

Министерство образования и науки РФ

Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

XVI КОНФЕРЕНЦИЯ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Москва, НИЯУ МИФИ, 1-2 февраля 2013 г.

Сборник научных трудов

Москва
2013

ББК 22.333
УДК 533.9 (06)
В 40

XVI конференция «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 1-2 февраля 2013 г. Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2013, 108 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных докладов на 16-й конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью. Конференция проводится в НИЯУ МИФИ и посвящена физическим проблемам взаимодействия плазмы с поверхностью в установках управляемого термоядерного синтеза. На конференции рассматриваются работы, выполненные в рамках национальных программ и международного сотрудничества применительно к проблемам обращенных к плазме компонентов существующих и разрабатываемых термоядерных установок и реакторов ИТЭР.

Материалы опубликованы с минимальной коррекцией авторской редакции.

Статьи получены до 21 ноября 2012 года.

Редакционная коллегия:

*В.А. Курнаев,
Ю.М. Гаспарян,
А.А. Степаненко*

ISBN 978-5-7262-1808-3

© *Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2013*

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ

Заседание № 1

Пятница, 1 февраля

Начало в 10.00

Аудитория Актовый зал

ТЕМА: “ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ”

Председатель – профессор КУРНАЕВ В.А.

Видео-конференция с участием коллаборантов из UCSD (San Diego, USA) и FZJ (Jülich, Germany).

1. С.И. КРАШЕНИННИКОВ¹, ДЖ.Р. АНГУС¹, ДЖ. ГЮТЕРЛ¹, А.Ю. ПИГАРОВ¹, Р.Д. СМИРНОВ¹, Р.П. ДОРНЬЕР¹, М. УМАНСКИЙ², Т.Д. РОГНЛИН², Д.К. МАНГСФИЛД³, А.Л. РОКМО³, К.Х. СКИННЕР³, Е.Д. МАРЕНКОВ⁴, А.А. ПИСАРЕВ⁴
¹Калифорнийский университет Сан-Диего, США
²Ливерморская Национальная Лаборатория Лоуренса, Ливермор, США
³Принстонская лаборатория физики плазмы, Принстон, США
⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
О проблемах пристеночной плазмы, стенки и пыли в термоядерных реакторах
2. С.В. МИРНОВ¹, В.Б. ЛАЗАРЕВ¹, Н.Т. ДЖИГАЙЛО¹, В.М. НЕСТЕРЕНКО¹, М.В. КИСЕЛЕВ¹, С.И. КРАВЧУК¹, С.П. ДЖУРИК¹, Ю.В. ПЕТРОВ¹, А.Н. КОСТИНА², И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ³, А.В. ВЕРТКОВ³
¹ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ
²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
³ОАО «Красная Звезда»
Исследование эффективности сбора лития и его эвакуации из вакуумной камеры токамака методом криогенной мишени. Первые результаты
3. А.М. ЛИТНОВСКИЙ¹, М. ХЕЛЛВИГ¹, Д. МАТВЕЕВ^{1,2}, М. КОММ³, М. ВАН ДЕН БЕРГ⁴, Г. ДЕ ТЕММЕРМАН⁴, Д.Л. РУДАКОВ⁵
¹Институт исследования климата и Энергии, Юлих, Германия
²Факультет прикладной физики, Гентский университет, Гент, Бельгия
³Факультет исследования плазмы и поверхности, Карлов Университет, Чехия
⁴Институт фундаментальных исследований Нидерландов, Нойвеген, Нидерланды
⁵Калифорнийский университет Сан Диего, Сан Диего, США
Исследования вольфрамового покрытия для нового дивертора реактора ИТЭР: статус и планы
4. А. БАРСУК¹, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ², О. БУЖИНСКИЙ, А. ВЛАСЮК², А. ГОРДЕЕВ², А. ГРУНИН², А. ЕВСИН², А. ЖИТЛУХИН¹, А. ЗАХАРОВ², А. КОЗЛОВСКАЯ¹, А. МИЩЕНКО¹, П.А. ШИГИН¹, З. ХАЙРУТДИНОВ¹, А. ЯРОШЕВСКАЯ¹
¹ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ
²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Защитный слой карбида бора. Нанесение, испытание и удаление продуктов эрозии

5. И.В. ВИЗГАЛОВ¹, К.М. ГУТОРОВ¹, В.А. КУРНАЕВ¹, Т.Р. ТУЛЕНБЕРГЕНОВ², И.А. СОКОЛОВ², А.А. КОЛОДЕШНИКОВ², В.А. ЗУЕВ², В.И. ИГНАШЕВ², И.Н. БОГОМОЛОВА²
¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
²Институт Атомной Энергии Национального Ядерного Центра РК
Стенд имитационных испытаний при токамаке КТМ
6. А.Б. ПУТРИК, Н.С. КЛИМОВ, В.А. БАРСУК, И.И. АРХИПОВ¹, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ², П.А. ШИГИН², А.М. ЖИТЛУХИН, В.Л. ПОДКОВЫРОВ
 ФГУП «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»
¹ИФХЭ РАН им. А.Н.Фрумкина, Москва, Россия
²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Продукты эрозии обращенных к плазме материалов ТЯР, образующиеся в экспериментах по имитации импульсных переходных плазменных процессов ИТЭР на плазменном ускорителе КСПУ-Т
7. В.П. БУДАЕВ¹, Л.Н. ХИМЧЕНКО², А.М. ЖИТЛУХИН³, Ю.В. МАРТЫНЕНКО¹, В.М. САФРОНОВ^{2,3}, А.В. КАРПОВ¹, Н.С. КЛИМОВ³, В.Л. ПОДКОВЫРОВ³, Н.Е. БЕЛОВА¹, В.А. БАРСУК³, Д.В. КОВАЛЕНКО³, И.М. ПОЗНЯК³, А.Б. ПУТРИК³, А.В. РОГОВ¹, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ³
¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия,
²Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия
³ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк, Россия
Исследование взаимодействия высокотемпературной плазмы с вольфрамом в условиях пересадки бериллия
8. А.В. ВЕРТКОВ¹, М.Ю. ЖАРКОВ¹, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ¹, С.В. МИРНОВ², В.Б. ЛАЗАРЕВ², А.Н. КОСТИНА²
¹ОАО «Красная Звезда», Москва
²ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Московская обл.
Криогенная мишень для сбора лития в вакуумной камере токамака T-11M
9. Ю.В. МАРТЫНЕНКО
 НИЦ «Курчатовский институт», Москва
Эрозия поверхности металла в результате образования волнообразного рельефа под действием мощных плазменных потоков
10. И.И. АРХИПОВ¹, Н.С. КЛИМОВ², С.А. ГРАШИН³, К.Ю. ВУКОЛОВ³, Н.Ю. СВЕЧНИКОВ³, В.Г. СТАНКЕВИЧ³
¹ФГБУН Институт Физической Химии и Электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН Москва, РФ
²ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Москва, Троицк, РФ
³ФГБУ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ
Характеризация углеводородных пленок, полученных в экспериментах по моделированию плазменных процессов в ИТЭР
11. К.М. ГУТОРОВ, И.В. ВИЗГАЛОВ, И.А. СОРОКИН, Ф.С. ПОДОЛЯКО
 Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Исследование взаимодействия плазмы с поверхностью в пучково-плазменной установке ПР-2

ТЕМА: “ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ”
Председатель – профессор БЕГРАМБЕКОВ Л.Б.

