

Министерство образования и науки РФ  
Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ»

---

**МАТЕРИАЛЫ  
XVII КОНФЕРЕНЦИИ**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 30-31 января 2014 г.

Москва  
2014

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

Материалы XVII конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 30-31 января 2014 г.  
М.: НИЯУ МИФИ, 2014 г., 103 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных докладов на проводимой в НИЯУ МИФИ традиционной 17-ой конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью. Тематика представленных в данном сборнике докладов посвящена результатам исследования и моделирования взаимодействия плазмы с поверхностью в установках управляемого термоядерного синтеза, а также физическим проблемам, сопровождающим такое взаимодействие. Сборник сформирован по мере поступления докладов, которые опубликованы в авторской редакции при минимальной редакционной правке.

Статьи получены до 21 ноября 2013 года

*Редакционная коллегия:*

*В.А. Курнаев,*  
*Ю.М. Гаспарян,*  
*М.С. Зибров*

**ISBN: 978-5-7262-1911-0**

© Национальный исследовательский  
ядерный университет «МИФИ», 2014

## ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ

Заседание №1

**Четверг, 30 января**

**начало в 10.00**

Актальный зал

**Председатель – профессор Писарев А.А.**

10.00 – 10.15	<p>Е.Д. МАРЕНКОВ, <u>А. ЕКСАЕВА</u>, Д. БОРОДИН<sup>1</sup>, В.А. КУРНАЕВ, А. КИРШНЕР<sup>1</sup></p> <p><i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» <sup>1</sup>Научный центр Юлих, Германия</i></p> <p><b>Моделирование экспериментов по взаимодействию плазмы с вольфрамовой мишенью на установке PSI-2 в коде ERO</b></p>
10.15 – 10.30	<p>С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ, И. БЫКОВ<sup>1</sup>, М. MAYER<sup>2</sup>, G. DE SAINT AUBIN<sup>2</sup>, М. BALDEN<sup>2</sup>, С. LUNGU<sup>3</sup>, А. WIDDOWSON<sup>4</sup></p> <p><i>Национальный Исследовательский Ядерный университет "МИФИ" <sup>1</sup>Fusion Plasma Physics, Royal Institute of Technology (KTH), Sweden <sup>2</sup>Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany <sup>3</sup>NILPRP, Association EURATOM-MEdC, Bucharest, Romania <sup>4</sup>Culham Science Centre, Great Britain</i></p> <p><b>Сравнение эрозии и осаждения на внутренней стенке JET с ИТЭР-подобной и углеродной стенками</b></p>
10.30 – 10.45	<p>Н.П. БОБЫРЬ<sup>1</sup>, А.В. СПИЦЫН<sup>1</sup>, А.В. ГОЛУБЕВА<sup>1</sup>, М. МАЙЕР<sup>2</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>3</sup>, Н.С. КЛИМОВ<sup>4</sup>, Б.И. ХРИПУНОВ<sup>1</sup>, В.М. ЧЕРНОВ<sup>5</sup></p> <p><i><sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия <sup>2</sup>Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия <sup>3</sup>НИЯУ МИФИ, Москва, Россия <sup>4</sup>ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк <sup>5</sup>ВНИИИМ им. А.А. Бочвара, Москва, Россия</i></p> <p><b>Накопление изотопов водорода в низкоактивируемых конструкционных материалах</b></p>
10.45 – 11.00	<p>ЧЕРКЕЗ<sup>1</sup> Д.И., СПИЦЫН<sup>1</sup> А.В., ГОЛУБЕВА<sup>1</sup> А.В., В.М. ЧЕРНОВ<sup>2</sup></p> <p><i><sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия <sup>5</sup>ВНИИИМ им. А.А. Бочвара, Москва, Россия</i></p> <p><b>Проникновение дейтерия через низкоактивируемые конструкционные материалы термоядерных реакторов</b></p>
11.00 – 11.15	<p>М.С. ЗИБРОВ, А.А. ПИСАРЕВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, М. МАЙЕР, Л. ГАО, С. ЭЛЬГЕТИ, Х. КЮРИШИТА</p> <p><b>Удержание дейтерия в вольфраме с добавками карбида титана и карбида тантала при высоких температурах</b></p>
11.15 – 11.30	<p>Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, <u>А.В. ВЛАСЮК</u>, А.М. ЗАХАРОВ</p> <p><i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i></p> <p><b>Модификация порошка (пыли) вольфрама при атомарном облучении в условиях повышенных температур</b></p>
11.30 – 11.50	<p>Перерыв на кофе</p>
11.50 – 12.05	<p><u>А.Н. ЩЕРБАК</u><sup>1</sup>, С.В. МИРНОВ<sup>1</sup>, В.Б. ЛАЗАРЕВ<sup>1</sup>, Н.Т. ДЖИГАЙЛО<sup>1</sup>, В.М. НЕСТЕРЕНКО<sup>1</sup>, М.В. КИСЕЛЕВ<sup>1</sup>, С.И. КРАВЧУК<sup>1</sup>, С.П. ДЖУРИК<sup>1</sup>, Ю.В. ПЕТРОВ<sup>1</sup>, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ<sup>2</sup>, А.В. ВЕРТКОВ<sup>2</sup></p>

	<sup>1</sup> ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк <sup>2</sup> ОАО «Красная Звезда», Москва <b>Исследование эффективности сбора лития криогенной мишенью на токамаке Т-11М</b>
12.05 – 12.20	<b>А.С. ПОПКОВ, С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ</b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Изучение соосаждения дейтерия с литием в магнетронном разряде</b>
12.20 – 12.35	<b>Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Д.А. ТРУФАНОВ, В.А. КУРНАЕВ</b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Оценка проникновения распыленных отрицательных ионов в плазму ТЯР</b>
12.35-12.50	<b>Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, В.А. КУРНАЕВ, Н.В. МАМЕДОВ, А.А. ДВОРНО-ВА, Д.В. КОЛОДКО</b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Эмиссионные свойства модельного материала стенки ТЯР с диэлектрической пленкой</b>
12.50 – 13.05	<b>А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.В. ВЕРГАЗОВ, А.Н. ВОЙТЮК, А.А. ГОРДЕЕВ, Я.А. САДОВСКИЙ, В.П. ТЕРЕНТЬЕВ</b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Газифицирование и удаление углеродных слоёв из термоядерных установок</b>
13.05 – 13.20	<b>И.Е. БОРОДКИНА, И.В. ЦВЕТКОВ, М.КОММ<sup>1</sup></b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <sup>1</sup> <i>Институт физики плазмы, Прага, Чехия</i> <b>Влияние наклонного магнитного поля на распределение потенциала электрического поля около обращенных к плазме поверхностей</b>
13.20-13.40	Перерыв на кофе
13.40-13.55	<b>А.С. БЫКОВ, В.Ю. СЕРГЕЕВ</b> <i>ФГБОУ ВПО "Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет"</i> <b>Гибридная модель для плазмы токамака и её применение к проекту ДЕМО-ТИН</b>
13.55-14.10	<b>К.М. ГУТОРОВ, И.В. ВИЗГАЛОВ, В.Д. ПОПОВ, Ф.С. ПОДОЛЯКО, И.А. СОРОКИН</b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Методики тестирования обращенных к плазме элементов ТЯР</b>
14.10-14.25	<b>И.М. ТИМОФЕЕВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, В.С. ЕФИМОВ, А.А. ПИСАРЕВ</b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Влияние состояния поверхности нержавеющей стали на захват и десорбцию дейтерия</b>
14.25-14.40	<b>Д.А. ТРУФАНОВ, Е.Д. МАРЕНКОВ, В.А. КУРНАЕВ</b> <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i> <b>Энергетические потери ионов низких энергий при прохождении тонких пленок</b>

14.40-14.55	<p><b>Д.К. КУТОВ</b>, Е.Д. МАРЕНКОВ, В.А. КУРНАЕВ, К. НОРДЛУНД<sup>1</sup>  <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i>  <sup>1</sup><i>Университет Хельсинки, Финляндия</i></p> <p><b>Моделирование методом молекулярной динамики напыления углеводородных пленок на вольфрам</b></p>
-------------	---

Заседание №2

**Пятница, 31 января**

**начало в 10.00**

Актовый зал

**Председатель – профессор КУРНАЕВ В.А.**

10.10-10.30	<p><b>С.И. КРАШЕНИННИКОВ<sup>1</sup></b>, А.А. ПИСАРЕВ<sup>2</sup>  <sup>1</sup><i>Калифорнийский университет Сан-Диего, США</i>  <sup>2</sup><i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i></p> <p><b>Перспективы новой лаборатории по взаимодействию плазмы с поверхностью в НИЯУ МИФИ</b></p>
10.30-11.00	<p>В.А. КУРНАЕВ  <i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i></p> <p><b>Итоги ИТРА совещания в г.Каназава (Япония) в январе 2014</b></p>
11.00-11.25	<p><b>С.В.МИРНОВ<sup>1</sup></b>, А.В.ВЕРТКОВ<sup>2</sup>, Н.Т.ДЖИГАЙЛО<sup>1</sup>, С.П.ДЖУРИК<sup>1</sup>, М.Ю.ЖАРКОВ<sup>2</sup>, С.И.КРАВЧУК<sup>1</sup>, В.Б.ЛАЗАРЕВ<sup>1</sup>, И.Е.ЛЮБЛИНСКИЙ<sup>2</sup>, В.М.НЕСТЕРЕНКО<sup>1</sup>, А.Н.ЩЕРБАК<sup>1</sup>  <sup>1</sup><i>ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк</i>  <sup>2</sup><i>ОАО «Красная Звезда»</i></p> <p><b>Эксперименты по захвату лития криогенной мишенью в тени литиевого лимитера в ходе разряда на токамаке Т-11М и следующие из них выводы</b></p>
11.25.-11.50	<p><b>Б.Н. КОЛБАСОВ</b>, В.И. ХРИПУНОВ, А.Ю. БИРЮКОВ  <i>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»</i></p> <p><b>О некоторых особенностях применения бериллия в термоядерных реакторах: ресурсы, примеси, детритизация</b></p>
11.50-12.10	<p>Перерыв на кофе</p>
12.10-12.30	<p><b>А.А. АЙРАПЕТОВ<sup>1</sup></b>, <b>Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ<sup>1</sup></b>, О.И. БУЖИНСКИЙ<sup>2</sup>, С.В. ВЕРГАЗОВ<sup>1</sup>, А.В. ВЛАСЮК<sup>1</sup>, А.Н. ВОЙТЮК<sup>1</sup>, А.В. ГРУНИН<sup>1</sup>, А.А. ГОРДЕЕВ<sup>1</sup>, А.М. ЗАХАРОВ<sup>1</sup>, А.М. КАЛАЧЕВ<sup>1</sup>, Н. КЛИМОВ<sup>2</sup>, Я.А. САДОВСКИЙ<sup>1</sup>, П.А. ШИГИН<sup>1</sup>, С.А. БЕГРАМБЕКОВА<sup>1</sup>  <sup>1</sup><i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i>  <sup>2</sup><i>ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк</i></p> <p><b>Формирование покрытия карбида бора в плазме и его поведение при интенсивном плазменном облучении</b></p>
12.30 -12.50	<p><b>А.Б. ПУТРИК<sup>1</sup></b>, Н.С. КЛИМОВ<sup>1</sup>, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2</sup>, В.С. ЕФИМОВ<sup>2</sup>, В.А. БАРСУК<sup>1</sup>, А.М. ЖИТЛУХИН<sup>1</sup>, В.Л. ПОДКОВЫРОВ<sup>1</sup>, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ<sup>1</sup>, Д.В. КОВАЛЕНКО<sup>1</sup>  <sup>1</sup><i>ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк</i>  <sup>2</sup><i>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»</i></p> <p><b>Формирование продуктов эрозии обращенных к плазме материалов при характерных для ИТЭР переходных плазменных нагрузках на плазменном ускорителе КСПУ-Т</b></p>

12.50-13.10	ХРИПУНОВ Б.И., ГУРЕЕВ В.М., ДАНЕЛЯН Л.С., ЗАТЕКИН В.В., КОЙДАН В.С., КОРНИЕНКО С.Н., КУЛИКАУСКАС В.С., ЛАТУШКИН С.Т., ПЕТРОВ В.Б., РЯЗАНОВ А.И., СЕМЕНОВ Е.В., СТОЛЯРОВА В.Г., УНЕЖЕВ Е.В. <b>Воздействие больших потоков плазмы на вольфрам, поврежденный высокоэнергичными ионами</b>
13.10-13.30	В.П. БУДАЕВ <sup>1</sup> , Ю.В. МАРТЫНЕНКО <sup>1</sup> , А.В. КАРПОВ <sup>1</sup> , Н.Е. БЕЛОВА <sup>1</sup> , А.М. ЖИТЛУХИН <sup>2</sup> , Н.С. КЛИМОВ <sup>2</sup> , В. Л. ПОДКОВЫРОВ <sup>2</sup> , В.А. БАРСУК <sup>2</sup> , А. Б. ПУТРИК <sup>2</sup> , А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ <sup>2</sup> , Р.Н. ГИНИЯТУЛИН <sup>3</sup> , И.В. МАЗУЛЬ <sup>3</sup> , В. М. САФРОНОВ <sup>4</sup> , Л.Н. ХИМЧЕНКО <sup>4</sup> <sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, <sup>2</sup> ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк <sup>3</sup> ФГУП НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», С.-Петербург <sup>4</sup> Проектный центр ИТЭР, Москва <b>Рекристаллизация и растрескивание вольфрама при ожидаемых в ИТЭР тепловых нагрузках</b>
13.30-14.30	Перерыв на обед
14.30-14.50	И. БЫКОВ, Х. БЕРГСОКЕР, П. ПЕТЕРССОН, Я. ЛИКОНЕН, И. ПОССНЕРТ <sup>1</sup> Fusion Pasma Physics, Royal Institute of Technology (KTH), Sweden <sup>2</sup> VTT, Association EURATOM-TEKES, Otaniemi, Finland <sup>3</sup> Uppsala Universitet, Sweden <b>КОМБИНИРОВАННЫЙ SEM И <math>\alpha</math>-ИВА АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ В ДИВЕРТОРЕ УСТАНОВОК УТС</b>
14.50-15.10	О. V. OGORODNIKOVA <sup>1</sup> , K. SUGIYAMA <sup>1</sup> , Ł. CIUPIŃSKI <sup>2</sup> , J. GRZONKA <sup>2</sup> , YU. GASPARYAN <sup>3</sup> , V. EFIMOV <sup>1</sup> Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany <sup>2</sup> Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland <sup>3</sup> National Research Nuclear University "MEPHI", Moscow, Russia <b>Production and recovery of radiation-induced defects in tungsten</b>
15.10-15.30	И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ <sup>1</sup> , А.В. ВЕРТКОВ <sup>1</sup> , В.В. СЕМЕНОВ <sup>1</sup> , М.Ю. ЖАРКОВ <sup>1</sup> , В.П. КРАСИН <sup>2</sup> <sup>1</sup> ОАО «Красная Звезда», Москва <sup>2</sup> Московский государственный индустриальный университет, Москва <b>Сравнительная оценка коррозионной стойкости в легкоплавких металлах ванадиевых сплавов как материалов термоядерных энергетических систем</b>
15.30-15.50	И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ <sup>1</sup> , А.В. ВЕРТКОВ <sup>1</sup> , М.Ю. ЖАРКОВ <sup>1</sup> , И.Л. ТАЖИБАЕВА <sup>2</sup> <sup>1</sup> ОАО «Красная Звезда», Москва, РФ <sup>2</sup> Институт атомной энергии НЯЦ РК, г. Курчатов, Казахстан <b>Основные результаты реализации проекта модуля литиевого дивертора на основе капиллярно-пористых систем для токамака КТМ</b>
15.50-16.20	Дискуссия
17.00	Ужин (103, корп.33. кафедра физики плазмы, надо одеваться)

С.В. МИРНОВ, А.В. ВЕРТКОВ<sup>1</sup>, Н.Т. ДЖИГАЙЛО, С.П. ДЖУРИК,  
М.Ю. ЖАРКОВ<sup>1</sup>, С.И. КРАВЧУК, В.Б. ЛАЗАРЕВ, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ<sup>1</sup>,  
В.М. НЕСТЕРЕНКО, А.Н. ЩЕРБАК

ФГУП ГИЦ РФ ТРИНИТИ, Москва

<sup>1</sup>ОАО «Красная Звезда», Москва

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ЗАХВАТУ ЛИТИЯ КРИОГЕННОЙ МИШЕНЬЮ В ТЕНИ ЛИТИЕВОГО ЛИМИТЕРА В ХОДЕ РАЗРЯДА НА ТОКАМАКЕ Т-11М И СЛЕДУЮЩИЕ ИЗ НИХ ВЫВОДЫ

В 2013г на токамаке Т-11М в процессе рабочего цикла токамака осуществлено почти полное (до 80%) замыкание защитного контура циркуляции лития между краем горячей ( $10^6\text{K}$ ) плазмы и стенкой. Литий, эмитированный вертикальным капиллярным Li лимитером в рабочем импульсе Т-11М был собран криогенной мишенью и впервые выведен за пределы вакуумной камеры токамака без нарушения в ней рабочих условий, что является ключевым требованием для использования лития в стационарном токамаке-реакторе. Демонстрация возможности сбора и вывода лития из камеры токамака без нарушения плазменного процесса – один из основных аргументов в пользу литиевого решения первой стенки стационарного Термоядерного Источника Нейтронов (ТИН).



Рис. 1.

На рисунке 1 приведена схема эксперимента, проведенного на Т-11М. Стрелка 1 – направление тока (соответственно направленного потока ионов), 2- вертикальный литиевый лимитер – эмиттер лития, 3- охлажденная жидким азотом мишень (литиевый коллектор) из нержавеющей стали,

расположенная в тени литиевого эмиттера. Ее экспозиция производится в ходе рабочих импульсов Т-11М (до 200 импульсов, что эквивалентно 30 сек экспозиции в стационарном режиме работы). После завершения экспозиции мишень выводится из камеры через вакуумный шлюз без нарушения рабочих условий в Т-11М. На рис.2 – вид мишени после ее вывода на атмосферу. Налет на поверхности – образовавшийся при этом азотит лития.

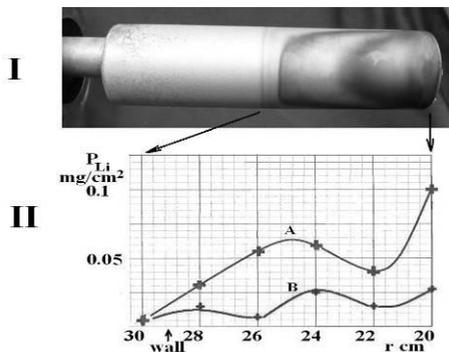


Рис. 2.

Возможная схема литиевого дивертора стержневого типа для стационарного термоядерного источника нейтронов, допускающая замену диверторных приемных элементов в ходе его эксплуатации, приведена на рис.3.

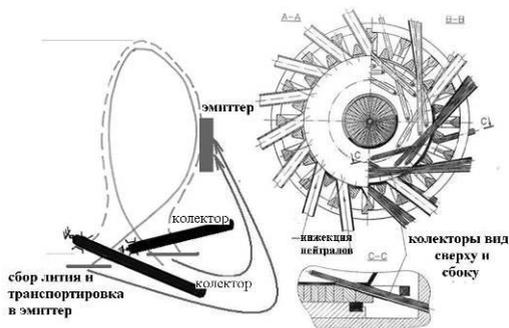


Рис. 3.

И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ, М.Ю. ЖАРКОВ,  
И.Л. ТАЖИБАЕВА<sup>1</sup>

*ОАО «Красная Звезда», Москва,*

*<sup>1</sup>Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Республика Казахстан*

## **ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА МОДУЛЯ ЛИТИЕВОГО ДИВЕРТОРА НА ОСНОВЕ КАПИЛЛЯРНО- ПОРИСТЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ТОКАМАКА КТМ**

Создание и исследование нового материала, обращенного к плазме, на основе литиевых капиллярно-пористых систем (КПС) [1,2], его применение в конструкциях внутрикамерных элементов [1-5] стало ответом на вызовы, возникающие при разработке проектов реакторов токамаков ИТЭР и ДЕМО. В экспериментах с литиевыми лимитерами на токамаках Т-11М, Т-10, FTU и стеллараторе TJ-II были продемонстрированы преимущества литиевых КПС по сравнению с традиционными материалами - способность без повреждений выдерживать высокие тепловые нагрузки, самовосстановление литиевой поверхности, значительное снижение поступления примесей в разряд, снижение рециклинга и, как следствие, улучшение параметров плазмы.

Принципиально новым этапом в исследованиях стало создание стационарно работающих внутрикамерных литиевых элементов - охлаждаемого лимитера токамака FTU и модели литиевого дивертора для казахстанского материаловедческого токамака КТМ. Отличительной чертой этих устройств стало наличие системы эффективной стабилизации температуры приемной литиевой поверхности.

Модуль литиевого дивертора токамака КТМ (1/24 часть штатного графитового дивертора) представляет собой коробчатую конструкцию с каналом протока теплоносителя (эвтектический сплав Na-K) и емкостью для подпитки литием приемной поверхности (рис. 1). Приемная поверхность модуля покрыта КПС толщиной 1 мм на основе сетки из нержавеющей стали типа X18H9 (основная часть) и пористого волокнистого вольфрама, размещенного в области пересечения ветвей сепаратрисы с поверхностью. Основные параметры модуля приведены в табл. 1. Поддержание исходной температуры литиевой поверхности (200°C) и ее стабилизация на уровне не выше 550°C в процессе плазменного разряда осуществляется потоком теплоносителя, температура и параметры циркуляции которого обеспечиваются и регулируются внешней системой термостабилизации (рис. 2).

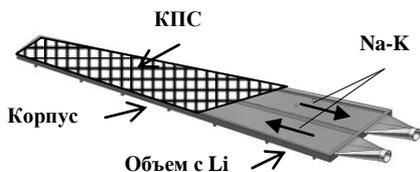


Рис. 1. Модуль охлаждаемого литиевого дивертора

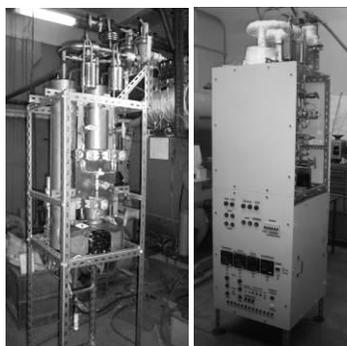


Рис. 2. Система термостабилизации МЛД

Гидравлические испытания макета модуля с обеспечивающими системами были проведены на модельном теплоносителе (этанол) и подтвердили их работоспособность и соответствие их рабочих параметров расчетным значениям. Тепло-гидравлические испытания макета модуля с теплоносителем Na-K были проведены в вакуумной камере транспортного шлюзового устройства (ТШУ) токамака КТМ (рис. 3). Было показано, что система термостабилизации обеспечивает нагрев литиевого модуля до исходной температуры  $200^{\circ}\text{C}$  при температуре теплоносителя на входе равной  $210^{\circ}\text{C}$ , поддержание и регулирование расхода теплоносителя в требуемом интервале скоростей потока.

Характеристика	Величина
Поток энергии на литиевую поверхность	до $10 \text{ МВт/м}^2$
Длительность плазменного разряда	до 5 с
Макс. энергия, приходящая на приемную поверхность за разряд	700 кДж
Исходная температура поверхности лития	$\geq 200^{\circ}\text{C}$
Максимальная температура поверхности лития	$\leq 600^{\circ}\text{C}$
Габариты ДхШхВ	700x250x20 мм
Скорость потока теплоносителя	0,2 – 2 л/с
Давление в тракте теплоносителя	$< 0,5 \text{ МПа}$

Табл. 1. Основные параметры модуля литиевого дивертора

Программа исследований модуля литиевого дивертора на токамаке КТМ включает рассмотрение следующих задач: исследование поведения

лития в условиях токамака; исследование процессов взаимодействия плазмы с литиевой поверхностью; исследование влияния литиевого дивертора и покрытой литием стенки токамака на параметры плазмы; исследование эффекта экранирования приемной поверхности дивертора за счет переизлучения на литии.



Рис. 3. Стенд тепло-гидравлических испытаний макета модуля с теплоносителем Na-K

На первом этапе исследований (омический нагрев плазмы), когда тепловой поток на поверхность дивертора значительно ниже  $10 \text{ МВт/м}^2$ , используется неохлаждаемый (автономный) модуль литиевого дивертора, в котором стабилизация температуры поверхности происходит за счет теплоемкости конструкции с тепловым аккумулятором из нержавеющей стали и молибдена, а разогрев до температуры плавления лития производится электрическим нагревателем (рис. 4). КПС этого модуля выполнена на основе сетки из нержавеющей стали (слой 50 мкм с диаметром пор 30 мкм) и мата толщиной 1 мм из вольфрамового войлока с диаметром пор 30-40 мкм, что обеспечивает требуемый капиллярный напор и хорошую теплопроводность. Неохлаждаемый модуль установлен на диверторном столе токамака (рис. 5). Проведена первая серия экспериментов по исследованию влияния лития на состав остаточных газов в камере токамака при температуре литиевой поверхности до  $300^\circ\text{C}$ . Показано, что присутствие лития приводит к радикальному снижению содержания кислорода, азота и паров воды. Параллельно наблюдался кратковременный рост содержания

водорода с последующим снижением во времени, что связывается с реакцией паров воды с жидким литием. В настоящее время проводятся первые эксперименты по исследованию воздействия плазмы низких параметров на литиевую поверхность модуля.

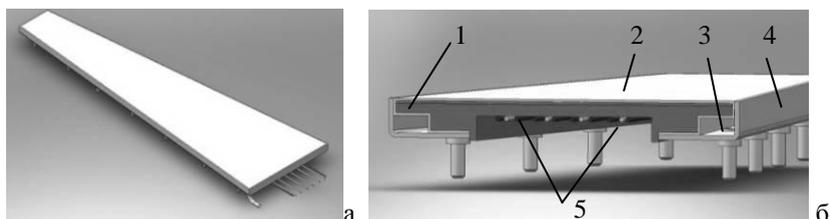


Рис. 4. Неохлаждаемый МЛД: а – общий вид, б – разрез: 1 – тепловой аккумулятор, 2 – КПС, 3 – объем с литием; 4 - корпус, 5 – нагреватель и термопары



Рис. 5. Испытания неохлаждаемого литиевого модуля дивертора: а- МЛД, установленный на диверторном столе токамака КТМ; б- испытания МЛД в плазме

Программа экспериментальных исследований модуля литиевого дивертора будет продолжена после запуска штатного источника питания токамака КТМ.

- [1] I.E. Lyublinski et al, Plasma Devices Oper. 17(1) (2009) 42.
- [2] I.E. Lyublinski et al, Plasma Devices Oper. 17(4) (2009) 265.
- [3] S.V. Mirnov et al, J. Nucl. Mater. 438 (2013) 224.
- [4] M.L. Apicela et al, J. Nucl. Mater. 386-388 (2009) 821.
- [5] A. Vertkov et al, Fus. Eng. Des. 87 (2012) 1755.

И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ, В.В. СЕМЕНОВ,  
М.Ю. ЖАРКОВ, В.П. КРАСИН<sup>1</sup>

*ОАО «Красная Звезда», Москва*

<sup>1</sup>*Московский государственный индустриальный университет, Москва*

## **СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА КОРРОЗИОННОЙ СТОЙКОСТИ В ЛЕГКОПЛАВКИХ МЕТАЛЛАХ ВАНАДИЕВЫХ СПЛАВОВ КАК МАТЕРИАЛОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ**

Среди перспективных задач, стоящих перед энергетической техникой, можно выделить задачу овладения энергией термоядерного синтеза. В области освоения управляемого термоядерного синтеза одной из первоочередных задач стоит вопрос создания стационарных источников термоядерных нейтронов (ТИН) на базе токамака. В настоящее время обсуждаются планы практической реализации проектов физического прототипа такого источника ТИН-0 и прототипа энергетического гибридного источника нейтронов с зоной воспроизводства ядерного топлива - ТИН-Г.

Решение задач создания и освоения термоядерных установок на основе токамака во многом определяется оптимальным выбором материалов, контактирующих с плазмой и их других систем. Развитие работ по выбору материалов для стационарно работающих компонентов реактора-токамака привело на сегодняшний день к идее использования жидких металлов, которые, вместе с использованием капиллярно-пористых систем (КПС), способны обеспечить создание ресурсных внутрикамерных элементов токамака за счет самовозобновляемости жидкометаллической поверхности, удерживающейся силами поверхностного натяжения.

