 3 Па преобладает высокотемпературный пик 570 К, а с повышением давления до 10 и 30 Па начинает явно преобладать низкотемпературный пик 470 К.

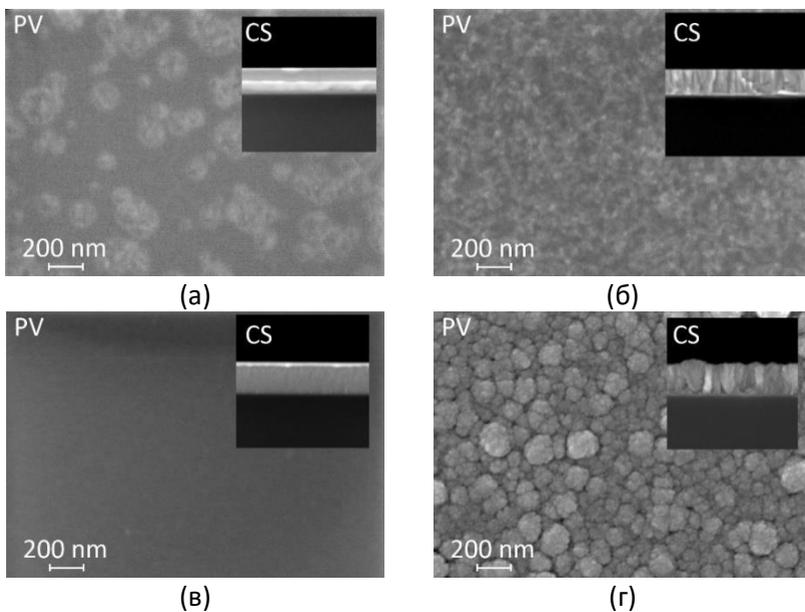


Рисунок 1 – Микрофотографии (вид сверху (PV) и поперечный срез (CS)) плёнок W, осажденных при различных давлениях дейтерия. (а) –  $2.5 \cdot 10^{-3}$  Па, (б) 3 и 10 Па, (в) 30 Па и (г) 100 Па

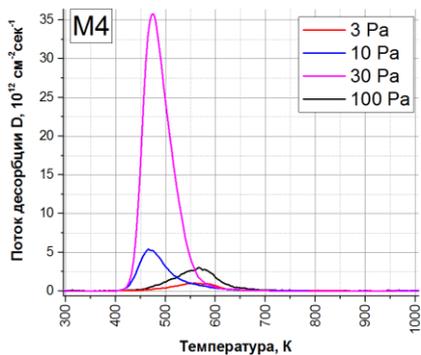


Рисунок 2 – Поток десорбции молекул дейтерия из осажденных при разных давлениях пленок W

В качестве дальнейшего усовершенствования метода лазерной абляции в нашей лаборатории ведутся работы по использованию возможности подачи дополнительного потенциала на подложку, а также осаждение в атмосфере дейтерия с плазменным ассистированием, первые результаты данных экспериментов также будут представлены в докладе. Данный цикл работ позволит проанализировать механизмы управления структурой осаждаемых плёнок методом PLD, и как следствие возможностью накопления изотопов водорода в данных плёнках.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00360 <https://rscf.ru/project/22-12-00360/>

### **Литература:**

- [1] O. Gruber, et al., Compatibility of iter scenarios with full tungsten wall in asdex upgrade, *Nuclear Fusion* 49 (11) (2009) 115014.
- [2] R. Neu et al., Tungsten experiences in ASDEX upgrade and JET, in: 2013 IEEE 25th Symposium on Fusion Engineering (SOFE). IEEE, 2013.
- [3] S. Brezinsek, et al., Plasma–wall interaction studies within the EUROfusion consortium: progress on plasma-facing components development and qualification, *Nuclear Fusion* 57 (11) (2017) 116041.
- [4] M.H.J. ‘t Hoen et al., Surface morphology and deuterium retention of tungsten after low- and high-flux deuterium plasma exposure, *Nuclear Fusion* 54 (8) (2014) 083014.
- [5] D. Dellasega, et al., Nanostructured and amorphous-like tungsten films grown by pulsed laser deposition, *Journal of Applied Physics* 112 (8) (2012) 084328.
- [6] M. Sala, et. al., Exposures of bulk W and nanostructured W coatings to medium flux D plasmas, *Nuclear Materials and Energy* 24 (2020) 100779
- [7] M.H.J. ‘t Hoen et al., Deuterium retention and surface modifications of nanocrystalline tungsten films exposed to high-flux plasma, *Journal of Nuclear Materials* 463 (2015) 989–992.

А.А. СЕРГЕЕЧЕВ\*, А.К. КУТУКОВ, С.Е. ПАНИН,  
Г.С. БАЙБАКОВ, М.В. ПЕТРАКОВ  
АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Россия, г. Москва, г. Троицк  
\*sergeechev@triniti.ru

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОБРАБОТКЕ ИМПУЛЬСНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ**

Использование концентрированных потоков энергии получило широкое распространение в сфере поверхностной обработки конструкционных материалов. Данный способ обработки заключается в сверхбыстрой закалке поверхности, при которой улучшается ряд прочностных характеристик [1-3]. Обработка импульсными плазменными потоками (ИПП), относящаяся к концентрированным потокам энергии, на сегодня является наиболее эффективным и экономически выгодным способом упрочнения металлических изделий. По сравнению с другими способами, основными преимуществами ИПП является скорость обработки, возможность обработки изделий сложной формы, а также имплантации ионов плазмы в материал. Несмотря на широкий спектр преимуществ, данный способ обработки малоизучен, и для каждого вида материала требуется подбирать оптимальный режим обработки, при котором будет достигнута определенная температура на поверхности.

Обработка материалов ИПП проводилась на большом числе установок, среди которых магнитоплазменные компрессоры, плазменные ускорители, установки типа Z-pinch и другие [1-4]. В данной работе исследование проводилось на квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ). Описание установки приведено в работе [5]. Главным преимуществом КСПУ, по сравнению с аналогичными экспериментальными стендами, является увеличенная длительность импульса (до 1 мс). Это позволяет расширить область знаний в исследованиях взаимодействия импульсной плазмы с поверхностью твердого тела. Применительно к упрочняющей обработке материалов, длительность импульса является крайне значимой величиной, от которой зависят достигаемые в результате обработки физико-механические свойства поверхности.

Ключевым параметром, исходя из которого определяется режим обработки материалов, является температура нагрева поверхности. Для ее оценки существует множество методов, позволяющих определить величину с

высокой точностью. Но с учетом специфики данной технологии обработки, далеко не все методы могут быть применимы. В ходе многочисленных исследований, проводимых на КСПУ, наиболее достоверные результаты показывает калориметрия. Данный метод заключается в измерении термо-ЭДС на термопарах, которые контактируют с обрабатываемым материалом внутри установки. Изменение поглощаемой тепловой энергии  $Q$  [Дж/см<sup>2</sup>] на установке происходит за счет варьирования напряжения зарядки конденсаторных батарей  $U_p$  [кВ], а также длительности импульса  $\tau$  [мс]. Таким образом, для подбора режима необходимо знать зависимость  $Q(U_p)$  при фиксированном значении  $\tau$ .

Для корректного определения плотности поглощенной энергии материал должен находиться в идентичных условиях при воздействии ИПП. С целью имитации планируемых условий, в которых будут обрабатываться материалы, а также зависимости  $Q(U_p)$  был изготовлен термопарный калориметр. Геометрия калориметра полностью соответствует мишени, на которой будут располагаться исследуемые образцы после этапа подбора режимов.

Для определения тепловой нагрузки, поглощаемой материалом при воздействии ИПП было выведено соответствующее выражение для расчета по результатам калориметрических измерений.

ЭДС, возникающая на термопаре пропорциональна температуре через коэффициент чувствительности  $\kappa$  [мкВ/град], зависящий от типа используемых термопар. Изменение ЭДС до и после импульса  $\Delta U$  можно считать соответствующим изменению температуры на поверхности материала  $\Delta T$ . Таким образом, зная физические параметры материала калориметра, исходя из полученных значений ЭДС, представляется возможным определить плотность тепловой энергии, поглощаемой материалом. Конечную формулу для расчета  $Q$  можно записать как:

$$Q = \rho ch \frac{\Delta U}{\kappa}, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность материала;  $h$  – толщина пластины;  $c$  – удельная теплоемкость материала;  $\kappa=40$  мкВ/град – чувствительность термопары хромель-алюмель.

Поскольку термопара позволяет определить температуру в точке контакта, а не поверхности, то найти температуру нагрева при воздействии ИПП, пользуясь вышеописанным методом невозможно. Но, исходя из рассчитанной поглощенной тепловой нагрузки, температуру можно оценить теоретически.

При временных параметрах характерных для ИПП, основной перенос тепла происходит за счет теплопроводности в направлении перпендикулярном поверхности. В этом случае температура поверхности материала может быть определена из решения одномерного дифференциального уравнения теплопроводности в каждой точке поверхности. Итоговое выражение для расчета максимальной температуры на поверхности тела, достигаемой при воздействии ИПП:

$$T - T_0 \approx \frac{2Q}{\sqrt{\pi r c \lambda t}}, \quad (2)$$

где  $T_0$  – исходное значение температуры поверхности материала;  $\lambda$  – теплопроводность материала.

Можно заметить, что выражение (2) зависит только от длительности импульса и поглощенной тепловой энергии, которое определяет возникающее термо-ЭДС на термопарах. Остальные величины в формуле – физические константы, относящиеся исключительно к обрабатываемому материалу. Поэтому важно отметить, что режимы обработки должны подбираться индивидуально для каждого материала, так как элементный и фазовый составы играют большую роль во время модификации поверхности ИПП.

Варьируя напряжение  $U_p$  на конденсаторных батареях, определяется значение поглощенной тепловой энергии, а затем и температура поверхности тела. В определенном диапазоне  $U_p$  с шагом 0.1 кВ для каждого плазмообразующего газа была проведена серия импульсов. Несмотря на высокую точность калориметрии, в условиях работы на плазменном ускорителе, от импульса к импульсу при фиксированных параметрах возникают отклонения в значениях тепловой нагрузки. Поэтому с целью набора статистических данных и оценки погрешности измерений проводилось несколько импульсов при заданном  $U_p$ . После проведения серии экспериментов среднее значение погрешности для каждого  $U_p$  составило 10%. В результате построения зависимости  $Q(U_p)$  (рисунок 1) представляется возможным подобрать режим обработки образцов, исходя из требуемых значений температуры (или плотности поглощенной энергии), достигаемых в поверхностных слоях материала.

Таким образом, разработанная методика измерений позволяет оценить тепловую энергию, поглощенную материалом, а также температуру поверхности во время воздействия ИПП на установке КСПУ. Благодаря этому для каждого материала представляется возможным подобрать

индивидуальный режим обработки, при котором будет достигнуто наилучшее упрочнение.

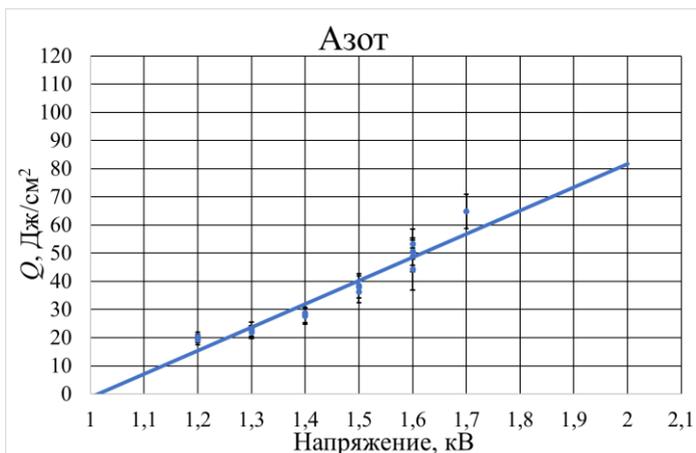


Рисунок 1 – Зависимость поглощенной тепловой энергии от напряжения на конденсаторных батареях при воздействии азотной плазмой

Работа выполнена в рамках государственного контракта с ГК «Росатом» от 24.09.2021 № Н.4ф.241.09.22.1120.