12. Е.Д. МАРЕНКОВ, Р.Д. СМИРНОВ¹, С.И. КРАШЕНИННИКОВ¹, А.А. ПИСАРЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹*Калифорнийский университет Сан-Диего, США*
О реакции первой стенки токамаков на ЭЛМ
13. М.Ю. НАГЕЛЬ, Ю.В. МАРТЫНЕНКО
НИЦ «Курчатовский институт», Москва
Моделирование образования развитого рельефа осаждаемых пленок
14. М.М. ЦВЕНТУХ¹, Г.А. МЕСЯЦ¹, С.А. БАРЕНГОЛЬЦ²
¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*
²*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*
Иницирование и поддержание эктонных процессов в вакуумном разряде во внешнем магнитном поле
15. Д.К. КОГУТ, Н.Н. ТРИФОНОВ, В.А. КУРНАЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Особенности эволюции микрорельефа и захвата трития на поверхности бериллиевых тайлов в условиях со-осаждения примесей в ИТЭР
16. Е.Д. МАРЕНКОВ, С.И. КРАШЕНИННИКОВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹*Калифорнийский университет Сан-Диего, США*
Транспорт водорода в материалах с широким распределением ловушек по энергиям выхода
17. Д.А. ТРУФАНОВ, Д.К. КОГУТ, В.А. КУРНАЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Разработка пользовательского интерфейса для кода SCATTER
18. А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, М.Л. ДУБРОВ, Я.А. САДОВСКИЙ, А. Ф. СКРИПИЦЫН
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Удаление перенапыленных углеродных слоев из щелей материалов первой стенки ТЯР при помощи озона
19. Н.П. БОБЫРЬ, А.В. СПИЦЫН, А.В. ГОЛУБЕВА, М. МАЙЕР¹, Ю.М. ГАСПАРЯН², В.М. ЧЕРНОВ³
НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия
¹*Институт физики плазмы им. Макса Планка, Германия*
²*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
³*ВНИИИМ им. А.А. Бочвара, Москва, Россия*
Накопление водорода в сплаве V-4Cr-4Ti
20. Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ВЛАСЮК, А.Е. ЕВСИН, В.Н. ЕРМАКОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Расчет траекторий ионов в вакуумной нейтронной трубке с целью оптимизации её ионно-оптической системы

21. С.А. КРАТ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Компьютерный код для моделирования движения частиц в условиях магнетронного разряда PIM:SET
22. М.С. ЗИБРОВ, М. МАЙЕР¹, Е.А. МАРКИНА¹, К. СУГИЯМА¹, В.С. ЕФИМОВ, А.А. МЕДНИКОВ, А.А. ПИСАРЕВ, Х. КЮРИШИТА²
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹*Институт физики плазмы им. Макса Планка, Германия*
²*Международный исследовательский центр ядерных материалов, Университет Тохоку, Япония*
Накопление дейтерия в вольфраме, легированном карбидом титана и карбидом тантала, под воздействием ионного и плазменного облучения
23. Н.В. МАМЕДОВ, В.А. КУРНАЕВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ, Д.А. ТРУФАНОВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
О возможности одновременного определения элементного состава и толщины пленки на поверхности
24. А.В. БАРСУК¹, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ², О.И. БУЖИНСКИЙ¹, А.М. ЖИТЛУХИН¹, А.В. КОЗЛОВСКАЯ¹, А.Б. ПУТРИК¹, Р.Р. ХАЙРУТДИНОВ¹, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ¹
¹*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований «ТРИНИТИ»*
²*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
Поведение модельных образцов защитного покрытия кристаллического карбида бора (B₄C) под облучением потоками плазмы большой плотности мощности на установке КСПУ-Т
25. А.А. МЕДНИКОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, В.С. ЕФИМОВ, А.А. ПИСАРЕВ, О.В. ОГОРОДНИКОВА¹
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹*Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия*
Захват и газоразделение дейтерия в вольфраме, поврежденном ионами высоких энергий
26. И.М. ТИМОФЕЕВ, А.А. ПИСАРЕВ, Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. РУСИНОВ¹, Н. ZUSHI¹, Y. INOUE¹
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Университет Кюшу, Фукуока, Япония
Измерение потоков частиц на стенку сферического токамака QUEST
27. В.С. ЕФИМОВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. МЕДНИКОВ¹, Ю.В. БОРИСЮК¹, А.А. ПИСАРЕВ¹, И.Б. КУПРИЯНОВ², Г.Н. НИКОЛАЕВ², Л.А. КУРБАТОВА²
¹*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*
²*ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара», Москва, Россия*
Накопление дейтерия в бериллии при облучении импульсной сильноточной плазмой

С.И. КРАШЕНИННИКОВ¹, ДЖ.Р. АНГУС¹, ДЖ. ГЮТЕРЛ¹,
А.Ю. ПИГАРОВ¹, Р.Д. СМИРНОВ¹, Р.П. ДОРНЬЕР¹, М. УМАНСКИ²,
Т.Д. РОГНЛИН², Д.К. МАНГСФИЛД³, А.Л. РОКМО³, К.Х. СКИННЕР³,
Е.Д. МАРЕНКОВ⁴, А.А. ПИСАРЕВ⁴

¹ Калифорнийский университет Сан-Диего, США

² Ливерморская Национальная Лаборатория Лоуренса, Ливермор, США

³ Принстонская лаборатория физики плазмы, Принстон, США

⁴ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

О ПРОБЛЕМАХ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ, СТЕНКИ И ПЫЛИ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ

Сегодня важность процессов транспорта в периферийной плазме и взаимодействия плазмы со стенкой для ИТЕР и термоядерных реакторов будущего широко известна [1]. Это не удивительно, так как процессы в периферийной плазме и материале первой стенки напрямую влияют на многие явления, протекающие в термоядерных реакторах: процессы переноса в пристеночной плазме, транспорт изотопов водорода в материале первой стенки, модификация поверхности стенки под действием плазмы, влияние пыли и т.п. Рассмотрим некоторые результаты, полученные недавно в этих областях.

Основное направление нашей работы в области турбулентности и процессов переноса в пристеночной плазме – трехмерное моделирование динамики filamentных структур (блобы и ЭЛМы), распространяющихся в направлении стенки, а также макроскопическое моделирование переноса в пристеночной плазме, связанного с этими эффектами.

Мы выполнили трехмерное численное моделирование поведения блобов в коде BOUT++. Наше внимание было сосредоточено при этом на развитии резистивной неустойчивости дрейфовых волн (RDW – resistive drift wave instability) и бальцмановском вращении блоба [2,3]. Результаты моделирования показали, что инкремент RDW увеличивается с ростом большого радиуса токамака и уменьшается с ростом размера блоба. Следовательно, можно ожидать, что в термоядерных реакторах будущего, таких как ИТЕР, блобы будут более подвержены влиянию RDW, чем в современных токамаках. Сравнение результатов двухмерного и трехмерного моделирования, выполненного в том же коде BOUT++ [4] для токамаков большого размера, демонстрирует быстрое разрушение блоба, вызванное установлением RDW турбулентности.

Все эти результаты были получены в предположении сильно столкновительных электронов при постоянной температуре и холодных ионов. Чтобы обойти это ограничение, мы вывели линейное дисперсионное уравнение [5], рассматривая ионы в рамках бесстолкновительного кинетического уравнения, а электроны – в рамках дрейфового приближения с столкновительным оператором в форме Батнагара-Гросса-Крука для того, чтобы учесть потерю импульса в результате столкновений с ионами. Анализ этих уравнений показывает, что блобы будут разрушаться из-за RDW и в этом случае.

Другое направление нашей работы связано с нестационарным транспортом (intermittent transport) в пристеночной плазме. Как правило, моделирование переноса в пристеночной плазме выполняется в таких кодах как UEDGE или SOLPS, в которых считается, что флуктуации плотности, скорости и температуры плазмы малы и можно оперировать соответствующими средними значениями. Более того, все остальные величины (давление, константы скорости реакций, распыление стенки и др.) вычисляются также с использованием этих усредненных параметров. Вместе с тем, развитие блобов и ЭЛМов приводит к резким возмущениям параметров плазмы, что делает такое усреднение неприменимым. В результате многие важные величины, полученные моделированием, существенно отличаются от своих экспериментальных значений.

Чтобы преодолеть эти ограничения, мы разработали новый подход к моделированию пристеночной плазмы: приближение «макро-блобов» [6, 7]. Этот подход мы использовали для моделирования данных с токамака DIII-D, полученных в L-режиме. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментами. Кроме того, мы видим, что использование модели макро-блобов приводит к увеличенным значениям потоков плазмы на стенку и к усиленному распылению стенки, по сравнению со значениями, полученными в коде UEDGE обычным способом.