Учитывая то, что в настоящее время в России освоено производство сплавов ванадия системы V-Ti-Cr, превосходящих традиционные конструкционные материалы по жаропрочности, технологичности, совместимости с легкоплавкими металлами, спаду наведенной нейтронным излучением радиоактивности, а так же учитывая, что из этих сплавов освоено опытное производство полуфабрикатов, эти сплавы можно рассматривать в качестве перспективных конструкционных материалов термоядерных систем, в том числе контактирующих с плазмой систем и материалов систем теплоотвода и преобразования энергии.

Основными критериями оценки выбора жидкого металла, как составной части КПС приемного элемента токамака и его теплообменных систем, являются следующие:

- возможность смачивания материала КПС, обеспечивающего капиллярный эффект, наличие реальных условий для реализации процесса смачивания;

- величина капиллярного давления, определяющего стабильность жидкометаллической пленки и ее саморегенерации за счет сил поверхностного натяжения;

- коррозионная агрессивность жидких металлов по отношению к материалам КПС и конструкционным материалам внутрикамерных устройств токамаков в температурных интервалах их нормальной работы и в условиях повышенной активности плазмы (срывы, ELM'ы);

- давление паров жидкого металла, атомный номер, эффективность распыления ионами, разбрызгивание при воздействии потоков плазмы и меняющихся магнитных полей;

- взаимодействие с плазмообразующими газами и остаточными газами в камере токамака (геттерные свойства);

- возможность аккумуляции легкоплавких металлов в камере токамака и способы их извлечения в цикле работы токамака и др.

Результаты сравнительного анализа, выполненного с учетом данных по свойствам легкоплавких металлов (табл. 1) и по имеющимся данным [1-7], показывают, что Li, Na, K, Ga и Sn в настоящее время могут рассматриваться применительно к использованию капиллярно-пористых систем элементов, контактирующих с плазмой термоядерных установок и (или) системах теплоотвода. Основные свойства этих металлов приведены в табл.1.

Ранее активно исследовалось коррозионное взаимодействие ванадия и его сплавов с жидкими литием, натрием и калием. Однако совместимость сплавов системы V-Ti-Cr с галлием, оловом и эвтектическим расплавом Na-K экспериментально систематически не изучалась.

Для оценки возможности практического использования ванадиевых сплавов в контакте с легкоплавкими металлами была инициирована программа экспериментальных исследований. Первым этапом явилось проведение исследования стойкости образцов нелегированного ванадия и сплава V-4Ti-4Cr в галлии, олове и Na-K эвтектике в статических изотермических условиях в интервале температур 500-800°C различной длительности. Образцы сплава V-4Ti-4Cr и нелегированного ванадия испытывались в среде жидкого металла в ампулах, изготовленных из сплава V-9Cr, т.е. практически в гомогенных условиях, как это и может быть реализовано на практике.

Металл	Sn	Li	Ga	Na
Атомный номер	50	3	31	11
Энергия ионизации (I), эВ	7,34	5,39	6,00	5,14
Плотность, г/см <sup>3</sup>	7,31	0,53	5,91	0,97
Температура плавления, К	505,1	453,7	302,9	371,0
Температура кипения, К	2543	1613	2676	1151
Теплота испарения, кДж/моль	296,0	148,0	270,3	88,0
Теплопроводность, Вт/(м·К)	66,8	84,8	28,1	150,0
Поверхностное натяжение, н/м	0,554	0,400	0,735	0,195

Табл. 1. Основные свойства легкоплавких металлов

После коррозионных испытаний образцы были подвергнуты исследованию. Была проведена гравиметрия образцов, исследована структура и химический состав их поверхности и приповерхностных слоев, определены профили микротвердости по сечению.

Было установлено, что коррозионная стойкость образцов сплава V-4Ti-4Cr в эвтектике Na-K высока. Химический состав образцов практически не претерпел изменений. Растровый электронно-микроскопический анализ показал, что воздействие жидкого металла вызвало незначительное изменение рельефа поверхности образцов (рис. 1). Испытания чистого ванадия в галлии показали, что их активное коррозионное взаимодействие при кратковременных испытаниях начиналось при 700°C (рис. 2).

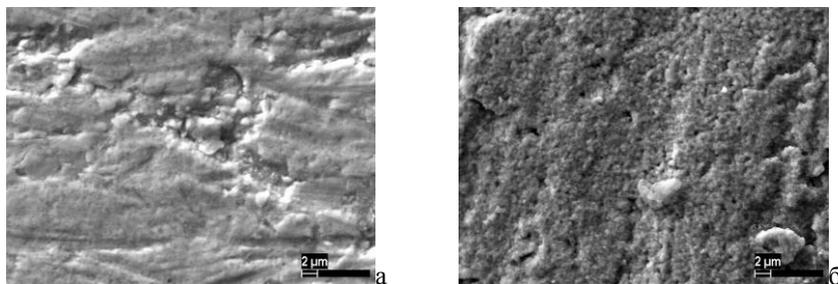


Рис. 1. Рельеф поверхности образцов сплава V-4Ti-4Cr после испытаний при 800°C в течение 500 ч в среде Ag (а) и в среде Na-K

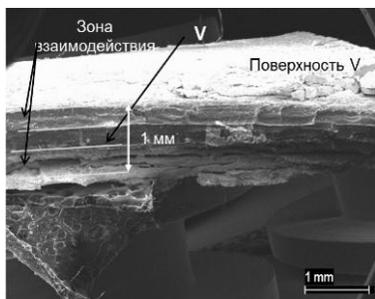


Рис. 2. Растровое электронное изображение излома образца ванадия после выдержки в галлии при  $700^{\circ}\text{C}$  в течение 10 ч

Предварительные испытания образцов ванадия в олове, показали, что изучение коррозионного взаимодействия в этой системе осложнено отсутствием смачивания твердого металла жидким.

Полученные экспериментальные результаты и имеющиеся экспериментальные данные [1, 2] показали, что по степени возрастания коррозионной активности жидких металлов по отношению к ванадию и сплавам на его основе можно расположить следующим образом – Na,

Na-K, Li, Ga. Для системы Sn - V экспериментальные исследования должны быть продолжены. Следующим этапом также предусмотрены испытания сплавов ванадия в контакте с жидкими металлами в неизотермических условиях при температурах до  $750^{\circ}\text{C}$ .

- [1] В.Н. Михайлов, В.А. Евтихин, И.Е. Люблинский, А.В. Вертков, А.Н. Чуманов. Литий в термоядерной и космической энергетике XXI века. М.: Энергоатомиздат, 1999.
- [2] Handbook of thermodynamic and transport properties of alkali metals. Ed. R.W. Ohse. Oxford, Blakwell Sci. Publ., 1985.
- [3] Физические единицы. Справочник под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [4] М.Н. Ивановский, В.П. Сорокин, В.И. Субботин. Испарение и конденсация металлов. М.: Атомиздат, 1976.
- [5] К.Дж. Смитлз. Металлы. Справочное издание. М.: Металлургия, 1980.
- [6] Г. Хансен, К. Андерко. Структуры двойных сплавов. М.: Металлургия, 1962.
- [7] С.П. Яценко. Галлий. Взаимодействие с металлами. М.: Металлургия, 1974.

В.П. БУДАЕВ, Ю.В. МАРТЫНЕНКО, А.В. КАРПОВ, Н.Е. БЕЛОВА,  
А.М. ЖИТЛУХИН<sup>1</sup>, Н.С. КЛИМОВ<sup>1</sup>, В. Л. ПОДКОВЫРОВ<sup>1</sup>,  
В.А. БАРСУК<sup>1</sup>, А. Б. ПУТРИК<sup>1</sup>, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ<sup>1</sup>,  
Р.Н. ГИНИЯТУЛИН<sup>2</sup>, И.В. МАЗУЛЬ<sup>2</sup>, В. М. САФРОНОВ<sup>3</sup>,  
Л.Н. ХИМЧЕНКО<sup>3</sup>

*НИИЦ «Курчатовский институт», Москва*

*<sup>1</sup>ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва*

*<sup>2</sup>ФГУП НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург*

*<sup>3</sup>Проектный центр ИТЭР, Москва*

## **РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ И РАСТРЕСКИВАНИЕ ВОЛЬФРАМА ПРИ ОЖИДАЕМЫХ В ИТЭР ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ**

Исследовался вольфрам после испытаний в КСПУ при тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР при срывах. После серии импульсов обнаружено переправление и рекристаллизация вольфрама в слое на глубине до 50 мкм. Рекристаллизованный слой также как и исходная структура имеет текстуру с ориентацией <100> перпендикулярно поверхности, но размеры зерен в рекристаллизованном слое значительно больше. Между исходной структурой и рекристаллизованным слоем находится переходный слой толщиной ~50 мкм с хаотической ориентацией зерен. Текстура рекристаллизованного слоя существенно отличается от исходной. Наблюдались трещины нормальные к поверхности, простирающиеся от поверхности до глубины рекристаллизованного слоя и трещины параллельные поверхности на глубине до 300 мкм. Такие трещины могут вызвать хрупкое разрушение и быть опасны для полностью вольфрамового дивертора ИТЭР. Дается теоретический анализ причин образования трещин и возможных последствий срывов в ИТЭР.

[1] В.П. Будаев и др., ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез 36(3) (2013) 53.

Н.П. БОБЫРЬ, А.В. СПИЦЫН, А.В. ГОЛУБЕВА, М. МАУЕР<sup>1</sup>,  
Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>2</sup>, Н.С. КЛИМОВ<sup>3</sup>, Б.И. ХРИПУНОВ, В.М. ЧЕРНОВ<sup>4</sup>

*НИЦ «Курчатовский институт», Москва*

*<sup>1</sup>Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany*

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

*<sup>3</sup>ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва*

*<sup>4</sup>ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара», Москва*

## **НАКОПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В НИЗКОАКТИВИРУЕМЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ**

Одной из актуальных задач современной термоядерной энергетики является создание мощных термоядерных источников нейтронов (ТИН) для реализации замкнутого ядерного топливного цикла, пережигания минорных актинидов в ОЯТ, а так же для научного применения [1]. В свою очередь это приводит к необходимости использования конструкционных материалов со сниженной активированностью и которые могли бы выдерживать большие нейтронные потоки [2]. В России происходит разработка двух типов низкоактивируемых материалов – ферритно-мартенситных сталей и сплавов ванадия. В данный момент полностью отработана технология изготовления таких кандидатных материалов, как сплав V-4Cr-4Ti и сталь ЭК-181 (Rusfer) [3]. Преимуществами данных материалов является низкая активация в условиях нейтронного облучения и быстрый спад наведенной радиоактивности после облучения [4, 5]. Кроме того, V-4Cr-4Ti химически стоек к воздействию жидкого лития.

Важным вопросом радиационной безопасности и управления в будущих ТИН, а также в ДЕМО видится накопление изотопов водорода в материалах ТЯР.

В работе проводились исследования поглощения молекулярного водорода и дейтерия сплавом V-4Cr-4Ti и сталью ЭК-181 (Rusfer) при температуре образцов 293 – 673 К и давлениях газа в камере 0,01 – 10<sup>4</sup> Па.

Некоторые образцы стали ЭК-181 (Rusfer) были предварительно подвержены модификации с помощью следующих методов: облучение водородной и дейтериевой плазмой на установке ЛЕНТА (НИЦ «Курчатовский институт»), повреждение мощными фотонными импульсами на установке КСПУ (ТРИНИТИ), облучение ионами вольфрама с энергией 20 МэВ на ускорителе для создания дефектов, моделирующих нейтрон-

ные повреждения материала (Институт физики плазмы им. Макса Планка).

#### *Установка*

Накопление изотопов водорода в образцах материалов изучалось на специализированном высоковакуумном стенде AtlaN в НИЦ «Курчатовский институт». Стенд представляет собой высоковакуумную камеру из нержавеющей стали с системой напуска газа с измерением расхода, возможностью нагрева образцов и вакуумным аналитическим оборудованием (масс-спектрометр, емкостные вакуумметры Pfeiffer CMR 364 и MKS Instruments 690, ионизационный датчик давления Pfeiffer PBR 260 и деформационный датчик давления ASG ).

Предельное давление в основной камере после прогрева стенок при 600 К в течение 12 часов составляет  $7 \cdot 10^{-7}$  Па, без этой процедуры  $7 \cdot 10^{-5}$  Па.

Установка оборудована системой бесконтактного нагрева, позволяющей нагревать образцы излучением до 1073 К. Температура контролируется двумя хромель-алюмелевыми термопарами, находящимися в непосредственном контакте с образцом.

#### *Методика*

В ходе экспериментов применялись различные методы для определения количества поглощенного водорода:

- метод замкнутого объема. Принцип метода заключается в непрерывном измерении давления в замкнутой вакуумной камере, объем которой известен с точностью не хуже чем 0,1%. Давление измерялось с использованием емкостных датчиков не чувствительных к виду газа.

- метод ядерных реакций. В ходе исследования образец последовательно облучается высокоэнергетичными ионами  $\text{He}^3$  и происходит регистрация протонов, образованных в ходе реакции  ${}^3\text{He}(d, {}^4\text{He})p$ . Метод позволяет узнать распределение дейтерия по глубине образца вплоть до 10 мкм.

- метод термодесорбционной спектрометрии. Метод позволяет узнать не только интегральное количество поглощенного газа, но и энергию связи.

- метод  $\beta$ - и рентгеновской люминесценции. Метод основан на эффекте радиоактивности трития и его способности испускать электроны.

По итогам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

*Поглощение водорода и дейтерия сплавом V-4Ti-4Cr*

- Количество захваченных атомов водорода из газовой фазы сплавом V-4Cr-4Ti прямо пропорционально температуре образца и давлению газа в камере для концентраций до 10 ат%. Насыщение достигнуто не было.

- При одинаковых условиях захват изотопов водорода в сплав V-4Cr-Ti на 3-5 порядков выше, чем в ферритно-мартенситную сталь.

- Чистка поверхности аргоновой плазмой приводит к увеличению скорости поглощения водорода.

*Поглощение дейтерия сталью ЭК-181 (Rusfer)*

- Захват атомов дейтерия из газовой фазы сталью ЭК-181 (Rusfer) происходит преимущественно в приповерхностной области (1-2 мкм). Количество дейтерия на глубине более 2 мкм очень мало (менее 0,001 ат%).

- Максимальное накопление дейтерия во всех образцах наблюдалось для образцов, экспонированных в газе при 500 К

- Накопление дейтерия в образцах, повреждённых ионами  $W^{6+}$ , возросло примерно в 2 раза по сравнению с неповрежденными образцами.

- Для образцов, поврежденных тепловыми и плазменными потоками, накопление уменьшилось примерно в 2 раза по сравнению с неповрежденными образцами.

[1] B.V. Kuteev et al, Nucl. Fusion 51 (2011) 073013.

[2] M.I. Solonin et al, J. Nucl. Mater. 283-287 (2000) 1468.

[3] R.J. Kurtz et al, J. Nucl. Mater. 329-333 (2004) 47.

[4] В.П. Колотов. Теоретические и экспериментальные подходы к решению задач активационного анализа, гамма-спектрометрии и создания малоактивируемых материалов. Автореферат на соискание ученой степени доктора химических наук. Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского. Москва, 2007.

[5] Т.Н. Компаниец, ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез № 3 (2009) 16.

И.Е. БОРОДКИНА, М. КОММ<sup>1</sup>, И.В. ЦВЕТКОВ  
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
<sup>1</sup>Institute of Plasma Physics, Prague, Czech Republic*

## **ВЛИЯНИЕ НАКЛОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ОКОЛО ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ**

Для моделирования различных процессов взаимодействия плазмы с поверхностью, а также для анализа экспериментальных данных в пристеночной области ТЯР существенным является корректное описание условий в этой области.

В данной работе представлены результаты исследования влияния наклонного магнитного поля на профиль потенциала электрического поля около обращенных к плазме поверхностей. Получены аналитические формулы для расчета распределения потенциала в магнитном предслое и Дебаевском слое с учетом угла наклона магнитного поля. Показано, что рассчитанные профили потенциала по аналитическим формулам хорошо согласуются с зависимостями распределения потенциала от угла наклона магнитного поля, полученными при решении численными методами МГД уравнений [1,2] и при моделировании с помощью PIC-кода SPICE2 [3].

Учет влияния величины и угла наклона магнитного поля на профиль распределения потенциала в пристеночном слое позволил детально исследовать движение заряженных частиц в пристеночной области, а также рассчитать влияние магнитного поля на угловые и энергетические распределения падающих на поверхность частиц.

Полученные аналитические формулы можно использовать в различных кодах вместо численного решения уравнения Пуассона, что существенно сократит время расчетов при численном исследовании влияния наклонного магнитного поля на угловые и энергетические распределения как падающих на поверхность частиц, так и выходящих с поверхности, а также, в других расчетных задачах моделирования пристеночного слоя в плазменных установках.

- [1] P.C. Stangeby, Nucl. Fusion 52 (2012) 083012.
- [2] R. Chodura, Phys. Fluids 25 (1982) 1628.
- [3] R. Dejarnac et al, J. Nucl. Mater. 31-34 (2008) 382.

Д.И. ЧЕРКЕЗ, А.В. СПИЦЫН, А.В. ГОЛУБЕВА, В.М. ЧЕРНОВ<sup>1</sup>

*НИИЦ «Курчатовский институт», Москва*

<sup>1</sup>*ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара», Москва*

## **ПРОНИКНОВЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ ЧЕРЕЗ НИЗКОАКТИВИРУЕМЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ**

Для создания установок с большими нейтронными потоками и флюенсами, таких как ДЕМО или термоядерный источник нейтронов, необходимо использовать низкоактивируемые жаропрочные конструкционные материалы. Для этих целей наиболее перспективными материалами являются: ферритно-мартенситные стали, сплавы ванадия и карбид кремния, которые разрабатываются в ряде стран [1,2]. Ферритно-мартенситные стали обладают большей устойчивостью к радиационному набуханию, чем стали аустенитного типа, что позволяет использовать их при значительных нейтронных потоках, создающих вплоть до 200 сна за период эксплуатации, однако диапазон рабочих температур у них несколько уже. В числе достоинств сплавов системы V-Ti-Cr можно отметить такие факторы, как их хорошие механические свойства, технологичность, хорошие жаропрочность и жаростойкость, коррозионностойкость при контакте с жидким литием, что повышает привлекательность данного материала для использования в качестве конструкционного материала для blankets и других систем, где будет использоваться жидкий литий.

В России сплавы V-(4÷10)Ti-(4÷10)Cr и ферритно-мартенситные стали для нужд атомной промышленности разрабатывает и производит высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А.Бочвара «ВНИИНМ». Для успешного применения этих материалов в термоядерных установках следующего поколения, необходимо провести целый ряд дополнительных исследований, учитывающих специфику работы ТЯР. Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными и обращенными к плазме материалами является одним из ключевых факторов, определяющих возможность применения этих материалов в термоядерном реакторе. Проникновение изотопов водорода через конструкционные материалы является одной из важнейших характеристик, которую необходимо учесть при конструировании и эксплуатации ТЯР, так как от этой характеристики существенно зависят управляемость, радиационная безопасность и экономическая эф-

фektivность ТЯР ввиду высокой стоимости трития, его радиоактивности и сложности воспроизводства в условиях ТЯР без размножителя нейтронов.

В данной работе экспериментально была исследована газовая проницаемость ферритно-мартенситной стали ЭК-181 (Fe-12Cr-2W-V-Ta-B-C) и сплава V-4Ti-4Cr на стенде ПИМ [3] в НИЦ "Курчатовский институт" при экспозиции в газообразном дейтерии и при облучении плазмой. В качестве рабочих газов были использованы дейтерий и аргон. Облучение ионами аргона использовалось для чистки лицевой поверхности от загрязнений. Установка состоит из двух высоковакуумных камер, разделённых исследуемым образцом. В камере экспозиции создается избыточное давление дейтерия, который, проникая через образец, попадает в камеру регистрации, оборудованную квадрупольным масс-спектрометром и системой калибровки. Камеры оборудованы независимыми системами откачки, состоящими из безмасляных турбомолекулярных и мембранных насосов, обеспечивая остаточный вакуум не хуже  $1 \cdot 10^{-7}$  и  $1 \cdot 10^{-5}$  Па в камере регистрации и напуска соответственно. Камера напуска оборудована безэлектродным ЭЦР-источником плазмы, что позволяет облучать лицевую поверхность исследуемого образца ионами с энергиями до 300 эВ, при приложении ускоряющего потенциала на образец, и плотностью потока до  $1 \text{ мА/см}^2$ .

Проницаемость образцов из стали ЭК-181, представляющих собой трубки (оболочки твэлов) (длина 230 мм внешний диаметр  $d_1=6,95$  мм; внутренний диаметр  $d_2 = 5,85$  мм), исследовалась при взаимодействии с газообразным дейтерием в диапазоне давлений от  $5 \cdot 10^{-2}$  до 100 Па и диапазоне температур от 600 до 900 К. Было показано, что зависимость проникающего потока  $J$  пропорциональна давлению в степени 0,8 ( $J \sim p^{0,8}$ ) (промежуточный режим проницаемости), константа проницаемости для 873 К составила  $3,3 \cdot 10^{-12}$  [моль·м<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>·Па<sup>-0,5</sup>], что на порядок меньше, чем для стали Eurofer. Чистка лицевой поверхности ионами аргона увеличивает проницаемость до трёх раз в случае, если поверхность была окислена. Поводились исследования проникновения дейтерия через мембрану из сплава ванадия толщиной 100 мкм и диаметром 60 мм в диапазоне температур от 550 К до 800 К и диапазоне давлений молекулярного дейтерия от  $10^{-2}$  до 10 Па. Была получена зависимость константы проницаемости от температуры:  $P = 8 \cdot 10^{-7} \cdot \exp\{-47 [\text{кДж/моль}] / (RT)\}$  [моль·м<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>·Па<sup>-0,5</sup>]. Также были проведены исследования по проницаемости из плазмы при приложении ускоряющего потенциала к мембране -100V. Отношение про-

никающего потока к падающему (эффективность проницаемости) составила:  $\eta = 0,02 - 0,1$  для температурного диапазона  $T = 600 - 800$  К. Было показано, что поверхность образца может значительно окисляться, и проникающие потоки могут падать на два порядка, однако чистка лицевой поверхности ионами аргона позволяет достичь повторяемости результатов. Проницаемость исследуемого сплава V-4Ti-4Cr примерно в 5-10 раз меньше проницаемости чистого ванадия [4]. Константы проницаемости сплава V-4Ti-4Cr почти на 3 порядка больше чем стали ЕК-181, что накладывает серьезные ограничения на его область применения. В случае использования сплавов ванадия в качестве конструкционных материалов, необходимо разработать методы снижения утечек и захвата изотопов водорода: эффективные барьерные покрытия, снижающие диффузию, двойные стенки, температурные режимы и т.д.

- [1] М.В. Леонтьева-Смирнова и др, Перспективные материалы 6 (2006) 40.
- [2] V.M. Chernov et al, Nucl. Fusion 47 (2007) 839.
- [3] A.V. Golubeva et al, J. Nucl. Mater. 438 (2013) S983.
- [4] T. Namba et al, J. Nucl. Mater. 105 (1982) 318.

А.А. ЕКСАЕВА, Е.Д. МАРЕНКОВ, Д. БОРОДИН<sup>1</sup>, А. KIRSCHNER<sup>1</sup>,  
М. LAENGER<sup>1</sup>, В.А. КУРНАЕВ, А. КРЕТЕР<sup>1</sup>

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*<sup>1</sup>Institut für Energie- und Klimaforschung – Plasmaphysik, Forschungszentrum Jülich,  
Association EURATOM-FZJ, Trilateral Euregio Cluster, Jülich, Germany*

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ В КОДЕ ERO ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ ПЛАЗМЫ С ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНЬЮ НА УСТАНОВКЕ PSI-2**

Открытые плазменные ловушки, такие как PSI-2 [1], широко используются для изучения взаимодействия плазмы с поверхностью. Вместе с тем, из-за многообразия происходящих при таком взаимодействии процессов, интерпретация экспериментальных данных даже в таких относительно простых установках, часто требует численного моделирования.

Код ERO [2], является признанным инструментом для моделирования физических процессов в пристеночной плазме токамаков и рекомендован в качестве одного из инструментов расчета транспорта примесей в токамаке ITER. Этот код использует метод Монте-Карло для трехмерного моделирования поведения примесей в плазме, параметры которой считаются фиксированными и задаются извне. При расчете учитываются следующие процессы: распыление вещества мишени под действием плазменного облучения; транспорт распыленных нейтральных частиц и их ионизация в результате столкновений с электронами; транспорт получившихся ионов в электрическом и магнитном полях установки, с учетом их взаимодействия с поверхностью мишени и упругих столкновений с ионами и атомами нейтрального газа. Кроме того, производится расчет атомных процессов, приводящих к излучению примесей.

Хотя код ERO уже использовался для моделирования процессов в линейной плазменной установке PISCES [3], для моделирования экспериментов на PSI-2 требуется дальнейшая его модификация из-за отличающейся геометрии устройства установки и параметров плазмы. Соответствующие изменения были внесены в настоящей работе и включили в себя следующее:

1. Изменена геометрия мишени. Добавлена возможность использования квадратной мишени, сдвинутой относительно оси симметрии установки. Мишень может быть повернута под произвольным углом относительно нормали к ней.

2. Добавлена возможность задания произвольных радиальных профилей плотности и температуры плазмы.
3. Добавлена возможность получения двухмерной картины излучения примеси в плоскости, проходящей через одну из координатных осей.

Для тестирования этой новой версии были выбраны результаты экспериментов по взаимодействию плазмы с вольфрамом, состоявших в следующем. В камеру помещалась вольфрамовая мишень квадратной формы со стороной 10 мм. На мишень подавался потенциал -50 В относительно стенок камеры. Измерения электронной температуры и плотности, проведенные с помощью одиночного зонда Ленгмюра, показали, что радиальные профили этих величин имеют «провал» на оси установки (рис. 1), связанный с конструкцией источника. Соответственно, мишень помещалась в место с максимальной плотностью и температурой, то есть на расстоянии около 2 см от оси установки. Необходимо отметить, что зонд находился примерно в 20 см вдоль оси установки от того места, куда помещалась мишень, поэтому параметры плазмы в месте расположения мишени могут несколько отличаться от приведенных на рис. 1.

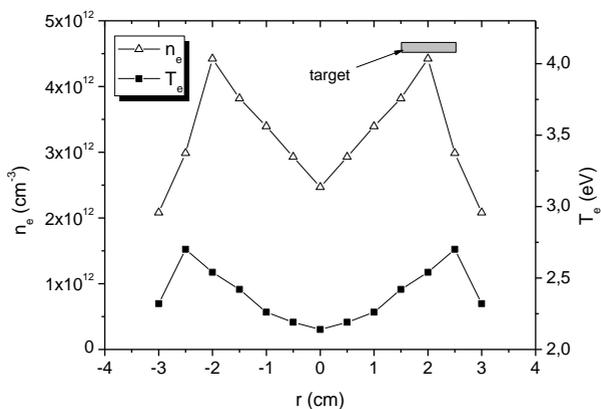


Рис. 1. Зависимость электронной плотности и температуры от радиуса. Показано также положение мишени (target)

В эксперименте с помощью спектрометра были получены зависимости интенсивности излучения линий нейтрального вольфрама от расстояния

до мишени. Эти интенсивности также моделировались в коде ERO. Результаты расчета и эксперимента для линии 4009 Å показаны на рис. 2.

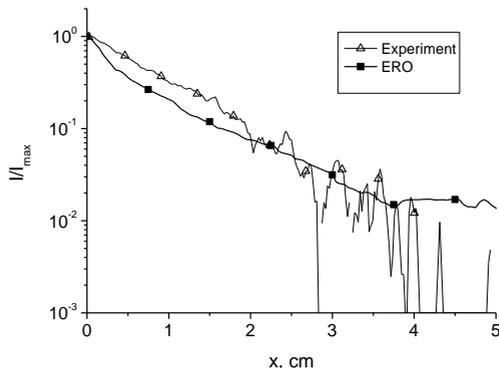


Рис. 2. Экспериментальная и расчетная зависимости интенсивности излучения линии WI от расстояния до мишени  $x$

Видно, что моделирование дает качественно правильный экспоненциальный спад интенсивности с расстоянием от мишени. Уменьшение интенсивности связано с уменьшением плотности нейтральных атомов вольфрама, которое происходит из-за их ионизации электронным ударом и из-за ухода из объема наблюдения. Небольшое отличие между результатами расчета и эксперимента может быть связано со следующими факторами:

- 1) Не точное значение константы скорости ионизации, полученные с помощью моделирования в коде АТОМ [4];
- 2) Из-за модификации поверхности мишени, происходящей в процессе облучения, распределения распыленных частиц по энергиям и углам могут отличаться от общепринятых [5];
- 3) Значения плотности плазмы и температуры вблизи мишени могут отличаться от полученных с помощью зонда, который находился на значительном расстоянии от мишени. Заметим также, что константа ионизации экспоненциально зависит от электронной температуры, что делает результаты чувствительными даже к ее небольшим изменениям;

4) Так как значение плотности нейтралов вблизи мишени не известно, роль упругих столкновений может быть оценена неправильно при вычислениях в коде.