### Литература

- [1] Грибков В. А. и др. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. М.: Круглый год. – 2001. – 528 с
- [2] Калинин Б. А. и др. / Упрочнение поверхности и повышение износостойкости металлических материалов при обработке потоками высокотемпературной импульсной плазмы // Физика и химия обработки материалов. – 2010. – № 2. – С. 21-27
- [3] Тюрин Ю. Н., Жадкевич М. Л. / Плазменные упрочняющие технологии / – К.: Наукова думка, 2008. – 215 с
- [4] Garkusha I. High current plasma accelerators: physics and applications // East European Journal of Physics. – 2013. – №. 1040 (1). – С. 28-39
- [5] Kutukov A. K. et. al. Effect of Pulsed Plasma Flow Treatment Parameters on the Thickness, Microhardness, and Elemental and Phase Compositions of Modified Surface Layers of Structural Steel // Physics of Atomic Nuclei. – 2022. – №. 10. – С. 1-6

В.О. КИРИЛЛОВА<sup>1\*</sup>, Д.М. БАЧУРИНА<sup>1</sup>, Ю.А. ГУРОВА<sup>1</sup>, Н.С. ПОПОВ<sup>1</sup>,  
Ш. ТАН<sup>2</sup>, А.Н. СУЧКОВ<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Hefei University of Technology, Kumaй

\*vok11012002@gmail.com

## МИКРОСТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПАЯНЫХ СОЕДИНЕНИЙ SMART СПЛАВОВ ВОЛЬФРАМА И МАЛОАКТИВИРУЕМЫХ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЕЙ

Разработка демонстрационного термоядерного реактора ДЕМО является необходимым шагом для освоения термоядерной энергетики. В качестве материалов, обращенных к плазме, предполагается использование вольфрама или его сплавов, а в качестве конструкционного материала — малоактивируемых ферритно-мартенситных сталей. Особый интерес представляют так называемые SMART сплавы вольфрама [1-2], которые разработаны для того, чтобы предотвратить окисление вольфрама в случае возникновения аварии. В то же время, существует целый ряд различных марок малоактивируемых ферритно-мартенситных сталей, каждая из которых требует своего режима термообработки. Целью данной работы являлось изучить микроструктуру и свойства паяных соединений оценить SMART-сплавов WCrY и WCrZr с ферритно-мартенситными сталями Eurofer и CLAM.

Предложен способ соединения SMART сплавов и ферритно-мартенситных сталей методом высокотемпературной пайки с использованием аморфного припоя 48Ti-48Zr-4Be мас.% (TiZr4Be[4]). Температурно-временные режимы пайки выбраны таким образом, чтобы обеспечить термообработку стали. В работе исследованы следующие соединения:

- WCrY/TiZr4Be/Eurofer, режим 980°C/30 мин (скорость охлаждения 20°C/мин) + 750°C/90 мин [5];
- WCrY/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/Eurofer, 980°C/30 мин (скорость охлаждения 20°C/мин) + 750°C/90 мин;
- WCrZr/TiZr4Be/CLAM, 1050°C/30 мин (скорость охлаждения 20°C/мин) + 750°C/90 мин
- WCrZr/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/CLAM: 1050°C/30 мин (скорость охлаждения 20°C/мин) + 750°C/90 мин.

Установлено, что паяные соединения WCrY/TiZr4Be/Eurofer, WCrZr/TiZr4Be/CLAM чувствительны к любым механическим нагрузкам из-за остаточных напряжений и образования хрупких фаз твердостью

1300 HV<sub>0,1</sub>. Использование Ta в качестве промежуточного слоя позволяет избежать разрушения соединения [3], и в случае WCrY/TiZr4Be/Eurofer предотвращает появление трещин и пор.

Для паяных соединений с промежуточным слоем из Ta характерно образование игольчатых фаз Ta<sub>2</sub>Be на границе раздела Ta и стали, чем обусловлен пик на графике микротвердости, отвечающий значениям порядка 600 HV<sub>0,1</sub>. Второй пик расположен на границе вольфрамового сплава и Ta в диффузной области (значения порядка 600 HV<sub>0,1</sub> для WCrY/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/Eurofer). Для паяного шва WCrZr/TiZr4Be/Ta наблюдается образование сдвоенного пика со средним значением порядка 500 HV<sub>0,1</sub> из-за наличия каверн на границе W-Ta фазы.

Проведены термоциклические испытания паяных соединений WCrY/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/Eurofer и WCrZr/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/CLAM в интервале температур 300-600°C. Установлено, что данные паяные соединения выдерживают 100 циклов без разрушения. Проведены механические испытания на срез паяных соединений WCrY/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/Eurofer и WCrZr/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/CLAM. В соответствии с результатами механических испытаний на срез установлено, что разрушение происходит по шву W/TiZr4Be/Ta. Предел прочности на срез равен 187 ± 62 МПа и 104 ± 24 МПа для WCrY/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/Eurofer и WCrZr/TiZr4Be/Ta/TiZr4Be/CLAM соответственно.

Работа выполнена при поддержке Эндаумент Фонда НИЯУ МИФИ.

### **Литература**

- [1] Sal E. et al. Microstructure, oxidation behaviour and thermal shock resistance of self-passivating W-Cr-Y-Zr alloys // Nuclear Materials and Energy. – 2020. – Т. 24. – С. 100770
- [2] Litnovsky A. et al. New oxidation-resistant tungsten alloys for use in the nuclear fusion reactors // Physica Scripta. – 2017. – Т. 2017. – №. T170. – С. 014012
- [3] Bachurina, D.; Suchkov, A.; Kalin, B.; Sevriukov, O.; Fedotov, I.; Dzhumaev, P.; Ivannikov, A.; Leont'eva-Smirnova, M.; Mozhanov, E. Joining of Tungsten with Low-Activation Ferritic–Martensitic Steel and Vanadium Alloys for Demo Reactor. Nucl. Mater. Energy 2018, 15, 135–142
- [4] Bachurina, D.; Suchkov, A.; Gurova, J.; Kliucharev, V.; Vorkel, V.; Savelyev, M.; Somov, P.; Sevryukov, O. Brazing Tungsten/Tantalum/RAFM Steel Joint for DEMO by Fully Reduced Activation Brazing Alloy 48Ti-48Zr-4Be. Metals 2021, 11, 1417
- [5] Pilloni L. et al. Development of innovative materials and thermal treatments for DEMO water cooled blanket // Nucl. Mater. Energy. Elsevier, 2019. Vol. 19, № November 2017. P. 79–86

Р.Х. ХИСАМОВ<sup>1\*</sup>, Н.Н. АНДРИАНОВА<sup>2,3</sup>, А.М. БОРИСОВ<sup>2,4</sup>,  
М.А. ОВЧИННИКОВ<sup>3</sup>, И.И. МУСАБИРОВ<sup>1</sup>, Р.Р. ТИМИРЯЕВ<sup>1</sup>,  
Р.Р. МУЛЮКОВ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия

<sup>2</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия

<sup>3</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский государственный технологический университет "СТАНКИН", Москва, Россия

\*r.khisamov@mail.ru

## МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО ВОЛЬФРАМА ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

Известно, что конусообразная морфология на поверхности вольфрама может существенно подавлять образование «пуха» в термоядерных установках [1]. В этой связи практический интерес представляет разработка способов и режимов формирования ионно-индуцированной конусообразной морфологии поверхности [2]. Целью данной работы являлось получение конусообразной морфологии на поверхности ультрамелкозернистого вольфрама с помощью ионного облучения и определение термической стабильности полученной морфологии.

Ультрамелкозернистую (УМЗ) структуру в образцах вольфрама чистотой 99.931% с размером зерен ~200 нм получили интенсивной пластической деформацией методом кручения под высоким давлением при 6 ГПа [3]. Для сравнительных исследований использовали образцы вольфрама с мелкозернистой (МЗ) структурой с размером зерен 2 мкм. Облучение образцов проводили ионами аргона с энергией 30 кэВ по нормали к поверхности на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [4]. Флюенс облучения составил  $3 \times 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>. Температура образцов при облучении не превышала 50°C. Термическую стабильность облученной поверхности на УМЗ вольфраме определили путем отжига образцов в вакууме при температурах 1000, 1200 и 1400°C в течение одного часа. Поверхность образцов исследовали с помощью растрового электронного микроскопа Mira 3 LHM (Tescan, Чехия).

В результате ионного облучения на поверхности УМЗ вольфрама образовался конусообразный рельеф (Рис.1а). Элементами рельефа являлись

ионно-индуцированные конусы и выступающие над поверхностью зерна с заостренными вершинами. Высота конусов и выступающих зерен составила 100-300 нм. Радиус закругления конусов при вершине составил не более 30 нм, выступающих зерен – не более 100 нм. Концентрация конусов на поверхности  $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$ .

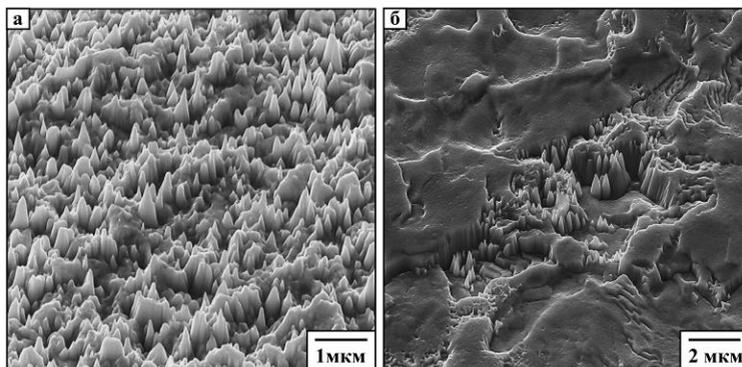


Рисунок 1 – поверхность ультрамелкозернистого (а) и мелкозернистого (б) вольфрама после облучения ионами  $\text{Ag}^+$ ,  $E=30 \text{ кэВ}$ . Угол съёмки  $45^\circ$

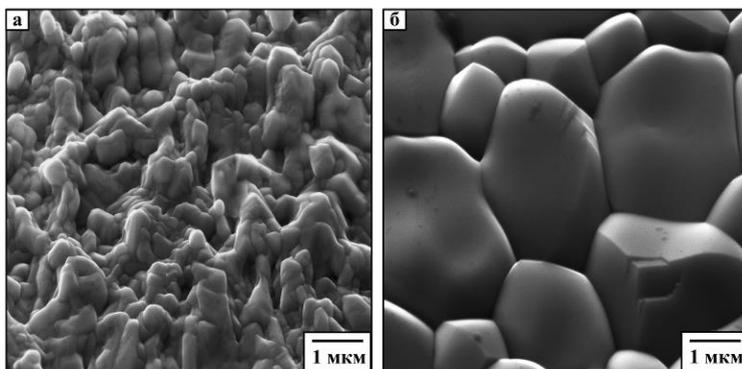


Рисунок 2 – поверхность ультрамелкозернистого вольфрама после облучения ионами  $\text{Ag}^+$ ,  $E=30 \text{ кэВ}$  и последующего отжига при температурах  $1200^\circ\text{C}$  (а) и  $1400^\circ\text{C}$  (б). Угол съёмки  $45^\circ$

После ионного облучения МЗ вольфрама на его поверхности образовался рельеф с перепадом высот между зернами величиной 1 мкм. Вблизи границ зерен, на поверхности протравленных зерен развились конусы (Рис.16). В отличие от УМЗ вольфрама на МЗ вольфраме конусы распределены крайне неоднородно по поверхности.

Конусы как на УМЗ, так и на МЗ вольфраме образуются преимущественно на уступах между зернами. Снижение размера зерен, повышение протяженности границ зерен привело к повышению мест образования и, соответственно, концентрации конусов при ионном облучении УМЗ вольфрама.

В результате отжига при 1000°C конусообразный рельеф на поверхности УМЗ вольфрама сохранился. Отжиг при 1200°C привел к некоторому сглаживанию конусообразного рельефа (Рис.2а). После отжига при 1673 К рельеф на поверхности УМЗ вольфрама исчез - сформировалась равноосная зеренная структура с размером зерен 1-3 мкм (Рис.2б).

Таким образом, формирование УМЗ структуры в вольфраме приводит к повышению концентрации и однородному распределению конусов на его поверхности при высокодозном ионном облучении. Конусы термически стабильны до 1000°C. Отжиг УМЗ вольфрама при 1400°C приводит к исчезновению конусов – на поверхности формируется мелкозернистая структура с размером зерен 1-3 мкм.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-79-30058 и государственного задания ИПСМ РАН. Электронно-микроскопические исследования выполнены на базе ЦКП ИПСМ РАН “Структурные и физико-механические исследования материалов”.

## Литература

- [1] A. Lopez-Cazalilla, C. Cupak, M. Fellingner, F. Granberg, P.S. Szabo, A. Mutzke, K. Nordlund, F. Aumayr, R. González-Arrabal. Phys. Rev. Mat. 2022. 6. 075402
- [2] Л.Б. Беграмбеков Эрозия и трансформация поверхности при ионной бомбардировке. Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. Т. 7. М. ВИНТИ, 1993. С. 4-53
- [3] A.M. Borisov, E.S. Mashkova, M.A. Ovchinnikov, R.K. Khisamov, R.R. Mulyukov // J. Surf. Inv. 2021. 15. P. S66-S72
- [4] E.S. Mashkova, V.A. Molchanov. Medium-Energy Ion Reflection from Solids (North-Holland, Amsterdam, 1985)

А.С. ДЕМИДОВ<sup>1\*</sup>, А.В. ЗАХАРЕНКОВ<sup>1</sup>, Д.А. ТУПОТИЛОВ<sup>1</sup>, А.Т.  
КОМОВ<sup>1</sup>, А.В. ДЕДОВ<sup>1</sup>, А.В. ВЕРТКОВ<sup>2</sup>, М.Ю. ЖАРКОВ<sup>2</sup>  
<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва  
<sup>2</sup>АО «Красная звезда», Москва  
*\*demidovas@mpei.ru*

## **ОХЛАЖДЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ СПРЕЕМ ПОВЕРХНОСТИ, ВОСПРИНИМАЮЩЕЙ ВЫСОКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ**

Обеспечение устойчивой термоядерной реакции связано с большим количеством нерешенных инженерных проблем. Одной из них является обеспечение отведения тепловых потоков, соответствующих стационарным режимам работы термоядерного реактора. Взаимодействие плазмы с первой стенкой в токамаке будет в значительной мере определять производительность реактора и его срок службы [1]. Материал диверторных пластин будет подвергаться тепловой нагрузке, которая будет максимальной в зоне соприкосновения магнитной сепаратрисы с диверторными пластинами. В токамаке масштаба ИТЭР, например, при устойчивой реакции тепловые нагрузки на пластины дивертора будут достигать порядка 10 МВт/м<sup>2</sup>, в срывах и ЭЛМах кратковременные нагрузки будут достигать гигаваттного масштаба [2, 3]. Все это побуждает развигать новые способы охлаждения поверхностей.