Еще одним направлением нашей работы является изучение процессов транспорта изотопов водорода непосредственно в первой стенке токамаков. Здесь мы представляем результаты исследования обезгаживания и накопление водорода в материалах первой стенки, а также физику роста нитевидных образований, наблюдаемых в токамаках, на ее поверхности («пух»).

Для моделирования транспорта водорода в материале стенки с учетом диффузии и ловушек, мы разработали код FACE, который может быть использован, в частности, для анализа результатов термодесорбционной

спектроскопии (ТДС) образцов [8]. В отличие от широко используемого для решения этих задач кода TMAP, в котором можно ввести не более трех различных типов дефектов, в коде FACE это количество принципиально ничем не ограничено. Моделирование показало, что в ряде случаев удовлетворительное приближение для экспериментальных ТДС можно получить, только используя существенно большее количество типов дефектов.

В связи с этим возникает предположение о том, что более адекватной моделью транспорта водорода в материале, возможно, является представление о непрерывном распределении ловушек по энергиям связи с ними водорода, в противоположность принятому предположению о существовании всего нескольких их типов. Мы показываем, что распределение ловушек по энергиям захвата приводит к «аномальным» асимптотическим зависимостям потока обезгаживания водорода из образца при постоянной температуре. В частности, если распределение ловушек имеет экспоненциальную форму, $P(E/T) \sim \alpha \exp(-\alpha E/T)$, поток обезгаживания меняется со временем как:

$$j_{out} \sim 1/t^{(1-\alpha/2)}, \quad (1)$$

в отличие от классической диффузионной зависимости (сохраняющейся и при конечном числе типов дефектов) $j_{out} \sim 1/t^{0.5}$. Заметим, что измерения скорости обезгаживания первой стенки токамаков часто приводят именно к зависимостям такого «аномального» вида (например, $1/t^{0.7}$ [9,10]). В рамках предложенного подхода, такая зависимость может объясняться тем, что перенапыленные слои, из которых происходит газовыделение, обладают сложной внутренней структурой, лучше описываемой непрерывным распределением ловушек по энергиям связи.

С помощью кода FACE возможно также моделирование одновременного образования и транспорта дефектов и водорода в первой стенке под действием плазменного облучения. Мы выполнили такое моделирование для анализа роли стенки в восстановлении пьедестала после вспышки ЭЛМа. Результаты моделирования показали, что бериллиевая стенка может оказывать существенное влияние на восстановление пьедестала только при достаточно низких температурах (меньше 500 К). Эти результаты согласуются со сделанными нами ранее качественными оценками [11].

Не так давно нами была предложена модель роста «пуха», часто наблюдаемого на подвергнутом плазменному облучению вольфраме [12]. Эта модель основана на предположении, что внедрение гелия в вольфрам приводит к увеличению его пластичности. Возникающие при этом напря-

жения заставляют пузырьки гелия «течь», в конце концов, формируя нанонитиевые структуры – «пух». Чтобы проверить гипотезу об увеличении пластичности вольфрама, мы провели моделирование поведения гелия в вольфраме методом молекулярной динамики в коде LAMMPS [13]. Результаты моделирования подтверждают сделанные предположения.

Наконец, остановимся на некоторых вопросах влияния пыли на процессы, протекающие в плазме. Как известно, пыль наблюдается в большинстве современных токамаков, а в ITER ее производство ожидается в намного больших количествах. Вместе с тем, пыль может быть намеренно инжескирована в пристеночную плазму для изменения ее параметров. Мы моделировали влияние инжескирования углеродной пыли в коде DUST-UEDGE [14]. Из результатов видно, что инжескиция пыли может привести к существенному снижению тепловых нагрузок на дивертор. Вместе с тем, большое значение имеет место такой инжескиции. Предпочтительнее всего проводить инжескицию с внешней стороны дивертора (outer divertor); в других случаях возможно развитие MARFE и ликвидация разряда при скоростях инжескиции больше 1 г/с [15].

Список литературы:

- [1] A. Loarte, et al. // Nucl Fusion 47 (2007) S203.
- [2] J. R. Angus, et al. // Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 215002.
- [3] J. R. Angus, et al. // Phys Plasmas 19 (2012) 082312
- [4] X. Xu, et al. // Phys Plasmas 7 (2000) 1951
- [5] J. R. Angus, et al. // Phys Plasmas 19 (2012) 052504
- [6] A. Yu. Pigarov, et al. // Phys. Plasmas 18 (2011) 092503
- [7] A. Yu. Pigarov, et al. // Phys. Plasmas 19 (2012) 072516
- [8] R. D. Smirnov, in press
- [9] B. Pegourie, et al. // "Deuterium Inventory in Tore Supra: coupled carbon-deuterium balance", 20th PSI, Aachen 21-25 May 2012.
- [10] V. Philipps, et al. // "Dynamic fuel retention and release under ITER like wall conditions in JET", 20th PSI, Aachen 21-25 May 2012.
- [11] E. D. Marenkov, et al. // Phys Plasmas 19 (2012) 092501
- [12] S. I. Krasheninnikov. // Physica Scripta T145 (2011) 014040
- [13] R. D. Smirnov, S. I. Krasheninnikov, submitted to J. Nucl. Mater.
- [14] R. D. Smirnov, et al. // J. Nucl. Mater. 415 (2011) S1067
- [15] R. D. Smirnov, et al. // Cont. Plasma Physics 52 (2012) 435

С.В.МИРНОВ¹, В.Б.ЛАЗАРЕВ¹, Н.Т.ДЖИГАЙЛО¹, В.М.НЕСТЕРЕНКО¹,
М.В.КИСЕЛЕВ¹, С.И.КРАВЧУК¹, С.П.ДЖУРИК¹, Ю.В.ПЕТРОВ¹,
А.Н.КОСТИНА², И.Е.ЛЮБЛИНСКИЙ³, А.В.ВЕРТКОВ³

¹ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

³ОАО «Красная Звезда»

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СБОРА ЛИТИЯ И ЕГО ЭВАКУАЦИИ ИЗ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТОКАМАКА МЕТОДОМ КРИОГЕННОЙ МИШЕНИ. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Известен ряд схем применения лития в условиях стационарного термоядерного реактора типа ДЕМО или реактора типа ТИН, предназначенного для дожигания облученного ядерного топлива (ОЯТ). Анализ показывает, что вполне реальным является техническое решение первой стенки и ее компонентов, контактирующих с плазмой (ККП), путем создания в месте контакта самовосстанавливающейся литиевой жидкометаллической поверхности, стабилизированной капиллярно-пористой структурой (КПС), что было реализовано в ходе совместных работах ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» и ОАО «Красная Звезда» на токамаке Т-11М [1÷2] в период 1998-2011гг.

Справедливо возражение, выдвигаемое критиками этой концепции, – литий, оседающий на стенках разрядной камеры, способен захватить значительное количество трития, что не выгодно экономически и опасно в случае аварии. Для управления уровнем лития (и, соответственно, трития) на стенках стационарного токамака необходим способ, позволяющий без прерывания его рабочего цикла выводить наружу ранее инжектированный литий или в процессе рабочих импульсов, или в промежутках между ними таким образом, чтобы не нарушать при этом вакуумные условия в камере токамака. В качестве одного из возможных способов очистки камеры от лития в промежутках между рабочими импульсами токамака ранее был предложен метод «вымораживания» лития, распыляемого со стенок камеры в ее объем в ходе очистки стенок тлеющим разрядом на гелии, водороде либо аргоне. Схема метода приведена на рис. 1 [3]. Камера токамака обычным образом наполняется одним из выбранных газов, в ней зажигается тлеющий разряд, осуществляющий очистку ее стенок от нанесенных пленок, в том числе литиевых. Сгоняемый со стенок литий должен частично переходить в плазму тлеющего разряда. Параллельно в вакуумную камеру токамака вводится охлаждаемая жидким азотом мишень. Как было установлено ранее, литий имеет тенденцию активно захватываться охла-

жденными поверхностями. После экспозиции в такой плазме мишень с собранным литием может быть удалена из камеры без нарушения вакуума, а литий рекуперирован. Количество лития, «захваченного» таким образом, будет определяться балансом лития, поступающего на поверхность мишени из плазмы тлеющего разряда и распыляемого с ее поверхности в окружающее пространство.