Хотя каждый из этих факторов не дает очень большого изменения наклона профиля, их совместное действие может объяснить наблюдаемую разницу между расчетом и экспериментом. Для того, чтобы сделать более конкретные выводы, необходимо проведение дополнительных экспериментов, которые позволили бы уточнить разброс хотя бы некоторых из упомянутых величин.

[1] A. Pospieszczyk et al, J. Nucl. Mater. 438 (2013) S1249.

[2] A. Kirschner et al, J. Nucl. Mater. 363-365 (2007) 91.

[3] D. Borodin et al, Contrib. Plasma Phys. 50(3-5) (2010) 432.

[4] D. Kondratyev et al, J. Nucl. Mater. 438 (2013) S351.

[5] R. Behrisch, W. Eckstein. Sputtering by particle bombardment. Topics in Applied physics, V. 110. Springer, Berlin, 2007.

А.Б. ПУТРИК, Н.С. КЛИМОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН<sup>1</sup>, В.С. ЕФИМОВ<sup>1</sup>,  
В.А. БАРСУК, А.М. ЖИТЛУХИН, В.Л. ПОДКОВЫРОВ,  
А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ, Д.В. КОВАЛЕНКО

*ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва*

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

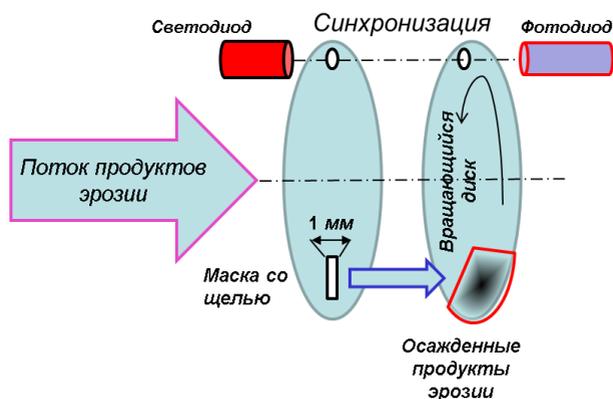
## **ФОРМИРОВАНИЕ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛОВ НА ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ КСПУ-Т ПРИ ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ИТЭР ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗ- МЕННЫХ НАГРУЗКАХ**

Эксперименты по имитации импульсных переходных процессов (ЭЛМ-события и срывы) проводятся на плазменном ускорителе КСПУ-Т для изучения процессов формирования продуктов эрозии обращенных к плазме материалов. Параметры плазменного воздействия на КСПУ-Т близки к условиям импульсных переходных процессов, ожидаемым в ИТЭР: тепловая нагрузка на мишень варьируется в диапазоне 0,2 – 5 МДж/м<sup>2</sup> при длительности импульса 0,5 мс.

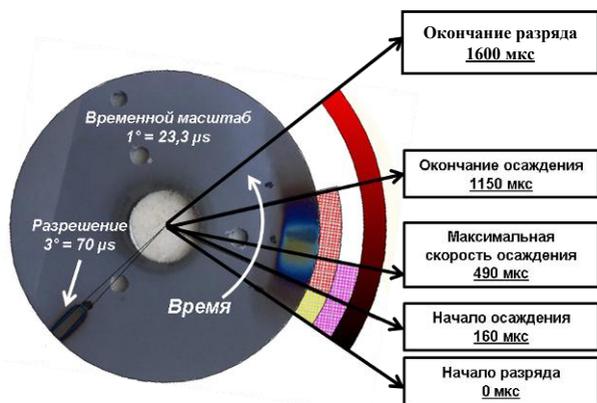
Работа велась по следующим направлениям: 1) разработка диагностики для определения скорости осаждения продуктов эрозии; 2) изучение свойств осажденных продуктов эрозии вольфрама и материала на основе графита; 3) захват изотопов водорода в осажденных продуктах эрозии; 4) изменение состава и структуры поверхности осажденных продуктов эрозии под действием излучения, генерируемого при торможении водородного потока плазмы на твердотельной мишени.

Максимальное временное разрешение разработанной диагностики для определения скорости осаждения продуктов эрозии составляет 0,02 мс (длительность импульса 0,5 мс). Кроме того, она позволяет определить изменения скорости осаждения и оценить динамику изменения содержания изотопов водорода в продуктах эрозии во время импульса. На рисунке 1а представлена принципиальная схема разработанной методики, а на рисунке 1б - снимок полученного в эксперименте образца, иллюстрирующий результаты применения данной методики. Свето-фотодиодная пара необходима для контроля оборотов двигателя и синхронизации вращения диска с моментом запуска установки КСПУ и моментом начала воздействия потока плазмы на эродирующую мишень. На диске (рисунок 1б) можно видеть два следа: узкий, расположенный слева от центра диска — был получен, когда диск покоился, справа, протяженный — при вращении с частотой 125 Гц. Каждый след представляет собой продукты эрозии

вольфрамовой мишени, осажденные за 20 импульсов. Установлено, что осаждение эродированного материала происходит во время разряда, а диапазон изменения скорости осаждения продуктов лежит в интервале  $1 - 10^2$  мкм/с, что существенно выше скорости осаждения при стационарных процессах.



а



б

а – схема эксперимента, б – полученный образец

Рис. 1 – Диагностика для изучения динамики осаждения продуктов эрозии

В результате облучения мишеней из вольфрама и материала на основе графита получены осажденные соответственно W и C-H пленки. Свойства полученных пленок зависят от: а) температуры подложки, которая изменялась в пределах от 300 К до 1000 К; б) локальной тепловой нагрузки на подложку, которая изменялась в пределах от 1 Дж/см<sup>2</sup> до 20 Дж/см<sup>2</sup>; в) скорости осаждения продуктов, которая лежит в интервале 1 – 10<sup>2</sup> мкм/с.

Проведенный ТДС анализ полученных пленок показал, что, во-первых, захват изотопов водорода в W пленках примерно на порядок меньше, чем в полученных ранее C-D пленках [1], и составляет  $5,4 \cdot 10^{14}$  ат.Д/см<sup>2</sup>, при этом концентрация дейтерия в W пленках лежит в диапазоне  $D/W = 0,1 - 0,3$  (при температуре подложки 300 К). Во-вторых, как при увеличении скорости осаждения продуктов эрозии, так и при увеличении температуры подложки, наблюдается уменьшение концентрации дейтерия в осажденных продуктах эрозии вольфрама вплоть до  $D/W = 0,005$ .

Полученные W и C-H пленки многократно облучались излучением, плотность энергии излучения лежала в диапазоне 0,03 – 0,5 МДж/м<sup>2</sup>, характерном для ослабленных срывов, ожидаемых в ИТЭР. Причем изменение исходных пленок наблюдались даже при плотности энергии излучения 0,03 МДж/м<sup>2</sup>.

Работа выполнена частично в рамках государственных контрактов № Н.4а.52.90.12.1007 от 13.03.2012 и № Н.4а.52.90.13.1031 от 19.02.2013 с государственной корпорацией Росатом.

[1] Д.В. Коваленко и др. Экспериментальное исследование продуктов эрозии, образующихся при облучении материалов потоками плазмы с параметрами, характерными для переходных плазменных процессов в ИТЭР. Труды XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. 2012. С. 303.

Б.И. ХРИПУНОВ, В.М. ГУРЕЕВ, Л.С. ДАНЕЛЯН, В.В. ЗАТЕКИН<sup>1</sup>,  
В.С. КОЙДАН, С.Н. КОРНИЕНКО, В.С. КУЛИКАУСКАС<sup>1</sup>,  
С.Т. ЛАТУШКИН, В.Б. ПЕТРОВ, А.И. РЯЗАНОВ, Е.В. СЕМЕНОВ,  
В.Г. СТОЛЯРОВА, Е.В. УНЕЖЕВ

*НИЦ «Курчатовский институт», Москва*

*<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва*

## **ВОЗДЕЙСТВИЕ БОЛЬШИХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ НА ВОЛЬФРАМ, ПОВРЕЖДЕННЫЙ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ИОНАМИ**

Вольфрам является одним из основных кандидатных материалов, обращенных к плазме, который предполагается использовать в реакторе ИТЭР и будущих реакторах. Поэтому его необходимо исследовать экспериментально с точки зрения воздействия на него всех факторов термоядерного реактора. В токамаке-реакторе, в основу работы которого положена реакция синтеза DT, серьезную проблему представляет собой повреждение материалов, вызванное быстрыми нейтронами. На установках Курчатовского института проводится экспериментальное исследование с целью установления связи плазменных эффектов обращенных к плазме материалах и наличия в них радиационных повреждений. В этом исследовании используются циклотрон НИЦ КИ, обеспечивающий облучение частицами высоких энергий для получения повреждений в материалах, и плазменная установка с прямым магнитным полем ЛЕНТА, на которой моделируются пристеночный слой и дивертор токамака [1]. На начальной стадии изучали углеграфитовые материалы [2], в настоящее время исследование сосредоточено на вольфраме [3]. В данной работе представлены результаты экспериментов на вольфраме W (99,95% вес.), имеющем состав аналогичный материалу, предлагаемому для реактора ИТЭР.

Главное внимание работы сосредоточено на материалах, накопивших радиационные дефекты на уровне, который рассматривается как высокий уровень радиационного повреждения. Плазменные эксперименты имеют целью изучение эрозии и захвата дейтерия под воздействием высоких потоков плазмы.

Перед экспозицией в плазме образцы вольфрама облучались на циклотроне ионами гелия  $He^{++}$  с энергией 3.5-4 МэВ для получения повреждений в материале. В данном случае реализуется возможность моделирования нейтронного воздействия на уровне потоков до  $10^{26}$  нейтрон/м<sup>2</sup>, причем повреждение заряженными частицами соответствующего уровня получается за приемлемое время экспериментальной работы, благодаря

значительно более высокой скорости получения дефектов. В данной работе в ходе облучений получены следующие значения флюенса:  $10^{21}$ ,  $10^{22}$  и  $3 \cdot 10^{22}$  и  $10^{23}$   $\text{He}^{++}/\text{м}^2$ . В последнем случае среднее значение флюенса по глубине поврежденного слоя образца составило более 90 смещений на атом (сна). Изменения микроструктуры поверхности изучалось с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Обнаружен эффект распухания вольфрама, который измерен с помощью профилометра.

Облученные образцы вольфрама подвергались последовательной экспозиции в стационарной дейтериевой плазме на установке ЛЕНТА. Энергия ионов плазмы на поверхности была 250 эВ в соответствии с условиями пристеночного слоя плазмы токамака. В каждой отдельной экспозиции облучение образцов проводилось до флюенса около  $10^{25}$  ион/ $\text{м}^2$ , а полный плазменный флюенс на поверхности вольфрама после ряда экспозиций составил  $\sim 10^{26}$  ион/ $\text{м}^2$ .

Оценка скорости эрозии в этих измерениях не выявила связи с наличием повреждений в образцах. С другой стороны, после экспозиции в плазме наблюдалось сильное изменение микроструктуры поверхности облученного вольфрама по сравнению с необлученным. На рис. 1 показано распределение первичных радиационных дефектов в поверхностном слое вольфрама после облучения альфа-частицами высокой энергии, а также фотографии микроструктуры поверхности, соответствующие последовательным экспозициям в плазме с возрастающей глубиной эродировавшего материала. Максимум повреждения структуры материала соответствует максимуму приведенного распределения (27 сна).

Методом регистрации ядер отдачи рассеяния была измерена концентрация изотопов водорода в поврежденном вольфраме после экспозиций в дейтериевой плазме. В этих измерениях было обнаружено значительное возрастание захвата дейтерия в поврежденной структуре вольфрама (на порядок величины). Для обнаружения имплантированного гелия был применен метод упругого обратного ядерного рассеяния. Накопление гелия было зарегистрировано в слое глубиной до 6 мкм, что соответствует расчетному профилю распределения гелия.

Выполненные эксперименты и полученные результаты показывают эффективность развиваемого метода и его перспективность для исследований материалов, обращенных к плазме, и определения их срока службы, а также оценки безопасности эффекта накопления трития в термоядерном реакторе.

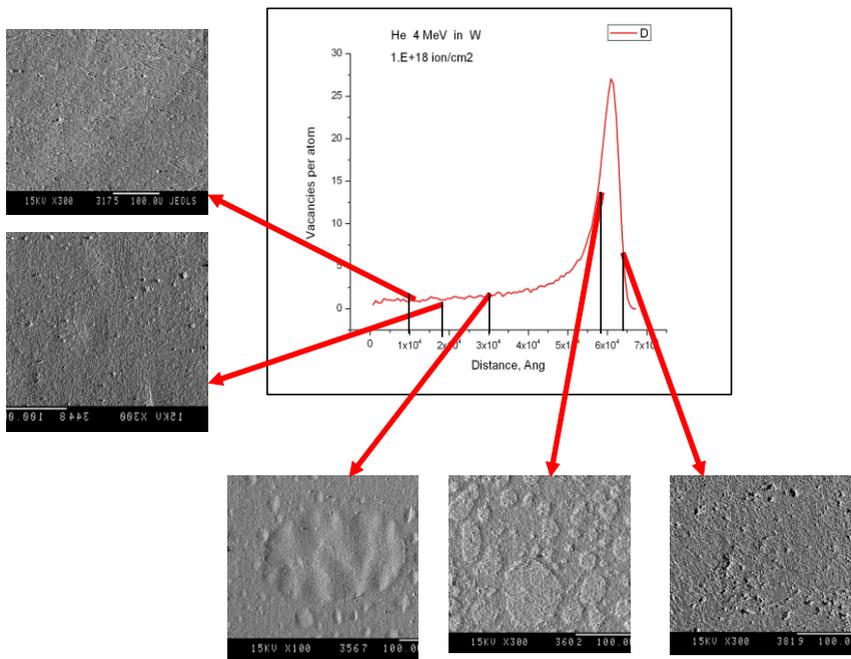


Рис. 1. Эволюция поверхности поврежденного вольфрама в результате эрозии под действием дейтериевой плазмы в серии последовательных облучений до глубины пробега ионов гелия высокой энергии (6 мкм – толщина поврежденного слоя).

- [1] B.I.Khripunov et al, 21<sup>st</sup> IAEA FEC- 2006, IAEA-CN-149. EX/P4-3.
- [2] V.S. Koidan, et al, IAEA FEC-2008, FT/P2-11, Geneva.
- [3] B.I.Khripunov et al, J. Nucl. Mater. 438 (2013) S1014.

С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ, И. БЫКОВ<sup>1</sup>,  
M. MAYER<sup>2</sup>, G. DE SAINT AUBIN<sup>2</sup>, M. BALDEN<sup>2</sup>, C. LUNGU<sup>3</sup>,  
A. WIDDOWSON<sup>4</sup>, JET-EFDA CONTRIBUTORS

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

<sup>1</sup>*Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, Sweden*

<sup>2</sup>*Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany*

<sup>3</sup>*NILPRP, Association EURATOM-MEdC, Bucharest, Romania*

<sup>4</sup>*Culham Science Centre, EURATOM/UKAEA – Fusion Association, Great Britain*

## **СРАВНЕНИЕ ЭРОЗИИ И ОСАЖДЕНИИ НА ВНУТРЕННЕЙ СТЕНКЕ ЖЕТ С ИТЭР-ПОДОБНОЙ И УГЛЕРОДНОЙ СТЕНКАМИ**

Эрозия материалов обращённых к плазме элементов термоядерных установок – важный вопрос с точки зрения времени жизни этих установок. В рамках проекта ИТЭР планируется использование бериллия в качестве материала первой стенки токамака. В 2010<sup>ом</sup> году на токамака JET (Joint European Thorus) была произведена замена внутренней стенки с углеродной на ИТЭР-подобную, составленную из бериллия из вольфрама. В этой работе представлены результаты измерений эрозии внутренней стенки токамака JET за экспериментальную кампанию 2011-2012 годов в сравнении с данными для кампаний 2001-2004 и 2005-2009 годов.

Измерения проводились при помощи образцов-вкладышей. Образцы устанавливались в тайлы внутренней стенки заподлицо. Образцы были расположены в различных октантах, вблизи внутренней средней плоскости (8ой тайл, считая сверху), а также, в 4ом октанте, распределены по вертикали. В кампаниях 2001-2004 и 2005-2009 образцы были расположены в 1<sup>ом</sup>, 3<sup>см</sup>, 4<sup>ом</sup>, 5<sup>ом</sup>, 6<sup>ом</sup>, 8<sup>ом</sup> октантах. В кампании 2011-2012 года образец был установлен не во 3<sup>см</sup>, а в 2<sup>ом</sup> октанте. Во всех кампаниях образцы, распределённые по вертикали, были установлены в 4<sup>ом</sup> октанте, во 2ом, 5ом, 8ом и 11ом тайлах, считая сверху.

Образцы представляли собой тонкие покрытия на различных подложках. В кампании 2001-2004 годов были использованы образцы с вольфрамовым покрытием. В кампании 2005-2009 были использованы образцы, наполовину состоящие из бериллия на медной подложке и наполовину из углерода с вольфрамовой прослойкой. В кампании 2011-2012 годов были использованы образцы, сделанные из сплава Инконель, наполовину покрытые бериллием и наполовину углеродом.

Толщины покрытий измерялись до помещения образцов в токамак и после завершения экспериментальной кампании при помощи метода

ядерных реакций. Сравнение полученных толщин позволяло определить интегральную эрозию образца за период кампании. Анализ проводился на ускорителе заряженных частиц TANDEM в Институте физики плазмы им. Макса Планка (Гархинг, Германия). Образцы 2001-2004 годов были анализированы при помощи 1,5 МэВ  $4\text{He}^+$  ионов. Образцы 2005-2009 годов были проанализированы при помощи 1,5 МэВ протонов, а также 3 МэВ протонов для углеродных частей образцов. Образцы 2011-2012 годов были проанализированы при помощи 1,6 МэВ протонов.

По результатам проедённых измерений и с учётом статистики разрядов для всех рассматриваемых кампаний были составлены распределения эрозии материалов в тороидальном и полоидальном направлениях (рис. 1)

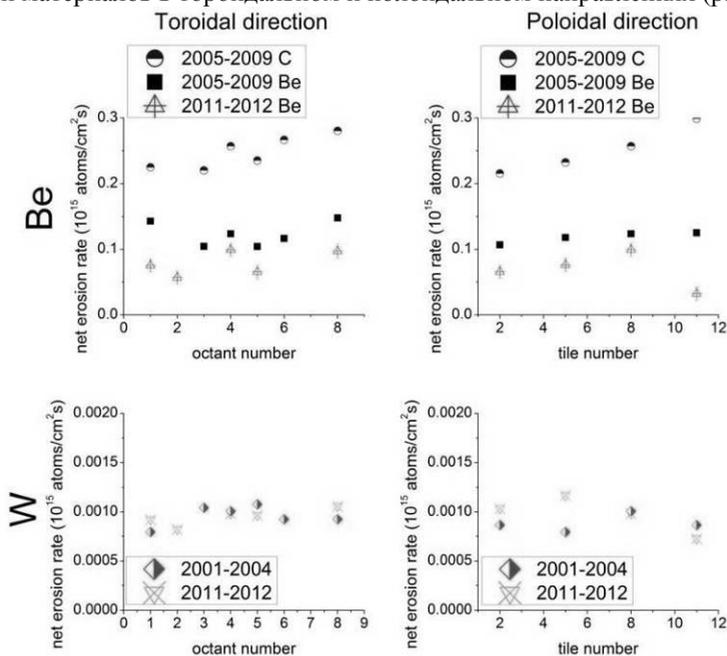


Рис. 1: распределения скоростей эрозии образцов с внутренней стенки для разных кампаний. Левый столбец – тороидальное распределение, правый – полоидальное. Верхняя строка – бериллиевые образцы, нижняя строка – вольфрамовые.

Эрозия вольфрама мало различалась между кампаниями, как по скорости (в среднем  $8,4 \times 10^{11}$  атомов/(см<sup>2</sup>×с) для 2001-2004 годов и  $9,4 \times 10^{11}$  атомов/(см<sup>2</sup>×с) для 2011-2012 годов), так и по распределениям в полои-

дальном и тороидальном направлениях. В целом, эрозия вольфрама происходит равномерно в обоих направлениях.

В отличие от вольфрама, замена первой стенки на ИТЭР-подобную оказала существенное влияние на эрозию бериллия с неё. Средняя скорость эрозии бериллия в кампании 2011-2012 ( $0,54 \times 10^{14}$  атомов/(см<sup>2</sup>×с)) составляла приблизительно половину скорости эрозии бериллия в кампании 2005-2009 ( $1,2 \times 10^{14}$  атомов/(см<sup>2</sup>×с)) и была в 4,5 раз меньше скорости эрозии углерода ( $2,4 \times 10^{14}$  атомов/(см<sup>2</sup>×с)) в кампании 2005-2009 годов.

Тороидальное распределение эрозии было схожим в обеих кампаниях, с небольшими максимумами в 1<sup>ом</sup> и 4<sup>ом</sup> октантах, вероятно связанными с инжекторами нейтральных частиц, расположенными в них.

Полоидальное распределение скоростей эрозии бериллия различалось между кампаниями. В кампании 2005-2009 оно было равномерным, в то время как в кампании 2011-2012 оно имело максимум вблизи внутренней средней плоскости.

Использованный метод подсчёта скорости эрозии позволяет определять только интегральную величину полной эрозии за кампанию. Для её уменьшения возможны две причины, так как она представляет собой разницу между количеством распыленного материала и количеством переосаждённого материала.

Скорость распыления могла быть меньше для кампании 2011-2012 годов. Так как эрозия вольфрама, переосаждение для которого должно слабо влиять на суммарную эрозию в обеих кампаниях, происходила приблизительно одинаково для ИТЭР-подобной и для углеродной стенок, маловероятно, что скорость распыления бериллия была меньше в кампании 2011-2012, чем в кампании 2005-2009.

Во время кампании 2011-2012 большая часть внутренней стенки была покрыта бериллием, в отличие от кампании 2005-2009, в которой бериллий отсутствовал на внутренней стенке за исключением отдельных маленьких образцов. Из-за этого вероятность переосаждения бериллия на образцы была гораздо выше в кампании 2011-2012 годов, что, вероятно, и приводило к уменьшению скорости эрозии.

В целом можно сказать, что смена первой стенки с углеродной на ИТЭР-подобную цельнометаллическую привела к уменьшению скорости эрозии внутренней стенки приблизительно в 4-5 раз.

## **О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПРИМЕНЕНИЯ БЕРИЛЛИЯ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ: РЕСУРСЫ, ПРИМЕСИ, ДЕТРИТИЗАЦИЯ**

В современных термоядерных установках бериллий используется, прежде всего, для защитного покрытия первой стенки плазменной камеры, для снижения загрязнения плазмы продуктами распыления. В то же время в ряде проектов будущих ТЯР бериллий рассматривается в основном как перспективный материал для эффективного размножения термоядерных нейтронов, необходимого для обеспечения полного воспроизводства трития в бланкетах промышленных ТЯР с твёрдым бридером.

Вместе с тем следует помнить, что бериллий является дефицитным металлом. По современным оценкам, его мировые природные запасы несколько больше 80 000 т. В 2012 г. во всех странах мира было добыто около 230 т бериллия. В то же время в концептуальных проектах некоторых энергетических термоядерных реакторов предусматривается применение сотен тонн бериллия. Поэтому возврат в производственный цикл (рециклинг) этого металла будет необходим.

В 1989 г. добыча бериллиевых руд во всех российских месторождениях, была практически прекращена и производство рудных концентратов законсервировано. В 2005 г. корпорация «Металлы Восточной Сибири» приобрела лицензию на возобновление разработки наиболее крупного в России Ермаковского бериллиевого месторождения. Строительство горно-металлургического комбината должно было начаться в 2013 г. Комбинат должен выйти на проектную производительность в 2016-2018 гг.

Для защиты первой стенки вакуумной камеры реактора ИТЭР от эрозии предусмотрена облицовка из Ве марки ТГП-56ПС (технического горячепрессованного для облицовки первой стенки), производимого из остатков забайкальского концентрата Ве на Ульбинском металлургическом заводе в Казахстане и Ве марки S-65 VHP, производимого в США. Для реактора ИТЭР требуется около 12 т бериллия. Предполагается, что облицовка первой стенки реактора ИТЭР будет изготавливаться на саратовском заводе корпорации Росатом. Половина требуемого бериллия будет поставлена Казахстаном, вторая половина — США.

Бериллиевая руда основных зарубежных (американских и китайских) месторождений бериллия имеет большую для термоядерного реактора

концентрацию урана. Для реактора ИТЭР концентрация U, равная 30 мкг/г признана допустимой. В бланкете европейского энергетического реактора PPCS-B количество Ве — около 560 т. При концентрации U в Ве, равной 30 мкг/г, количество природного U в этом реакторе составит 17 кг, количество  $^{235}\text{U}$  — 123 г. После 5 лет работы реактора на полной мощности по достижении величины нейтронного флюенса на первой стенке  $\sim 10$  МВт·год/м<sup>2</sup>, в Ве будет находиться около 4,4 кг плутония (Pu) и других делящихся изотопов, а удельная активность всех  $\alpha$ -излучателей в Ве составит 525 МБк/кг Ве. Таким образом, граница между «чистыми» термоядерными реакторами и гибридными реакторами синтеза-деления представляется несколько условной. В так называемом «чистом» термоядерном реакторе при наличии U в Ве образуется букет из различных трансурановых элементов — от Pu до Am и Cm весом в несколько кг.

Удельная активность облучённого Ве в течение десятков лет выдержки определяется накопленным в нём  $^3\text{H}$ . Практически любые технологические операции с бериллием требуют его детритизации. В «Курчатовском институте» проведено исследование выхода  $^3\text{H}$  и He из Ве марки ТШГ-200, облучённого в материаловедческом ядерном реакторе МР мощностью 40 МВт до значений флюенса быстрых нейтронов (с энергией  $>500$  кэВ)  $\sim 3 \cdot 10^{21}$  и  $\sim 1 \cdot 10^{22}$  н/см<sup>2</sup> при разных температурах и скоростях повышения температуры. Наибольшее содержание  $^3\text{H}$  и He в образцах было  $\sim 785$  и  $4400$  млн<sup>-1</sup> (ат.) соответственно.

Опыты показали, что выход  $^3\text{H}$  и He из образцов имеет недиффузионный (взрывной) характер. При малых скоростях повышения температуры ( $\sim 10$  °С/мин) и флюенсе быстрых нейтронов  $\sim 3 \cdot 10^{21}$  н/см<sup>2</sup>  $^3\text{H}$  выходит из образцов при температуре  $\sim 810$  °С. Температура выхода He была  $\sim 1200$  °С (рис. 1). При увеличении флюенса нейтронов до  $1 \cdot 10^{22}$  н/см<sup>2</sup> температура пиков взрывного выхода  $^3\text{H}$  и He уменьшилась до 740 и 1050 °С соответственно (рис.2). Температура выхода  $^3\text{H}$  и He уменьшаются с увеличением скорости повышения температуры (рис. 3).

Причиной того, что  $^3\text{H}$  и He выходят при разных температурах, по видимому, является то, что  $^3\text{H}$ , как более мобильный изотоп, мигрирует на границы зёрен, в то время как He в основном остаётся внутри зёрен, там, где он образовался. При росте температуры из-за газового распухания (свеллинга) начинается разрушение образца по границам зёрен, что и обуславливает взрывной выход накопившегося там  $^3\text{H}$ . Разрушение самих зёрен бериллия, приводящее к выходу He, имеет место при более высокой температуре и большем газовом распухании (рис. 4).