В данной работе предлагается использовать диспергированный двухкомпонентный поток теплоносителя, эффективность охлаждения которого обуславливается скрытой теплотой парообразования.

Для проведения экспериментов по исследованию охлаждения двухкомпонентным спреем используется установка «Односторонний нагрев мишени», созданная на базе кафедры «ОФиЯС» Национального исследовательского университета «МЭИ».

Исследовательский модуль представляет собой цилиндрический сосуд с торцевыми фланцами, изготовленный из нержавеющей стали 12Х18Н10Т и состоящий из трех основных частей: верхний фланец, корпус камеры и фланец подключения. В верхний фланец припаян рабочий участок, изготовленный из меди марки М0. Внутри исследовательского модуля на определенном расстоянии от рабочего участка установлена пневматическая форсунка – источник двухкомпонентного спрея.

При нагреве рабочего участка неизбежно будет происходить вскипание теплоносителя, что будет приводить к искажениям результатов эксперимента. Чтобы избежать этого, внутри исследовательского модуля установлен змеевик-конденсатор, через который протекает вода с установленным

расходом. Такая конструкция позволяет решить 2 проблемы: избавиться от запаривания камеры и искажения результатов экспериментов, а также определить количество вскипающей в процессе охлаждения воды, воспользовавшись уравнением теплового баланса.

$Q_{подв}$

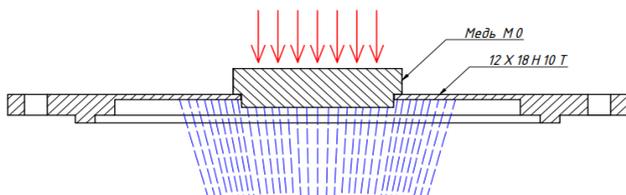


Рисунок 1 – Схема нагрева/охлаждения рабочего участка

Нагрев поверхности рабочего участка осуществляется сканирующим электронным пучком, источником которого является электронно-лучевая пушка. Электронно-лучевая пушка с вертикальной ориентацией установлена на вакуумную камеру, внутри которой расположен исследовательский модуль, пучок электронов нагревает внешнюю поверхность рабочего участка. Двухкомпонентный спрей охлаждает внутреннюю поверхность рабочего участка, схема нагрева/охлаждения показана на рисунке 1.

В рабочем участке установлено 6 термопар типа ХА. Конфигурация рабочего участка изображена на рисунке 2.

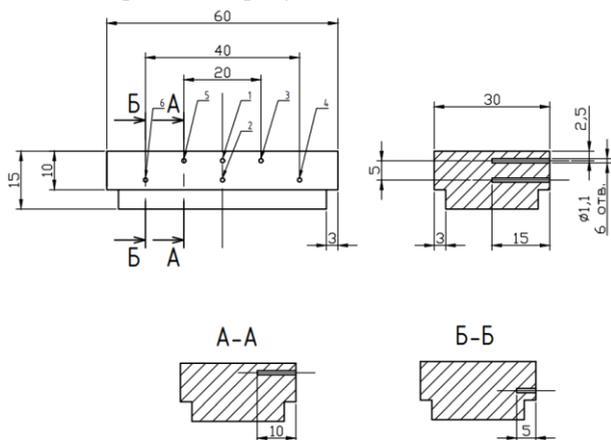


Рисунок 2 – Схема рабочего участка

Эксперимент проходил следующим образом: обеспечивалась подача спрея с необходимым расходом, далее поверхность рабочего участка подвергалась нагреву. По показаниям термопар определялся режим термостабилизации, при котором рост температуры в рабочем участке прекращался, происходила запись необходимых параметров. Сигналом к окончанию эксперимента являлось достижение предельной безопасной температуры или развитие кризиса кипения с переходом к пленочному кипению.

В ходе проведенных экспериментов был получен массив данных в широком диапазоне режимных параметров: расход воды  $Q_{\text{water}} = 0,5 \div 1,5$  л/мин, расход воздуха  $Q_{\text{air}} = 15 \div 50$  л/мин, давление воды  $P_{\text{water}} = (0,5 \div 3,5) \cdot 10^5$  Па, давление воздуха  $P_{\text{air}} = (0,6 \div 4,0) \cdot 10^5$  Па.

По результатам обработки экспериментальных данных можно сделать следующие выводы по распределению температуры на в рабочем участке: температура на поверхности нагрева достигала  $630^\circ\text{C}$  (температура плавления меди марки М0 –  $1083^\circ\text{C}$ ), температура на поверхности охлаждения изменялась от  $118^\circ\text{C}$  при больших расходах теплоносителя, до  $185^\circ\text{C}$  при малых. При этом температура Лейденфроста ( $193^\circ\text{C}$ ) ни в одном из экспериментов достигнута не была. Значения коэффициентов теплоотдачи в среднем в 1.5 раза больше типового значения коэффициента теплоотдачи при пузырьковом кипении; в некоторых экспериментах коэффициент теплоотдачи доходил до  $130 \text{ кВт/м}^2\text{К}$ . На рисунке 3 представлен график зависимости отводимой плотности теплового потока  $q$  от расхода воздуха  $G_{\text{air}}$  при различных значениях расхода воды  $G_{\text{water}}$ . По графику видно, что при больших расходах воды, в результате экспериментов стабильно достигалось значение отводимой плотности теплового потока больше  $10 \text{ МВт/м}^2$  с максимальным значением в  $11,16 \text{ МВт/м}^2$  (см. рис. 3). Дополнительно стоит отметить, что при больших расходах воды не происходил переход от пузырькового кипения к пленочному и потенциально, данным способом охлаждения возможно отводить и более высокие плотности теплового потока.

Анализ полученных данных свидетельствует о высокой эффективности предложенного способа охлаждения и доказывает возможность термостабилизации конструкций, подверженных высоким тепловым потокам (более  $10 \text{ МВт/м}^2$ ).

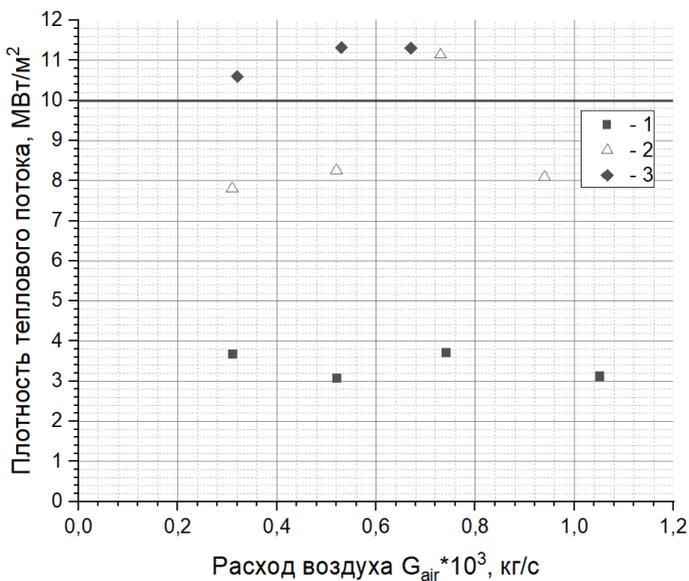


Рисунок 3 – Зависимость плотности теплового потока  $q$  от расхода воздуха  $G_{air}$  для различных расходов воды  $G_{water}$ : 1 –  $G_{water} = 8,3 \cdot 10^{-3}$  кг/с, 2 –  $G_{water} = 16,6 \cdot 10^{-3}$  кг/с, 3 –  $G_{water} = 25,0 \cdot 10^{-3}$  кг/с

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 21-79-10179).

### Литература

- [1] Loarte A. et. al. Progress in the ITER physics basis. Chap. 4. Power and particle control. – Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, pp. 203 – 263
- [2] Loarte A. et. al. Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation. – Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, p. 033007.
- [3] Будаев В.П. Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба (обзор) // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 4, с. 5–33.

К.В. ЧАН<sup>1\*</sup>, В.П. БУДАЕВ<sup>1,2</sup>, С.Д. ФЕДОРОВИЧ<sup>1</sup>, Д.И. КАВЫРШИН<sup>1,3</sup>,  
А.В. КАРПОВ<sup>1,2</sup>, М.В. ЛУКАШЕВСКИЙ<sup>1</sup>, А.П. СЛИВА<sup>1</sup>,  
К.А. РОГОЗИН<sup>1</sup>, А.А. КОНЬКОВ<sup>1</sup>, С.В. БЕЛОУСОВ<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>3</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ  
РАН), Москва, Россия

\*chutichxomray@gmail.com

## ИСПЫТАНИЕ ОХЛАЖДАЕМОГО МАКЕТА НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМОВЫХ МОДУЛЕЙ ОБЛИЦОВКИ ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКОЙ И МОЩНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Для будущих термоядерных реакторов, в том числе гибридного термоядерного реактора, вольфрам (W) рассматривается как основной кандидатный материал, обращенный к плазме. Ожидается, что W будет подвергаться интенсивным тепловым нагрузкам порядка 20 МВт/м<sup>2</sup> и более (при ЭЛМах) в диверторной области [1]. С такой нагрузкой вольфрамовые облицовки могут справляться при интенсивном охлаждении. Экспериментальные испытания охлаждаемых W макетов проведены в установках ПЛМ-М [2] и АЭЛТК-344-12 в НИУ «МЭИ» (рис.1). Плазменная линейная магнитная ловушка ПЛМ-М обеспечивает стационарные плазменные нагрузки до 10 МВт/м<sup>2</sup>. Электронно-лучевая установка АЭЛТК-344-12 позволяет испытывать макет пучковыми нагрузками до 380 МВт/м<sup>2</sup>.



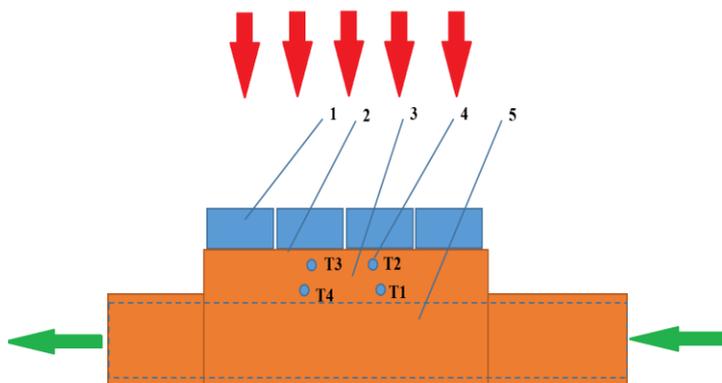
(а)



(б)

Рисунок 1 – (а) Фотография установки ПЛМ-М;  
(б) Фотография установки АЭЛТК-344-12

Охлаждаемый макет изготовлен из восьми пластин вольфрама размером 10x10x9 мм, которые напаяны на медный теплообменный блок с цилиндрическим каналом охлаждения. Диаметр канала охлаждения 16 мм (рис. 2). В экспериментах использовалась система охлаждения диспергированным газожидкостным потоком, который образован с помощью форсунки. Система охлаждения позволяет регулировать давление, объемную скорость потока воды и воздуха в широких диапазонах. Для контроля температуры использовались термопары, которые установлены с одной стороны охлаждаемого макета под центральными вольфрамовыми пластинами.



1-вольфрамовая пластина, 2 - спай, 3 - медный блок, 4- место крепления термопар с указанием номера термопары, 5 - канал охлаждения  
Рисунок 2 – Схема охлаждаемого макета

Испытание охлаждаемого макета на основе вольфрамовых модулей облицовки плазменной нагрузкой проводилось в установке ПЛМ-М при мощности нагрузки  $3 \text{ МВт/м}^2$  в течение 3 часов. Температура макета при такой нагрузке не превышала  $250^\circ\text{C}$ . При испытании в установке ПЛМ-М проведены измерения характеристик приповерхностной плазмы с помощью зондовой диагностики и оптической эмиссионной спектроскопии.