На рис. 1 приведена принципиальная схема сбора лития [3], осуществляемого таким образом, и фото охлаждаемого элемента реальной мишени Т-11М [4] (длина - 20см, диаметр - 6см, площадь около 400см²) до помещения в плазму тлеющего разряда (А) и после четырехчасовой экспозиции в плазме тлеющего разряда в водороде (В). На рисунке 2 приведена схема реального устройства, использованного в опытах на Т-11М (в ее разработке активное участие приняла студентка МИФИ А.Н. Костина). Схема включает: 1 - мишень (торец), 2 - шлюзовое устройство с дополнительной откачкой, 3 - сифонное устройство перемещения, 4 - воронку для заливки в мишень жидкого азота.

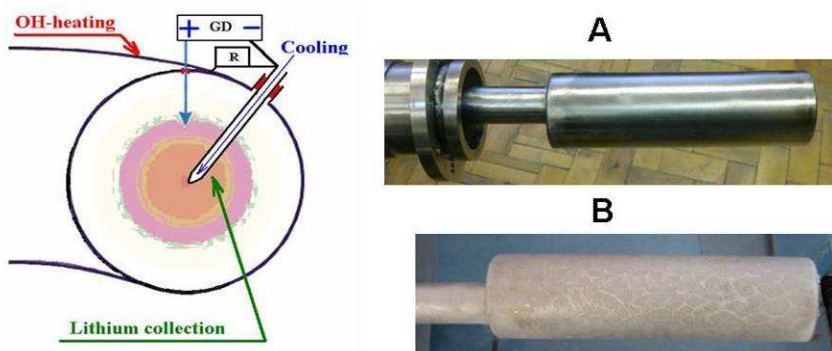


Рис. 1. Схема криогенной мишени, действующей параллельно с омическим нагревом стенок и подачей относительно них электрического смещения: А - охлаждаемый элемент до помещения в плазму и В - после 4-часовой экспозиции в водородной плазме

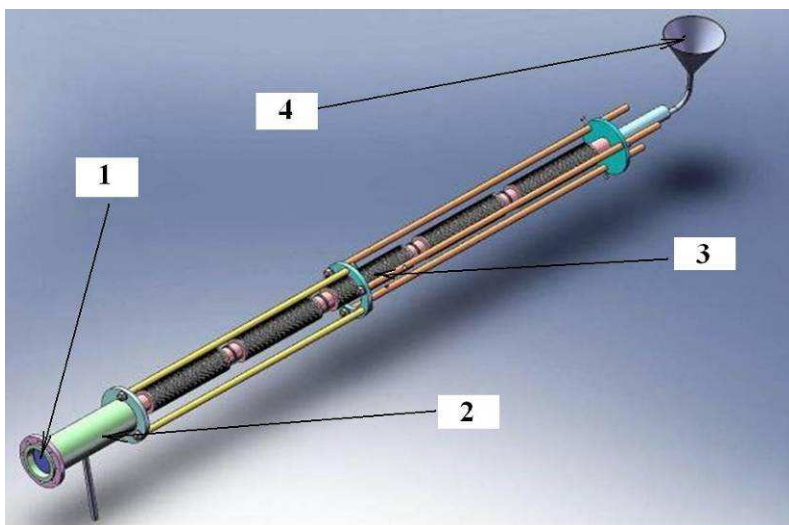


Рис. 2. [4] - Функциональная схема охлаждаемой (криогенной) мишени Т-11М

Заранее следовало ожидать, что эффективность сбора лития поверхностью криогенной мишени должна активироваться присутствием в вакуумном объеме токамака «примесями» к рабочему веществу (водороду), прежде всего парами воды и углеводородами. На рисунке 3 приведена как функция температуры ранее полученная зависимость интенсивности эмиссии лития с поверхности активного (чистого) литиевого лимитера в рабочих режимах Т-11М при охлаждении лимитера жидким азотом. Приведенная зависимость обнаружила резкое падение литиевой эмиссии в области ниже -100°C . Было сделано предположение, что это явление вызвано дополнительным сбором паров воды на поверхности лимитера, – загрязненные литиевые поверхности, как известно, распыляются существенно слабее, чем чистые. Это позволяло надеяться на высокую эффективность сбора лития мишенью, охлажденной до этих температур. Первые результаты, полученные в опытах с криогенной мишенью на Т-11М, указывают на высокую вероятность развития такого механизма. На рис. 4 приведена эволюция пика массы $m=18$ (вода), полученная с помощью масс-анализа остаточных газов после заливки жидкого азота в криогенную мишень (рис. 5).

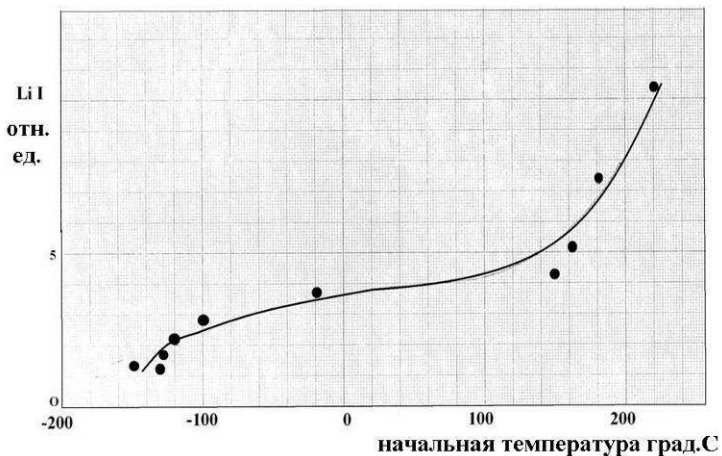


Рис. 3. Эволюция эмиссии лития по мере охлаждения поверхности лимитера Т-11М

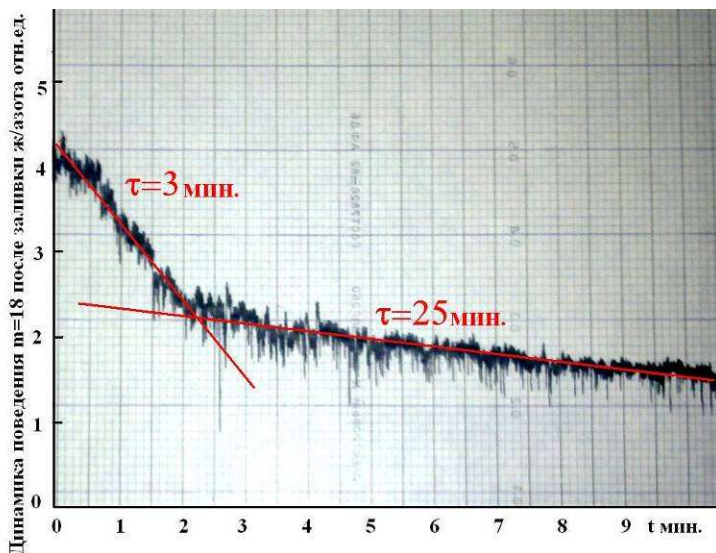


Рис. 4. Эволюция поведения воды в камере Т-11М после заливки азота в криогенную мишень

Как следует из рисунка 4, содержание воды в остаточном газе после заливки азота заметно снижается, то есть по отношению к парам воды криогенная мишень работает как активный сорбционный насос. При этом процесс откачки воды обнаруживает характерную двух-экспоненциальную форму с первым быстрым спадом, около 3 мин, и вторым медленным, около 25 мин, что трудно было ожидать заранее. Контрольный эксперимент с удалением криогенной мишени из камеры Т-11М показал постепенное восстановление давления водяных паров. Тем самым версия о возможном влиянии воды на литиевую эмиссию с криогенной мишени получает косвенную поддержку. Можно надеяться, что использование этого эффекта позволит увеличить производительность криогенного метода очистки камеры от лития.