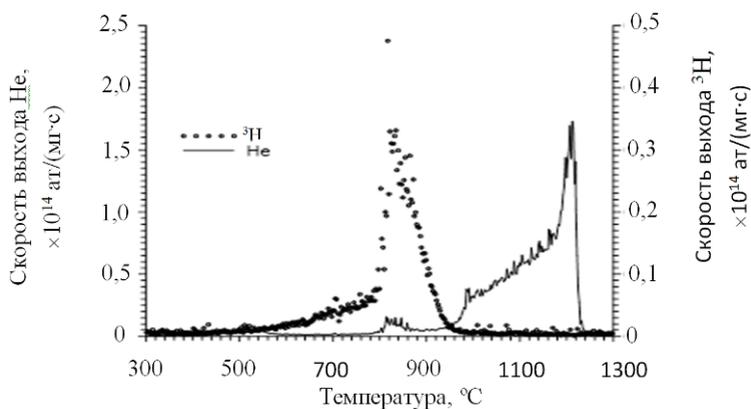


Рис.1. Термодесорбционные спектры бериллия, облучённого до флюенса быстрых нейтронов  $3 \cdot 10^{21}$  н/см<sup>2</sup>, скорость линейного повышения температуры — 10 °С/мин

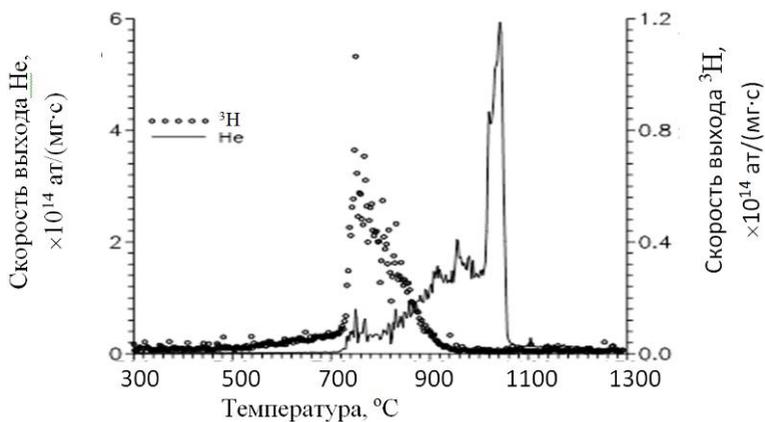


Рис.2. Термодесорбционные спектры бериллия, облучённого до флюенса быстрых нейтронов  $1 \cdot 10^{22}$  н/см<sup>2</sup>, скорость линейного нагрева — 10 °С/мин

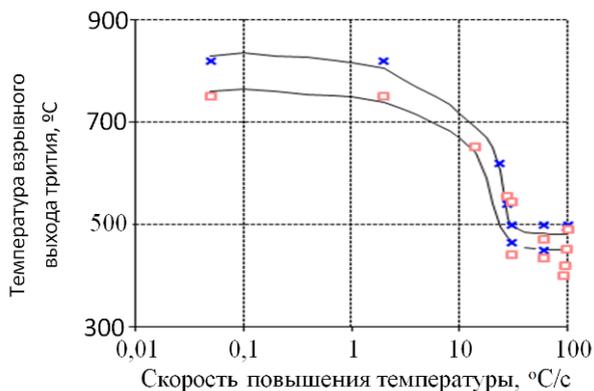


Рис. 3. Температура взрывного выхода трития в зависимости от скорости повышения температуры образца для двух значений флюенса быстрых нейтронов:  $3 \cdot 10^{21}$  н/см<sup>-2</sup> (×);  $1 \cdot 10^{22}$  н/см<sup>-2</sup> (□)

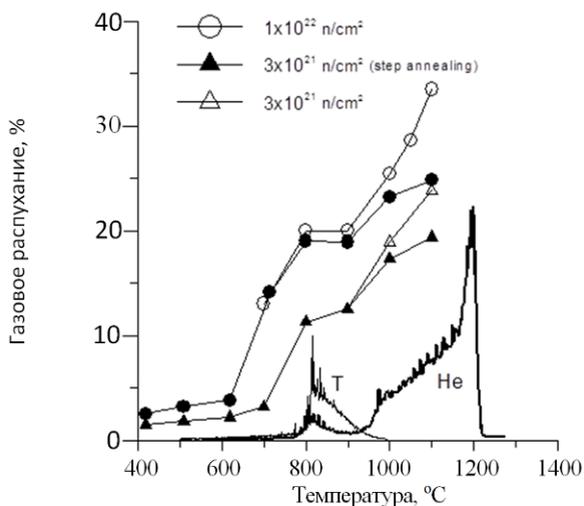


Рис.4. Зависимость газового распухания He от температуры после реакторных отжигов (линейный — ○, △; ступенчатый — ●, ▲) в сравнении с термодесорбционными спектрами трития и гелия для образца, облучённого флюенсом быстрых нейтронов:  $1 \cdot 10^{22}$  н/м<sup>2</sup> — ○, ●;  $3 \cdot 10^{21}$  н/м<sup>2</sup> — △, ▲

А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.В. ВЕРГАЗОВ,  
А.Н. ВОЙТЮК, А.А. ГОРДЕЕВ, Я.А. САДОВСКИЙ, В.П. ТЕРЕНТЬЕВ  
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

## **ГАЗИФИЦИРОВАНИЕ И УДАЛЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ СЛОЕВ ИЗ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК**

Известно, что в токамаках с контактирующими с плазмой элементами, выполненными из углеродных материалов, при распылении в конечном итоге образуются углеродные слои, захватывающие большое количество изотопов водорода. Неконтролируемый выброс удерживаемых газов из таких слоев отрицательно сказывается на поведении разрядов, а в ИТЭР накопление в перенапыленных слоях большого количества трития создаст невозможность его дальнейшей эксплуатации. Для удаления углеродных слоев в термоядерных установках обычно используются так называемые «кондиционирующие» разряды, в процессе которых, в результате реакции водорода плазмы со слоем углерода, образуются и откачиваются из установки углеводороды. Однако, при проведении «кондиционирующих» разрядов в токамаке эффективного удаления перенапыленных слоев из щелей не происходит [1], так как плазма не проникает в щели на всю глубину. Другим способом удаления перенапыленных углеродных слоев является их термическое окисление в атмосфере кислорода, однако температуры поверхности, необходимые для эффективного протекания этого процесса недостижимы в ИТЭРе [1,2]. Известно, что озон вступает в реакции окисления при меньших температурах, чем кислород [3], поэтому использование озона для термического удаления перенапыленных углеродных слоев из щелей может быть перспективным методом для ИТЭР.

Целью данной работы была экспериментальная проверка возможности использования озона для удаления углеродных слоев из щелей и измерение скорости удаления углерода в зависимости от геометрии щели и температуры. Кроме того, ставилась задача определить возможность удаления с помощью озона бор-углеродных слоев, которые могут образовываться при распылении покрытия карбида бора, используемого в качестве защитного покрытия вольфрамовых тайлов дивертора ИТЭР.

Для получения озона использовался специально разработанный озонатор на барьерном разряде. Озонатор позволяет получить концентрацию озона 1% в кислородно-озоновой смеси при давлении 1 атм.

Измерение скорости эрозии углеродных образцов проводилось с помощью взвешивания. Для анализа скорости эрозии бор-углеродных пле-

нок использовался рентгеновский энерго-дисперсионный анализ.

На первом этапе экспериментов измерялась скорость взаимодействия кислорода и кислородно-озоновой смеси с образцами из углеродных материалов. Углеродный композит (CFC) и графит МПГ-8 выдерживались в кислороде при повышенной температуре (200°C, 0,3 атм, 3 часа). Убыль их веса составляла менее  $6 \times 10^{-7}$  г/см<sup>2</sup> час (или  $3 \times 10^{-3}$  мкм/час). При, практически, тех же параметрах эксперимента (220 °С, 0,3 атм, 3 часа), но с добавлением 0,6% озона убыль веса углеродных образцов составила около  $9 \times 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup> час (0,5 мкм/час). При увеличении температуры образцов до 250°C убыль веса образцов составила уже  $1,1 \times 10^{-4}$  г/см<sup>2</sup> час. (0,6 мкм/час).

При экспозиции в аналогичных условиях углеродных пленок, которые были получены при распылении графита ионами аргона осаждением на нержавеющую подложку при температуре 500°C, реакция озона с ними шла медленнее (скорость эрозии составляла величину порядка 0,03 мкм/час). Вероятно, это объясняется тем, что при напылении при такой температуре пленки получают высокоструктурированные, в отличие от CFC, в котором есть множество пор и дефектов. Углеродные пленки, полученные на токамаке Т-10, реагировали с озоном примерно с той же скоростью, что и образцы из CFC.

Далее были проведены эксперименты по газификации в кислородно-озоновой смеси бор-углеродной пленки, полученной путем осаждения продуктов распыления карбида бора аргоном и смесью аргона с водородом. Пленки были выдержаны в кислородно-озоновой смеси (концентрация озона 1 %, давление 1 атм, температура 250°C); скорость эрозии составила величину порядка 0,01 мкм/час. Исходя из анализа состава пленки до выдержки в кислородно-озоновой смеси и после нее, можно сделать вывод, что происходит удаление как углерода, так и бора. Углерод, как и при эрозии углеродной пленки, при реакции с озоном образует СО и СО<sub>2</sub>, которые откачиваются. При реакции окисления бора образуется борный ангидрид. За счет того, что в реакционном объеме присутствует вода (в виде остаточного газа сорбированная на поверхности и растворенная в объеме), возможна реакция борного ангидрида с водой с образованием борной кислоты, которая может переходить в газовую фазу. Таким образом, при выдержке бор-углеродной пленки в озон-кислородной смеси при повышенной температуре происходит ее газификация.

В последующих экспериментах с бор-углеродными пленками предполагается определить влияние наличия водорода в пленке на скорость ее

газификации и провести реакцию окисленной пленки с парами спирта, что может ускорить газификацию пленки за счет образования летучего эфира борной кислоты.

Для измерения скорости удаления углеродных слоев из щелей были подготовлены специальные сборки из нержавеющей стали, имеющие перевернутый П-образный профиль, у которого дно и боковые стенки выкладывались исследуемыми образцами (рис.1). Глубина щели после установки образцов составляла 5 мм, а ширина в различных варьировалась от 2 до 1 мм. Образцы экспонировались в кислородно-озоновой смеси при температуре 250°C и давлении 0,3 атм. Для щели шириной 2 мм скорость эрозии «дна» из CFC составила  $0.6 \pm 0,1$  мкм/час, что практически совпадает со значением для плоских образцов. При ширине щели 1 мм скорость эрозии «дна» составила  $0.5 \pm 0.1$  мкм/час. В случае, когда стенки щели также выполнены из CFC, скорость эрозии «дна» оказалась меньше и составила  $0.4 \pm 0.1$  мкм/час. Это, скорее всего, связано с уменьшением в газовой смеси концентрации озона, достигающего дна щели из-за его расхода на эрозию стенок.

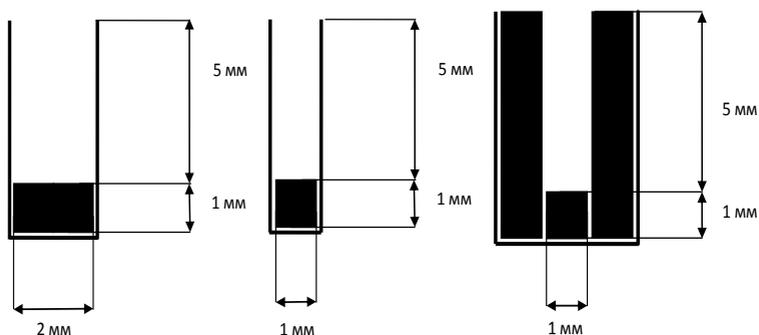


Рис. 1. Схемы макетов щелей, имеющих различную конфигурацию и различные материалы стенок.

Для определения изменения скорости эрозии за счет расходования озона при эрозии образцов были проведены следующие эксперименты. В реактор для выдержки образцов в газовой смеси были положены подряд три образца длиной по 2 см. Таким образом, газовая смесь от озонатора проходила последовательно вдоль трех образцов. Результат представлен в табл. 1.

Позиция образца	Скорость эрозии при 250°C, мкм/час	Скорость эрозии при 220°C мкм/час
1	0,6±0,1	0,5±0,1
2	0,19±0,02	0,36±0,04
3	0,007±0,005	0,12±0,02

Табл. 1.

Видно, что при большей температуре скорость распыления первого образца больше, что приводит к гибели большей доли озона. Таки образом, концентрация озона вблизи последующих образцов уменьшается, и это приводит к уменьшению скорости эрозии относительно первого образца. За счет этого эффекта скорость эрозии дальних от источника озона образцов больше при меньшей температуре.

Для того, чтобы определить, окисляются ли материалы вакуумной стенки и дивертора, была проведена экспозиция в кислород-озоновой смеси образцов нержавеющей стали 12Х18Н10Т и вольфрама марки ВА. Обнаружено, то окисдирование образцов происходит со скоростью не более  $3 \times 10^{-7}$  г/см<sup>2</sup>час, что соответствует росту менее одного монослоя оксида в час.

Таким образом, показано, что кислородно-озоновая смесь эффективно эродирует углеграфитовый композит и углеродные пленки. При увеличении температуры от 100 до 250°C происходит увеличение скорости эрозии. Скорость эрозии углеродных материалов может быть увеличена до десяти раз при большей концентрации озона (концентрация может достигать 5-7%).

Показано, что в кислородно-озоновой смеси при температуре 250°C происходит газификация бор-углеродных пленок. Для ускорения эрозии окисдированных бор-углеродных пленок планируется проведение их реакции со спиртами, которые приводят к образованию летучих эфиров борной кислоты.

- [1] I. Tanarro et al, J.Nucl.Mat.390–391 (2009) 696.
- [2] J.W. Davis, A.A. Haasz, J. Nucl.Mat.390–391 (2009) 532.
- [3] R. Moormann, H.-K. Hinssen, C.H. Wu, Proceedings of the 18th IAEA Fusion Energy Conf. on Fusion Energy, Sorrento, Italy, October 4–10 2000, paper FTP1/29.

А.Н. ЩЕРБАК, С.В. МИРНОВ, В.Б. ЛАЗАРЕВ, Н.Т. ДЖИГАЙЛО,  
В.М. НЕСТЕРЕНКО, М.В. КИСЕЛЕВ, С.И. КРАВЧУК, С.П. ДЖУРИК,  
Ю.В. ПЕТРОВ, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ<sup>1</sup>, А.В. ВЕРТКОВ<sup>1</sup>

ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва

<sup>1</sup>ОАО «Красная Звезда», Москва

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СБОРА ЛИТИЯ КРИОГЕННОЙ МИШЕНЬЮ НА ТОКАМАКЕ T-11M

В качестве одного из возможных методов очистки стенок камеры токамака от пленок лития и захваченного ими трития без нарушения вакуумных условий был предложен способ «вымораживания» паров лития, распыляемого со стенки токамака в тлеющем разряде [1]. Идея «вымораживания» основана на том, что литий имеет тенденцию мигрировать и собираться в холодных местах лимитеров и разрядной камеры токамака.

Схематично идея этого метода представлена на рис. 1. В плазму тлеющего разряда вводится криогенная мишень, представляющая собой охлаждаемый жидким азотом стержень, выполняющий роль криососа по отношению к нейтральным атомам и ионам лития, циркулирующим в плазме тлеющего разряда. После выключения тлеющего разряда стержень с собранным литием выводится из камеры без нарушения вакуума через вакуумный шлюз с последующим удалением лития и захваченных им водородных изотопов. Для увеличения скорости десорбции лития со стенок камеры дополнительно используется омический нагрев.

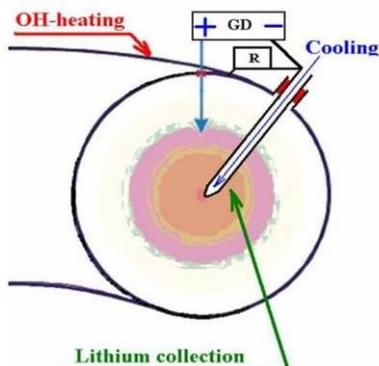
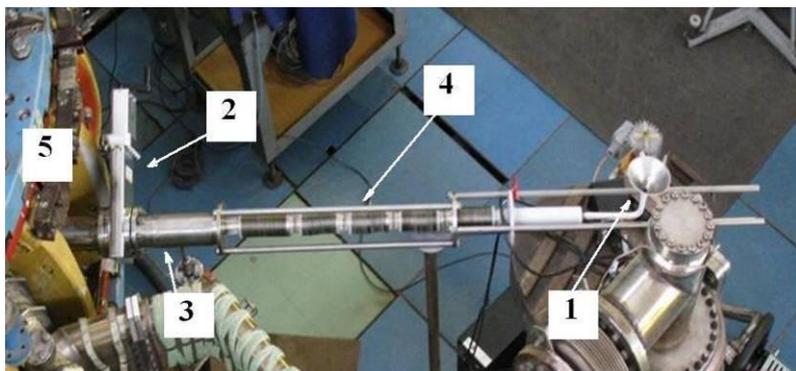


Рис. 1. Схема криогенной мишени в тлеющем разряде

Таким образом, криогенная мишень, охлажденная до температуры жидкого азота, помещенная в плазму тлеющего разряда, играет роль коллектора по отношению к атомам и ионам лития, распыленным со стенок разрядной камеры токамака при ее бомбардировке ионами тлеющего разряда.

На рис. 2 приведен общий вид криогенной мишени после постановки его в камеру Т-11М [2]. Криогенная мишень введена в объем разрядной камеры.



1 – воронка для заливки в мишень жидкого азота, 2 – вакуумный затвор, 3 – вакуумный шлюз, 4 – сильфонное устройство перемещения, 5 – токамак

Рис.2. Общий вид криогенной мишени после постановки в Т-11М.

При работе с криогенной мишенью на токамаке Т-11М были проведены эксперименты с тремя видами рабочего газа тлеющего разряда: с водородом, с гелием и с аргоном. Было проведено исследование эффективности сбора лития в этих газах при условии неизменности остальных параметров. На рис. 3 представлены полученные результаты сравнения эффективности сбора лития для этих газов.

Легко заметить, что сбор лития криогенной мишенью максимален в случае тлеющего разряда на водороде. Его эффективность в 2 раза выше по сравнению с гелием и в 1.5-2 раза выше по сравнению с аргоном.

Также в работе исследуется влияние на эффективность сбора лития криогенной мишенью температуры нагрева стенок камеры токамака и электрического потенциала, подаваемого на мишень относительно стенок камеры токамака.

Анализ эффективности сбора лития в зависимости от температуры нагрева стенки камеры токамака для водородного тлеющего разряда показал что, эффективность сбора лития по мере нагрева стенки увеличилась более чем в 3 раза.

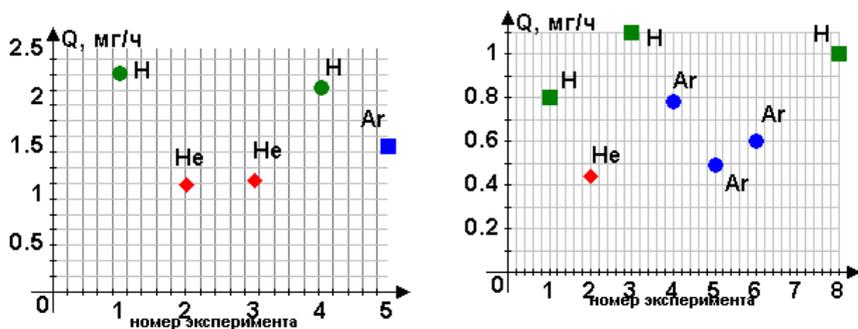


Рис. 3. Сравнение эффективности сбора лития в тлеющем разряде на H<sub>2</sub>, He, Ar

При исследовании влияния электрического потенциала, подаваемого на криогенную мишень относительно стенок камеры, на эффективность сбора лития была собрана электротехническая схема, позволявшая менять разность потенциалов между мишенью и стенкой в пределах от -300В до +300В. Зависимость сбора лития от разности электрических потенциалов между стенкой и криогенной мишенью в случае тлеющего разряда на водороде обнаруживает существенный рост по мере увеличения амплитуды отрицательного потенциала мишени относительно стенки. В случае же тлеющего разряда на гелии сбор лития ведет себя аналогичным образом, за исключением области глубоких отрицательных потенциалов вблизи -300В, где наблюдается спад эффективности сбора, что может быть объяснено возрастающей ролью распыления захваченного лития по мере увеличения энергии бомбардирующих его ионов гелия.

Полученные результаты указывают на то, что основной сбор лития осуществлялся криогенной мишенью из ионизированного состояния.

Кроме того, ранее было установлено, что литиевый сбор криогенной мишенью в условиях «плохого» вакуума оказывается максимален и снижается по мере улучшения вакуума. В связи с этим важным объектом исследования стало влияние на эффективность сбора лития дополнительных примесей в плазме тлеющего разряда (паров воды и азота). Именно остаточные пары воды и азота представляют собой основные источники нежелательных примесей в токамаке после открытия камеры на атмосферу.

Было проведено две серии экспериментов: с созданием калиброванного источника воды и с тлеющим разрядом на азоте. Было установлено, что добавление паров воды к рабочему газу тлеющего разряда в пределах от  $6 \cdot 10^{-5}$  Па до  $2 \cdot 10^{-3}$  Па позволяет в 4÷5 раз увеличить эффективность сбора лития криогенной мишенью. Превышение предела  $3 \cdot 10^{-3}$  Па приводит к резкому изменению характера тлеющего разряда на водороде и срыву разряда. На рис. 4 представлены зависимости скорости сбора лития в условиях тлеющего разряда на водороде от величины добавочного давления воды, полученные при двух температурах стенки камеры  $120^\circ\text{C}$  и  $190^\circ\text{C}$ .

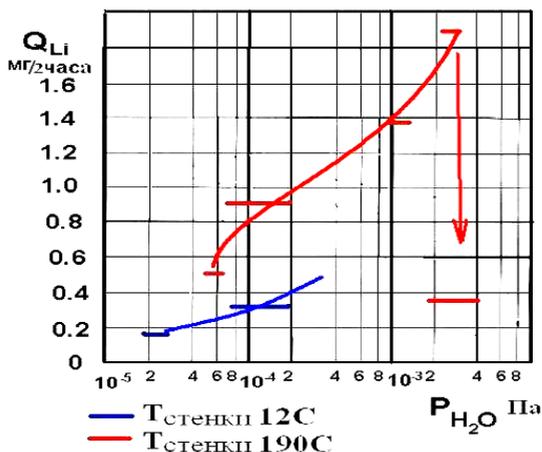


Рис. 4. Зависимость сбора лития при двух температурах камеры T-11M от величины парциального давления воды в условиях разряда на водороде

Эксперименты с тлеющим разрядом на азоте также показали больший сбор лития по сравнению с контрольным экспериментом: тлеющим разрядом на водороде.

Работа выполнена в рамках госконтракта №Н.4х.44.90.13.1102 по заказу госкорпорации «Росатом».

[1] S.V. Mirnov, Fus. Eng. Des. 85 (2010) 919.

[2] S.V. Mirnov et al, Tests of the cryogenic target for lithium and hydrogen isotopes extraction from the chamber of T-11M tokamak without its venting, Int. Symp. of Lithium Applications in Fusion Devices 9-11 Oct. 2013 Frascati Italy S1B\_01.

## **ИЗУЧЕНИЕ СООСАЖДЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ С ЛИТИЕМ В МАГНЕТРОННОМ РАЗРЯДЕ**

При разработке термоядерных установок одним из ключевых является вопрос выбора материалов конструктивных элементов, обращенных к плазме. Литий рассматривается в качестве одного из возможных материалов, контактирующих с плазмой токамака. При выборе материалов стенок термоядерных установок учитываются разные аспекты взаимодействия плазмы с материалами, в том числе распыление и переосаждение материала, а также накопление изотопов водорода в переосаждённых слоях. На данный момент уже были проведены эксперименты с литием на таких токамаках, как T-11M, EAST и FTU. В этих экспериментах было показано положительное влияние лития, которое проявляется в уменьшении эффективного заряда плазмы, уменьшении рециклинга водорода, уменьшении примесей и увеличении времени удержания частиц [1].

В данной работе исследовалось накопление дейтерия в переосаждённых слоях в ходе магнетронного разряда с литиевым катодом.

Лабораторные эксперименты с литием осложнены тем, что литий очень активно реагирует с атмосферными газами (азот, кислород, пары воды). Поэтому эксперименты должны проводиться в хорошем вакууме, а анализ образцов должен проводиться непосредственно после экспериментов, без контакта с воздухом. Поэтому для экспериментов была разработана экспериментальная установка на основе цилиндрического планарного магнетрона постоянного тока, при помощи которой производилось распыление расплавленного лития дейтериевой плазмой с последующим анализом полученных слоёв при помощи термодесорбционной спектроскопии.

Установка (рис.1) состоит из двух вакуумных камер - камеры напыления (1) и камеры анализа (2), которые установлены соосно. В камере ТДС-анализа установлен квадрупольный масс-спектрометр (11). Газовая течь (16) позволяет следить за составом газа во время напыления. Образец (14) может перемещаться между камерами напыления и анализа при помощи линейного ввода движения (8). Клапан (10) между камерами позволяет вакуумно изолировать камеры друг от друга после перемещения образца из одной камеры в другую. Отсоединять образец от линейного ввода для

вакуумной изоляции при анализе позволила конструкция держателя образца. Держатель образца может привинчиваться и отвинчиваться от конца линейного ввода движения для перемещения образца между камерами. На держателе предусмотрены измерение температуры образца и подача потенциала на образец. Для предотвращения напыления на держатель образца в камере напыления были установлены две диафрагмы: диафрагма над катодом и диафрагма вокруг образца, которая крепится на вводе вращения, что позволяет отодвигать ее в сторону для перемещения образца в камеру ТДС, а также защиты образца от напыления до момента плавления лития. На диафрагмы устанавливаются дополнительные образцы для контроля толщины пленки.

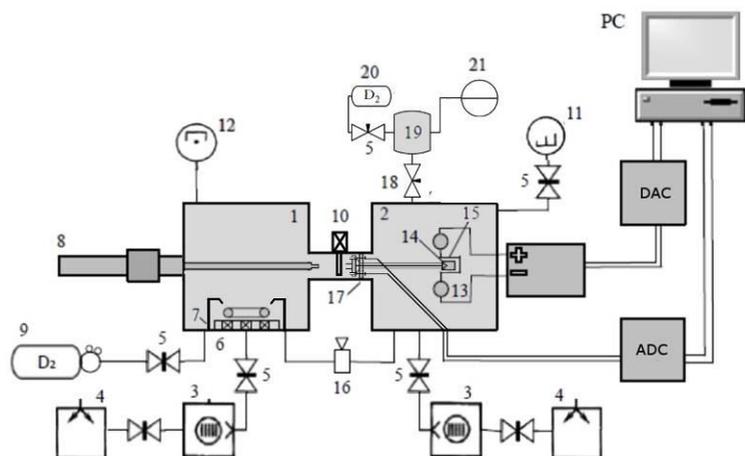


Рис.1. схема установки MR-2: 1 – камера напыления, 2 – камера ТДС, 3 – турбомолекулярный насос, 4 – мембранный форвакуумный насос, 5 – клапан, 6 – магнетрон, 7 – кожух магнетрона, 8 – вакуумный ввод, 9 – газовый баллон, 10 – магнетрон, 11 – квадрупольный масс-спектрометр, 12 – комбинированный магниторазрядный вакуумметр, 13 – охлаждаемый токовводы, 14 – экспериментальный образец, 15 – нагреватель, 16 – калиброванная течь, 17 – стационарная часть держателя образцов, 18 – прецизионный натекатель, 19 – калибровочный объем, 20 – калибровочный баллон, 21 - баротрон

Рабочим газом разряда является дейтерий. Вследствие переходных процессов ток и напряжение во время разряда меняются, поэтому стабилизация питания производится по мощности. До начала плавления лития

разряд находится в фазе поджига, цвет разряда - бело-голубой, напряжение составляет около 300 В, а давление поддерживается на уровне  $2 \times 10^{-2}$  мбар. В момент плавления лития цвет разряда меняется на алый, наблюдается резкий скачок давления. После стабилизации разряда напряжение составляет 100-150 В, а давление  $9 \times 10^{-3}$  мбар. Когда литиевый образец полностью расплывется, цвет разряда вновь становится бело-голубым.

Литиевая пленка наносилась на молибденовую подложку. После осаждения образец, установленный на держателе, переносился в камеру анализа для проведения ТДС. Максимальная температура нагрева была 1100 К. На рис.2 представлены типичные ТДС-спектры литиево-дейтериевой пленки.

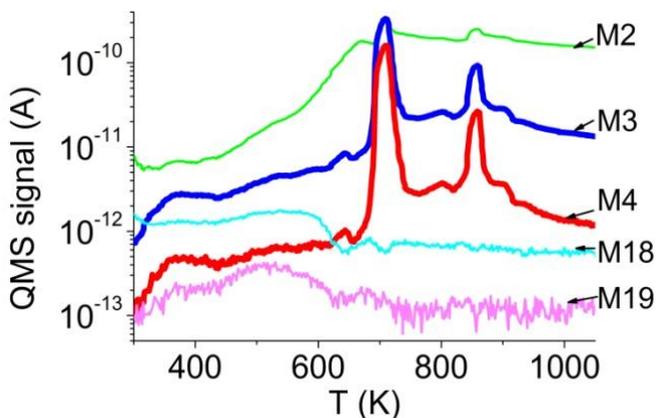


Рис.2. Типичные ТДС-спектры различных масс для литиево-дейтериевой пленки

На спектрах  $D_2$  ( $4^{th}$  масса) и HD ( $3^{rd}$  масса) наблюдаются два ярко выраженных пика с максимумами при 710 К и 850 К. Пик при 710 градусах, возможно, обусловлен плавлением гидроксида лития, так как эта температура близка к температуре разложения гидроксида, равной 720 К. Однако, как было показано в [3], десорбция из гидроксида происходит преимущественно в виде воды. Возможно, гидроксид образуется лишь на поверхности пленки, а сама пленка в целом состоит из металлического лития с растворённым в нём дейтерием. Пик при 850 К, возможно, связан с разложением гидрида лития, однако эта температура меньше температуры разложения гидрида (920К). Вид термодесорбционного спектра дейтерия схож со спектром, полученном на токамаке T11-M [1]. Стоит отметить, что ли-

тневая пленка полностью покидала образец после нагрева до 1100 К во всех экспериментах.