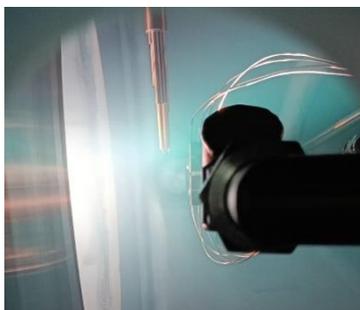
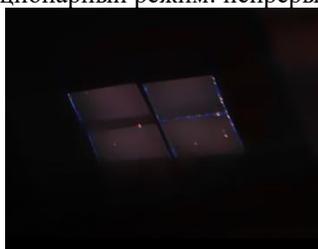


Рисунок 3 – Охлаждаемый макет во время испытания стационарной плазменной нагрузкой в установке ПЛМ-М

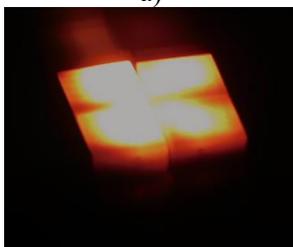
Эксперименты в установке АЭЛТК-344-12 проведены в режиме термоциклирования электронным пучком с максимальной мощностью  $20 \text{ МВт/м}^2$  и стационарном режиме нагрева с мощностью  $8 \text{ МВт/м}^2$ . Режим термоциклирования: нагрев 8 секунд, остывание 4 секунды (рис. 4). Стационарный режим: непрерывный нагрев в течении 200 секунд (рис. я).



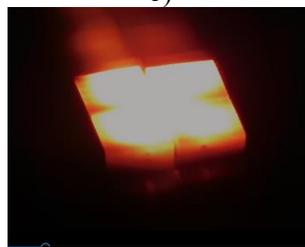
а)



б)



в)



д)

Рисунок 4 – Изображение поверхности вольфрамового макета на 1-й (а), 3-й(б), 5-й (в), 7-й (д) секунде разогрева макета

В режиме термоциклирования нагрев ближних к вольфраму термопар не превышал 400°C. Температура канала не превышала 250-280°C. Температура жидкости на выходе гидравлического контура достигала 60°C, при температуре на входе к форсунке 10°C.

В стационарном режиме нагрева, после первоначального роста температура под спаем стабилизировалась на уровне 500°C. Через 20 секунд начались колебания температуры, после чего средняя температура под спаем снизилась до 350°C. Испытания при длительной стационарной нагрузке 8 МВт/м<sup>2</sup> привели к сильному перегреву макета. Объемный расход газа в системе охлаждения диспергированным газо-жидкостным потоком составлял 16 л/с, объемный расход воды 15л/мин.



Рисунок 5 – Изображение поверхности охлаждаемого вольфрамового макета при стационарном режиме нагрева электронным пучком

Спектроскопическое исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФ 21-79-10281, измерения радиационных потерь выполнены при поддержке гранта РФФИ № 19-29-02020, пучковые испытания проведены в рамках выполнения проекта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FSWF-2020-0023.

### **Литература**

- [1] V. P. Budaev et al. Erosion of Fuzz Layers Formed in Steady-State Plasma Discharge / Fusion Science and Technology. – 2022. DOI: 10.1080/15361055.2022.2118471
- [2] Van Oost, G., Dedov, A.V. & Budaev, V.P. The Plasma-Facing Materials of Tokamak Thermonuclear Reactors: Requirements, Thermal Stabilization, and Tests (a Review). *Therm. Eng.* **68**, 185–200 (2021)
- [3] Будаев В.П. и др. Плазменная установка ПЛМ для испытаний вольфрама мощными стационарными плазменно-тепловыми нагрузками / ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ. – 2018. – том 9. - № 3. – С. 283-294

А.К. КУТУКОВ\*, М.А. МИЛЛЕР, В.В. ГАПОНОВА, С.Е. ПАНИН, А.А. СЕРГЕЕЧЕВ

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Россия, г. Москва, г. Троицк

\*kutukov@triniti.ru

## **ИЗМЕНЕНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ И МИКРОТВЕРДОСТИ СТАЛИ ШХ15 ПРИ ОБРАБОТКЕ ИМПУЛЬСНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ**

Увеличение срока эксплуатации детали путем модифицирования поверхности – современный способ решения проблемы быстрого износа изделия. Одним из наиболее перспективных методов обработки является воздействие на поверхность материала импульсными потоками плазмы (ИПП). При обработке ИПП, как и концентрированными потоками энергии, может наблюдаться изменение шероховатости [1,2].

Для исследований выбрана распространенная марка стали ШХ15, которая используется для изготовления подшипников – колец и тел качения в виде шариков или роликов. В зависимости от типа составляющей части подшипника по шероховатости предъявляются различные требования. Для колец (с различным номинальным диаметром) основной параметр для количественной оценки  $R_a$  имеет допустимые значения в диапазоне от 0,32 до 2,5 мкм [3], а для шариков – от 0,02 до 0,2 мкм [4]. В исследовательских работах [5 – 7] установлено, что при воздействии концентрированными потоками энергии подшипниковая сталь претерпевает изменения топографии поверхности. С целью удовлетворения вышеупомянутых требований существует необходимость в определении оптимальных режимов обработки для максимального упрочнения материала при минимальном изменении шероховатости.

Обработка ИПП стали ШХ15 осуществлялась на квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ), описание и схема которого приведены в работе [8]. Изменялись такие параметры, как напряжение зарядки конденсаторных батарей ( $U$  от 1,3 до 2,2 кВ) и длительность импульса (тмп от 0,2 до 1 мс), при которых плотность энергии, поглощенной поверхностью материала, находилась в диапазоне от 20 до 70 Дж/см<sup>2</sup>. Также варьировалось количество импульсов (1–20) и сорт рабочего газа (гелий и азот).

Применены следующие методики: расчет шероховатости по профилограммам, полученным бесконтактным методом на конфокальном микроскопе; измерение микротвердости методом Виккерса (нагрузка 50 г);

исследование топографии с помощью оптической и сканирующей электронной микроскопии.

Согласно полученным данным, шарикоподшипниковая сталь ШХ15 упрочняется от 413 до 880 HV без значительного изменения шероховатости (до 10 %) обработкой гелиевой плазмой при плотности поглощенной энергии в диапазоне от 30 до 50 Дж/см<sup>2</sup>. При меньших значениях плотности энергии микротвердость повышается не более чем на 15%, а при избыточном нагреве материала происходило оплавление поверхности и увеличение её шероховатости в несколько раз. Увеличение количества импульсов при плотности энергии, поглощенной сталью, выше 30 Дж/см<sup>2</sup> не приводило к значительным изменениям как шероховатости, так и микротвердости (в пределах 10%).

При выборе различных плазмообразующих газов было установлено, что при использовании гелия микротвердость выше на 50–70 %, а шероховатость ниже в 2 – 3 раза, чем после обработки азотной плазмой.

Таким образом, делается вывод, что оптимальный режим обработки ИПП стали ШХ15 – это однократный импульс гелиевой плазмы, при котором плотность энергии, поглощаемая поверхностью материала, находится в интервале от 30 до 50 Дж/см<sup>2</sup>.

Работа выполнена в рамках комплексной программы "Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии" по государственному контракту № Н.4ф.241.09.22.1120 от 25.08.2022.

## Литература

- [1] Иващенко С. А., Койда С. Г. Влияние ионной обработки на изменение исходной шероховатости поверхности образцов из сплава Д16Т //Наука и техника. – 2010. – №. 5. – С. 14-17
- [2] Кацуба И. С., Перинская И. В. Влияние лазерной импульсной обработки на шероховатость поверхности хромоникелевой стали //Перспективы развития технологий обработки и оборудования в машиностроении. – 2022. – С. 83-88
- [3] ГОСТ 2789-73. Шероховатость поверхности
- [4] ГОСТ 3722-2014. Подшипники качения. Шарики стальные
- [5] Cisquini P. et al. Effect of the roughness produced by plasma nitrocarburizing on corrosion resistance of AISI 304 austenitic stainless steel //Journal of Materials Research and Technology. – 2019. – Т. 8. – №. 2. – P. 1897-1906

- [6] Lagarinhos J. N. et al. The influence of surface finishing on laser heat treatments of a tool steel //Procedia CIRP. – 2022. – Т. 108. – P. 839-844
- [7] Rabiei A., Ghadami F., Malek F. Microstructural characteristics and tribological properties of the localized laser surface treatment of AISI 420 stainless steel //Tribology International. – 2022. – P. 107969
- [8] Д. В. Коваленко и др. Получение потоков аргоновой плазмы и преобразование их энергии в излучение на установке КСПУ-Т для моделирования радиационных нагрузок, характерных для ослабленного срыва ИТЭР // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2014. – Т.37. –вып.4. – С.39–48

В.П. АФАНАСЬЕВ<sup>1\*</sup>, Д.С. ЕФРЕМЕНКО<sup>2</sup>, Л.Г. ЛОБАНОВА<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Германский центр авиации и космонавтики (DLR), Оберпфaffenхофен, Германия

\*v.af@mail.ru

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

В настоящее время электронная спектроскопия является наиболее популярной методикой изучения поверхности твердого тела. Для электронов существуют подробные, апробированные данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния для интервала энергии от единиц эВ до сотен кэВ [1,2]; данные по первым двум моментам сечения неупругого рассеяния как для чистых элементов, так и для наиболее популярных соединений [3]. Для ряда элементов имеются данные по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния электронов [4,5].

Согласно данным NIST (National Institute of Standards and Technology) в настоящее время из 100 проданных установок, предназначенных для изучения поверхности, 99 – установки, реализующие рентгеновскую фотоэлектронную спектроскопию (РФЭС). Однако с помощью РФЭС невозможно исследовать водород, гелий и их изотопы. Для определения суммарного по изотопному составу содержания этих элементов в приповерхностных слоях используется спектроскопия отраженных электронов – СОЭ [6]. Изотопный анализ легких элементов в поверхности твердого тела можно провести с помощью спектроскопии пиков упруго отраженных электронов (СПУОЭ) [7,8], количественное описание которой и рассматривается в данной работе. Полную информацию об исследуемой мишени дает совместный анализ результатов РФЭС, СОЭ и СПУОЭ.

Рассмотрим характерный вид спектров СПУОЭ (рис. 1) и определим задачи, которые необходимо решить, чтобы с помощью СПУОЭ получить информацию о содержании изотопов водорода и гелия в приповерхностных слоях исследуемого материала.

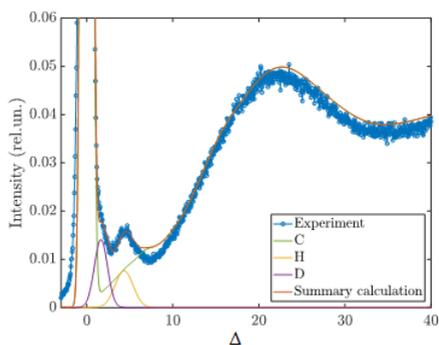


Рисунок 1 – Область малых потерь энергии электронов в углеводородном покрытии, разложенная на неупругие потери энергии и квазиупругие потери при отражении от протия и дейтерия

Задача № 1 – расчет энергетического спектра неупруго отраженных электронов, т.е. электронов, потерявших энергию в результате неупругого рассеяния на электронной подсистеме. Решению этой задачи посвящена работа [9], в которой представлена методика вычитания фона неупруго рассеянных электронов. Результат применения методов вычитания неупругого фона, представленных в [7,8], иллюстрируют рис. 1 – 3.

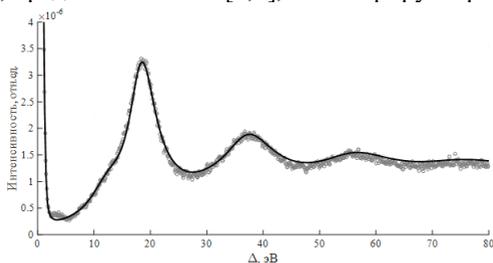


Рисунок 2 – Энергетический спектр электронов, отраженных от бериллия, имплантированного дейтерием. Кружки – эксперимент; линия – расчет, учитывающий только неупругие потери энергии электронов

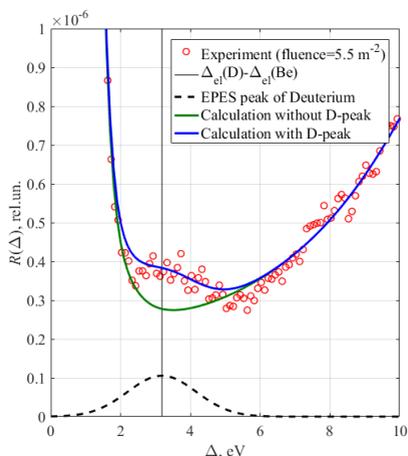


Рисунок 3 – Область малых потерь энергии энергетического спектра бериллия, имплантированного дейтерием. Сплошная зеленая линия – расчет, учитывающий только неупругие потери электронов; штриховая линия – пик упруго отраженных от дейтонов электронов

Задача № 2 – определение интенсивности пиков электронов, упруго отраженных от многокомпонентных образцов. Интенсивность пика или площадь под пиком на энергетическом спектре отраженных электронов однозначно определяет концентрацию элемента, от которого были отражены электроны. В настоящей работе интенсивности пиков упруго отраженных электронов определяются путем решения граничных задач для уравнения переноса электронов в твердом теле [10]. В малоугловом приближении определяется плотность потока электронов, отраженных от отдельных компонент исследуемого материала. Для апробации используемого решения применяется метод дискретных ординат (Discrete Ordinates Method – DOM) [11,12], позволяющий получить численное решение уравнения переноса. Причем ошибка расчетов, выполненных с помощью DOM, определяется погрешностью используемых данных по дифференциальному сечению упругого рассеяния электронов.