Рис. 5. Криогенная мишень Т-11М после заливки жидким азотом

Эксперименты с криогенной мишенью на Т-11М проводились по следующей операционной схеме: шлюз криогенной мишени подводился к шиберу патрубка Т-11М, уплотнялся, откачивался, мишень заполнялась жидким азотом и вводилась в камеру Т-11М на глубину 20-25см. Камера заполнялась рабочим газом при давлении примерно 10^{-1} Па. На электрод тлеющего разряда подавалось напряжение около 600В (положительное относительно стенок), вслед за этим зажигался разряд с током около 4А, напряжение при этом снижалось до 200-250В на водороде и аргоне (до 400В на гелии). В большинстве экспериментов одновременно с разрядом индукционным путем нагревалась сильфонная камера Т-11М до температуры 200⁰С. В этих условиях проводилось экспонирование мишени длительностью 3-4 часа (в специальных случаях до 6-8 часов). После экспонирования мишень выводилась в шлюз, шибер перекрывался, мишень отводилась от токамака, ее активная часть погружалась в резервуар с на-

гретой до кипения дистиллированной водой, выдерживалась там на протяжении 30 минут, после чего полученный раствор титровался, и тем самым по схеме, описанной в [2], определялось количество лития, осевшего на мишени. Точность определения количества лития таким образом оценивалась на уровне 10^{-2} мг. Скорость сбора лития определялась путем деления веса собранного вещества на длительность экспозиции.

На рис. 6 представлена диаграмма скорости сбора лития в мг/час по вертикали и суммарная экспозиция в часах – по горизонтали в ходе проведенного эксперимента. Первый опыт – 4 часа экспозиции на водороде – был сделан в условиях «грязной» камеры непосредственно после ее открытия на атмосферу (через напуск гелия), закрытия и откачки. Остаточное давление в камере составляло при этом около 10^{-4} Па при значительном парциальном уровне водяных паров (см. рис. 4). Второй опыт был сделан снова на водороде с экспозицией 4 часа, но без охлаждения мишени жидким азотом. Третий опыт был снова на водороде с экспозицией 4 часа, но с охлаждением. Четвертый и пятый - снова на водороде с охлаждением мишени, но с экспозицией 8 часов и 2 часа. Очевидно, что при этом скорость сбора лития вышла на некоторый постоянный уровень. Между пятым и шестым опытом был перерыв 10 дней, в процессе которых камера не откачивалась и вакуум в ней ухудшился до уровня 10Па. Сбор лития в шестом опыте возрос почти в 2 раза.

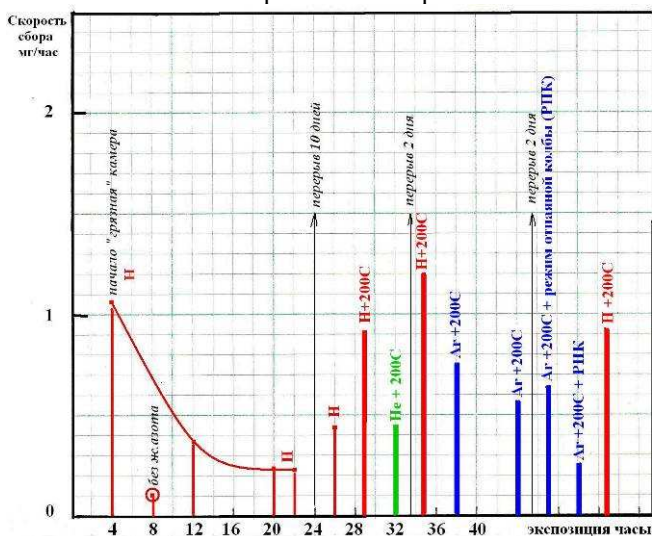


Рис. 6. Диаграмма скорости сбора лития в ходе эксперимента на Т-11М

Еще в 2 раза он возрос в седьмом опыте, когда камера была нагрета до 200⁰С. В восьмом опыте водород был заменен на гелий и сбор лития упал в 2 раза. Неожиданным оказался девятый «контрольный» опыт на водороде, повторяющий седьмой. Сбор лития возрос на 30%. Объяснением этому может быть то обстоятельство, что между девятым и восьмым опытом был перерыв 2 дня без откачки камеры. Десятый и одиннадцатый опыты на аргоне продемонстрировали умеренный спад в 2 раза по сравнению с водородом. Двенадцатый обнаружил подъем на 20%. Он был проведен на аргоне в условиях так называемой «откачанной колбы», когда внешняя откачка была перекрыта и роль единственного насоса токамака играла криогенная мишень, выполняющая роль геттера. Тринадцатый опыт повторял двенадцатый с той лишь разницей, что между ними снова был двухдневный перерыв с низким вакуумом. Ожидалось, что сбор лития при этом возрастет, однако он упал. При этом было замечено, что поверхность активной части мишени покрылась не растворимым водой прочным желтым налетом. Для проверки состояния камеры Т-11М был сделан «контрольный» водородный эксперимент, аналогичный седьмому. Он дал практически тот же результат, на основании чего можно было сделать вывод, что состояние камеры Т-11М и резервуара лития на ее стенках остались на прежнем уровне. Поверхность мишени при этом полностью очистилась. В итоге проведенных исследований могут быть сделаны следующие выводы.

ВЫВОДЫ

1. Общая длительность экспозиции криогенной мишени в плазме тлеющего разряда в Т-11М составила на первом этапе исследований около 50 часов. Полное количество лития, собранного при этом криогенной мишенью составило около 30 мг, что по оценкам, сделанным ранее, эквивалентно количеству лития, осаждаемому на стенках разрядной камеры Т-11М в ходе 3000 разрядных импульсов или около 2х месяцев напряженной работы токамака.
2. Максимальная скорость сбора лития составила при этом около 1.2 мг/час (водород, камера при температуре 200⁰С), минимальная – около 0.1 мг/час (без охлаждения мишени жидким азотом и без нагрева камеры).
3. Наилучшим рабочим газом тлеющего разряда для сбора лития криогенной мишенью является водород, наихудшим (в 2-3 раза) является гелий, аргон занимает промежуточное положение.

4. Количество собранного лития примерно пропорционально длительности экспозиции. Контрольные сборы лития в начальной и завершающей стадии эксперимента практически совпали, что указывает на постоянство резервуара лития в ходе эксперимента.
5. Зависимость сбора лития от остаточного вакуума в разрядной камере позволяет предположить, что примеси (в частности, водяные пары) способствуют сбору лития.
6. Предстоят дальнейшие исследования обнаруженных явлений, в частности: зависимости эффективности сбора лития от температуры стенки, от уровня дозированного поступления примесей, от величины электрического потенциала между мишенью и стенкой, от давления газа тлеющего разряда и т.д. Особый интерес представляет исследование возможности сбора лития в процессе рабочего разряда.

Список литературы:

- [1] V.A. Evtikhin et al., "Li divertor concept" Plasma Phys. Controlled Fus. **44** (2002) 95;
- [2] S.V. Mirnov, V.B. Lazarev Li experiments at the tokamak T-11M in field of steady state PFC investigations Journal of Nuclear Materials Issue 415/1S, 2011.
- [3] S.V. Mirnov, «Experiments at the T-11M device in support of the tokamak concept with closed Li cycle», Fus. Eng. & Des. 85 (2010) 919-923.
- [4] А.В.Вертков и др. «КРИОГЕННАЯ МИШЕНЬ ДЛЯ СБОРА ЛИТИЯ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ ТОКАМАКА Т-11М» (2013) XVI конференция «Взаимодействие плазмы с поверхностью» 1-2 февраля 2013 года

А.М. ЛИТНОВСКИЙ¹, М. ХЕЛЛВИГ¹, Д. МАТВЕЕВ^{1,2}, М. КОММ³,
М. ВАН ДЕН БЕРГ⁴, Г. ДЕ ТЕММЕРМАН⁴, Д.Л. РУДАКОВ⁵

¹*Институт исследования климата и Энергии, Юлих, Германия*

²*Факультет прикладной физики, Гентский университет, Гент, Бельгия*

³*Факультет исследования плазмы и поверхности, Карлов Университет, Чехия*

⁴*Институт фундаментальных исследований Нидерландов, Нойвеген, Нидерланды*

⁵*Калифорнийский университет Сан Диего, Сан Диего, США.*

ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛЬФРАМОВОГО ПОКРЫТИЯ ДЛЯ НОВОГО ДИВЕРТОРА РЕАКТОРА ИТЭР: СТАТУС И ПЛАНЫ

Элементы первой стенки и дивертора экспериментального реактора ИТЭР, обращённые к плазме, будут разделены на небольшие сегменты для обеспечения термомеханической стабильности реактора и для ограничения сил, связанных с вихревыми токами, образуя так называемые щелевые структуры. Недавние исследования показали, что соосаждение трития в щелях элементов, обращенных к плазме, в значительной степени может влиять на нежелательное накопление трития в ИТЭРе, представляя таким образом угрозу безопасности экспериментального реактора. Удаление соосаждённых слоёв из щелей представляет собой технологически и физически сложную задачу. Оптимизация формы сегментов щелевых структур представляется одним из наиболее простых способов уменьшения соосаждения и снижения накопления трития в щелях.