Была проведена оценка концентрации дейтерия в пленке. Содержание дейтерия в пленке определялось из термодесорбционных спектров интегрированием. Содержание лития определялось на основе изображения разлома пленки, полученного при помощи растрового электронного микроскопа. Концентрация лития предполагалась равной  $4 \times 10^{22}$  ат/см<sup>3</sup>, что является средним значением для Li, LiH, LiOH, Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>. Оценки показали, что относительное содержание дейтерия в литии составляет 5÷18%. Измерение концентрации водорода в пленке было осложнено высоким уровнем фонового газовыделения. Вычитание сигнала, полученного при повторном нагреве, дает концентрацию водорода H/Li=23-52%. Однако, реальное значение должно быть меньше, так как фоновый сигнал в ходе основного нагрева всегда больше, чем в ходе повторного.

Был проведен эксперимент с выносом образца на атмосферу на трое суток. Поведение всех масс в ходе ТДС сильно отличается от эксперимента без выноса на атмосферу, что еще раз подтверждает необходимость проведения экспериментов с литием без контакта с атмосферой. Сигнал дейтерия в этом эксперименте был на уровне фона. Стоит отметить, что после извлечения образца из вакуумной камеры на нём были обнаружены остатки литиевой пленки, чего не наблюдалось в экспериментах без выноса на атмосферу. Таким образом, взаимодействие с атмосферой приводит к образованию новых химических соединений в пленке, в ходе образования которых происходит выход дейтерия.

Активный выход дейтерия наблюдался непосредственно в камере напыления при напуске паров воды до давлений порядка  $10^{-3}$  мбар. Выход дейтерия происходил как в виде молекул водорода (HD, D<sub>2</sub>), так и в составе молекул тяжелой воды (HDO, D<sub>2</sub>O). Для напуска паров воды использован термохимический источник паров воды, аналогичный использованному в работе [4].

Работа выполнена в рамках госконтракта №Н.4х.44.90.13.1105 по заказу госкорпорации «Росатом».

[1] В.А. Евтихин и др, ВАНТ Сер. Термоядерный синтез №1-2 (2002)17.

[2] M.J. Baldwin et al, Fus. Eng. Des. 61 (2002) 231.

[3] Y.Furuyama et al, J. Nucl. Mater. 313-316 (2003) 288.

[4] V. Kurnaev et al, Fus. Eng. Des 88 (2013) 1414.

А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, О.И. БУЖИНСКИЙ<sup>1</sup>,  
С.В. ВЕРГАЗОВ, А.В. ВЛАСЮК, А.Н. ВОЙТЮК, А.В. ГРУНИН,  
А.А. ГОРДЕЕВ, А.М. ЗАХАРОВ, А.М. КАЛАЧЕВ, Н. КЛИМОВ<sup>1</sup>,  
Я.А. САДОВСКИЙ, П.А. ШИГИН, С.А. БЕГРАМБЕКОВА  
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
<sup>1</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва*

## **ФОРМИРОВАНИЕ ПОКРЫТИЯ КАРБИДА БОРА В ПЛАЗМЕ И ЕГО ПОВЕДЕНИЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ПЛАЗМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ**

В настоящее время в качестве контактирующего с плазмой материала в диверторе ИТЕР предполагается вольфрам. Однако, при интенсивных плазменных нагрузках наблюдается растрескивание, образование пыли, шелушение поверхности вольфрамовых тайлов. Ситуацию могло бы улучшить применение возобновляемого in-situ защитного покрытия. Таким покрытием могло бы быть покрытие карбида бора, нанесение которого возможно в регулярном разряде ИТЭРа путем разложения паров карборана ( $B_{12}C_{10}H_2$ ) в плазме [1].

Доклад представляет результаты первого этапа разработки методики осаждения в плазме покрытия карбида бора на поверхность вольфрама. Описывается экспериментальный высоковакуумный стенд осаждения покрытий (ЭВВСОП), созданный для нанесения покрытий карбида бора и результаты первых экспериментов по осаждению покрытий.

Покрытие карбида бора формируется в установке из атомов бора и углерода, распыленных ионами плазмы соответственно с борной и углеродной мишеней. Основным элементом установки является вакуумная камера, в которой установлены распыляемые мишени и плазменная камера. Подложка вводится в вакуумную камеру на подвижном вводе через систему шлюзования. Вакуумная камера установки откачивается турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 210 л/сек. Давление остаточных газов в установке не выше  $2 \times 10^{-8}$  торр, что при скорости напыления  $\approx 10$  мкм/час обеспечивает количество примесей в напыляемом покрытии не более 0,1%. Контроль состава остаточного газа выполняется при помощи масс-спектрометрического блока, который состоит из квадрупольного масс-спектрометра, вакуумной камеры и системы откачки. С вакуумной камерой установки масс-спектрометрический блок соединен двумя линиями с разной проводимостью. Для контроля состава остаточного вакуума используется линия с большей проводимостью. В линии с малой

проводимостью установлен механический натекагель, позволяющий осуществлять контролируемый напуск газов из вакуумной камеры установки в масс-спектрометрический блок во время проведения напыления, когда давление в вакуумной камере установки повышается до  $6 \times 10^{-4}$  торр.

Напыляемый образец (подложка) закрепляется в специальном держателе на полированном медном оконечнике подвижного ввода. Внутри подвижного ввода циркулирует проточная вода, охлаждающая медный оконечник. Обратный поток воды идет непосредственно по объему трубы подвижного ввода, охлаждая ее стенки. В вакуумной камере установки предусмотрено окошко, позволяющее наблюдать образец и мишени в процессе напыления. При одном и том же режиме напыления возможно изменение температуры подложки путем размещения специальных прокладок между охлаждаемым оконечником и подложкой.

Установка оснащена шлюзовой камерой с отдельным форвакуумным насосом, что обеспечивает быструю смену подложек без потери высокого вакуума в камере установки. Движение подвижного ввода обеспечивает моторизованный линейный привод, имеющий точность позиционирования не хуже 50 мкм. Таким образом, в каждом эксперименте положение образца при напылении остается одним и тем же.

Рабочим газом является аргон, подающийся непосредственно из баллона, закрепленного на раме установки. Плазменная камера имеет два независимых катода и два концентрических анода в форме колец. Вытягивание ионов на мишени происходит сквозь зазор между кольцевыми анодами. В установке предусмотрено управление формой вытягиваемого из плазмы потока ионов или электронов, чтобы сделать возможным её использование как для напыления покрытий карбида бора (и напыления других покрытий) так и для тестирования материалов и покрытий при облучении импульсными потоками ионов и электронов большой плотности мощности. Для решения первой из этих задач необходимо облучать ионами сравнительно большую площадь мишеней ( $15-20 \text{ см}^2$ ), в форме круга или кольца и при этом иметь возможность менять плотность потока ионов на различные участки облучаемой поверхности. Во втором случае необходимо фокусировать пучок и облучать ионами или электронами поверхность площадью  $\approx 1 \text{ см}^2$ .

Форма (круг или кольцо) и размеры площади облучаемой поверхности меняются в основном следующими операциями, выполняемыми без развакуумирования установки, это – изменение расположения относительно друг друга частей анода: внутренней и внешней, и перемещение облу-

чаемой поверхности относительно анода. Эти операции позволяют облучать круглую или кольцевую площадку различных размеров потоком частиц, вытягиваемых из плазмы через кольцевую щель между частями анода.

Напыление покрытия начинается после подачи высокого напряжения на распыляемые мишени. Борная мишень представляет из себя конусообразную графитовую ёмкость, в которую насыпан порошок бора. Графитовая мишень выполнена в виде кольца, охватывающего борную мишень. При подаче отрицательного относительно плазмы потенциала на мишени начинается их распыление и атомы бора и углерода, оседающие на подложку формируют бороуглеродное покрытие. Для изменения относительных скоростей распыления мишеней подача потенциалов на них осуществляется независимо, также возможно перемещение мишеней относительно друг друга. Высоковольтный блок, созданный специально для данной установки, обеспечивает подачу стабилизированного напряжения от 1 до 25 кВ на каждую из мишеней. Блок обеспечивает выходную мощность до 2700 Вт на канале борной мишени и до 900 Вт на канале углеродной мишени, что при напряжении 25 кВ соответствует токам 108 и 36 мА.

В первых экспериментах выполнялся подбор соотношения потенциалов на мишенях. Было получено стехиометрическое соотношение бора и углерода ( $B_4C$ ) в напыляемых покрытиях. Анализ соотношения выполнялся при помощи рентгеновского энерго-дисперсионного анализа (EDS) на электронном микроскопе TESCAN. Состав покрытия, полученного в одном из экспериментов, приведен в таблице 1.

Элемент	B	C	O	Mg	Cl	W	Всего
ат. %	79,54	19,32	0,70	0,02	0,01	0,42	100,00

Табл. 1. Концентрация элементов в покрытии карбида бора

Для проверки адгезионных свойств полученных покрытий были проведены два этапа термоциклирования. В первом из них образцы подвергались термоциклированию в установке «МИКМА». Давление остаточного газа в установке в процессе термоциклирования составляло  $1 \times 10^{-7}$  торр, массовый состав остаточного газа – 95%  $H_2O$  и 5%  $H_2$ .

Один цикл нагрева образца включал:

1) Нагрев образца до максимальной температуры ( $1280^\circ C$  в центральной части) за 10 секунд и выдержка при такой температуре в течение минуты,

2) Выключение нагревателя и остывание образца до температуры 380 К в течение 3 минут.

Всего было сделано 8 последовательных циклов нагрева образца. До и после термоциклирования образец помещался в электронный микроскоп, где анализировалась его поверхность и методом EDS анализировался элементный состав покрытия. Для EDS анализа использовался пучок электронов с энергией 30 кэВ. Такой пучок вызывает вылет анализируемых рентгеновских квантов с глубин до 1мкм. Это позволило, сравнивая концентрации В, С, W, судить об изменении толщины пленки и её состава в процессе термоциклирования.

Второй этап термоциклирования проводился на Универсальной установке ионного облучения. Обратная сторона образца облучалась ионами аргона самостоятельного газового разряда с накальным катодом. Параметры ионного облучения: энергия ионов  $6\div 7$  кВ, ток ионного пучка 35-40 мА, таким образом, образец грелся облучением мощностью 240 Вт, температура образца при этой мощности составляла  $1430^{\circ}\text{C}$ . Было проведено 5 циклов, в каждом из которых образец нагревался до вышеуказанной температуры, выдерживался при ней в течении 30 секунд, после чего ионное облучение прекращалось и образец остывал до  $300^{\circ}\text{C}$  в течении 5 мин. До и после термоциклирования образец помещался в электронный микроскоп, где анализировался рельеф его поверхности и методом EDS измерялся элементный состав покрытия.

Обнаружено, что после первого цикла тестирования ни состав покрытия, ни его толщина в рамках ошибки измерений не изменились. После второго цикла и состав покрытия, и его толщина изменились: покрытие утонилось и уменьшилось отношение В/С в покрытии. Вместе с тем, следует отметить, что покрытие осталось сплошным. На покрытии не было обнаружено трещин и других проявлений его разрушения.

Полученные результаты можно поставить в соответствие с результатами экспериментов по изучению зависимости коэффициента распыления карбида бора от температуры. Было показано, что в диапазоне 1400-1500 С происходит резкий рост коэффициента распыления карбида бора [2]. Можно предположить, что в этом диапазоне температур происходит перестройка фазового состава карбида бора, сопровождающаяся уменьшением концентрации в нем бора.

Образцы графита, покрытые карбидом бора толщиной 20-40 мкм испытывались в установке КСПУ-Т. Тепловые нагрузки составляли до 1 ГВт/м<sup>2</sup> в центре образцов и до 0.2 ГВт/м<sup>2</sup> по краям. Был проведен анализ

образцов после 3, 15, 50 и 100 «выстрелов» КСПУ. Показано, что температура покрытия повышалась до 2400 К в процессе облучения. После 100 «выстрелов» покрытие практически полностью исчезло в тех местах, где его толщина была минимальной, либо где на подложке были поры и полости. В других местах покрытие осталось целым и защищало графит от повреждений.

[1] L.B. Begrambekov, O.I. Buzhinsky, A.M. Zakharov, Possibility of protecting renewable  $B_4C$  coating application in ITER, PSI-2010 conference materials.

[2] J. Roth, J. Nucl. Mater. 176-177 (1990) 132.

## **МОДИФИКАЦИЯ ПОРОШКА (ПЫЛИ) ВОЛЬФРАМА ПРИ АТОМАРНОМ ОБЛУЧЕНИИ В УСЛОВИЯХ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУР**

### **1. Введение**

В процессе работы ITER вольфрамовые тайлы дивертора будут эродировать, и это приведет к образованию больших количеств вольфрамовой пыли. В значительном количестве работ изучалось поведение пыли в плазме и её влияние на характер разряда. Вместе с тем воздействие плазмы на слои пыли, практически, не изучено, хотя возникающие при этом процессы, могут существенно влиять на поведение плазмы.

Работа посвящена изучению модификаций ансамбля мелкодисперсных частиц (порошка вольфрама) в процессе нагрева, в электрическом поле и при облучении атомами и ионами водородной и аргоновой плазмы.

### **2. Свойства порошка вольфрама**

Эксперименты проводились с порошком вольфрама марки ТУ 48-19-72-92 (примеси в %: 0,002 Al; 0,005 P, 0,004 S, 0,003 C, 0,03 As; 0,005 Si, 0,005 Ca; 0,008 Ni; 0,02 K; 0,02 Fe; 0,02 Na; 0,2Mo; 0,12 (O +H<sub>2</sub>O)). Порошок состоял из частиц, имеющих кристаллическую огранку. В нем различалось две фракции: с характерными размерами  $1\pm 0,2$  мкм и  $5\pm 1,5$  мкм (далее «мелкие» и «массивные»). Отмечается, что около 50 % «мелких» частиц группировалась в скопления, часто имеющие правильные геометрические формы (рис.1а).

В таких скоплениях количество частиц могло достигать  $\sim 10^8$ . Причем видно, что внутри них обнаруживается хаотичное распределение частиц (рис. 1 б). «Массивные» собирались в ажурные трёхмерные цепочки (рис.2 а).

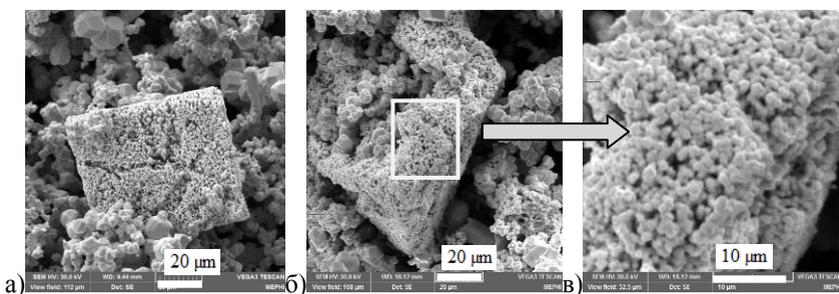


Рис. 1. Скопления «мелких» частиц правильных геометрических форм: а) скопление почти кубической формы, б) хаотическое распределение частиц внутри скопления, в) увеличенное изображение выделенной части на рис. 1б.

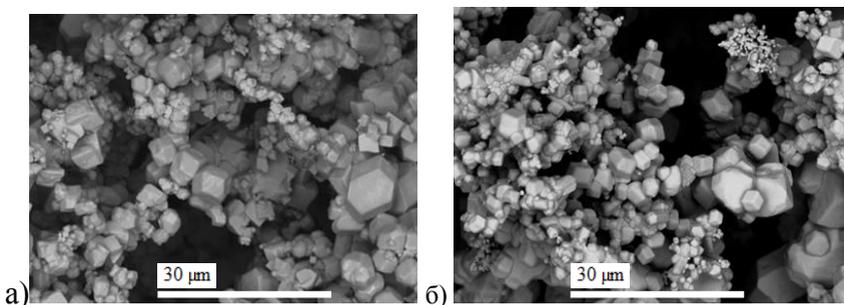


Рис. 2. Ажурные трёхразмерные цепочки «массивных» частиц а) до прогрева, б) после прогрева порошка в течение 30 минут (1300 °С).

### 3. Поведение порошка при прогреве

Порошок вольфрама размещался на танталовой подложке, нагреваемой пропусканием тока (площадь слоя порошка  $\approx 3 \text{ см}^2$ , толщина  $\approx 0,5 \text{ мм}$ ). При температурах  $300^\circ\text{C} < T < 500^\circ\text{C}$  порошок интенсивно выделял газ. В предположении сорбции воды на поверхности порошка оценочная величина газовыделения -  $5 \times 10^{19}$  мол/г или  $10^{16}$  мол/см<sup>2</sup>. Иных изменений в порошке не происходило при его нагреве вплоть до  $T \approx 1300^\circ\text{C}$ .

## 4. Облучение порошка ионами и атомами

### 4.1 Схема узла облучения установки

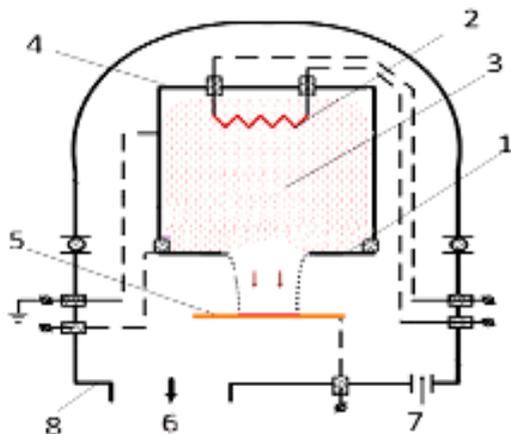


Рис. 3. Установка плазменного облучения.

Эксперименты проводились в Установке плазменного облучения (рис.3).

В плазменной камере (4) между анодом (1) и катодом (2) горел газовый разряд (3). Ионы рабочего газа (напуск рабочего газа 7) вытягивались на мишень (5) с порошком вольфрама. Остаточный вакуум в камере (8)  $p_0 < 10^{-6}$  торр, рабочее давление -  $p_p < 10^{-2}$  торр.

### 4.2. Смещение потенциала подложки порошка

Смещение потенциала подложки (отрицательного или положительного) относительно потенциала анода вызывало выброс частиц необезгаженного порошка с поверхности при электрическом поле вблизи поверхности порошка до 350 В/мм.

### 4.3. Облучение атомами водорода

При одновременном смещении потенциала и облучении порошка атомами водорода, генерируемыми на поверхности накаливаемого вольфрамового катода, значение поля «выброса» снижалось до 300 В/мм.

### 4.4. Облучение ионами водорода

Изучался характер и условия возникновения различных модификаций порошка при последовательном повышении температуры и при постоянной энергии облучающих ионов, а также и при постоянной температуре и различных энергиях ионов. Проводились облучения (по 20 минут) слоя порошка на подложке ионами водородной плазмы ( $1\text{кэВ} < E < 7\text{кэВ}$ ) при температуре порошка в диапазоне  $800\text{ }^\circ\text{C} < T < 1600\text{ }^\circ\text{C}$ .

### 4.5. Повышение температуры и постоянная энергия ионов

Был зафиксирован выброс необезгаженного порошка при облучении его ионами водорода ( $E=2$  кэВ), при электрическом поле  $\approx 150$  В/мм.

В случае незавершенности стадии обезгаживания при температурах  $T \geq 700^\circ\text{C}$  так же наблюдался его разлет при дальнейшем быстром ( $\Delta T \geq 20^\circ\text{C/сек}$ ) поднятии температуры.

Во время бомбардировки поверхности отожденного порошка ионами ( $E=2$  кэВ) при температуре  $T \approx 1000^\circ\text{C}$  одиночные «мелкие» частицы и частицы из «скоплений» налипали на грани «массивных» (рис. 4а). При увеличении температуры «мелкие» частички «расплавлялись» и обволакивали «массивные» ( $T > 1200^\circ\text{C}$ , рис. 4б), соединя их «пленкой» ( $T \sim 1400^\circ\text{C}$ ). Для температуры  $1550^\circ\text{C}$  было характерно спекание «мелких» частиц, входящих в крупные скопления (рис. 4в).

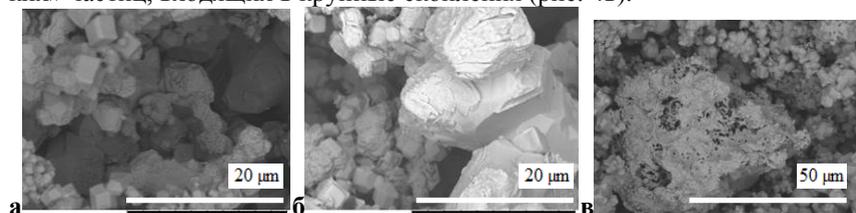


Рис. 4. Порошок вольфрама после облучения ионами водорода: а)  $T = 1000^\circ\text{C}$ ,  $E = 2$  кэВ,  $j \approx 5$   $\text{mA/cm}^2$  ( $\approx 0,2$   $\text{МВт/см}^2$ ); б)  $T = 1200^\circ\text{C}$ ,  $E = 2$  кэВ,  $j \approx 5$   $\text{mA/cm}^2$  ( $\approx 0,3$   $\text{МВт/см}^2$ ); в)  $T = 1500^\circ\text{C}$ ,  $E = 2$  кэВ,  $j \approx 5$   $\text{mA/cm}^2$  ( $\approx 0,6$   $\text{МВт/см}^2$ )

#### 4.6. Постоянная температура и повышение энергии ионов

При увеличении энергии ионов процесс спекания проходил при более низких температурах. Стадии, описанные в 4.4.1, для  $E = 7$  кэВ происходили в диапазоне  $800 < T < 1350^\circ\text{C}$ , а при  $T = 1500^\circ\text{C}$  наблюдалось спекание как всех мелких элементов, так и образование «глыб» из «мелких» и «массивных» частиц (рис. 5).

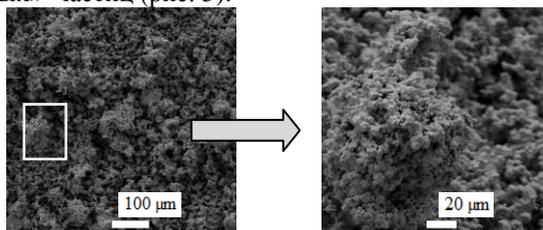


Рис. 5. Порошок вольфрама после облучения ионами водорода ( $E = 7$  кэВ,  $T = 1500^\circ\text{C}$ ,  $j \approx 13$   $\text{mA/cm}^2$ ,  $\approx 1,5$   $\text{МВт/см}^2$ )

#### 4.7. Облучение ионами аргона

При облучении ионами аргона в условиях, приближенных к экспериментам с водородной плазмой ( $p_p < 10^{-2}$ ,  $800\text{ }^\circ\text{C} < T < 1550\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $1\text{ кэВ} < E < 7\text{ кэВ}$ ), помимо вышеупомянутых эффектов наблюдался рост конусов различных форм: по поверхностям «скоплений» (с углом при вершине  $40\text{--}70^\circ$  - в зависимости от расположения грани относительно облучения, рис. 6а) и на облепленных мелкими «массивными» крупинками (с углом при вершине  $30\text{--}50^\circ$ , рис. 6б). Причем конусы наблюдались в экспериментах в широком диапазоне температур и энергий ионов. ( $1000\text{ }^\circ\text{C} < T < 1550\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $2\text{ кэВ} < E < 7\text{ кэВ}$ ).

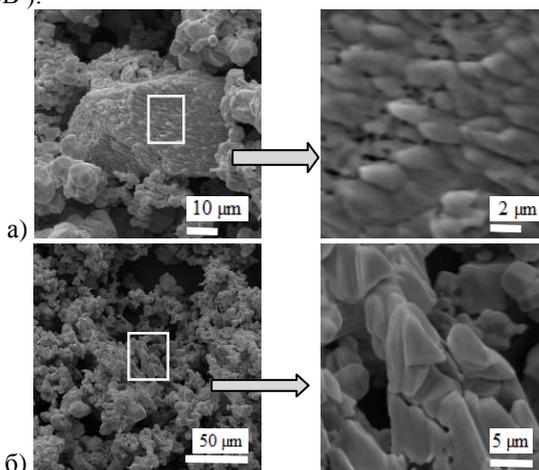


Рис. 6. Порошок вольфрама, облученный ионами аргона а)  $T = 1000\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $E = 2\text{ кэВ}$ ,  $j \approx 5\text{ мА/см}^2$  ( $\approx 0,2\text{ МВт/см}^2$ ) б)  $T = 1500\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $E = 7\text{ кэВ}$ ,  $j \approx 13\text{ мА/см}^2$  ( $\approx 1,5\text{ МВт/см}^2$ )

## 5. Обсуждение результатов экспериментов

Эксперименты позволили выявить факторы, стимулирующие модификации порошка вольфрама, и высказать предположения о процессах их определяющих. К таким факторам отнесены: слой сорбции на поверхности порошинок, температура порошка и скорость её повышения, напряженность электрического поля, тип и энергия облучающих ионов.

Так, разлёт частиц порошка при  $T \geq 500\text{ }^\circ\text{C}$  при его быстром ( $\geq 70\text{ }^\circ\text{C/с}$ ) прогреве мог происходить за счёт давления «импульсно» высвобождающихся сорбированных газов.

Из-за большого сопротивления между частицами порошка при наличии слоя сорбции и окислов на их поверхности электрический заряд, по-

являющийся на частицах порошка в электрическом поле, приводил к их отрыву от поверхности порошка при электрическом поле 350 В/мм. Облучение атомами и ионами дейтерия стимулировало диссоциацию сорбированных молекул воды и усиливало степень окисления поверхности вольфрама. В результате, разлёт частиц начинался при величинах поля 300 и 150 В/мм, соответственно.

Облучение ионами дейтерия обезгаженных частиц порошка стимулировало разложение окислов и поверхностную диффузию. Эти процессы и силы поверхностного натяжения приводили по мере повышения температуры к налипанию мелких частиц порошка на более крупные, к их «расплавлению», «обволакиванию» крупных частиц и их объединению. При увеличении энергии ионов эти процессы активизировались и начинались при меньших температурах.

Ионы аргона передавали атомам вольфрама значительную энергию. Поэтому, в дополнении к описанным выше процессам, на скоплениях частиц порошка появлялись конусы, формирование которых, как было показано в работе [1], определяется совокупным действием распыления и ионно-стимулированных напряжений в приповерхностном слое.

## **6. Заключение**

Выявлены модификации ансамбля мелкодисперсных частиц (порошка вольфрама) в процессе нагрева, под действием электрического поля и при облучении ионами водородной и аргоновой плазмы. В частности, наблюдалось обезгаживание порошка, разлёт частиц, агломерация частиц ( $0,2 \text{ МВт/м}^2$ ) и их «спекание» ( $\approx 1 \text{ МВт/м}^2$ ), образование конусных структур ( $\approx 2,5 \text{ МВт/м}^2$ ).

Показано, что экспериментальными факторами, стимулирующими модификации порошка вольфрама, являются слой сорбции на поверхности порошинок, температура порошка и скорость её повышения, напряженность электрического поля на поверхности порошка, тип и энергия облучающих ионов. Высказаны предположения о процессах, определяющих наблюдавшиеся модификации порошка вольфрама.

[1] L.B. Begrambekov, V.G. Telkovsky, A.M. Zakharov, Nucl.Instr. Meth. B 115 (1996) 456.

## ОЦЕНКА ПРОНИКНОВЕНИЯ РАСПЫЛЕННЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМУ ТЯР

При взаимодействии плазмы с материалами первой стенки ТЯР из поверхности выбиваются распыленные частицы: нейтралы, положительно и отрицательно заряженные ионы. Энергия распыленных частиц  $\sim 5$  эВ, поэтому те из них, которые заряжены положительно, возвращаются на поверхность из-за тормозящего электрического поля между плазмой и стенкой (см. рис. 1), в то время как нейтралы, не ионизованные электронами в скреп слое, могут попасть в основную плазму. Загрязнение плазмы за счет распыленных нейтралов хорошо известно [1] и учитывается в большинстве компьютерных кодов, описывающих взаимодействие плазмы с поверхностью. Отрицательные же ионы сначала ускоряются в пристеночном слое и лишь затем нейтрализуются, поэтому в зависимости от их энергии и направления магнитного поля по отношению к поверхности в некоторых случаях могут заведомо глубже проникать в плазму, чем нейтральные атомы.