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете “МЭИ” при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

## Литература

- [1] A. Jablonski, F. Salvat, C.J. Powell NIST Electron Elastic-Scattering Cross-Section Database, Version 3.2, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2010
- [2] F. Salvat, A. Jablonski, C.J. Powell ELSEPA – Dirac partial-wave calculation of elastic scattering of electrons and positrons by atoms, positive ions and molecules, *Comput. Phys. Commun.*, 2005, V. 165, № 2, P. 157–190
- [3] S. Tanuma, C. Powell, D. Penn Calculations of electron inelastic mean free paths. IX. Data for 41 elemental solids over the 50 eV to 30 keV range, *Surf. Interface Anal.*, 2011, V. 43, № 3, P. 689–713
- [4] W.S.M. Werner, K. Glantschnig, C. Ambrosch-Draxl Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2009, V. 38, № 4, P. 1013–1092
- [5] W.S.M. Werner Dielectric function of Cu, Ag and Au obtained from reflection electron energy loss spectra, optical measurements and density functional theory, *Appl. Phys. Lett.*, 2006, V. 89, № 21, P. 213106
- [6] V.P. Afanas'ev, Yu.N. Bodisko, P.S. Kaplya, L.G. Lobanova, O.Yu. Ridzel, A.N. Strukov Analysis of hydrogen isotopes in construction materials by means of electron spectroscopy, *J. Phys. Conf. Ser.*, 2020, V. 1713, P. 012001
- [7] V.P. Afanas'ev, A.S. Gryazev, P.S. Kaplya, M. Köppen, A.V. Rybakova Determination of the Relative Concentration of Deuterium Implanted into Beryllium by Elastic Peak Electron Spectroscopy, *J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.*, 2019, V. 13, № 5, P. 828–831
- [8] V.P. Afanas'ev, A.S. Gryazev, P.S. Kaplya, M. Köppen, O.Yu. Ridzel, N.Yu. Subbotin, P. Hansen Investigation of Deuterium Implantation into Beryllium Sample by Electron Energy Loss Spectroscopy, *J. Phys. Conf. Ser.*, 2017, V. 891, P. 012303
- [9] V.P. Afanas'ev, A.S. Gryazev, D.S. Efremenko, P.S. Kaplya Differential inverse inelastic mean free path and differential surface excitation probability retrieval from electron energy loss spectra, *Vacuum*, 2017, V. 136, P. 146–155
- [10] В.П. Афанасьев, Л.Г. Лобанова Влияние многократного рассеяния на точность определения концентрации изотопов водорода при использовании спектроскопии пиков упруго отраженных электронов, *Известия РАН. Серия физическая*, 2022, Т. 86, № 5, С. 621–626
- [11] K. Starnes, S.C. Tsay, W. Wiscombe, K. Jayaweera Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Opt.*, 1988, V. 27, № 12, P. 2502–2509
- [12] D. Efremenko, V. Molina Garcia, S. Gimeno Garcia, A. Doicu A review of the matrix-exponential formalism in radiative transfer, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 2017, V. 196, P. 17–45

В.П. АФАНАСЬЕВ, Л.Г. ЛОБАНОВА\*

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия*

*\*idialobanova3@gmail.com*

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕГКИХ ИОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

Настоящую работу можно рассматривать как дополнение к монографии [1]. Данные, представленные в [1], проанализированы с единой точки зрения.

В настоящей работе продемонстрирована количественная теория, описывающая процессы взаимодействия легких ионов (изотопы водорода и гелия) с твердыми телами, справедливая в широком интервале энергии от сотни эВ до нескольких МэВ, с единой точки описывающая рассеяние ионов под любыми углами (как скользящее, так и нормальное зондирование). Данная теория базируется на решении граничных задач для уравнения переноса методом инвариантного погружения Амбарцумяна в малоугловом приближении [2]. Представленная так называемая ОКГ методика успешно апробирована на решении задач электронного рассеяния [2,3].

Спектроскопия, основанная на зондировании образцов легкими ионами, например, ISS (Ion Scattering Spectroscopy), RBS (Rutherford Back Scattering), ERD (Elastic Recoil Detection), широко применяется для исследования мишеней сложного состава. В основе теорий, наиболее просто описывающих процессы упругого рассеяния ионов, лежит приближение прямолинейных траекторий (Straight Line Approximation – SLA) [1,4], рассматривающее одно сильное обратное упругое рассеяние. SLA приближение с приемлемой точностью интерпретирует RBS спектры ионов с энергией в несколько МэВ, однако, это приближение не способно с адекватной точностью описать особенности в RBS и ERD спектрах, возникающих при снижении энергии зондирующих ионов, что необходимо для определения послых профилей с более высоким энергетическим разрешением. Использование SLA приближения неприемлемо для интерпретации спектров LEIS (Low Energy Ion Spectroscopy) и ISS, что связано с тем, что энергия зондирующих ионов составляет единицы кэВ, вследствие чего изотропизация нисходящего потока ионов приобретает определяющее значение.

Аналитическое описание дифференциальных по углам и энергии спектров отраженных ионов традиционно, начиная с работ Гаудсмита и Саундерсена [4], строится на основе малоуглового приближения, которое базируется на

«сильной вытянутости» дифференциального сечения упругого рассеяния ионов  $\omega_{el}(\psi)$ :

$$\omega_{el}(0) \gg \omega_{el}(\pi). \quad (1)$$

Для ионов условие (1) выполняется в широком интервале энергии от сотни эВ до нескольких МэВ. Гипотеза Ферми о независимости упругих и неупругих процессов позволяет отдельно решать задачу упругого и неупругого рассеяния ионов. Как показано в [2], условие (1) позволяет на основе решения граничной задачи для уравнения упругого переноса методом инвариантного погружения Амбарцумяна получить решение, описывающее распределение отраженных ионов по длине пробега в мишени или Path Length Distribution Function (PLDF) так называемым ОКГ методом:

$$S(\tau, \mu_0, \mu, \varphi) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \frac{1}{\tau} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l \left( \mu_0 \mu + \sqrt{1 - \mu_0^2} \sqrt{1 - \mu^2} \cdot \cos \varphi \right) [\exp(-(1 - x_l)\tau) - \exp(-\tau)], \quad (2)$$

где  $S(\tau, \mu_0, \mu, \varphi)$  – функция отражения ионов;  $\tau = z/l_{el}$  – пробег иона в мишени, выраженных в длинах свободного упругого пробега  $l_{el}$ ;  $z$  – глубина мишени;  $\mu_0, \mu$  – косинус полярного угла падения и отражения соответственно;  $\varphi$  – азимутальный угол;  $P_l$  – полиномы Лежандра;  $x_l$  – коэффициенты разложения индикатрисы упругого рассеяния  $x_{el}$  в ряд по полиномам Лежандра.

Аналогично можно получить распределение по пробегам ионов, внедрившихся в мишень:

$$T(\tau, \mu_0, \mu, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l \left( \mu_0 \mu + \sqrt{1 - \mu_0^2} \sqrt{1 - \mu^2} \cdot \cos \varphi \right) [\exp(-(1 - x_l)\tau) - \exp(-\tau)]. \quad (3)$$

Энергетические спектры отраженных ионов в соответствии с гипотезой Ферми вычисляются как свертка решения упругой и неупругой задачи рассеяния ионов, т.е. распределения отраженных ионов по длине пробега и функции Ландау, являющейся решением уравнения неупругого переноса:

$$S(\tau, \mu_0, \mu, \varphi, \Delta) = \int_0^{\infty} S\left(\frac{z}{l_{el}}, \mu_0, \mu, \varphi\right) \cdot T\left(\frac{z}{l_{in}}, \Delta\right) dz, \quad (4)$$

где  $T\left(\frac{z}{l_{in}}, \Delta\right)$  – функция Ландау, описывающая процессы только неупругого рассеяния ионов;  $l_{in}$  – средняя длина свободного неупругого пробега.

При решении задач рассеяния ионов функция  $T\left(\frac{z}{l_{in}}, \Delta\right)$  традиционно вычисляется в приближении Фоккера-Планка [4], что справедливо, если

дифференциальное сечение неупругого рассеяния имеет резкий максимум в области малых потерь энергии, что выполняется для неупругого сечения Дж. Томсона. Из сечения Томсона следует формула Бете-Блоха, описывающая средние потери энергии ионов на единице длины –  $\bar{\varepsilon}(E)$ , где  $E$  – энергия ионов, согласно которой  $\bar{\varepsilon} \sim \frac{1}{E}$ . Однако для медленных ионов величина средних потерь энергии на единице длины пропорциональна скорости ионов  $\bar{\varepsilon} \sim \sqrt{E}$  и вычисляется в приближении Линхарда, справедливого для неупругого сечения, имеющего Лоренцевский профиль.

В настоящей работе также обсуждаются наиболее просто экспериментально измеримые характеристики ионного рассеяния – коэффициент отражения частиц и энергии:

$$S_N(\mu_0) = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} \int_0^{\tau_{max}} S(\tau, \mu_0, \mu, \varphi) d\tau d\mu d\varphi, \quad (5)$$

$$S_E(\mu_0) = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} \frac{1}{E_0} d\mu \int_0^{E_0} S(\Delta, \mu_0, \mu, \varphi) \cdot \Delta d\Delta d\varphi, \quad (6)$$

где  $\Delta = E_0 - E$  – потеря энергии ионов.

В работе показано, что использование имеющихся в настоящее время в литературе данных по сечениям упругого и неупругого рассеяния легких ионов позволяет говорить только о возможности качественного описания процессов многократного рассеяния. В то же время в задачах электронного рассеяния используемая в данной работе теория позволяет получать удовлетворительные количественные результаты [2,3].

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете “МЭИ” при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

## Литература

- [1] Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. Москва: Энергоатомиздат, 1985, 192 с
- [2] V.P. Afanas'ev, D.S. Efremenko, P.S. Kaplya Analytical and numerical methods for computing electron partial intensities in the case of multilayer systems, J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom., 2016, Vol. 210, P. 16–29
- [3] F. Salvat-Pujol, W.S.M. Werner Oswald-Kasper-Gaukler model for reflection electron energy loss spectroscopy, Phys. Rev. B, 2011, Vol. 83, № 19, P. 195416
- [4] Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. Москва: Атомиздат, 1980, 272 с

И.А. НИКИТИН\*, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Н.Е. ЕФИМОВ,  
М.В. ГРИШАЕВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
\*iv.an.nikitin@mail.ru*

## **О ВОЗМОЖНОСТИ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА КОНЦЕНТРАЦИЙ ЭЛЕМЕНТОВ В ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАЛОУГЛОВОГО LEIS**

Одним из кандидатных материалов для диверторов будущих термоядерных установок является сплав W-Cr-Y, именуемый smart alloy (умный сплав). При нагреве такого материала до температур  $\sim 1000$  К поверхностный слой обогащается хромом, что препятствует образованию оксида вольфрама в случае достаточного количества кислорода в окружающей среде. Определение соотношений вольфрама и хрома в тонких поверхностных слоях может проводиться с использованием спектроскопии рассеяния ионов низких энергий (LEIS). Этот метод позволяет анализировать приповерхностные слои глубиной до 10 нм. На установке «Большой масс-монохроматор МИФИ» реализован LEIS с углом рассеяния  $32^\circ$  и энергией первичных ионов от 3 до 18 кэВ. Использование LEIS с малыми углами рассеяния позволяет детектировать не только рассеянные, но и упруго выбитые частицы и в то же время повышает чувствительность этой методики.

В работе [1] для расчета соотношений числа атомов D и W на поверхности бралось отношение высот соответствующих пиков на энергетическом спектре. Однако в других статьях, например [2], утверждается, что для определения концентраций элементов необходимо учитывать сечения рассеяния.

Создана программа для расчета некоторых параметров взаимодействия для популярных в моделировании LEIS экранированных Кулоновских потенциалов: Циглера-Бирсака-Литтмарка, Томаса-Ферми-Мольера и K<sub>g</sub>-C. В программу вводятся сорт налетающих ионов, сорт частиц мишени, энергия налетающих ионов, угол рассеяния, угол раствора, в пределах которого расположен детектор. В ходе работы программы рассчитываются следующие параметры для рассеянных и выбитых частиц: энергия после взаимодействия, угол рассеяния в системе центра масс, прицельный параметр, расстояние наибольшего сближения, разность квадратов прицельных параметров,

соответствующих границам детектора, которая пропорциональна сечению рассеяния.