Новая форма сегментов покрытия планируемого вольфрамового дивертора реактора ИТЭР была предложена с целью подавления соосаждения и улучшения стойкости дивертора к тепловым нагрузкам. Сравнение текущей и предложенной новой формы элементов дивертора было проведено посредством нескольких программных кодов. В частности, анализ термостойкости, проведенный с использованием программного пакета ANSYS, показал значительное улучшение стойкости новых элементов к тепловым нагрузкам, позволяющее использовать их при стационарной нагрузке до 20 МВт/м². Моделирование, проведенное при помощи PIC программного пакета SPICE2, предсказывает полное подавление ионного потока на поверхность щелей. Исследования, проведенные посредством Monte-Carlo кода 3D-GAPS, свидетельствуют о более чем 20-кратном снижении осаждения бериллия в щелях. Экспериментальная проверка вышеупомянутых результатов для различных токамаков, включая TEXTOR, DIII-D и ряд других, была начата в 2012 г. Первые результаты данных исследований будут представлены в докладе и сопровождаются предварительным анализом.

И.В. ВИЗГАЛОВ¹, К.М.ГУТОРОВ¹, В.А. КУРНАЕВ¹,
Т.Р. ТУЛЕНБЕРГЕНОВ², И.А. СОКОЛОВ², А.А. КОЛОДЕШНИКОВ²,
В.А. ЗУЕВ², В.И. ИГНАШЕВ², И.Н. БОГОМОЛОВА²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Институт Атомной Энергии Национального Ядерного Центра РК

СТЕНД ИМИТАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЙ ПРИ ТОКАМАКЕ КТМ

Проведены запуск и первые эксперименты по облучению материалов ТЯР в плазменно - пучковой установке с продольным магнитным полем для имитационных испытаний при токамаке КТМ в Казахстане. Предварительный эскизный проект установки был выполнен на кафедре физики плазмы НИЯУ МИФИ, окончательное проектирование, изготовление и сборка - в Институте Атомной Энергии Национального Ядерного Центра РК. На рис. 1, 2 показаны конструкция установки и рабочий момент во время проведения наладочных экспериментов.

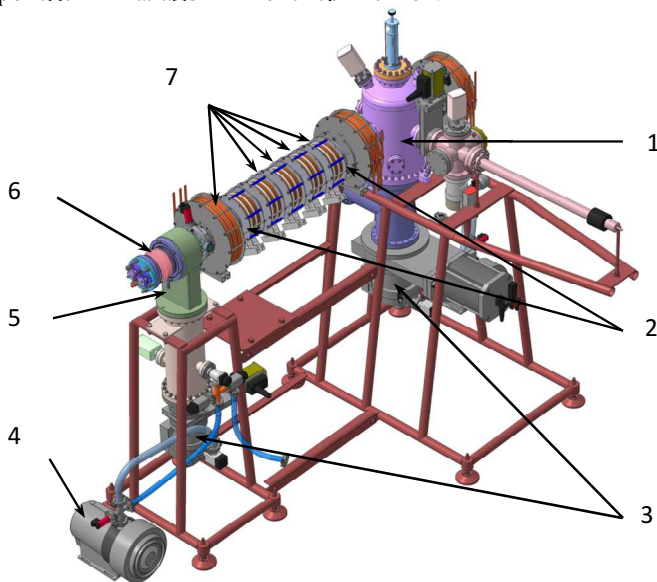


Рис. 1. Общий вид плазменно-пучковой установки: 1 – камера взаимодействия; 2 – камера ППР; 3 – насосы ТМН; 4 – форвакуумный насос; 5 – камера электронной пушки; 6 – электронная пушка; 7 – электромагнитные катушки



Рис. 2. Рабочий момент во время проведения эксперимента

Пучково-плазменный разряд (ППР) представляется оптимальным способом имитации периферийной плазмы токамаков для предварительного испытания обращенных к плазме конструкционных материалов в хорошо контролируемых условиях. В зависимости от поставленной задачи можно применять разнообразные режимы работы установки.

Прямой нагрев материалов электронным пучком в условиях высокого вакуума. Он может производиться с регулируемой в широких пределах полной (до 30 кВт) и удельной мощностью как в стационарном, так и модулированном режимах.

В режимах ППР можно осуществлять *воздействие на конструкционные материалы ионных потоков высокой интенсивности*, близкой к ожидаемым значениям в периферии токамака. Для таких экспериментов требуется максимально точная характеристика ионного потока по общему току, по энергетическим распределениям и компонентному составу. Необходимо также знать соотношение потоков атомарных и молекулярных водородных ионов, наличие и соотношение зарядовых фракций примесных ионов, возникающих при эрозии контактной поверхности. В камере взаимодействия, оснащенной шлюзовой системой, предусмотрена возможность установки соответствующих энерго- и массанализаторов.

Для реализации методик имитационных экспериментов желательно иметь возможность смещать мощный первичный электронный пучок по поверхности коллектора. Для этих целей была разработана трехфазная электромагнитная система развертки первичного электронного пучка. Она состоит из радиальных катушек поперечного смещения, которые устанавливаются со сдвигом 120° снаружи в выходной части секции транспортировки пучка. Постоянное подмагничивание позволяет совмещать центр пучка или его эллиптической (в частном случае круговой) траектории с любой точкой на поверхности коллектора. На рис. 3 показано разогретое первичным электронным пучком пятно и его трансформация при включении системы развертки в кольцо.

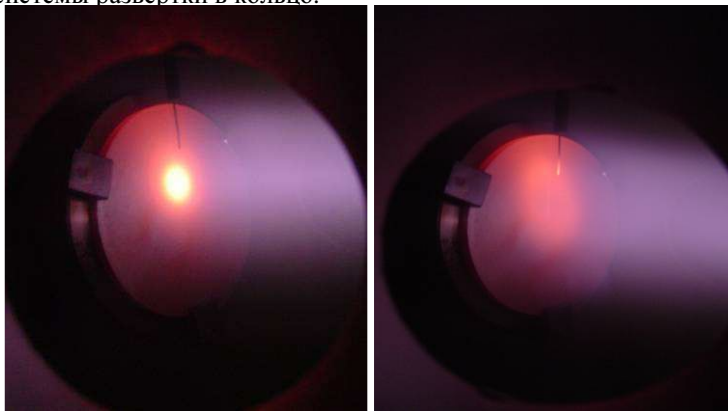


Рис. 3. Нагрев коллекторной пластины: слева без развертки, справа с включенной разверткой, отчетливо проявился разогрев зонда

Проведены эксперименты по очистке стенок от ранее осажденных углеродных пленок с помощью ППР в атмосфере кислорода. Состав газов контролировался квадрупольным анализатором. Основной пик молекулярного кислорода 32 (а.е.м.) при включении ППР практически исчезал, но появлялись мощные пики 28 (CO) и 44 (CO₂), а также заметные пики 2 (H₂) и 12 (C) – рис.4.