Несмотря на то, что для большинства материалов доля отрицательных ионов довольно мала ( $\sim 0,1-1\%$ ) [2], представляет интерес оценить вероятность загрязнения плазмы отрицательно заряженными продуктами распыления обращенных к плазме материалов.

Оценить ослабление потока распыленных нейтралов в скреп-слое за счет ионизации электронами можно по очевидной формуле:

$$I_{A^{0+}} = (I_{расп})e^{-\frac{1}{V_A} \int_0^{\Delta} \langle \sigma_{n-i^+} V_e \rangle n_e dx} \quad (1)$$

где  $I_{расп}$  – количество распыленных частиц в виде нейтралов,  $V_A$  – скорость распыленных нейтральных атомов,  $\sigma_{n-i}$  – сечение ионизации нейтрала углерода электронным ударом, как наиболее вероятным процессом ионизации,  $V_e$  и  $n_e$  – скорость и концентрация электронов плазмы,  $\Delta$  - расстояние от стенки до сепаратрисы. Оценим в качестве примера ослабление потока распыленных атомов углерода. Подстановка характерных для ТЯР значений  $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $V_e = 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ ,  $\langle \sigma_{n-i} V_e \rangle = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $\Delta = 1 \text{ см}$ , дает значение экспоненциального множителя  $\sim 0,1$ .

Если же распыленные частицы вылетают с поверхности в виде отрицательных ионов и ускоряются в пристеночном слое до скорости  $v_{A-} = (6kT_e/M_A)^{1/2}$ , то путь до нейтрализации (доминирующим процессом является столкновение с положительным ионом) можно грубо оценить как  $1/n_i\sigma_{i-n}$ , где  $\sigma_{i-n} \sim 10^{-14} \text{ см}^2$  согласно [3]. Используя формулу аналогичную (1) для ослабления потока нейтральных атомов, перезарядившихся из отрицательных ионов, но уже с другими пределами интегрирования:

$$I_{A^+} = (I_{\text{распн}^-})e^{-\frac{1}{v_{A-}^{1/n_i\sigma_{i-n}}} \int_{-i^+}^{\Delta} \langle \sigma_{n-i^+} v_e \rangle n_e dx} \quad (2)$$

для тех же значений параметров, получим, что экспоненциальный множитель стремится к единице. Таким образом, расчет показывает, что в данном случае частицы, вылетевшие с поверхности в виде отрицательных ионов, на порядок глубже проникают в плазму, однако их выход с поверхности значительно меньше.

Угловое распределение распыленных нейтралов косинусоидально, отрицательные же ионы под действием электрического поля движутся перпендикулярно стенке, немного заворачивая под действием магнитного поля.

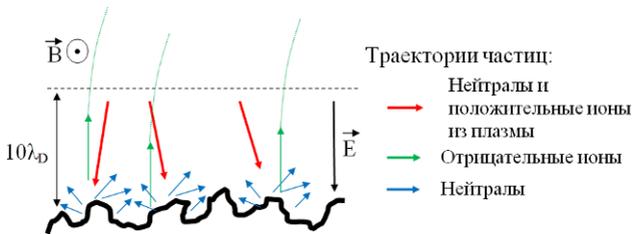


Рис. 1 Траектории движения нейтралов и отрицательных ионов в пристеночной области при условии, что глубина пристеночного слоя много больше микрорероватости

Для оценки углового фактора проникновения отрицательных ионов в плазму было проведено компьютерное моделирование их движения в пристеночных электромагнитных полях. С этой целью был написан компьютерный код, рассчитывающий движение отрицательных ионов методом Монте-Карло до момента их нейтрализации. При этом на каждом шаге моделирования рассчитывалась вероятность нейтрализации отрица-

тельного иона в результате столкновения с положительным ионом плазмы. При этом предполагалось, что концентрация плазмы экспоненциально возрастает от стенки от значения  $n=10^8 \text{ см}^{-3}$  до  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  на расстоянии радиуса Дебая, после чего остается постоянной. На рис. 2 приведены зависимости вероятности нейтрализации отрицательного иона углерода от расстояния до стенки, из которого видно, что даже при сильном магнитном поле 3 Тл около 10% частиц нейтрализуются на самом дальнем от стенки расстоянии порядка 1 см.

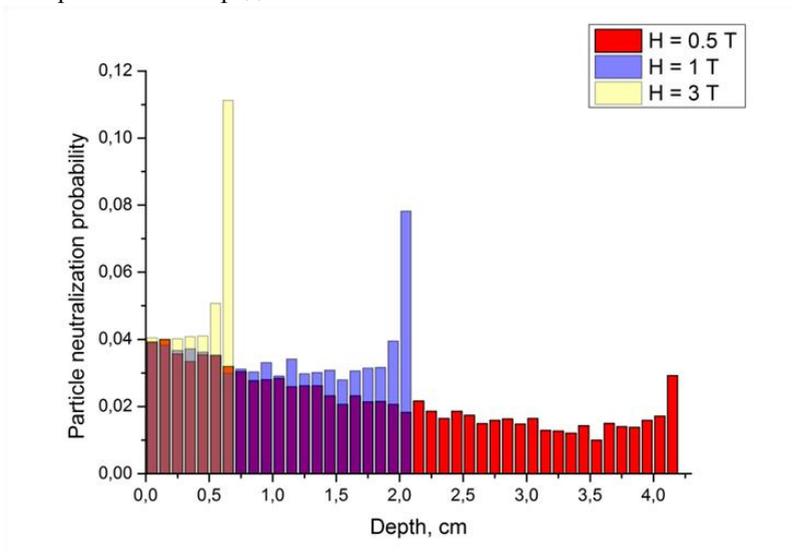


Рис. 2 Вероятность нейтрализации отрицательного иона углерода в зависимости от расстояния от стенки для трех значений напряженности магнитного поля при  $T_e=100 \text{ эВ}$  и  $n_e=10^{14} \text{ см}^{-3}$

На рис. 3 показаны угловые распределения нейтрализовавшихся отрицательных ионов кислорода и углерода, положительные углы соответствуют направлению в плазму, а отрицательные – к стенке. Из рисунка видно, что с увеличением магнитного поля все меньшее количество частиц после нейтрализации отрицательного иона летит по направлению в плазму, однако при полях до 1 Тл большинство отрицательных ионов продолжат движение в плазму в виде нейтралов.

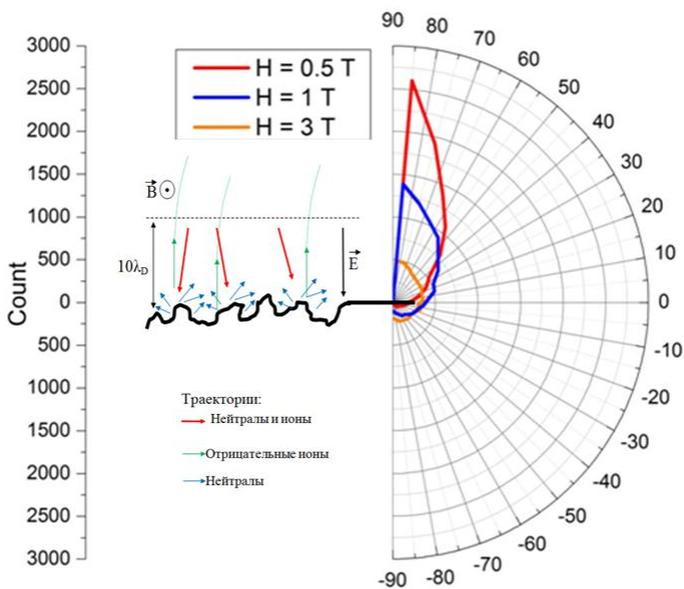


Рис. 3 Угловое распределение скоростей отрицательных ионов в момент их нейтрализации при разных значениях параллельного поверхности магнитного поля.

Таким образом, показано, что несмотря на значительно меньший выход частиц с поверхности в виде отрицательной зарядовой фракции, количество отрицательных ионов, дошедших до сепаратрисы может быть в случае не слишком высокой составляющей магнитного поля параллельной стенки (до 1 Тл) сравнимо с количеством частиц, вылетевших нейтральными.

- [1] P. Stangeby, The plasma boundary of magnetic fusion devices, Institute of Physics Publishing, 1997.
- [2] Я.М. Фогель, УФН.91(1) (1967) 75.
- [3] Г. Месси, Отрицательные ионы, М.: МИР, 1979.

М.С. ЗИБРОВ, А.А. ПИСАРЕВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, М. МАЙЕР<sup>1</sup>,  
L. GAO<sup>1</sup>, S. ELGETI<sup>1</sup>, Н. KURISHITA<sup>2</sup>

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*<sup>1</sup>Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany*

*<sup>2</sup>International Research Center for Nuclear Materials Science, IMR, Tohoku University,  
Oarai, Ibaraki, Japan*

## **УДЕРЖАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМЕ С ДОБАВКАМИ КАРБИДА ТИТАНА И КАРБИДА ТАНТАЛА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

Вольфрам будет использован в ИТЭР в качестве обращенного к плазме материала в диверторной области, и его также планируют применять в термоядерных реакторах следующего поколения. Однако использование чистого вольфрама является проблематичным в связи с его неудовлетворительными термо-механическими свойствами. Вольфрам с добавками карбида титана или карбида тантала обладает повышенной пластичностью при комнатной температуре, повышенной стойкостью к радиационным повреждениям и хорошей сопротивляемостью к растрескиванию при срывах плазмы, что делает привлекательным его использование в качестве ОПМ или конструкционного материала [1]. Однако предыдущие исследования показали, что при повышенных температурах ( $> 450$  К) удержание изотопов водорода в этих материалах оказывается большим, чем в чистом вольфраме [2,3]. В реакторе ИТЭР и термоядерных реакторах следующего поколения диверторные пластины будут работать при высоких температурах ( $> 800$  К), поэтому изучение накопления водорода в этих материалах при высоких температурах имеет особую важность.

В данной работе исследовались вольфрам с добавкой 1,1 вес.% карбида титана (W-1.1TiC), вольфрам с добавкой 3,3 вес.% карбида тантала (W-3.3TaC) и поликристаллический вольфрам чистотой 99,97 вес.%. Предварительно все образцы были механически отполированы до зеркального блеска и отожжены в вакууме при температуре 1223 К в течение двух часов.

В первой серии экспериментов образцы всех типов облучались ионами дейтерия (преимущественно  $D_3^+$ ) со средней энергией 38 эВ/D, вытягиваемыми из плазмы ЭЦР разряда, на установке PlaQ при температуре образцов 800 К. После окончания облучения образцы охлаждались до комнатной температуры в атмосфере дейтерия при давлении 500 Па в течение примерно 30 мин. Дозы облучения изменялись в диапазоне от  $1 \times 10^{24}$  D/м<sup>2</sup>

до  $1,8 \times 10^{25} \text{ D/m}^2$ . Во второй серии экспериментов образцы выдерживались в атмосфере дейтерия в течение 24 часов при давлении 100 кПа и различных температурах: 800 К, 873 К и 963 К. По окончании выдержки образцы быстро (менее чем за 2 минуты) охлаждались в атмосфере дейтерия до комнатной температуры.

Распределение захваченного дейтерия по глубине (вплоть до глубины порядка 7 мкм) определялось методом ядерных реакций (МЯР) с использованием реакции  $\text{D}({}^3\text{He}, \text{p}){}^4\text{He}$  на ускорителе TANDEM. Общее количество захваченного дейтерия определялось методом термодесорбционной спектроскопии с учетом десорбции молекул  $\text{D}_2$  и HD на установке TESS.

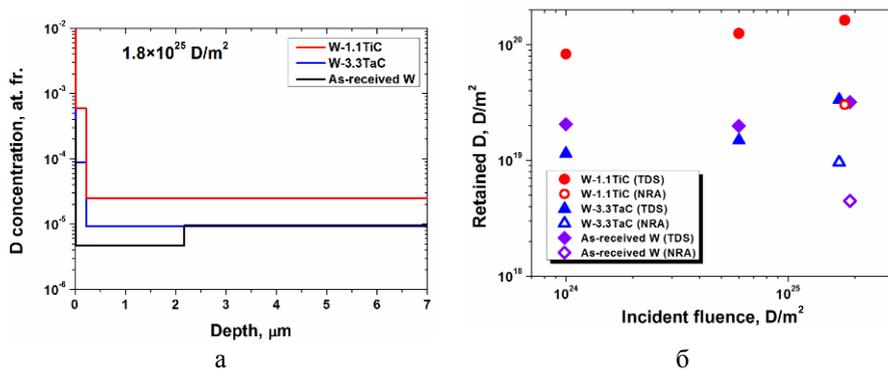


Рис. 1. Профили распределения концентрации дейтерия по глубине (а) и дозовая зависимость захвата дейтерия в случае облучения образцов 38 эВ/D ионами при 800 К

Анализ облученных образцов методом ядерных реакций показал, что в W-3.3TaC и чистом вольфраме концентрации захваченного дейтерия в глубине материала ( $> 2 \text{ мкм}$ ) были примерно одинаковы и очень малы (близки к пределу чувствительности метода). В W-1.1TiC концентрация дейтерия была в несколько раз выше, чем в W-3.3TaC и чистом вольфраме (рис. 1а). ТДС спектры образцов состояли из одного широкого пика с максимумом при температурах больших 950 К. При этом с увеличением дозы облучения наблюдалось уширение пика и сдвиг его позиции в область больших температур, что свидетельствует о увеличении максимальной глубины, на которой захватывается дейтерий, с ростом дозы облучения. Для всех доз облучения количество дейтерия, захваченного в W-3.3TaC и чистый вольфрам, было примерно одинаково, в то время как захват в W-1.1TiC был в несколько раз выше, чем в эти материалы (рис. 1б). Для всех

образцов количество захваченного дейтерия, определенное при помощи ТДС (сплошные символы на рис. 1б) было в несколько раз выше, чем количество, определенное при помощи МЯР (полые символы), что свидетельствует о захвате дейтерия на глубинах превышающих 7 мкм. Следует отметить, что такая существенная разница в количестве захваченного дейтерия между W-1.1TiC и W-3.3TaC не наблюдалась в случае облучения при меньших температурах [2,3].

В случае выдержки образцов в газе, при всех использовавшихся температурах концентрация дейтерия в W-1.1TiC была более, чем на порядок выше, чем таковая в W-3.3TaC и чистом вольфраме. Максимальная концентрация дейтерия в W-1.1TiC наблюдалась в случае выдержки при 800 К (рис. 2), и была почти на порядок выше, чем в случае ионного облучения при той же температуре, несмотря на то, что длительность выдержки в газе (24 часа) была меньше длительности облучения до самой высокой дозы (56 часов). Предварительные оценки показывают, что причиной этого может являться тот факт, что при насыщении из газа концентрация растворенного водорода в образцах была в несколько раз больше, чем при облучении.

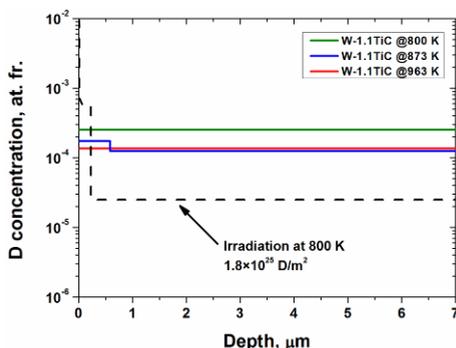


Рис. 2. Профили распределения концентрации дейтерия по глубине в случае выдержки образцов в атмосфере дейтерия при давлении 100 кПа и различных температурах в течение 24 часов

Результаты ТДС измерений показали, что в случае выдержки при температурах 873 К и 963 К, средняя объемная концентрация дейтерия в ловушках совпадала с концентрациями, полученными при помощи МЯР, т.е. образцы были практически равномерно насыщены по всему объему. В случае же выдержки при 800 К, сравнение результатов МЯР и ТДС пока-

зало, что образцы не были полностью насыщены. В случае образцов W-3.3TaC и чистого вольфрама, объемная концентрация дейтерия в них была очень мала (порядка  $3 \times 10^{-6}$  ат. долей).

Результаты данных экспериментов показывают, что даже при температурах близких к 1000 К, вольфрам с добавками карбида титана может удерживать в себе большие количества дейтерия, чем чистый вольфрам. Это означает, что в W-1.1TiC имеется большая (почти на порядок) концентрация ловушек, чем в чистом вольфраме. Можно предположить, что такими центрами захвата дейтерия в W-1.1TiC являются карбидные включения. Ранее в литературе отмечалось, что карбиды могут существовать в нестехиометрическом виде ( $TiC_x$  и  $TaC_x$ ), т.е. в них существует большое количество вакансий, которые могут удерживать дейтерий. Однако коэффициент диффузии водорода в карбидах значительно ниже, чем в вольфраме, поэтому при низких температурах захват в их объеме должен быть небольшим. Тем не менее, согласно [4], уже при 773 К в карбиде титана за 24 часа дейтерий может продиффундировать на глубину около 2 мкм, т.е. большую, чем размеры карбидных включений. Поэтому при таких температурах и выше захват в карбидные включения может оказаться существенным. Однако данные по поведению водорода в карбиде тантала отсутствуют.

Различия в захвате дейтерия в вольфрам с добавками карбида титана и карбида тантала при высоких температурах могут быть обусловлены несколькими факторами, среди которых можно выделить: различие в количестве и среднем размере карбидных включений, различная степень их нестехиометрии, различие в растворимости и коэффициенте диффузии водорода в карбиде титана и тантала. Однако более детальное выяснение различий в характере удержания водорода в этих материалах при высоких температурах требуют дополнительных исследований.

[1] H. Kurishita et al, Material. Trans. 54 (2013) 456.

[2] M. Zibrov et al. "Deuterium retention in TiC and TaC doped tungsten under low-energy ion irradiation", Phys. Scr. (2014), in press.

[3] M. Oya et al. "Deuterium retention in various toughened, fine-grained recrystallized tungsten materials under different irradiation conditions", Phys. Scr. (2014), in press.

[4] T. Nozaki et al, Material. Trans. 52 (2011) 526.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ИОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ПРОНИКНОВЕНИИ ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ

Проникновение ионов через тонкие слои вещества представляет значительный интерес для фундаментальных и практических исследований. Например, углеродные фольги являются компонентами устройств для времяпролетной масс-спектрометрии и визуализации энергичных нейтральных атомов. Кроме того, проникновение частиц через пленки является удобным инструментом для изучения различных характеристик энергетических потерь в твердых телах, понимание которых важно для большого числа приложений, связанных с анализом материалов. Эти вопросы также имеют существенное значение для понимания процессов взаимодействия плазмы со стенкой в термоядерных реакторах.

Известно, что спектр потерь энергии частиц после прохождения через тонкую (толщиной порядка  $10 \text{ \AA}$ ) фольгу имеет гауссову форму. Его наиболее важными характеристиками являются средние потери энергии и полуширина, определяющая дисперсию потерь, вызванную случайными флуктуациями. Для протонов низких энергий (1-10 кэВ) энергия  $E$  определяется известным уравнением:

$$dE/dx = -k\sqrt{E}, \quad (1)$$

где  $k$  – постоянная, а координата  $x$  направлена перпендикулярно поверхности фольги вдоль направления пучка частиц.

Решение уравнения (1) дает значение средних потерь энергии при прохождении через фольгу. Вопрос о величине разброса потерь энергии более сложен. В настоящей работе мы находим эту величину, исходя из решения уравнения (1) в предположении о том, что  $k$  является случайной функцией координаты. Это предположение оправдано тем, что коэффициент  $k$  зависит, вообще говоря, от плотности электронного газа, и, поэтому, является функцией, флуктуирующей с  $x$ .

Формальное решение (1):

$$\sqrt{E_0} - \sqrt{E} = \frac{1}{2} \int_0^L k(\xi) d\xi \quad (2)$$

Предполагая малость энергетических потерь, получаем

$$E_0 - E = \sqrt{E_0} \int_0^L k d\xi \quad (3)$$

Усредняя это уравнение, получаем средние потери энергии

$$\overline{\Delta E} = E_0 - \bar{E} = \sqrt{E_0} k \bar{L} \quad (4)$$

Для дисперсии энергетических потерь, пренебрегая корреляцией между  $\delta k$  и  $\delta L$ , получаем

$$V = E_0 \left\{ \int_0^L \int_0^L \langle \delta k(\xi) \delta k(\zeta) \rangle d\xi d\zeta + \bar{k} \langle \delta L^2 \rangle \right\} \quad (5)$$

Отсюда следует, что полуширина спектра пропорциональна корню из энергии.

Предполагая, что флуктуации  $k$   $\delta$ -коррелированы и пренебрегая флуктуациями толщины фольги, получаем для полуширины спектра потерь:

$$\Omega = \sqrt{2 \ln 2} \sqrt{2 E_0 R \bar{L} \bar{k}} \quad (6)$$

где  $L$  – толщина фольги,  $R$  – длина корреляции функции  $k(x)$ , а черта над буквой означает среднее значение. Оценки, выполненные для торможения протонов в углеродной фольге толщиной 40 Å, дают  $\Omega \sim 2E_0^{1/2}$ , эВ<sup>1/2</sup>.

Полученные оценки сравнивались с экспериментальными данными и результатами компьютерного моделирования, выполненного с помощью кодов SRIM [1] и SCATTER [2].

В работе [3] измерялся разброс потерь энергий при прохождении пучков протонов и дейтронов через тонкие пленки C, Si, Cu, Ag и Bi. В этой работе приведены экспериментальные зависимости разброса потерь энергии протонов и дейтронов от средней скорости, которая зависит от начальной и конечной скоростей частиц. Авторы отмечают, что полученная зависимость для протонов полностью соответствует  $\Omega \sim \theta \sim \sqrt{E}$ . По приведенным данным получена оценка  $\frac{\Omega}{\sqrt{E}} \approx 1.7 \text{ eV}^{1/2}$ , соответствующая теоретической величине.

В работе [4] измерялись потери и разброс энергии ионов H, He, C, N, O, Ne и Ar с начальной энергией 1-50 кэВ, проходящих через углеродные фольги различной толщины при нормальном падении.

В соответствии с условиями проведения эксперимента в [4], моделировались моноэнергетические пучки атомов водорода с энергиями от 1 до

50 кэВ, нормально падающие на тонкую пленку углерода толщиной  $80 \text{ \AA}$  ( $1,84 \text{ мкг/см}^2$ ). Были получены энергетические спектры прошедших частиц вылетающих с углом разлета  $2,3^\circ$ . На рис. 1 представлена полученная зависимость разброса потерь энергии, определяемого как полуширина спектра потерь, от начальной энергии частиц. Данные моделирования в коде SCATTER хорошо согласуются с экспериментальными значениями до энергии 5 кэВ. Результаты моделирования в программе SRIM существенно отличаются от экспериментальных. Поэтому, можно сказать, что заложенная в код SCATTER модель для неупругих потерь энергии дает более правильные значения разброса потерь, чем модель, используемая в коде SRIM.

Вместе с тем, при больших энергиях эксперимент, расчет в SCATTER и в SRIM дают совершенно различные результаты. Чтобы прояснить эту разницу, рассмотрим величину средних потерь энергии.

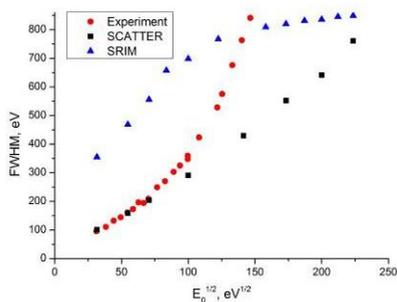


Рис. 1 Экспериментальная и расчетные зависимости разброса энергии атомов Н при прохождении углеродной пленки  $1,84 \text{ мкг/см}^2$  от начальной энергии частиц

На рис.2 представлены расчетные и экспериментальная зависимость средних потерь энергии ионов водорода при прохождении углеродной пленки. Расчетные значения согласуются с экспериментальными до энергии около 10 кэВ. В предположении малости потерь энергии, они должны быть пропорциональны корню из начальной энергии (4), а для экспериментальных точек наблюдается линейная зависимость. Электронные потери энергии пропорциональны корню начальной энергии при скорости частицы в диапазоне примерно от  $0,1\theta_0$  до  $Z^{2/3}\theta_0$ , где  $\theta_0$  - скорость Бора,  $Z$  – зарядовое число налетающей частицы. Для водорода верхний предел соответствует приблизительно 20 кэВ. При больших энергиях линейный рост электронных потерь энергии должен прекратиться, а затем должен

начаться их спад. Остается неясным, почему экспериментальные значения продолжают линейно расти при энергиях выше этой границы. Авторы отмечают, что измеренная ими толщина пленок отличается от указанной производителем, что может быть вызвано наличием антиадгезионной жидкости или сорбированным слоем. То есть состав может существенно отличаться от чисто углеродной пленки. Поэтому, при энергиях больше 10 кэВ, нет оснований ожидать схождения экспериментальных и расчетных значений.

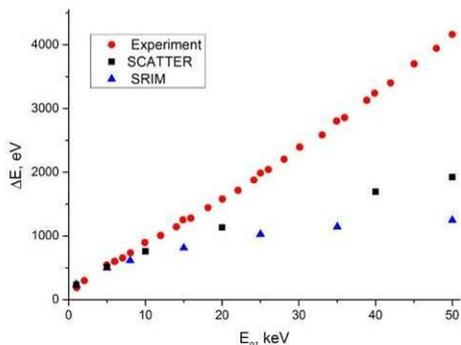


Рис. 2 Экспериментальная и расчетные зависимости средних потерь энергии атомов Н при прохождении углеродной пленки 1,84 мкг/см<sup>2</sup> от начальной энергии частиц

Таким образом, в работе показано, что полуширина спектра потерь энергии частиц при прохождении через тонкие фольги пропорциональна скорости падающих частиц. Этот вывод подтверждается как имеющимися экспериментальными данными, так и расчетами, выполненными в кодах SCATTER и SRIM. При этом полуширина спектров, полученная в коде SCATTER, лучше согласуются с экспериментальными значениями, чем результаты кода SRIM.

- [1] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler, SRIM, The Stopping and Range of Ions in Solids, SRIM Co., Chester, MD, USA, 2009.
- [2] Kuzovlev A.I., Kurnaev V.A. et al., Nucl. Instr. And Meth. B, v. 135, (1998), pp. 477-481
- [3] C.E. Celedyn et al., Nucl. Instr. Meth. B (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2013.04.092>
- [4] F. Allegrini et. al. Review of Scientific Instruments, 77(4):044501, 2006.

Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, В.А. КУРНАЕВ, Н.В. МАМЕДОВ,  
А.А. ДВОРНОВА, Д.В. КОЛОДКО  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

## ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА МОДЕЛЬНОГО МАТЕРИАЛА СТЕНКИ ТЯР С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ

Измерение эмиссионных свойств с материалов, покрытых тонкими диэлектрическими пленками, является актуальным, поскольку одним из кандидатных материалов ТЯР является бериллий, на поверхности которого легко образуется оксидная диэлектрическая пленка. Поскольку бериллий ядовит, то в качестве модельного материала вместо него в имитационных экспериментах часто используется алюминий. Например, тонкая (4–10 нм) оксидная пленка на поверхности алюминиевого электрода значительно повышает его эмиссионную способность, поскольку не только повышается коэффициент вторичной эмиссии, но и создаются условия для полевой эмиссии [1]. Усиление эмиссии объяснялось изменением толщины этой пленки при конкуренции процессов распыления и образования оксида. Все это приводит к образованию поверхностно плазменных неустойчивостей [2].

Однако в этих экспериментах не было возможности измерить толщину пленки на коллекторе без выноса образца на атмосферу. Таким образом, актуальной задачей является определение *in situ* толщины диэлектрической пленки при измерении ее эмиссионных свойств.

Модернизированная установка Большой Масс-Монохроматор МИФИ (БММ) [3] позволяет с помощью энергоанализатора анализировать толщину тонких поверхностных пленок в диапазоне от 5 до 60 Å, а также проводить элементный анализ поверхности по упруго выбитым и рассеянным положительным и отрицательным ионам непосредственно в процессе травления. Также бомбардировка ионами аргона обеспечивает приемлемую скорость распыления поверхностной пленки, при контролируемом изменении ее толщины.

Для измерения вольт-амперных характеристик мишеней из обращенных к плазме материалов под действием электрических полей, характерных для дебаевского слоя на границе плазмы с поверхностью плазмы, был изготовлен миниатюрный анод, что позволяло расположить его так, чтобы расстояния до краев катода было значительно больше вакуумного промежутка. Вакуумный промежуток был подобран таким образом, чтобы, с одной стороны, была возможность создавать достаточно сильные поля

между катодом и анодом при напряжениях, недостаточных для возникновения паразитных разрядов между анодом и другими частями камеры, а с другой стороны, этот промежуток должен быть достаточно большим, чтобы отраженный ионный пучок мог проходить в энергоанализатор.