С целью проверки применимости используемого метода расчета концентраций элементов по энергетическим спектрам, проведено моделирование в программе Scatter рассеяния Ne от поверхности сплава. Для определения соотношений элементов на примере спектра рассеяния Ne от сплава W Cr (рисунок 2) из полученного спектра вычитается нормированный спектр чистого W, затем амплитуды пика W и пика Cr, полученного из графика разности, делятся на соответствующие сечения рассеяния. Отношение полученных значений позволяет определить относительные концентрации элементов и, сравнивая полученное по энергетическим спектрам значение с соотношением концентраций W и Cr в моделируемой мишени, оценить расхождение. Так для спектра, приведенного на рисунке 2, оно оказалось равным 1%.

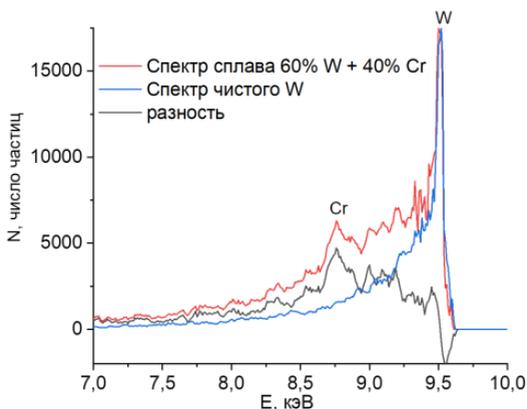


Рисунок 1 – Вычитание спектра W из спектра сплава W Cr

Одним из факторов, приводящих к увеличению расхождения между заданным и измеренным по спектрам соотношением концентраций W и Cr, является окисление поверхности. Рассмотрено влияние содержания кислорода на точность определения концентраций элементов в умных сплавах. При содержании кислорода до 40% расхождение рассчитанных и заданных концентраций не превосходит 4%, с дальнейшим ростом содержания кислорода расхождение увеличивается, за счет диффузного

рассеяния с участием кислорода. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными спектрами, где количество кислорода составляет порядка 40%. Таким образом, моделирование показало применимость используемой методики обработки спектров для расчета концентраций.

### **Литература**

[1] Z.A. Piazza et al. Predictive Atomistic Model for Hydrogen Adsorption on Metal Surfaces: Comparison with Low-Energy Ion Beam Analysis on Tungsten // The journal of physical chemistry 125 (2021) p.16086-16096

[2] H.H. Brongersma et al. Surface composition analysis by low-energy ion scattering // Surface Science Reports 62 (2007) p.63–109

Д.С. ЛУКЬЯНЦЕВ\*, А.В. ЛУБЕНЧЕНКО, Д.А. ИВАНОВ,  
О.И. ЛУБЕНЧЕНКО  
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва  
\*LukyantsevDS@mpei.ru

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ОТ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

Под действием плазменного облучения металлической поверхности на ней могут образовываться разнообразные наноструктурированные неоднородности [1]. Вид, размер и состав поверхностных неоднородностей определяют физические и химические свойства материала [2]. Поверхность твёрдого тела можно исследовать методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Метод РФЭС позволяет проводить послойный химический элементный и количественный анализ поверхности образца [3,4]. Наноструктурированные поверхности содержат как вертикальные, так и горизонтальные неоднородности. Поэтому для исследования таких поверхностей необходимо использовать метод РФЭС с угловым разрешением. При различных углах зондирования поверхности возникают эффекты её затенения, не учёт которых приводит к непредсказуемым результатам. Целью настоящей работы является создание методики интерпретации рентгеновских фотоэлектронных спектров с угловым разрешением, учитывающей горизонтальные и вертикальные неоднородности поверхности образца при различных углах зондирования. Данная методика позволит получить не только послойный профиль элементов, но определить параметры горизонтальных неоднородностей.

В данной работе модель мишени представляет собой многослойную поверхность, в которой самый верхний слой состоит из неоднородностей нанометрового масштаба или островкового наноструктурного покрытия. Выделены основные характерные параметры поверхностных неоднородностей (средние толщина и размер островка, а также среднее расстояние между островками), определяющие вид рентгеновского фотоэлектронного спектра. Исследование показывает, что для достоверного определения этих параметров необходимо проводить исследование мишени методом РФЭС с угловым разрешением с использованием как минимум трёх различных углов зондирования. Смоделированы рентгеновские фотоэлектронные спектры от неоднородных поверхностных слоёв мишеней для различных характерных параметров наноструктур на поверхности при

различных углах зондирования с учётом эффекта затенения поверхности. На рисунке 1 представлены смоделированные рентгеновские фотоэлектронные спектры линии W 4d при различных углах зондирования ( $0^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ ) от многослойной мишени W/WO (толщина 2 нм) /WO<sub>3</sub> (степень покрытия 0.9, средняя толщина 4 нм, средний разброс толщин 2 нм). Цифрами на рисунке указаны углы зондирования. На рисунке 2 представлены смоделированные рентгеновские фотоэлектронные спектры линии W 4d при угле зондирования  $0^\circ$  от нормали к поверхности, сплошной линией показан спектр от многослойной мишени W/WO (толщина 2 нм) /WO<sub>3</sub> (степень покрытия 0.9, средняя толщина 4 нм, средний разброс толщин 2 нм), штрихпунктирной линией – спектр многослойной мишени W/WO (толщина 2 нм)/WO<sub>3</sub> (толщина 3.7 нм). В дополнительном окне показана плотность вероятности распределения толщины верхнего слоя (WO<sub>3</sub>). По результатам моделирования получены зависимости отношения интенсивностей сигнала подложки и поверхностного слоя от угла зондирования для различных характерных параметров наноструктур.

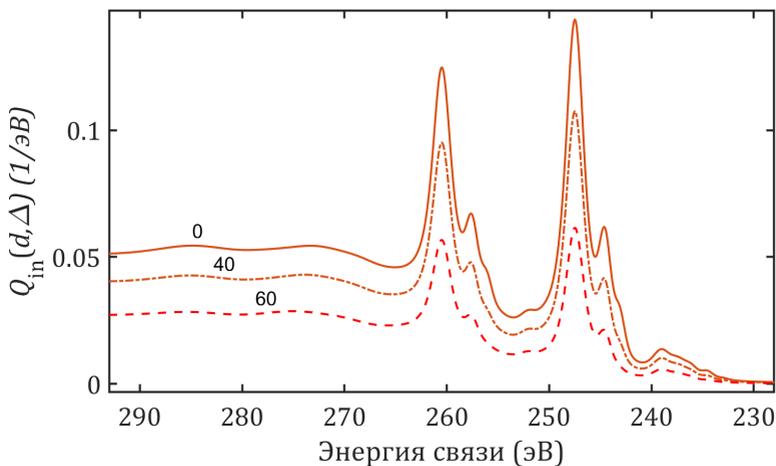


Рисунок 1 – Рентгеновские фотоэлектронные спектры линии W 4d при различных углах зондирования ( $0^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ )

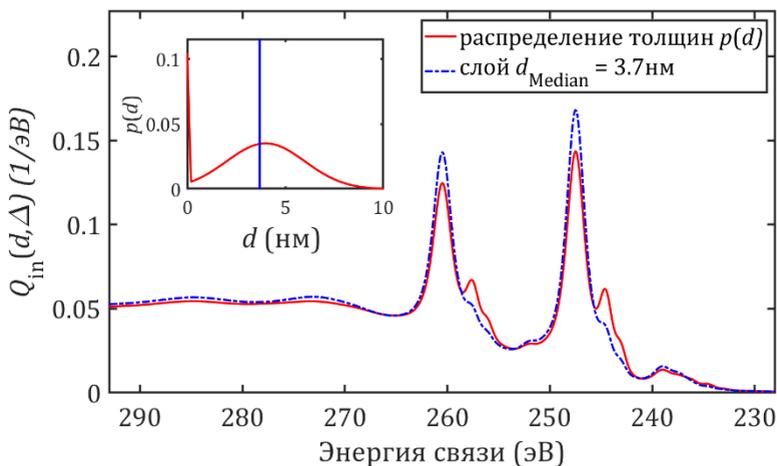


Рисунок 2 – Рентгеновские фотоэлектронные спектры линии W 4d при угле зондирования  $0^\circ$  от нормали к поверхности

### Литература

- [1] Budaev V. P. et al. Studying of in-vessel component materials under high power electron beam and steady-state plasma loads //Fusion Engineering and Design. – 2021. – Т. 167. – С. 112335
- [2] Будаев В. П. и др. Плазменная технология создания высокопористых титановых материалов для тестирования на биосовместимость //Современные проблемы теплофизики и энергетики. – 2020. – С. 337-338.
- [3] Lubenchenko A. V. et al. Non-destructive chemical and phase layer profiling of multicomponent multilayer thin ultrathin films //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. – Т. 1370. – №. 1. – С. 012048
- [4] Lukiantsev D. S. et al. The Formation of nanosuboxide layers in the oxide of niobium in low-power ion beam of argon //2021 3rd International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE). – IEEE, 2021. – С. 1-4

А.А. СТЕПАНЕНКО\*, Д.А. КАШИН, Ю.М. ГАСПАРЯН  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
\*aastepanenko@mephi.ru

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ ЛАЗЕРНО-СТИМУЛИРОВАННОМ ДЕСОРБЦИОННОМ АНАЛИЗЕ МЕТОДАМИ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Методы лазерно-стимулированного десорбционного анализа (LID-QMS, Laser-Induced Desorption — Quadrupole Mass-Spectrometry) в настоящее время рассматриваются в качестве кандидатного метода *in situ* исследования содержания водорода в тайлах токамака ITER [1]. Метод основан на масс-спектрометрии потоков газа, десорбирующихся из мишени под действием коротких импульсов лазерного излучения, и позволяет проводить неразрушающий контроль содержания веществ в исследуемых образцах, что особенно важно для обеспечения незагрязнения центральной плазмы разряда токамака примесями с большим зарядовым числом  $Z$ .

Основная задача, решаемая при LID-QMS диагностике в токамаке, заключается в определении локальной концентрации водорода в приповерхностном слое тайла по результатам измерения полного количества газа, десорбированного из образца при его облучении [2]. Являясь нелинейной, подобная обратная задача требует для своего решения соответствующих инструментов интерпретации получаемых данных. В работе предложен алгоритм решения обратной задачи LID-QMS диагностики. Представлены результаты решения обратной задачи интерполяционными методами и методами машинного обучения. На примере редуцированной модели переноса водорода в твердом теле продемонстрированы примеры использования каждого из методов для определения характеристик образцов по результатам синтетических измерений. Показано, что восстановление параметров твердого тела методами машинного обучения возможно при использовании меньшего, чем в случае интерполяционного подхода, набора данных, однако для повышения точности получаемого решения применение интерполяционного подхода является необходимым шагом.

### Литература

- [1] Zlobinski M. et al., Fus. Eng. Design 86, 1332 (2011)
- [2] Kulagin V., Gasparyan Y., Degtyarenko N. Fus. Eng. Design 184, 113287 (2022)

В.В. КУЛАГИН<sup>1,2\*</sup>, М.М. ЦВЕНТУХ<sup>1</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва

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

\**VVKulagin@mephi.ru*

## **МОЛЕКУЛЯРНОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ГЕЛИЕМ ПОВЫШЕННОЙ ЭНЕРГИИ**

В настоящее время вольфрам рассматривается в качестве одного из основных материалов обращенных к плазме элементов (ОПЭ) будущих термоядерных. Вольфрам характеризуется высокой температурой плавления, низким захватом изотопов водорода, но подвержен структурным изменениям при облучении поверхности гелием низкой энергии (20 – 100 эВ). Облучение вольфрама гелием ведет к росту наноструктур, известных как вольфрамовый пух [1]. На данный момент условия образования и свойства вольфрамового пуха достаточно подробно изучены в случае низкоэнергетичного облучения поверхности [2], т.е. когда разность потенциалов между плазменным источником и вольфрамовой мишенью мала. Однако при высокой разности потенциалов ( $> 100$  эВ) возможно спонтанное инициирование взрывоэмиссионных всплесков и зажигание униполярных дуг [3,4], что крайне нежелательно ввиду повышения эрозии материала, обращенного к плазме. В таких условиях развитие морфологии протекает в переходном режиме рост-распыление, который недостаточно подробно изучен, поэтому требуются дополнительные исследования как первых этапов, при которых происходит кластеризация гелия, так и поздних фаз развития морфологии поверхности, когда возможно инициирование спонтанных взрывоэмиссионных импульсов на наноструктурированной поверхности.