Большое увеличение пиков 2, 28 и 44 в режиме ППР указывает на включение механизма эффективной плазмохимической очистки стенок. Практически весь молекулярный кислород преобразуется в активные атомарный и ионные компоненты, которые при попадании на стенки дают летучие молекулы окиси CO и двуокиси CO₂ углерода. В этих экспериментах использовался технический кислород с заметной примесью азота. Поэтому наблюдается синтез небольшого количества азотных соединений. Например, сигнал NO(30) - значительно возрастает по сравнению с

фоновым значением, наблюдаемым без разряда. В условиях ППР возникает новый сигнал - 27, возможно это продукт синтеза HCN. Относительно большое возрастание сигнала 17 можно объяснить тем, что дополнительно к образованию гидроксильного радикала OH, при разложении воды в датчике, в разрядном режиме синтезируется аммиак NH₃. Для исключения подобных побочных эффектов желательно применять газы высокой очистки совместно с криогенными ловушками (насосом).

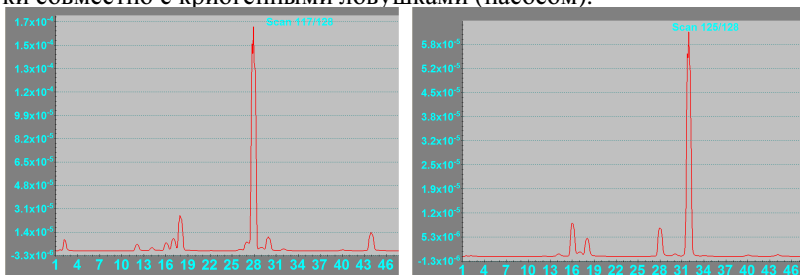


Рис. 4. Масс-спектр газа в камере взаимодействия при напуске кислорода в режиме пучково-плазменного разряда (слева) и после выключения разряда (справа)

Имитационная установка позволяет получать очень высокие ионные флюенсы при изменении в широких пределах энергии ионов и температуры поверхности. Согласно предварительным измерениям плотность ионного тока в приосевой области достигает 100 мА/см², и возможно ее дальнейшее увеличение. На рис. 5 в качестве примеров радиационных повреждений под действием потока ионов гелия (энергия порядка 300 эВ) показаны рельефы молибденовой и вольфрамовой мишеней. В первом случае хорошо видны многочисленные поры с повышенной концентрацией по границам зерен, во втором случае наблюдалось формирование мелкоструктурных образований типа черного вольфрамового пуха.

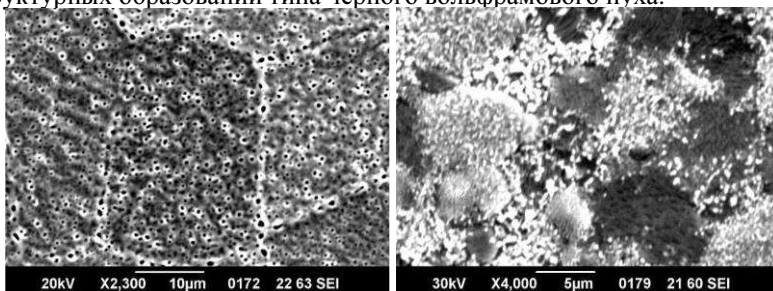


Рис. 5. Модификация поверхности молибдена и вольфрама

А.Б. ПУТРИК¹, Н.С. КЛИМОВ¹, В.А. БАРСУК¹, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ²,
П.А. ШИГИН², А.М. ЖИТЛУХИН¹, В.Л. ПОДКОВЫРОВ¹

¹ФГУП ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных
и термоядерных исследований, Троицк, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ПРОДУКТЫ ЭРОЗИИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛОВ ТЯР, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМИТАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ИТЭР НА ПЛАЗМЕННОМ УСКОРИТЕЛЕ КСПУ-Т

Эрозия обращенных к плазме материалов термоядерного реактора во время импульсных переходных процессов является одной из основных проблем токамака ИТЭР. Существующих экспериментальных данных недостаточно для прогнозирования свойств продуктов эрозии, значительная часть которых будет формироваться в условиях импульсных переходных процессов (ЭЛМ-события и срывы). Эксперименты по имитации таких событий для изучения процессов формирования продуктов эрозии обращенных к плазме материалов проводятся на плазменном ускорителе КСПУ-Т. В результате облучения мишеней из вольфрама и материалов на основе графита получены осажденные W-Н и С-Н пленки соответственно. 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/м² при длительности импульса 0,5 мс, а диапазон изменения скорости осаждения продуктов лежит в интервале 1 – 10² мкм/с, что существенно выше скорости осаждения при стационарных процессах. Ряд результатов по свойствам осажденных пленок был представлен в работе [1]. В настоящей работе основное внимание уделено изменению свойств осажденных продуктов эрозии под действием излучения, характерного для ослабленного срыва ИТЭР.

Полученные W-Н и С-Н пленки (в эксперименте использовались продукты эрозии, осажденные на поверхность специальных коллекторов из полированного кремния и нержавеющей стали) многократно облучались излучением, образующимся при торможении потока водородной плазмы на твердотельной мишени. Плотность энергии излучения, приходящая на поверхность облучаемой пленки, лежала в диапазоне 0,03 – 0,1 МДж/м², характерном для ослабленных срывов, ожидаемых в ИТЭР.

Для того чтобы иметь возможность сопоставлять характеристики полученных продуктов эрозии до и после облучения, каждая пластинка раз-

делялся на две равные части. Одна из частей сохранялась, а вторая — дополнялась до целой — чистой кремниевой пластинкой и устанавливалась в специальную кассету из нержавеющей стали (рисунок 1 а). В дополнение к каждой такой кассете готовилась еще одна, содержащая только чистую кремниевую пластинку, - она использовалась для контроля возможного фоновой напыления, возникающего при торможении потока водородной плазмы, содержащего примесь аргона, на твердотельной графитовой мишени.

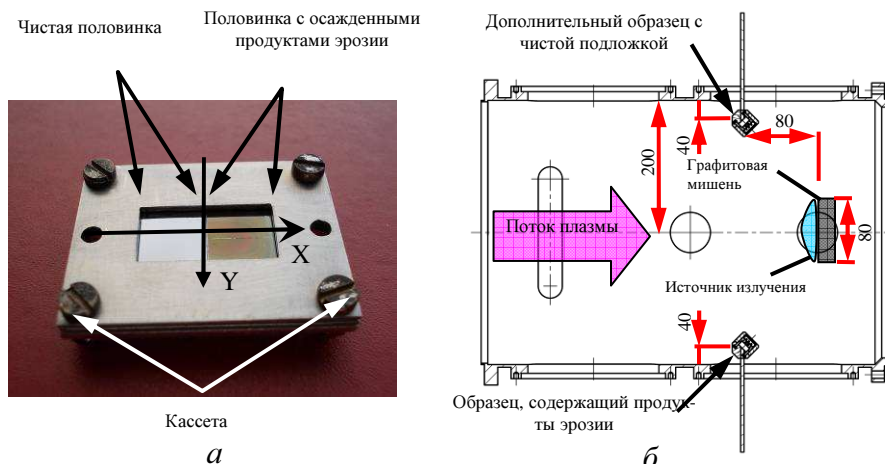


Рис. 1. Кассета для облучения излучением продуктов эрозии с установленными в ней образцами (а) и схема расположения коллекторов в вакуумной камере плазменного ускорителя и их облучения излучением (б)

В эксперименте основная кассета с осажденными продуктами эрозии и дополнительная кассета с чистой подложкой устанавливались в вакуумную камеру плазменного ускорителя КСПУ-Т для их облучения излучением. Каждая из кассет крепилась на подвижном штоке во фланце диагностического окна, схема облучения продуктов эрозии представлена на рисунке 1 б.

При торможении плазменного потока на мишени до 40% его энергии преобразуется в энергию излучения (энергию фотонов), которое рассеивается в полусферу от мишени. В эксперименте коллекторы с осажденными продуктами эрозии были обращены своей лицевой стороной к излучаю-

шей плазме вблизи мишени и располагались на расстоянии от нее, достаточном для того, чтобы избежать плазменного воздействия. Это расстояние было фиксированным, а плотность энергии излучения варьировалась за счет изменения энергосодержания плазменного потока.