Мишень представляла собой кремниевую подложку, на которую методом электронно-лучевого испарения осаждался слой вольфрама толщиной  $\sim 150 \text{ \AA}$ , а затем слой алюминия, толщиной  $\sim 30 \text{ \AA}$ . После экспозиции образца на атмосферу пленка алюминия полностью окислялась, переходя в диэлектрическую пленку  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

На рис. 1а приведены результаты моделирования в коде SCATTER от пучка протонов с энергией 12 кэВ для различных толщин пленки оксида алюминия на вольфраме, а на рис. 1б энергетические спектры, полученные в эксперименте в процессе травления поверхности пучком ионов аргона. Толщина пленки определялась по сопоставлению положений пиков для экспериментального и моделированного спектров.

Для диэлектрических пленок толщиной, соответствующем экспериментальным спектрам, приведенным на рис. 1, проводилось измерение эмиссионных свойств, однако не удавалось при напряженностях поля вплоть до  $5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$  измерить токи более 1 нА. Предположительно, это связано с отсутствием эмиссионных центров на гладкой поверхности. При увеличении электрического поля до значений выше  $6,5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$  произошел резкий всплеск тока, после которого токи появились и при напряжениях, при которых до всплеска их не было (рис.2). На этом рисунке приведены ВАХ, последовательно измеренные сразу после всплеска тока: сначала при подъеме, а затем при снижении напряжения между электродами.

Форму ВАХ можно интерпретировать при помощи модели «включения», описанной, например в [4]. В этой модели предполагается, что после превышения определенной напряженности электрического поля в диэлектрической пленке, «включаются» некоторые эмиссионные центры, которые могут эмитировать значительные токи, в том числе и при тех напряженностях внешнего поля, при которых до «включения» центра токов не было. Как видно из графика, характеристики обладают гистерезисом, что, согласно модели, связано с тем, что после снятия напряжения между электродами часть эмиссионных центров «выключается», а часть остается во включенном состоянии. При повторном измерении ВАХ с подъемом напряжения токи появляются при меньших напряжениях, что также сви-

детельствует о том, что часть эмиссионных центров остаются во «включенном» состоянии. После выдержки электродов под напряжением гистерезис ВАХ уменьшается, и она приходит к виду ABC с 2-мя характерными экспонентами. Участок АВ связан с «контактным» ограничением: сопротивление контакта металл-диэлектрик много больше, чем сопротивление при движении электронов по «объему» диэлектрика. Участок ВС связан с ограничением тока при движении по «объему» диэлектрика и его наклон зависит от толщины диэлектрического слоя.

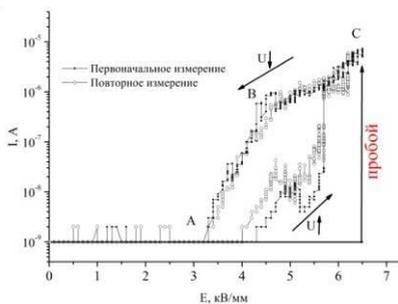
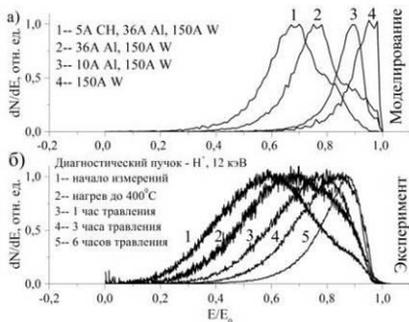


Рис. 1. Моделированные (а) и экспериментальные (б) энергетические спектры отраженных ионов водорода при различной толщине поверхностной пленки

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики токов с поверхности, покрытой диэлектрической пленкой

После измерения ВАХ образец был исследован на сканирующем электронном микроскопе VEGA3 TESCAN (рис. 3). Из фотографий видно, что диэлектрическая пленка после всплеска токов отслоилась, а как показано в [5], места контакта диэлектрической пленки с проводящей подложкой могут быть источниками эмиссии электронов при низких напряжениях. Также из фотографий видно, что кромки «островков» на фотографии значительно более светлые, чем подложка, что означает, что они являются источником повышенной электрон-электронной эмиссии. Более детальные измерения на этом микроскопе показали, что коэффициент электрон-электронной эмиссии с кромок в пять раз выше, чем с подложки.

Элементный анализ показал, что темные области (подложка состоит из кремния), а в пленках можно детектировать лишь наличие вольфрама, что

говорит о том, что отслоилась вся (150A W и ~ 30A Al(O)) нанесенная пленка.

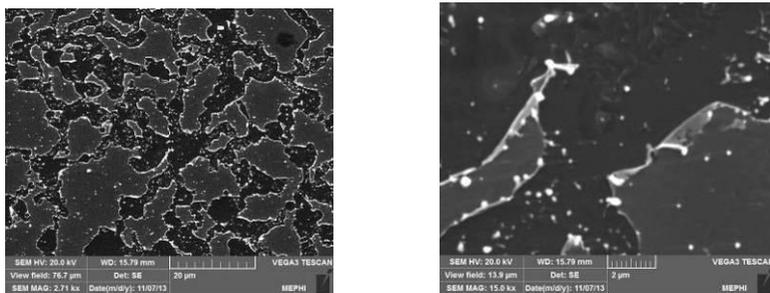


Рис. 3. Фотографии поверхности образца, полученные на сканирующем электронном микроскопе VEGA3 TESCAN, после всплеска токов полевой эмиссии

Таким образом, в результате работы опробована методика *in situ* измерения эмиссионных свойств катода с тонкой диэлектрической пленкой на поверхности при контроле ее толщины и состава, а также при изменении ее толщины. Показано, что наблюдаемые токи эмиссии появлялись только после пробоя диэлектрической пленки, после которого пленка стала «островковой». ВАХ измеренных токов были интерпретированы согласно модели «включения». Измерение на сканирующем электронном микроскопе показало, что коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии с краев «островков» пленки в пять раз выше, чем с основной поверхности. Таким образом, токи полевой эмиссии даже с макроскопически гладкой поверхности, с участками тонкой диэлектрической пленки на ней, могут быть сравнимы с токами с поверхностей, обладающих развитым рельефом.

- [1] К.М. Гуторов и др, Изв. РАН. Сер. физ. 74(2) (2010) 208.
- [2] V.Kurnaev et al, Emission properties of PFCs under plasma and its components impact, 20th International conference «Plasma Surface Interaction» - Aachen, 2012, p.233.
- [3] Мамедов Н.В. и др, Изв. РАН. Сер. физ. 76(6) (2012) 781.
- [4] R.V.Latham, High voltage vacuum insulation, Academic press, 1995.
- [5] Д. Н. Синельников и др, Ядерная физика и инжиниринг 4(7) (2013) 631.

Д.К. КУТОВ, Е.Д. МАРЕНКОВ, В.А. КУРНАЕВ, К. NORDLUND<sup>1</sup>  
*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*  
<sup>1</sup>*University of Helsinki, Finland*

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ НАПЫЛЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК НА ВОЛЬФРАМ**

Взаимодействие плазмы со стенками токамаков является одной из активно развивающихся областей в физике термоядерных реакторов. Особое значение эти проблемы приобретают в связи с реализацией международного проекта ИТЭР. Облучение материалов стенки ионами плазмы приводит к их эрозии, при этом распыленные частицы попадают в плазму и переосаждаются на другие компоненты стенки. Это приводит к росту на них пленок из переосажденного материала, имеющих довольно сложную структуру и влияющих на процессы дальнейшего взаимодействия плазмы со стенкой. Поэтому необходимы экспериментальные и расчетные исследования свойств таких пленок.

В настоящей работе мы представляем результаты моделирования роста углеродной (C) пленки на поверхности вольфрама (W) с помощью метода молекулярной динамики (МД) в коде PARCAS [0].

Первым этапом такого расчета является получение поверхности, готовой для облучения ионами. Моделирование поверхности происходило в две стадии. На первой стадии мы составили поверхность из элементарных объемно-центрированных кубических ячеек (их количество соответственно 20x20x10 в X, Y и Z направлениях; количество атомов 8000; размер бокса 63,41x63,41x31,71 Å) и применили периодические граничные условия по всем направлениям. Затем эту поверхность релаксировали при температуре 300K 7 пс. На второй стадии были убраны периодические граничные условия по Z направлению и поверхность снова релаксировалась при температуре 300K 7 пс.

Отражение является одним из основных процессов, контролирующих рост пленки. Кроме того, для ионов C и D известны как расчетные, так и экспериментальные данные по коэффициентам отражения от W. Поэтому полезно сравнить значения коэффициента отражения, получающиеся в PARCAS, с этими результатами.

При моделировании отражения и напыления фиксировались два нижних атомных слоя бокса, и велся контроль температуры для двух атомных слоев, лежащих выше фиксированных. Для моделирования отражения каждый новый запуск частицы производился на чистую поверхность без

взаимодействия с предыдущей. Чтобы набрать статистику, производилось по 1000 запусков для каждой величины энергии. Далее полученные данные мы сравнили с результатами эксперимента [Ошибка! Источник ссылки не найден.], моделирования в другом МД коде [Ошибка! Источник ссылки не найден.] и расчетом в программе SRIM [Ошибка! Источник ссылки не найден.].

**Отражение С от W** (угол налета частиц  $\alpha = 0^\circ$ , диапазон энергий 1-200 эВ). На Рис. 1 представлены результаты расчетов. Видно, что наш расчет в коде PARCAS качественно совпадает с результатами, приведенными в [Ошибка! Источник ссылки не найден.]. Обе кривые имеют максимум, хотя его положение немного отличается. По порядку величины положение максимума соответствует предсказываемому теорией [0] энергии  $3E_s$ , где  $E_s$  – энергия связи налетающих частиц с поверхностью. Для пары C-W имеем  $3E_s \sim 25,5$  эВ [0]. Результаты же расчета в коде SRIM приводят к качественно иной зависимости, не имеющей максимума. Это противоречит как расчетам в МД, так и теоретическим представлениям [0]. Следовательно, можно заключить, что потенциал парных соударений, используемый в SRIM, приводит к неправильным результатам для взаимодействия с поверхностью ионов низких энергий.

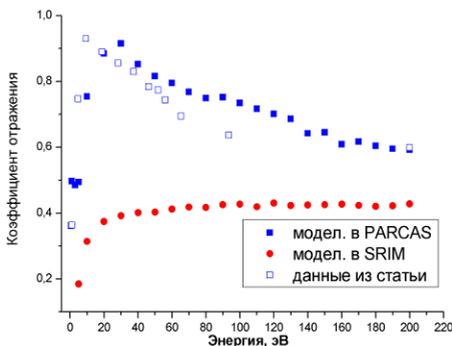


Рис. 1 График сравнения коэффициентов отражения C от W при  $\alpha = 0^\circ$  в программах PARCAS, SRIM и статье [Ошибка! Источник ссылки не найден.]

**Отражение D от W** (угол налета частиц  $\alpha = 0^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ , диапазон энергий 1-100 эВ). Зависимости коэффициентов отражения D от W для этого случая представлены на Рис. 2.

На всех расчетных кривых коэффициент отражения имеет максимум, соответствующий энергии 1 – 5 эВ. Величина  $E_s$  для пары D-W составляет около 1эВ [Ошибка! Источник ссылки не найден.]. Поэтому положение максимума снова соответствует теории [0].

Соответствующие экспериментальные данные были взяты из [Ошибка! Источник ссылки не найден.]. Они представлены на Рис. 2 пустыми маркерами. Учитывая величину ошибки измерений, составляющей порядка 15%, можно утверждать, что расчеты в МД коде PARCAS, выполненные нами, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами для скользящих углов падения. При углах, приближающихся к нормальному падению, различие с экспериментом увеличивается.

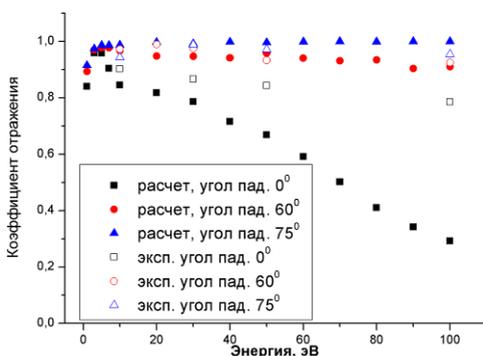


Рис. 2 График сравнения коэффициентов отражения D от кристаллического W при  $\alpha = 0^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  в программе PARCAS с экспериментом [Ошибка! Источник ссылки не найден.]

Таким образом, сравнение величин для коэффициентов отражения показало, что моделирование в коде PARCAS взаимодействия ионов D и C с W дает удовлетворительные результаты в интересующем нас диапазоне энергий. Все наблюдающиеся отличия могут быть объяснены следующим: во-первых, не вполне точным соответствием между потенциалом взаимодействия частиц, используемым в моделировании, с реальным потенциалам; во-вторых, отличием экспериментального состояния поверхности от идеального кристалла, которым является подложка в моделировании.

Вторым этапом работы было моделирование напыления углеродной пленки на поверхность вольфрама. Напыление пленки производилось на

две поверхности, полученные из боксов, состоящих из 8000 ( $63,41 \times 63,41 \times 31,71 \text{ \AA}$ ) и 32000 ( $126,83 \times 126,83 \times 31,71 \text{ \AA}$ ) атомов. Процедура подготовки поверхности идентична описанной выше. Напыление производилось при нормальном падении частиц углерода с энергией 3 эВ. Данная энергия была выбрана с учетом величины коэффициента отражения, который при такой энергии еще не достигает максимума. Кроме того, она соответствует реальным энергиям падающих частиц, которые используются в экспериментах.

На Рис. 3 показаны напыленные углеродные пленки на оба бокса.

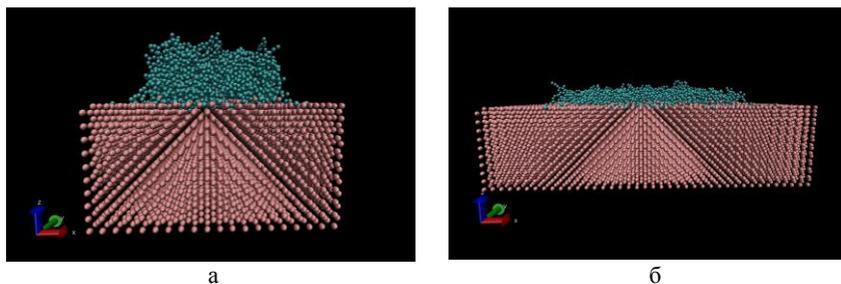


Рис. 3 Моделирование напыления углеродных пленок на поверхности W различных размеров: а – бокс из 8000 атомов; б – бокс из 32000 атомов

В процессе роста пленки было замечено, что осаждение С на поверхности вольфрама приводит к изменениям в структуре его поверхности (некоторые атомы вольфрама оказываются вытесненными со своих мест). После напыления пленки было рассчитано отношение  $sp^3/sp^2$  для получившихся пленок. Для обеих пленок это отношение составило  $\sim 0,2$ , то есть обе пленки имеют аморфную структуру.

- [1] K. Nordlund et al, Phys. Rev. B. 57(13) (1998) 7556.
- [2] Z. Yang et al, J. Nucl. Mater. 390–391 (2009) 136.
- [3] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler, SRIM, The Stopping and Range of Ions in Solids, SRIM Co., Chester, MD, USA, 2009.
- [4] V.V. Bondurko, V.A. Kurnaev. Vacuum 44(9) (1993) 937.
- [5] Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том III. Под ред. В.Е. Фортова. Москва «Наука» 2000 г., ст. 101-104.

O. V. OGORODNIKOVA, K. SUGIYAMA, Ł. CIUPIŃSKI<sup>1</sup>, J. GRZONKA<sup>1</sup>,  
Yu. GASPARYAN<sup>2</sup>, V. EFIMOV<sup>2</sup>

*Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany*

<sup>1</sup>*Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland*

<sup>2</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow*

## **PRODUCTION AND RECOVERY OF RADIATION-INDUCED DEFECTS IN TUNGSTEN**

Accumulation and recovery of radiation defects under/after self-ion irradiation in tungsten (W) have been investigated via decoration with deuterium (D) and scanning transmission electron microscopy. The deuterium was incorporated in damaged material by low-energy D plasma. The D retention at radiation-induced defects in each sample was subsequently measured by nuclear reaction analysis allowing determination of the D concentration at depths up to 6  $\mu\text{m}$ . The total D retention was measured by thermal desorption spectroscopy. It was shown that pre-irradiation with self-ions led to rather high D retention ( $\geq 0.1$  at.%) in W even at high temperatures ( $\geq 700$  K) due to formation of defects with high de-trapping energy for deuterium. The annealing of defects with low trapping energy for D occurs intensively in the temperature range between 300 and 700 K. The radiation-induced defects with high de-trapping energy for D are thermally stable at least up to 1100 K. Moreover, the clear evidence of an increase of the D retention at radiation-induced defects in polycrystalline W at annealing temperature of around 1000 K was found. This observation suggested that 1000 K can be maximum temperature of agglomeration of vacancy clusters in nano- or micro-voids. This conclusion was supported by scanning transmission electron microscopy data which showed a coalescence of small clusters in big ones after annealing. The increase of the D retention at annealing temperature of  $\sim 1000$  K was not observed for recrystallized W. The mechanism of recovery of radiation-induced defects depending on the grain size and impurities is discussed.

## **ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТИ НА ЗАХВАТ И ДЕСОРБЦИЮ ДЕЙТЕ- РИЯ В ФЕРРИТО-МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЯХ**

В качестве одного из основных конструкционных материалов для будущих термоядерных установок рассматриваются малоактивируемые феррито-мартенситные стали, обладающие высокой устойчивостью к нейтронному воздействию. С точки зрения безопасности важным вопросом является накопление трития в конструкционных материалах и проникновение трития через материалы в систему охлаждения.

Стали имеют положительную теплоту растворения и, соответственно, низкую растворимость изотопов водорода. Большинство дефектов в сталях имеют низкую энергию связи по отношению к водороду [1]. Термодесорбционные спектры дейтерия из феррито-мартенситных сталей RUSFER и EUROFER, облученных дейтериевой плазмой, имеют характерный пик при температуре 500-600 К, который доминирует при низких температурах облучения [2,3].

Десорбция водорода с одним ярко выраженным пиком характерна для металлов с отрицательной теплотой растворения и объясняется тем, что десорбция лимитируется не выходом из ловушек, как в случае металлов с положительной теплотой растворения, а десорбцией с поверхности. Можно предположить, что это возможно, если поверхность пассивирована из-за контакта с атмосферой или при длительной выдержке в вакууме. В данной работе проведены эксперименты по изучению захвата ионов дейтерия и его термодесорбции в условиях, когда пассивация поверхности после облучения сведена к минимуму. Результаты сравнивались с результатами, которые получены при выдержке образца в вакууме или на атмосфере после облучения.

Эксперименты проводились с образцами ферритно-мартенситной стали EUROFER (Cr - 9%, W - 2%, V - 0,25%, Mn - 0,2-0,6%, C - 0,1%, Ta - 0,1%). Облучение проводилось на установке «МЕДИОН» различными дозами ( $3 \times 10^{16} - 3 \times 10^{18}$  D/cm<sup>2</sup>) ионов D<sub>3</sub><sup>+</sup> с энергией 10 кэВ. Далее проводилась термодесорбционная спектроскопия (ТДС) для анализа захвата и динамики десорбции дейтерия из образцов. Поток газовой выделенной измерялся квадрупольным масс-спектрометром, скорость нагрева в ходе ТДС составляла 2 К/с. Образец крепился с помощью держателя выполненного

из вольфрамовой проволоки непосредственно на ленте нагревателя. В ходе облучения образец нагревался пучком до 315-325 К. Более подробное описание установки приведено в [4].

В отличие от многих экспериментов со сталями в данной работе термодесорбционная спектроскопия проводилась без переноса по атмосфере, а время между облучением и ТДС составляло около 30 минут. Также было исследовано влияние на ТДС спектры выдержки в течение 12 часов в вакууме и взаимодействия с атмосферой.

Перед каждым экспериментом образец выдерживался при температуре 873 К в течение 30 минут. Выдержка при этой температуре не приводит к заметным фазовым превращениям, однако позволяет удалить большую часть радиационных дефектов. Эффекта влияния предыдущих облучений на ТДС спектры не наблюдалось даже при минимальных дозах.

Дозовая зависимость накопления дейтерия в ходе облучения при комнатной температуре приведена на рис.1. После достижения дозы  $10^{17}$  D/cm<sup>2</sup> скорость накопления дейтерия заметно снижается и дальнейшее увеличение дозы в 30 раз приводит к увеличению накопления менее, чем на 50%. Такая зависимость характерна при насыщении зоны внедрения и медленном распространении профиля концентрации за пределы зоны внедрения.

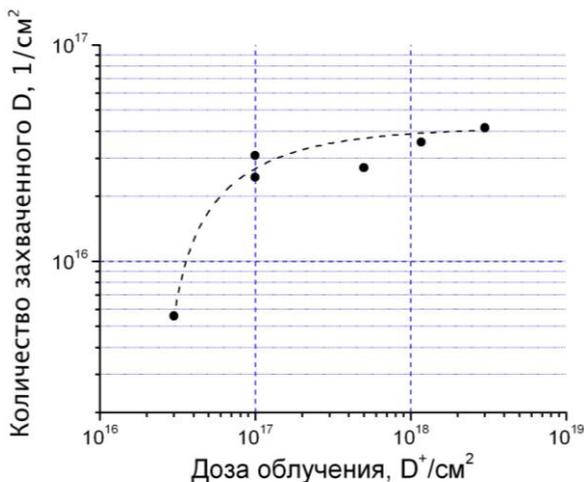


Рис.1 Зависимость количества захваченного дейтерия от дозы облучения при облучении ионами дейтерия  $D_3^+$  с энергией 10 кэВ

Максимум основного пика газовой выделения дейтерия при дозе  $3 \times 10^{16}$  D/см<sup>2</sup> находится при температуре 380 К (рис.2). С увеличением дозы происходит смещение пика до температуры 450 К при максимальной дозе облучения. С увеличением дозы наблюдается также уширение пика и появление плеча в области 500-550 К. Таким образом, можно видеть, что ловушки, образованные под действием ионов, действительно, имеют небольшую энергию связи. При этом, с увеличением дозы, по всей видимости, появляются ловушки с большей энергией.

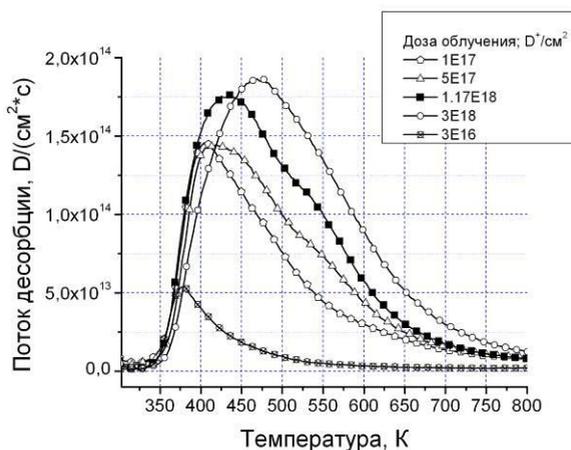


Рис.2 Сравнение термодесорбционных спектров для различной дозы облучения.

На рис.3 представлены спектры для одинаковой дозы облучения для трех различных случаев: 1 – ТДС сразу после облучения, 2 – ТДС после выдержки в вакууме в течение 15 часов, 3 – ТДС после выдержки в течение 12 часов на атмосфере. Как видно, выдержка в вакууме приводит к выходу наиболее слабо связанного дейтерия из образца, что приводит к значительному уменьшению низкотемпературной части.

Спектр после выдержки на атмосфере значительно отличается от остальных и имеет основной пик термодесорбции при температуре 550 К. Интересно, что это положение очень хорошо совпадает с положением пика в экспериментах с облучением плазмой в [3], в которых образец после облучения длительное время находился на атмосфере.

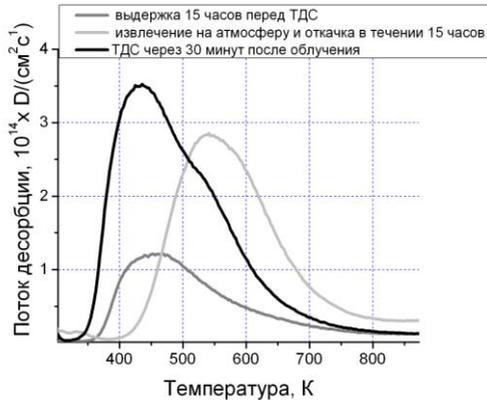


Рис.3 Сравнение термодесорбционных спектров, полученных при различных условиях выдержки образца после облучения. Доза облучения для всех экспериментов -  $1,15 \times 10^{18} \text{ D/cm}^2$

Смещение пика в сторону больших температур после взаимодействия с атмосферой можно объяснить изменением состояния поверхности. Сталь Eurofer содержит большую концентрацию хрома, который может образовывать оксидную плёнку на поверхности стали при контакте с кислородом или парами воды из атмосферы. Эти оксидные слои могут быть барьером для десорбции водорода. Характерно, также, что содержание дейтерия в стали после выдержки в атмосфере уменьшается не так сильно, как при выдержке в вакууме. Это также может быть связано с формированием окисных барьеров для десорбции, которые препятствуют выходу внедренного дейтерия.

Таким образом, состояние поверхности может играть важную роль при десорбции дейтерия из сталей, а при анализе спектров термодесорбции из сталей необходимо учитывать поверхностные эффекты.

- [1] G.A. Esteban et al., J. Nucl. Mater. 281 (2000) 34-41.
- [2] V.S.Efimov, et al. Proceedings of the XXI International conference «Ion-surface interactions ISI-2013». Yaroslavl, 22-26 August 2013., vol. 2, pp. 473-475.
- [3] A.V. Golubeva, et al. Deuterium retention in Low-activated Ferritic-Martensitic steels. 11th International Workshop, on Hydrogen Isotopes in Fusion Reactor Materials, 29-31, May, 2012.
- [4] В.С. Ефимов, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2013, №5, с. 79–85.

## МЕТОДИКИ ТЕСТИРОВАНИЯ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ ТЯР

В конце 2013 года было принято окончательное решение о полностью вольфрамовом диверторе ИТЭРа. Уже разработана техническая документация на облицовочные элементы дивертора и методику испытаний диверторных сборок [1]. На первом этапе испытываются малогабаритные сборки (рис. 1), на втором этапе должна быть продемонстрирована осуществимость производства полномасштабных обращенных к плазме элементов дивертора и их соответствие требованиям ИТЭР. Национальные агентства должны изготовить макет размером не менее половины вертикального элемента мишени дивертора, и наглядно показать, что он проходит тест тепловой нагрузкой. Этот тест должен быть проведен в установке по тестированию элементов дивертора в НИИЭФА.

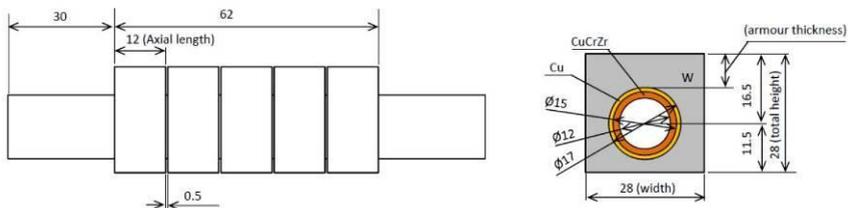


Рис.1 – Малогабаритная вольфрамовая сборка для испытаний элементов дивертора [1]

Процедура тестирования включает:

- составление исходной температурной карты поверхности при стационарной нагрузке  $5 \text{ МВт/м}^2$ ;
- 7000 циклов с мощностью теплового потока  $10 \text{ МВт/м}^2$  (типичное значение длительности импульса 10 с, скважность 1);
- 400 циклов с мощностью теплового потока  $20 \text{ МВт/м}^2$  (типичное значение длительности импульса 10 с, скважность 1);
- составление температурной карты поверхности после термоциклирования при стационарной нагрузке  $5 \text{ МВт/м}^2$ .

При тестировании интенсивными тепловыми потоками облучаемая поверхность должна составлять не менее 80% для малоразмерной сборки, не менее 50% для полномасштабной вертикальной мишени. Эта процедура основывается на данных по ожидаемым тепловым нагрузкам в диверторе ИТЭР [2].