Данная работа посвящена исследованию начальной стадии облучения поверхности методом молекулярной динамики. Для определения качественных закономерностей захвата и последующей динамики внедренного гелия повышенной энергии была проведена серия атомистических моделирований кумулятивного облучения поверхности вольфрама. Рассматривалась поверхность W(100) с поперечными размерами  $50a \times 50a$  при температуре  $T = 1000$  К ( $a = 3.183$  Å). Моделирование облучения осуществилось путем размещения одиночных атомов гелия над поверхностью вольфрама с частотой 1 ат/пс, начальной энергией в диапазоне  $E = 100 - 500$  эВ и вектором скорости, направленным против нормали к

поверхности, до достижения дозы атомов гелия порядка  $4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ . Расчеты проводились в программном пакете с открытым исходным кодом LAMMPS [5]. Визуализация и постобработка осуществлялась при помощи программного пакета OVITO [6].

На основе результатов моделирования облучения поверхности вольфрама атомами гелия повышенной энергии был проведен анализ динамики образования и развития гелиевых кластеров/пузырей в объеме вольфрама. На рисунке 1 приведены распределения гелиевых кластеров по глубине для различных значений энергии приходящих атомов гелия.

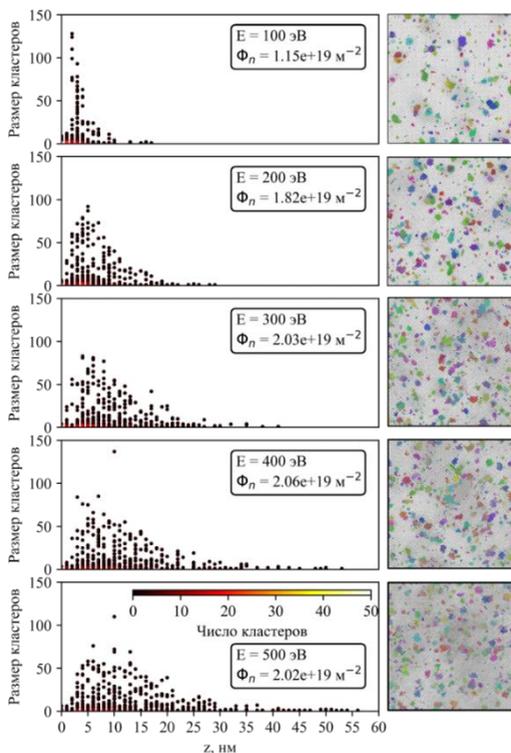


Рисунок 3 – Распределение кластеров гелия по глубине при различных начальных энергиях атомов (слева) и визуализация состояния поверхности с выделенными цветом кластерами гелия. Для каждого случая приведены дозы внедренного гелия

Видно, что при росте начальной энергии бомбардирующих частиц растет число внедренных атомов гелия, а также размазывается профиль внедрения, что коррелирует с базовыми закономерностями, наблюдаемыми при облучении поверхности. Во всех случаях большинство кластеров гелия включает менее 10 атомов, что, по большей части, вызвано малым числом внедренных атомов, однако с ростом дозы облучения формируются кластеры с большим числом атомов. На поздних этапах облучения в приповерхностной области формируется слой гелиевых пузырей, ограничивающий диффузию внедренных атомов вглубь объема. Этот эффект более наглядно прослеживается при сравнении распределений атомов гелия по глубине с учетом накопления при облучении и без учета (см. рисунок 2). Из рисунка следует, что при накоплении гелия в объеме материала характерная область внедрения смещается к поверхности, но с ростом начальной энергии атомов сдвигается вглубь.

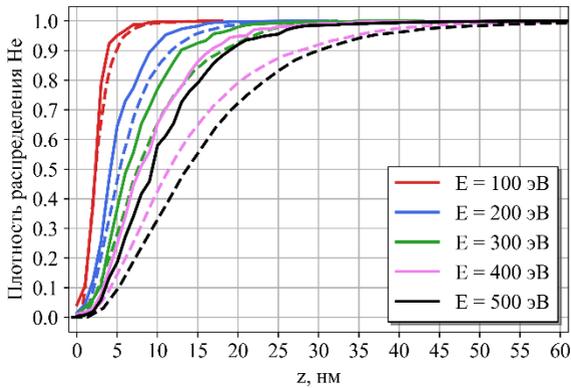


Рисунок 4 – Распределение атомов гелия по глубине при облучении с накоплением (сплошные линии) и без накопления (пунктирные линии)

Таким образом, во время облучения быстрые атомы гелия будут тормозиться в слое, насыщенном пузырями, что может привести к их перегреву и последующему разрушению. Это возможно, если время релаксации вводимой в них энергии будет меньше частоты ввода или переданной энергии за один ввод будет достаточно для разрушения. В работе проведена оценка характерного времени релаксации переданной пузырьку энергии при взаимодействии с ним быстрого атома гелия. Для примера приведены результаты для случаев начальной энергии гелия в диапазоне  $E \in \{20 \dots 100\}$  эВ и пузырей радиуса  $r \in \{2a, 3a\}$  с заполненностью  $He/V \in \{1,2\}$ .

Плотности распределения времени диссипации энергии для четырех рассмотренных случаев представлены на рисунке 3. Оценено, что характерное время релаксации энергии гелиевого пузыря составляет порядка нескольких пикосекунд, когда полная релаксация энергии пузыря до начального значения достигается за время порядка 10 пс. Причем наблюдается рост времени релаксации при увеличении как радиуса пузыря, так и его заполненности, что, вероятно, вызвано ростом частоты He-He столкновений по сравнению с изменением частоты столкновения He-W. На основе полученных результатов можно предположить, что с ростом  $r$  и  $He/V$  будет наблюдаться увеличение характерного времени релаксации энергии и, следовательно, расти вероятность перегрева гелиевых пузырей.

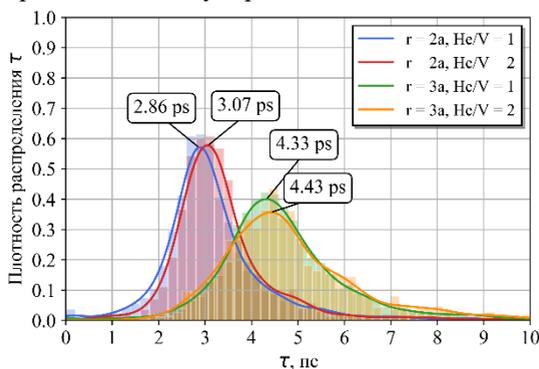


Рисунок 5 – Плотность распределения характерного времени релаксации энергии гелиевого пузыря

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта 22-12-00274. Моделирование проводилось при использовании ресурсов высокопроизводительного вычислительного центра НИЯУ МИФИ.

## Литература

- [1] Baldwin M.J.J., Doerner R.P.P. Nucl. Fusion. 2008. Vol. 48, № 3. P. 035001
- [2] Kajita S., Ito A.M., Imano K. J. Appl. Phys. 2022. Vol. 132, № 18. P. 181101
- [3] Kajita S., Noiri Y., Ohno N. Phys. Scr. 2015. Vol. 90, № 9. P. 095604
- [4] Hwangbo D. et al. Jpn. J. Appl. Phys. 2023. Vol. 62, № SA. P. SA1007
- [5] Thompson A.P. et al. Comput. Phys. Commun. 2022. Vol. 271. P. 108171
- [6] Stukowski A. Model. Simul. Mater. Sci. Eng. 2010. Vol. 18, № 1. P. 015012

## СОДЕРЖАНИЕ

А.А. ПИСАРЕВ

*ЖИДКИЕ МЕТАЛЛЫ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ: ОБЗОР  
ДОКЛАДОВ МЕЖДУНАРОДНОГО СИМПОЗИУМА (ДЕКАБРЬ 2022, ЯПОНИЯ)*  
.....10

Ю.М. ГАСПАРЯН

*НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ И  
ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ВЫБОР МАТЕРИАЛА ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ  
ЭЛЕМЕНТОВ.....11*

П.Ю. ПИСКАРЕВ<sup>1\*</sup>, А.Н. МАХАНЬКОВ<sup>1</sup>, Н.В. ЛИТУНОВСКИЙ<sup>1</sup>,  
И.В. МАЗУЛЬ<sup>1</sup>, Б.В. КУТЕЕВ<sup>2</sup>, М.С. КОЛЕСНИК<sup>1</sup>, А.А. РЫБИКОВ<sup>1</sup>,  
Н.А. КУЗНЕЦОВ<sup>1</sup>, Р.В. РУЛЕВ<sup>1</sup>, Д.В. ЛЯНЗБЕРГ<sup>1</sup>

*ТЕПЛОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ МАКЕТА ОБРАЩЕННОГО К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТА  
ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА РЕАКТОРНОГО КЛАССА .....14*

Н.Н. БУТРОВА<sup>\*</sup>, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.С. ДОВГАНЮК, М.А.  
КРАПИВИН

*ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫХ СЛОЁВ НА ПОВЕРХНОСТИ  
ВОЛЬФРАМА, СФОРМИРОВАННЫХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ПЛАЗМЫ .18*

Е.Д. МАРЕНКОВ<sup>1\*</sup>, А.А. ПШЕНОВ<sup>2</sup>

*КОД SOLPS 4.3 И НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИКИ ДИВЕРТОРА В  
РЕЖИМЕ ДЕТАЧМЕНТА .....21*

Е.Г. КАВЕЕВА<sup>\*</sup>, И.Ю. ВЕСЕЛОВА, А.Г. ПОЛЕТАЕВА, В.А. РОЖАНСКИЙ  
*НА ПУТИ К МОДЕЛИРОВАНИЮ D-T СМЕСИ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ  
ТОКАМАКА.....25*

Н.В. ШТЫРХУНОВ<sup>\*</sup>, П.С. КУДРЕВАТЫХ, Е.Г. КАВЕЕВА,  
П.А. МОЛЧАНОВ, В.А. РОЖАНСКИЙ, И.Ю. СЕНИЧЕНКОВ

<i>ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ТРТ КОДОМ SOLPS-ITER .....</i>	<i>26</i>
П.С. КУДРЕВАТЫХ*, Н.В. ШТЫРХУНОВ, Е.Г. КАВЕЕВА, И.Ю. СЕНИЧЕНКОВ, В.А. РОЖАНСКИЙ, А.А. ШИРОБОКОВ	
<i>ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ДИВЕРТОРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ НА ТОКАМАКЕ «ТРТ» .....</i>	<i>27</i>
А.Б. КУКУШКИН <sup>1,2*</sup> , А.С. КУКУШКИН <sup>1,2</sup> , М.Г. ЛЕВАШОВА <sup>1</sup> , В.С. ЛИСИЦА <sup>1,2</sup> , В.С. НЕВЕРОВ <sup>1</sup> , А.А. ПШЕНОВ <sup>1,2</sup> , П.А. СДВИЖЕНСКИЙ <sup>1</sup> , И.Ю. ТОЛСТИХИНА <sup>3</sup> , Р.И. ХУСНУТДИНОВ <sup>1,2</sup> , С.В. СЕРОВ <sup>4</sup> , С.Н. ТУГАРИНОВ <sup>4</sup>	
<i>ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ НЕРАВНОВЕСНОСТЬ РЕЦИКЛИНГА ВОДОРОДА В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПЕРЕЗАРЯДОЧНУЮ СПЕКТРОСКОПИЮ В ИТЭР .....</i>	<i>28</i>
С.А. КРАТ*, А.С. ПРИШВИЦЫН, Ю.М. ГАСПАРЯН	
<i>ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ГАЗОВ В ОСАЖДЁННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ .....</i>	<i>32</i>
С.С. ДОВГАНЮК*, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ	
<i>НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ УДАЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА ИЗ МАТЕРИАЛОВ КОНТАКТИРУЮЩИХ С ПЛАЗМОЙ ЭЛЕМЕНТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК .....</i>	<i>34</i>
К.А. РОГОЗИН <sup>1,2*</sup> , В.П. БУДАЕВ <sup>1,2</sup> , С.А. ГРАШИН <sup>2</sup> , А.В. КАРПОВ <sup>1,2</sup> , С.Д. ФЕДОРОВИЧ <sup>1</sup> , К.В. ЧАН <sup>1</sup> , М.В. ЛУКАШЕВСКИЙ <sup>1</sup> , Д.И. КАВЫРШИН <sup>1,3</sup> , А.А. КОНЬКОВ <sup>1</sup> , С.В. БЕЛОУСОВ <sup>1</sup> , В.С. КВАСКОВ <sup>1</sup> , Д.А. АНИСИМОВ <sup>1</sup> , М.С. ЧИЛИН <sup>1</sup>	
<i>КОМПЛЕКС ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД .....</i>	<i>36</i>
Е.Д. ФЕДУЛАЕВ <sup>1,2*</sup> , В.Ю. ЦЫБЕНКО <sup>1,2</sup> , И.М. ПОЗНЯК <sup>1,2</sup> , З.И. НОВОСЕЛОВА <sup>1,2</sup> , Е.З. БИРЮЛИН <sup>1,2</sup> , И.А. АЛЯБЬЕВ <sup>1,2</sup>	