В настоящее время проводятся обширные испытания малогабаритных вольфрамовыхборок в Европе, готовятся к проведению таких работ в Японии и Корее. Продемонстрирована хорошая стойкость вольфрамовых элементов при нагрузке  $10 \text{ МВт/м}^2$ , но при  $20 \text{ МВт/м}^2$  наблюдалась деградация, хотя в большинстве случаев и не фатальная [3, 4]. Отдельный интерес представляют исследования работоспособности элементов, испытавших повышенные нагрузки, например в работе [5] приведены данные по термоциклированию образцов после облучения импульсными потоками плазмы, демонстрирующие повышенную деградацию элементов.

В проведенных нами исследованиях определялся характер эрозии вольфрамового образца с предварительным повреждением, имитирующим воздействие срыва, под воздействием умеренных потоков плазмы и циклических температурных нагрузок, соответствующих ЭЛМа малой мощности. Образец был предоставлен ГНЦ РФ ТРИНИТИ, предварительно он был облучен в плазменном ускорителе КСПУ.

Циклическая тепловая нагрузка на образец осуществлялась варьированием мощности электронного пучка в пучково-плазменном разряде в водороде. Ускоряющее напряжение электронной пушки изменялось в диапазоне  $1,5 - 7,4 \text{ кВ}$ , так что температура поверхности образца, контролируемая термопарой, менялась от  $50$  до  $450 \text{ }^\circ\text{C}$ . Форма импульсов температуры псевдо треугольная, длительность  $10 \text{ с}$ , скважность единица, всего было проведено  $240$  циклов нагрева и охлаждения. Максимальная используемая мощность электронного пучка составляла  $2,5 \text{ кВт}$ , что давало плотность мощности на поверхности мишени  $20 \text{ МВт/м}^2$ .

В результате термоциклирования поверхность в центре образца была расплавлена (рис. 2). Размер расплавленной области в несколько раз меньше области облучения (площадь расплава  $0,25 \text{ см}^2$ ). Расплавление произошло в  $236$  цикле, после чего было сделано еще  $4$  цикла. Причиной этого расплавления могло послужить локальное расплавление небольшой отслоившейся чешуйки, вызвавшее повышение давления и переход разряда в дуговой режим с концентрацией вблизи оси. При этом вся мощность выделяется на небольшой площади (плотность мощности в пятне достигает  $70 \text{ МВт/м}^2$ ).



Рис. 2 Внешний вид вольфрамового образца после термоциклирования

Проведенные расчеты тепловой нагрузки в программе Comsol показали, что температура в пятне в дуговом режиме должна повышаться до 2200 °С, чего недостаточно для расплавления вольфрама (температура плавления 3380 °С). Оплавление в нашем случае можно объяснить сильным снижением теплопроводности образца из-за растрескивания его поверхности. С эффектом снижения теплопроводности можно связать и рекристаллизацию облучаемой поверхности образца, которой не должно было происходить в расчетных режимах.

Исследование образца на электронном микроскопе показало рекристаллизацию и появление сети мелких трещин (рис. 3), выкрашивание поверхности образца (рис. 4). Трещины на боковой поверхности образца достигают глубины 2 – 4 мм, рекристаллизация заметна на глубину до 1,5 мм, также хорошо видно выкрашивание по ребрам (рис. 3).

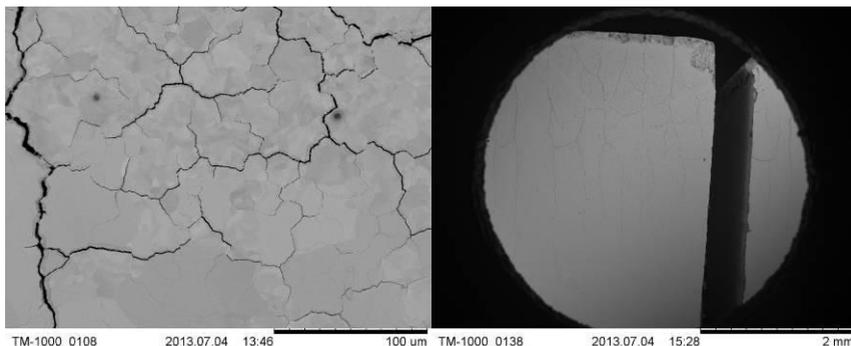


Рис. 3 Поверхность образца – рекристаллизация и трещины

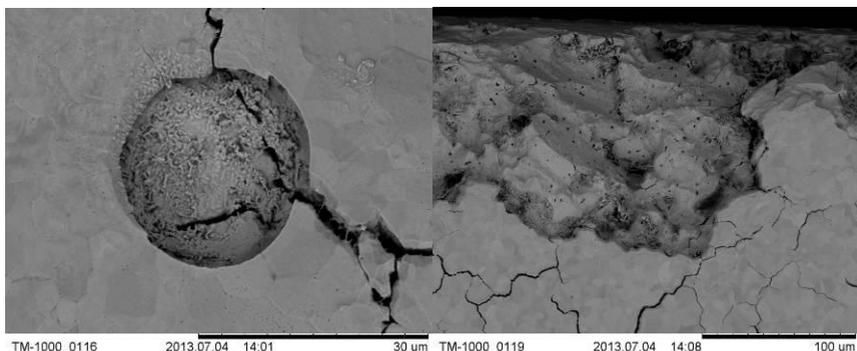


Рис. 4 Выкрашивание образца

Циклические тепловые нагрузки приводят к растрескиванию, рекристаллизации и интенсивному выкрашиванию материала. Результатом этих изменений становится плавление материала в тех условиях, при которых оно не должно происходить с материалом в исходном состоянии. 240 циклов по 10 секунд с максимумом мощности  $20 \text{ МВт/м}^2$  стало достаточно для рекристаллизации образца на глубину до 1,5 мм и расплавлению части поверхностного слоя. В условиях неповрежденного образца такая нагрузка не должна была приводить даже к рекристаллизации поверхности.

По результатам исследования можно сделать вывод о потере изначальной стойкости вольфрама после срыва, что приводит к разрушению материала даже в относительно щадящих условиях.

Работа выполнена в рамках госконтракта №Н.4х.44.90.13.1105 по заказу госкорпорации «Росатом».

- [1] T. Hirai, F. Escourbiac, S. Carpentier-Chouchana, A. Fedosov, L. Ferrand, T. Jokinen et al., *Fusion Engineering and Design* 88 (2013) 1798–1801.
- [2] R.A. Pitts, A. Kukushkin, A. Loarte, A. Martin, M. Merola, C.E. Kessel et al., *Physica Scripta*, T 138 (2009) 014001.
- [3] G. Pintsuk, I. Bobin-Vastra, S. Constans, P. Gavila, M. Rodig, B. Riccardi, *Fusion Engineering and Design* 88 (2013) 1858–1861.
- [4] E. Visca, E. Cacciotti, A. Komarov, S. Libera, N. Litunovsky, A. Makhankov et al., *Fusion Engineering and Design* 86 (2011) 1591–1594.
- [5] N.S. Klimov, V.L. Podkovyrov, D.V. Kovalenko, A.M. Zhitlukhin, V.A. Barsuk, I.V. Mazul et al., *Phys. Scr.* T145 (2011) 014064.

ВЫКОВ<sup>1</sup>, H. BERGSÅKER<sup>1</sup>, P. PETERSSON<sup>1</sup>, J. LIKONEN<sup>2</sup>,  
G. POSSNERT<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Fusion Plasma Physics, Royal Institute of Technology (KTH), Teknikringen 31, Stockholm 10044, Sweden*

<sup>2</sup>*VTT, Association EURATOM-TEKES, P.O. Box 1000, Otaniemi 02044, Finland*

<sup>3</sup>*Tandem Laboratory (Association EURATOM-VR), Uppsala Universitet, Box 256, Uppsala, 75105, Sweden*

## **КОМБИНИРОВАННЫЙ SEM И $\mu$ -IBA АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ В ДИВЕРТОРЕ УСТАНОВОК УТС**

Европейская программа реализации управляемого термоядерного синтеза (УТС) вступила в фазу непосредственной подготовки к запуску исследовательского реактора ИТЕР. На протяжении более чем 20 последних лет одной из ключевых исследовательских задач в этом направлении было изучение структуры и механизмов транспорта примесей внутри установок магнитного удержания термоядерной плазмы.

Транспорт примесей включает в себя несколько процессов, каждый из которых может сыграть роль в ограничении срока службы ИТЭРа и следующих за ним более мощных реакторов. Эрозия вызывает нарушение целостности и выход из строя обращенных к плазме компонентов первой стенки реактора. В результате эрозии материал стенки мобилизуется, ионизируется и в виде атомных примесей может переноситься на расстояния сравнимые с размером реактора. Осаждаясь в затененных от плазмы областях, примеси накапливаются и в зависимости от своего атомного состава и локальных физических условий могут захватывать значительные количества дейтерия. В установках с первой стенкой на основе графита стехиометрическое соотношение D/C в переосажденном материале может превышать 1. Когда в ИТЭРе 50% водорода составит радиоактивный T, накопление его приведет к ограничению сроков эксплуатации реактора.

Важной задачей анализа поверхностей элементов дивертора является измерение поверхностной плотности осажденного дейтерия и более тяжелых примесей таких как бериллий, углерод, кислород, компоненты нержавеющей стали или сплава Inconel. Это позволяет оценить среднюю интенсивность эрозии первой стенки и накопления D.

В настоящей работе описан метод локального анализа поверхностей первой стенки термоядерных установок с помощью сканирующего ионного микронзонда ( $\mu$ -IBA). Особенность метода заключается в том, что карты

микрораспределений материалов первой стенки и дейтерия на поверхности образцов удается сопоставить и наложить на изображение сканированной области, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (SEM). Анализ проводится с помощью пучка  ${}^3\text{He}$  с энергией 3 МэВ, диаметром около 6 мкм (Рис. 1). Пучок сканируется по поверхности прямоугольного раstra с размером стороны порядка 500 мкм. Для измерения содержания дейтерия и бериллия используются энергетические спектры легких продуктов реакций  $\text{D}({}^3\text{He}, \text{p}){}^4\text{He}$  и  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, \text{p}){}^{11}\text{B}$ . Кроме того, возможно измерение концентрации углерода с помощью реакции  ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, \text{p}){}^{14}\text{N}$ . Для повышения чувствительности при измерении содержания углерода также используется реакция  ${}^{12}\text{C}(\text{D}, \text{p}){}^{13}\text{C}$  с более высоким сечением при энергии пучка от 2 МэВ и ниже. Преимуществом используемого метода ядерных реакций является простота анализа спектров и возможность получения абсолютных концентраций изотопов. Точность метода может быть ограничена отсутствием табулированных сечений реакций для необходимого диапазона углов, что требует проведения дополнительных калибровочных измерений. Более тяжелые примеси, не вступающие в реакции с ионами пучка при используемых энергиях, в частности W и Mo, детектируются с помощью характеристического рентгеновского излучения (PIXE). В данном случае абсолютный количественный анализ затруднен из-за влияния перепоглощения характеристического излучения в слое анализируемого материала. Многокомпонентный состав материалов, осажденных на поверхности первой стенки, делает неточной оценку перепоглощения.

Во всех случаях для измерения абсолютных концентраций элементов необходимо интегрирование тока пучка. Для этой цели используется характеристическое излучение от маркера, тонкой Cu решетки, смонтированной на поверхности образца. Интенсивность этого сигнала пропорциональна интенсивности ионного пучка, и после проведения калибровки интегрированный X-гау сигнал используется в качестве меры интегрированного тока пучка. При обработке результатов измерений сначала строятся карты распределения интенсивности элементных сигналов по отношению к интенсивности X-гау сигнала маркера (Рис. 2), а затем шкала переводится в абсолютные единицы концентраций с учетом сечений реакций.

Используемый маркер необходим также для обозначения и разметки области образца при сканировании ионным пучком и при сканировании одной и той же области пучками разных типов. Далее путем сопоставле-

ния SEM-изображения участка маркера (Рис. 2а) и изображения, полученного с помощью ионного пучка в рентгеновских лучах (Рис. 2d), удается получить точную калибровку размера сканированного участка и устранить искажения формы растра. Результатом является точная привязка карт распределения элементов, полученных с помощью  $\mu$ -IBA, к характеризующим морфологию и топографию поверхности SEM-изображениям.

Такой подход позволяет оценить влияние топографических особенностей поверхности на распределение концентрации элементов. В частности, аккумуляция D и C происходит преимущественно в областях пониженного профиля и в углублениях, возникших благодаря неоднородности CFC-подложки. На поверхности элементов внутреннего дивертора более 50% D может находиться на менее чем 10% площади (Рис. 2).

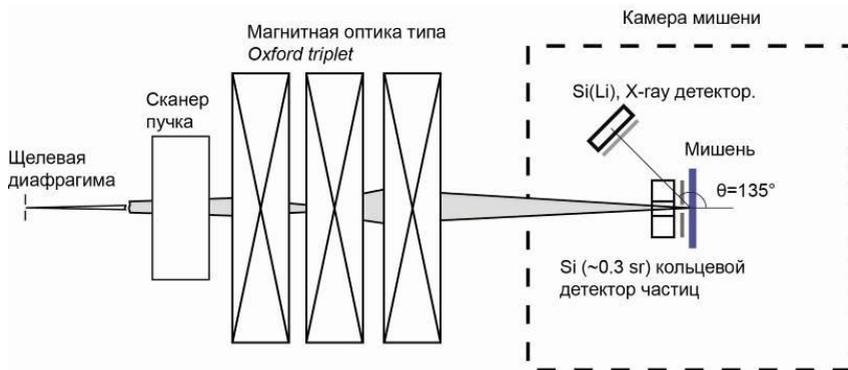


Рис. 4 Схематическое изображение системы формирования и развертки ионного микро пучка и камеры мишени. Для измерения спектра энергий легких продуктов ядерных реакций используется кольцевой Si детектор с защитным слоем Al фольги толщиной 18 мкм. Si(Li) детектор служит для измерения характеристического рентгеновского излучения, индуцированного пучком (PIXE).

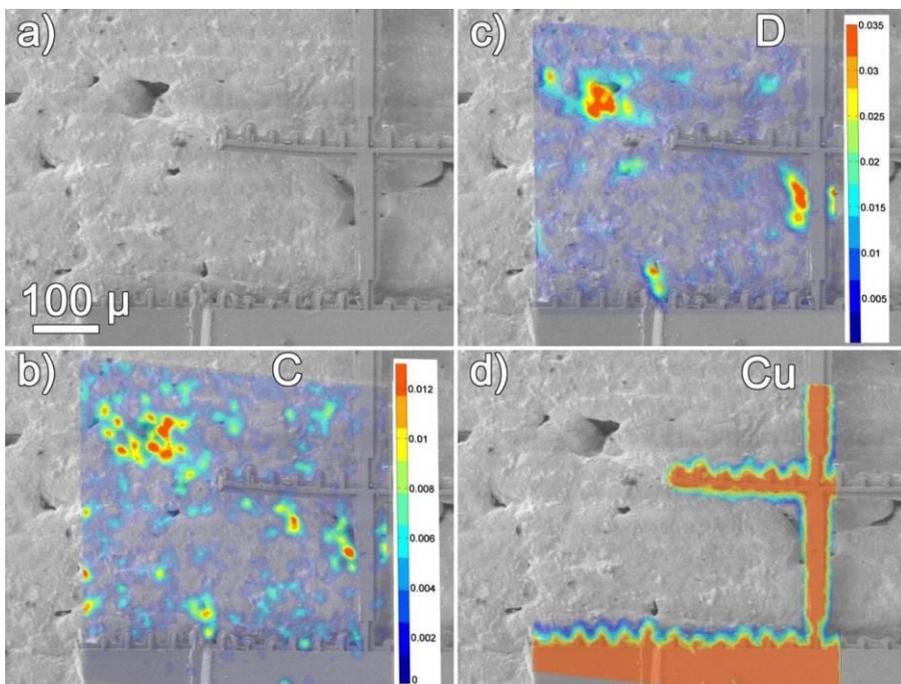


Рис. 5 Пример пространственного распределения осажденных материалов на поверхности элемента дивертора токамака JET с ITER-Like Wall (2011-2012). (a) SEM – изображение поверхности образца и участка Cu – маркера; (b) и (c) – карты распределений D и C, в обоих случаях указана интенсивность сигнала элемента, отнесенная к интенсивности линии  $K\alpha$  характеристического излучения Cu маркера; (d) пример использования Cu маркера для наложения карт распределения элементов и SEM – изображения.

А.С. БЫКОВ<sup>1</sup>, В.Ю. СЕРГЕЕВ<sup>1</sup>, Б.В. КУТЕЕВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВПО "Санкт-Петербургский Государственный Политехнический  
Университет

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

## **ГИБРИДНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА И ЕЁ ПРИ- МЕНЕНИЕ К ПРОЕКТУ ДЕМО-ТИН**

В настоящее время ведутся интенсивные работы по созданию – источников термоядерной энергии (проекты ИТЭР [1], ДЕМО [2]) и термоядерных нейтронов (например, проекты ТИН-СТ и ДЕМО-ТИН) [3] на основе токамака. Проектируемые установки существенно отличаются от существующих высокой плотностью вкладываемой мощности. Это может привести к высоким тепловым нагрузкам на поверхности, обращённые к плазме, в особенности на диверторные пластины. Поэтому, при проектировании подобных установок необходимо проводить расчёты, которые позволили бы оценивать эти тепловые нагрузки. Для таких расчётов необходима модель периферийной плазмы токамака. В соответствии с современными представлениями центральная и периферийная области плазмы оказывают влияние друг на друга, что обуславливает необходимость их совместного рассмотрения и моделирования. Гибридная модель, которая учитывала бы процессы, происходящие как в центральной, так и в периферийной плазме была бы полезна для проектирования новых установок и для детальной интерпретации экспериментальных результатов, полученных на новых установках.

В то же время, наиболее развитые современные транспортные коды анализируют центральную (коды PRETOR, TRANSP, ASTRA и др.) и периферийные (коды B2SOLP5.2, EDGE2D и др.) области плазмы по отдельности. Существуют также попытки гибридного моделирования периферийной и центральной плазмы, основанные на комбинациях центральных и периферийных кодов (например, [4]). Однако, сочетание двух сложных кодов требует большого количества ресурсов и может выполняться только специалистами, работающими с этими кодами. В связи с этим возникает необходимость разработки более простой гибридной модели, которая учитывала бы только основные физические процессы и была бы при этом доступна более широкому пользователю.

Подобная модель, основанная на упрощённой одномерной модели центральной плазмы и нульмерной модели периферии, была предложена в работах [5-6]. В работе [7] уточнённая версия этой модели, включающая

более точную модель периферийной плазмы и процедуру «настройки» неизвестных параметров, входящих в модель, путём воспроизведения экспериментальных данных, полученных на существующих установках, была применена для концептуального проектирования дивертора компактного термоядерного источника нейтронов на основе сферического токамака ТИН-СТ.

В данном докладе предлагается дальнейшее развитие модели [7]. Настройка с использованием экспериментальных данных конкретной установки заменяется включением в модель экспериментальных законов подобия.

Новая версия модели применяется для расчёта тепловых нагрузок на диверторные пластины проектируемого токамака источника нейтронов - ДЕМО-ТИН [8]. Результаты расчётов сравниваются с первыми результатами моделирования по двумерному коду B2SOLPS5.2.

[1] Progress in the ITER Physics Basis, chapter 1 // Nucl. Fusion 47 (2007) S1-S414

[2] Goldston R. et al // A plan for the development of fusion energy / Journal of Fusion Energy, Vol. 21, No. 2, June 2002 61-111

[3] Б.В. Кутеев и др. // Мощные нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза/ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2010, том 36, № 4, с. 307

[4] I.Yu. Senichenkov, E.G. Kaveeva, V.A. Rozhansky, A.V. Gogoleva et al. // Transport modeling of the Globus-M tokamak edge plasma / 40th EPS Conference on Plasma Physics, 1-5 July 2013, Espoo, Finland.

[5] Kuteev B.V., Sergeev V.Yu., Krylov S.V., Skokov V.G., Timokhin V.M. // Conceptual analysis of a tokamak-reactor with lithium dust jet / Nucl. Fusion 50 (2010) 075001.

[6] Sergeev V.Yu. and Kuteev B.V. // Semi-analytical model for coupling the core and edge plasma / Contrib. Plasma Phys. 50, No. 3-5, 285 – 291 (2010).

[7] В. Ю. Сергеев, Б. В. Кутеев, А. С. Быков, В. С. Петров, А. А. Голиков и др. // КОНЦЕПЦИЯ ДИВЕРТОРА ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА (ТИН СТ) /Физика Плазмы, 2012, том 38, №7, с. 517

[8] 2 Отчет о НИР «Разработка эскизного проекта демонстрационного термоядерного источника нейтронов (ТИН) с мощностью ДТ-синтеза не менее 10 МВт». Этап 2 (промежуточный) Инв. 230-15/6993-13 от 27 мая 2

## СОДЕРЖАНИЕ

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ	3
С.В. МИРНОВ, А.В. ВЕРТКОВ, Н.Т. ДЖИГАЙЛО, С.П. ДЖУРИК, М.Ю. ЖАРКОВ, С.И. КРАВЧУК, В.Б. ЛАЗАРЕВ, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, В.М. НЕСТЕРЕНКО, А.Н. ЩЕРБАК Эксперименты по захвату лития криогенной мишенью в тени литиевого лимитера в ходе разряда на токамаке T-11M и следующие из них выводы	7
И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ, М.Ю. ЖАРКОВ, И.Л. ТАЖИБАЕВА Основные результаты реализации проекта модуля литиевого дивертора на основе капиллярно-пористых систем для токамака КТМ	9
И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ, В.В. СЕМЕНОВ, М.Ю. ЖАРКОВ, В.П. КРАСИН Сравнительная оценка коррозионной стойкости в легкоплавких метал- лах ванадиевых сплавов как материалов термоядерных энергетических систем	13
В.П. БУДАЕВ, Ю.В. МАРТЫНЕНКО, А.В. КАРПОВ, Н.Е. БЕЛОВА, А.М. ЖИТЛУХИН, Н.С. КЛИМОВ, В. Л. ПОДКОВЫРОВ, В.А. БАРСУК, А. Б. ПУТРИК, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ, Р.Н. ГИНИЯТУЛИН, И.В. МАЗУЛЬ, В. М. САФРОНОВ, Л.Н. ХИМЧЕНКО Рекристаллизация и растрескивание вольфрама при тепловых нагрузках ожидаемых в ИТЭР	17
Н.П. БОБЫРЬ, А.В. СПИЦЫН, А.В. ГОЛУБЕВА, М. МАУЕР, Ю.М. ГАСПАРЯН, Н.С. КЛИМОВ, Б.И. ХРИПУНОВ, В.М. ЧЕРНОВ Накопление изотопов водорода в низкоактивируемых конструкционных материалах	18
И.Е. БОРОДКИНА, М. КОММ, И.В. ЦВЕТКОВ Влияние наклонного магнитного поля на распределение потенциала электрического поля около обращенных к плазме поверхностей	21
Д.И. ЧЕРКЕЗ, А.В. СПИЦЫН, А.В. ГОЛУБЕВА, В.М. ЧЕРНОВ Проникновение дейтерия через низкоактивируемые конструкционные материалы термоядерных реакторов	22
А.А. ЕКСАЕВА, Е.Д. МАРЕНКОВ, Д. БОРОДИН, А. KIRSCHNER, М. LAENGNER, В.А. КУРНАЕВ, А. КРЕТЕР Моделирование в коде ERO экспериментов по взаимодействию плазмы с вольфрамовой мишенью на установке PSI-2	25
А.Б. ПУТРИК, Н.С. КЛИМОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, В.С. ЕФИМОВ, В.А. БАРСУК, А.М. ЖИТЛУХИН, В.Л. ПОДКОВЫРОВ, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ, Д.В. КОВАЛЕНКО Формирование продуктов эрозии обращенных к плазме материалов на плазменном ускорителе КСПУ-Т при характерных для ИТЭР переходных	

плазменных нагрузках	29
Б.И. ХРИПУНОВ, В.М. ГУРЕЕВ, Л.С. ДАНЕЛЯН, В.В. ЗАТЕКИН, В.С. КОЙДАН, С.Н. КОРНИЕНКО, В.С. КУЛИКАУСКАС, С.Т. ЛАТУШКИН, В.Б. ПЕТРОВ, А.И. РЯЗАНОВ, Е.В. СЕМЕНОВ, В.Г. СТОЛЯРОВА, Е.В. УНЕЖЕВ Воздействие больших потоков плазмы на вольфрам, поврежденный вы- сокоэнергичными ионами	32
С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ, И. БЫКОВ, М. МАУЕР, G. DE SAINT AUBIN, M. BALDEN, C. LUNGU, A. WIDDOWSON, JET-EFDA CONTRIBUTORS Сравнение эрозии и осаждения на внутренней стенке JET с ИТЭР- подобной и углеродной стенками	35
Б.Н. КОЛБАСОВ, В.И. ХРИПУНОВ, А.Ю. БИРЮКОВ О некоторых особенностях применения бериллия в термоядерных реак- торах: ресурсы, примеси, детритизация	38
А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, С.В. ВЕРГАЗОВ, А.Н. ВОЙТЮК, А.А. ГОРДЕЕВ, Я.А. САДОВСКИЙ, В.П. ТЕРЕНТЬЕВ Газифицирование и удаление углеродных слоёв из термоядерных уста- новок	42
А.Н. ЩЕРБАК, С.В. МИРНОВ, В.Б. ЛАЗАРЕВ, Н.Т. ДЖИГАЙЛО, В.М. НЕСТЕРЕНКО, М.В. КИСЕЛЕВ, С.И. КРАВЧУК, С.П. ДЖУРИК, Ю.В. ПЕТРОВ, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ, А.В. ВЕРТКОВ Исследование эффективности сбора лития криогенной мишенью на то- камаке T-11M	46
А.С. ПОПКОВ, С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ Изучение соосаждения дейтерия с литием в магнетронном разряде	50
А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, О.И. БУЖИНСКИЙ, С.В. ВЕРГАЗОВ, А.В. ВЛАСЮК, А.Н. ВОЙТЮК, А.В. ГРУНИН, А.А. ГОРДЕЕВ, А.М. ЗАХАРОВ, А.М. КАЛАЧЕВ, Н. КЛИМОВ, Я.А. САДОВСКИЙ, П.А. ШИГИН, С.А. БЕГРАМБЕКОВА Формирование покрытия карбида бора в плазме и его поведение при ин- тенсивном плазменном облучении	54
Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ВЛАСЮК, А.М. ЗАХАРОВ Модификация порошка (пыли) вольфрама при атомарном облучении в условиях повышенных температур	59
Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Д.А. ТРУФАНОВ, В.А. КУРНАЕВ Оценка проникновения распыленных отрицательных ионов в плазму ТЯР	65
М.С. ЗИБРОВ, А.А. ПИСАРЕВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, М. МАУЕР, L. GAO, S. ELGETI, H. KURISHITA Удержание дейтерия в вольфраме с добавками карбида титана и карбида тантала при высоких температурах	69

Д.А. ТРУФАНОВ, Е.Д. МАРЕНКОВ, В.А. КУРНАЕВ Энергетические потери ионов низких энергий при проникновении через тонкие пленки	73
Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, В.А. КУРНАЕВ, Н.В. МАМЕДОВ, А.А. ДВОРНОВА, Д.В. КОЛОДКО Эмиссионные свойства модельного материала стенки ТЯР с диэлектрической пленкой	77
Д.К. КУТОВ, Е.Д. МАРЕНКОВ, В.А. КУРНАЕВ, К. NORDLUND Моделирование методом молекулярной динамики напыления углеводородных пленок на вольфрам	81
О. V. OGORODNIKOVA, K. SUGIYAMA, Ł. CIUPIŃSKI, J. GRZONKA, Yu. GASPARYAN, V. EFIMOV Production and recovery of radiation-induced defects in tungsten	85
И.М. ТИМОФЕЕВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, В.С. ЕФИМОВ, А.А. ПИСАРЕВ Влияние поверхности на захват и десорбцию дейтерия в феррито-мартенситных сталях	86
К.М. ГУТОРОВ, И.В. ВИЗГАЛОВ, Ф.С. ПОДОЛЯКО, И.А. СОРОКИН Методики тестирования обращенных к плазме элементов ТЯР	90
И. БЫКОВ, Н. BERGSÅKER, P. PETERSSON, J. LIKONEN, G. POSSNERT Комбинированный SEM и $\alpha$ -IBA анализ поверхностей, облученных в диверторе установок УТС	94
А.С. БЫКОВ, В.Ю. СЕРГЕЕВ, Б.В. КУТЕЕВ Гибридная модель для плазмы токамака и её применение к проекту ДЕМО-ТИН	98

**МАТЕРИАЛЫ  
XVII КОНФЕРЕНЦИИ**

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 30-31 января 2014 г.

**Редакционная коллегия:**

В.А. Курнаев  
Ю.М. Гаспарян  
М.С. Зибров