<i>ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМИТАЦИИ ЭЛМОВ И СРЫВОВ В ИТЭР</i> .....	40
Е.З. БИРЮЛИН <sup>1,2*</sup> , В.Ю. ЦЫБЕНКО <sup>1,2</sup> , И.М. ПОЗНЯК <sup>1,2</sup> , В.Л. ПОДКОВЫРОВ <sup>1</sup> , И.Б. КУПРИЯНОВ <sup>3</sup> , З.И. НОВОСЕЛОВА <sup>1,2</sup> , И.А. АЛЯБЬЕВ <sup>1,2</sup> , Е.Д. ФЕДУЛАЕВ <sup>1,2</sup> , А.Б. ПУТРИК <sup>4</sup>	
<i>КАПЕЛЬНАЯ ЭРОЗИЯ БЕРИЛЛИЯ В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ СРЫВОВ В ИТЭР</i> .....	43
С.А. КРАТ <sup>*</sup> , Е.А. ФЕФЕЛОВА, В.С. ЕФИМОВ, А.С. ПРИШВИЦЫН, И.А. СОРОКИН, Ю.М. ГАСПАРЯН	
<i>ВЛИЯНИЕ КОНТАКТА С АТМОСФЕРНЫМ ВОЗДУХОМ НА СОДЕРЖАНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ОСАЖДЁННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ ВОЛЬФРАМОВЫХ СЛОЯХ</i> .....	45
Е.Д. ВОВЧЕНКО, А.А. ИСАЕВ, К.И. КОЗЛОВСКИЙ, А.Е. ШИКАНОВ <sup>*</sup> , Е.А. ШИКАНОВ	
<i>О ВОЗМОЖНОМ НЕЙТРОННОМ АНАЛИЗЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ В ПЕРВОЙ СТЕНКЕ ТЯР</i> .....	47
М.М. ЦВЕНТУХ	
<i>СПОНТАННОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ВСПЛЕСКОВ ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ НА РАСТУЩЕЙ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПЛАЗМЫ НАНОСТРУКТУРЕ</i> .....	51
С.Д. ФЕДОРОВИЧ <sup>1*</sup> , В.П. БУДАЕВ <sup>1,2</sup> , М.С. ЧИЛИН <sup>1</sup>	
<i>ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ ВНУТРИКАМЕРНЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С НАНОСТРУКТУРОЙ ТИПА «ПУХ»</i> .....	54
А.Г. РАЗДОБАРИН <sup>1*</sup> , А.Д. ДМИТРИЕВ <sup>1</sup> , Д.И. ЕЛЕЦ <sup>1,2</sup> , О.С. МЕДВЕДЕВ <sup>1,2</sup> , А.Н. НОВОХАЦКИЙ, И.В. МИРОШНИКОВ <sup>1</sup> , С.В. ФИЛИППОВ <sup>1</sup> , М.В. ГРИШАЕВ <sup>2</sup> , Ю.М. ГАСПАРЯН <sup>2</sup>	
<i>АПРОБАЦИЯ ДИАГНОСТИКИ НАКОПЛЕНИЯ ВОДОРОДА В УСТАНОВКЕ</i>	

ГЛОБУС-М2 .....	58
В.П. БУДАЕВ <sup>1,2*</sup>	
<i>СКЕЙЛИНГ ПОДОБИЯ ТОКАМАКОВ КАДОМЦЕВА: УЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМА-СТЕНКА И ОЦЕНКИ ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15МД .....</i>	<i>61</i>
А.А. АЙРАПЕТОВ*, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ГРУНИН, Я.А. САДОВСКИЙ	
<i>ЗОНДЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ И ВОЗДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ НА МАТЕРИАЛЫ В ТОКАМАКЕ .....</i>	<i>65</i>
Л.А. ВАРШАВЧИК <sup>1*</sup> , Е.А. СТАРОВОЙТОВ <sup>1</sup> , С.И. КОГАКОВ <sup>1</sup> , З.Г. ЛЮЛЛИН <sup>1</sup> , В.А. БОЧАРНИКОВ <sup>1</sup> , Е.Е. МУХИН <sup>1,2</sup>	
<i>РАЗРАБОТКА МОНТЕ-КАРЛО КОДА КИТЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЕМКОСТНОГО ВЧ РАЗРЯДА МЕТОДОМ ЧАСТИЦ-В-ЯЧЕЙКАХ .....</i>	<i>68</i>
В.В. КУЛАГИН*, Ю.М. ГАСПАРЯН	
<i>ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ.....</i>	<i>71</i>
Е.Д. ВОВЧЕНКО*, М.В. ГРИШАЕВ, Н.Е. ЕФИМОВ, А.П. МЕЛЕХОВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН	
<i>ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ФОРМИРОВАНИЯ LIBS-СПЕКТРОВ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ПОВЕРХНОСТЕЙ ТЯР .....</i>	<i>79</i>
В.А. ИВАНОВ*, М.Е. КОНЬЖЕВ, Т.И. КАМОЛОВА, А.А. ДОРОФЕЮК	
<i>РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА В ПЛАЗМЕ ПРИ БОЛЬШИХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОТЕНЦИАЛА .....</i>	<i>79</i>
Н.А. ПУНТАКОВ*, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ГРУНИН	
<i>ВОЗДЕЙСТВИЕ ИНТЕНСИВНОГО ИОННОГО ПОТОКА НА ПИРОЛИТИЧЕСКИЙ ГРАФИТ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ.....</i>	<i>83</i>
Н.Н. АНДРИАНОВА <sup>1,2</sup> , А.М. БОРИСОВ <sup>1,3</sup> , М.А. ОВЧИННИКОВ <sup>2*</sup> , В.В.	

СЛЕПЦОВ<sup>1</sup>, Р.А. ЦЫРКОВ<sup>1</sup>

*МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ УГЛЕРОДНОГО ВОЛОКНА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ПЛАЗМЫ С ЭНЕРГИЯМИ ОТ СОТЕН ЭВ ДО ДЕСЯТКОВ КЭВ .....87*

Д.И. ЕЛЕЦ<sup>1,2,3</sup>, А.М. ДМИТРИЕВ<sup>1,2,3</sup>, О.С. МЕДВЕДЕВ<sup>1,3</sup>, А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>1,2,3</sup>, Л.А. СНИГИРЕВ<sup>1,2</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>1,2,3</sup>, А.П. ВОЙТ<sup>2</sup>, И.Е. ГАБИС<sup>2</sup>, В.С. ЕФИМОВ<sup>2,3</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2,3</sup>, Н.Е. ЕФИМОВ<sup>2,3</sup>

*НАСЫЩЕНИЕ ДЕЙТЕРИЕМ ТОНКИХ ПЛЁНОК ВОЛЬФРАМА И АЛЮМИНИЯ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ .....91*

А.М. ДМИТРИЕВ<sup>1,2\*</sup>, А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>1</sup>, Л.А. СНИГИРЕВ<sup>1</sup>, Д.И.ЕЛЕЦ<sup>1,4</sup>, О. С. МЕДВЕДЕВ<sup>1,2,4</sup>, И.М. БУКРЕЕВ<sup>1</sup>, А.П. ЧЕРНАКОВ<sup>1,2</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>1</sup>, С.Ю. ТОЛСТЯКОВ<sup>1</sup>, И.Б. КУПРИЯНОВ<sup>3</sup>, В.Л. БУХОВЕЦ<sup>5</sup>, А.Е. ГОРОДЕЦКИЙ<sup>5</sup>, А.В. МАРКИН<sup>5</sup>, Р.Х. ЗАЛАВУТДИНОВ<sup>5</sup>

*МАГНЕТРОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ БЕРИЛЛИЯ И ЦИКЛИЧЕСКАЯ ОЧИСТКА МАТЕРИАЛОВ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ОКОН .....93*

О.С. МЕДВЕДЕВ<sup>1,2\*</sup>, А.Г. РАЗДОБАРИН<sup>1,3</sup>, А.М. ДМИТРИЕВ<sup>1,3</sup>, Д.И. ЕЛЕЦ<sup>1,2,3</sup>, Е.Е. МУХИН<sup>1,3</sup>, В.С. ЕФИМОВ<sup>2</sup>, А.А. ЛЕВИН<sup>1</sup>

*ОСАЖДЕНИЕ ПЛЁНОК ВОЛЬФРАМА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ .....95*

А.А. СЕРГЕЕЧЕВ<sup>\*</sup>, А.К. КУТУКОВ, С.Е. ПАНИН, Г.С. БАЙБАКОВ, М.В. ПЕТРАКОВ

*ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОБРАБОТКЕ ИМПУЛЬСНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ .....99*

В.О. КИРИЛЛОВА<sup>1\*</sup>, Д.М. БАЧУРИНА<sup>1</sup>, Ю.А. ГУРОВА<sup>1</sup>, Н.С. ПОПОВ<sup>1</sup>, Ш. ТАН<sup>2</sup>, А.Н. СУЧКОВ<sup>1</sup>

*МИКРОСТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПАЯНЫХ СОЕДИНЕНИЙ SMART СПЛАВОВ ВОЛЬФРАМА И МАЛОАКТИВИРУЕМЫХ ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЕЙ.....103*

Р.Х. ХИСАМОВ<sup>1\*</sup>, Н.Н. АНДРИАНОВА<sup>2,3</sup>, А.М. БОРИСОВ<sup>2,4</sup>,

М.А. ОВЧИННИКОВ<sup>3</sup>, И.И. МУСАБИРОВ<sup>1</sup>, Р.Р. ТИМИРЯЕВ<sup>1</sup>, Р.Р. МУЛЮКОВ<sup>1</sup>

*МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО ВОЛЬФРАМА ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ.....105*

А.С. ДЕМИДОВ<sup>1\*</sup>, А.В. ЗАХАРЕНКОВ<sup>1</sup>, Д.А. ТУПОТИЛОВ<sup>1</sup>, А.Т. КОМОВ<sup>1</sup>, А.В. ДЕДОВ<sup>1</sup>, А.В. ВЕРТКОВ<sup>2</sup>, М.Ю. ЖАРКОВ<sup>2</sup>

*ОХЛАЖДЕНИЕ ДВУКОМПОНЕНТНЫМ СПРЕЕМ ПОВЕРХНОСТИ, ВОСПРИНИМАЮЩЕЙ ВЫСОКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ.....108*

К.В. ЧАН<sup>1\*</sup>, В.П. БУДАЕВ<sup>1,2</sup>, С.Д. ФЕДОРОВИЧ<sup>1</sup>, Д.И. КАВЫРШИН<sup>1,3</sup>, А.В. КАРПОВ<sup>1,2</sup>, М.В. ЛУКАШЕВСКИЙ<sup>1</sup>, А.П. СЛИВА<sup>1</sup>, К.А. РОГОЗИН<sup>1</sup>, А.А. КОНЬКОВ<sup>1</sup>, С.В. БЕЛОУСОВ<sup>1</sup>

*ИСПЫТАНИЕ ОХЛАЖДАЕМОГО МАКЕТА НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМОВЫХ МОДУЛЕЙ ОБЛИЦОВКИ ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКОЙ И МОЩНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ.....112*

А.К. КУТУКОВ<sup>\*</sup>, М.А. МИЛЛЕР, В.В. ГАПОНОВА, С.Е. ПАНИН, А.А. СЕРГЕЕЧЕВ

*ИЗМЕНЕНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ И МИКРОТВЕРДОСТИ СТАЛИ ШХ15 ПРИ ОБРАБОТКЕ ИМПУЛЬСНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ.....116*

В.П. АФАНАСЬЕВ<sup>1\*</sup>, Д.С. ЕФРЕМЕНКО<sup>2</sup>, Л.Г. ЛОБАНОВА<sup>1</sup>

*ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ .....119*

В.П. АФАНАСЬЕВ, Л.Г. ЛОБАНОВА<sup>\*</sup>

*ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕГКИХ ИОНОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА..123*

И.А. НИКИТИН<sup>\*</sup>, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Н.Е. ЕФИМОВ, М.В. ГРИШАЕВ

*О ВОЗМОЖНОСТИ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА КОНЦЕНТРАЦИЙ ЭЛЕМЕНТОВ В ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАЛОУГЛОВОГО LEIS.....126*

Д.С. ЛУКЪЯНЦЕВ\*, А.В. ЛУБЕНЧЕНКО, Д.А. ИВАНОВ, О.И.  
ЛУБЕНЧЕНКО

*ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ОТ  
НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ .....129*

А.А. СТЕПАНЕНКО\*, Д.А. КАШИН, Ю.М. ГАСПАРЯН

*ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ ЛАЗЕРНО-  
СТИМУЛИРОВАННОМ ДЕСОРБЦИОННОМ АНАЛИЗЕ МЕТОДАМИ  
МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ .....132*

В.В. КУЛАГИН<sup>1,2\*</sup>, М.М. ЦВЕНТУХ<sup>1</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2</sup>

*МОЛЕКУЛЯРНОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ  
ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ГЕЛИЕМ ПОВЫШЕННОЙ ЭНЕРГИИ .....133*

**МАТЕРИАЛЫ  
XXVI КОНФЕРЕНЦИИ**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 26-27 января 2023 г.

Подписано в печать 24.01.2023. Формат 60x84 1/16.  
Уч.-изд. л. 9,00. Печ. л. 9,00.

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