При облучении пористые С-Н пленки переосаждались уже в виде компактных пленок. Причем изменение исходных С-Н пленок и переосаждение материала наблюдались даже при плотности энергии излучения $0,03 \text{ МДж/м}^2$. W-Н пленки также переосаждались при плотности энергии излучения $0,1 \text{ МДж/м}^2$, хотя такая плотность энергии в 20 раз ниже порога испарения чистого вольфрама.

Количественные зависимости толщины слоя продуктов эрозии от координаты были получены для исходных образцов, образцов облученных излучением, а также образцов содержащих слой продуктов эрозии, переосажденных под действием излучения. Измерения были выполнены вдоль оси X в системе координат, показанной на рисунке 1 а. На рисунке 2 а показаны результаты измерения для продуктов эрозии графита, а на рисунке 2 б — вольфрама.

Согласно полученным зависимостям, при тепловой нагрузке $0,03 - 0,05 \text{ МДж/м}^2$, толщина слоя продуктов эрозии УВК сокращается со скоростью до $0,02 \text{ мкм}$ за импульс. Толщина слоя продуктов эрозии УВК, переосажденного под действием излучения, растет с ростом плотности энергии излучения, резко спадает с расстоянием от облучаемого образца (в 5 раз на расстоянии 5-6 мм), и ее максимальное значение не превышает 10% от толщины исходного слоя продуктов эрозии (рисунке 2 а). В случае продуктов вольфрама (рисунке 2 б) толщина слоя, переосажденного под действием излучения, достигает 25% от исходной толщины, и меняется с расстоянием от облучаемого образца значительно слабее, чем в случае УВК. В результате измерения содержания изотопов водорода в образцах методами эллипсометрии и ТДС-анализа было установлено, что при общем количестве импульсов до 25 и плотности энергии излучения в диапазоне $0,03 - 0,05 \text{ МДж/м}^2$ концентрация водорода в продуктах эрозии слабо изменяется для УВК. Однако в слое продуктов эрозии, образующемся в результате переосаждения под действием излучения, содержание изотопов водорода оказывается заметно ниже по сравнению с исходным (на 20 - 30 %).

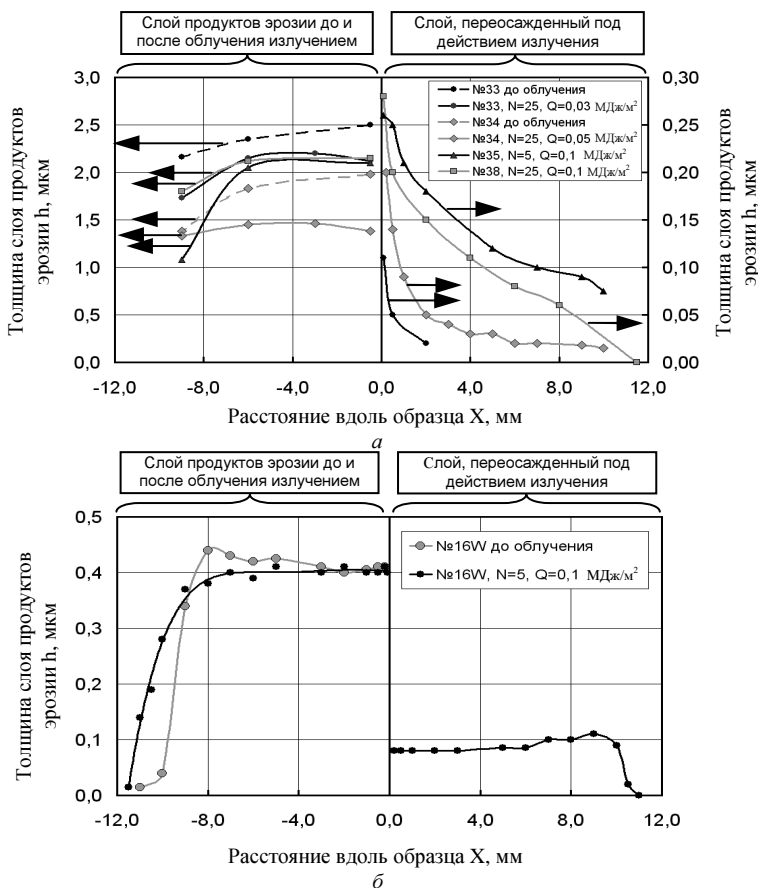


Рис. 2. Зависимости толщины слоя продуктов эрозии от координаты вдоль образца (в системе координат на рисунке 1 а)

Работа выполнена частично в рамках государственных контрактов № Н.4а.52.90.11.1002 от 15.02.2011 и № Н.4а.52.90.12.1007 от 13.03.2012 с государственной корпорацией Росатом.

Список литературы:

- [1] Д.В. Коваленко и др., Сборник трудов XXXIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Москва, 2012, 303.

В.П. БУДАЕВ¹, Л.Н. ХИМЧЕНКО², А.М. ЖИТЛУХИН³, Ю.В. МАРТЫ-
НЕНКО¹, В.М. САФРОНОВ^{2,3}, А.В. КАРПОВ¹, Н.С. КЛИМОВ³, В.Л.
ПОДКОВЫРОВ³, Н.Е. БЕЛОВА¹, В.А. БАРСУК³, Д.В. КОВАЛЕНКО³,
И. М. ПОЗНЯК³, А.Б. ПУТРИК³, А.В. РОГОВ¹, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ³

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия,

²Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия

³ФГУП ГНЦ ТРИНИТИ, Троицк, Россия

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ С ВОЛЬФРАМОМ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕОСАЖДЕНИЯ БЕРИЛЛИЯ

Проведенные испытания бериллиевых пластин в КСПУ-Ве показали, что в условиях ИТЭР будет происходить эрозия бериллиевых облицовочных пластин камеры токамака. Материалы эрозии будут пересаживаться в виде слоев на вольфрамовые пластины дивертора ИТЭР. Эти пересаживаемые слои под воздействием ЭЛМов и срывов могут деформироваться, разрушаться и в свою очередь эродировать и пересаживаться на диверторные пластины. Такие процессы могут приводить:

(I) к образованию пылевых частиц из разрушаемого пересаживаемого слоя ([1-3]), что будет отрицательно влиять на производительность ИТЭР,

(II) к формированию на диверторных пластинах ИТЭР слоев бериллия и, возможно, композитных материалов Ве+W, с неоднородным рельефом (см.[1,2]); такие неоднородные слои могут обеспечивать особые свойства взаимодействия плазма-стенка: образование мишенной плазмы с экранирующим эффектом, изменение свойств электронной эмиссии и проводимости поверхности при тепловой нагрузке ЭЛМов и срывов, вызывая изменение свойств пристеночной плазмы и аномального транспорта (в том числе эффект, известный как оторванная или detached плазма, с улучшенными свойствами удержания плазмы в токамаке, см. [4]).

Экспериментальные результаты испытаний и характеристики такого процесса, такие как размеры пылевых частиц, стойкость и степень адгезии бериллиевых пересаживаемых слоев на вольфраме и их физико-химические параметры, отсутствуют.

В докладе представлены результаты испытания образцов из бериллия ТПП-56ПС и вольфрама в условиях пересаживания бериллия и бериллий-подобного материала (алюминия) после воздействия на материалы импульсов плазменного излучения в разрядах большой мощности до 0,5

МДж/м² и длительностью до 0,5 - 1 мс, что моделирует условия нагрузки на материалы первой стенки в переходных процессах в ИТЭР. Испытания образцов проводились на установках КСПУ-Ве и КСПУ-Т - одноступенчатых коаксиальных высокопоточных плазменных ускорителях с собственным магнитным полем [5].

В экспериментах на КСПУ-Т проведены испытания четырех вольфрамовых пластин размером 100x10x2 мм³, на которые предварительно в магнетронном плазменном разряде в условиях, обеспечивающих повышенную адгезию, нанесен слой алюминия толщиной 5 мкм и 10 мкм. Две мишени из вольфрама перед напылением алюминия были предварительно обработаны в плазменном разряде КСПУ нагрузками 2 МДж/м², соответствующими срыву тока в ИТЭР. Условия проведенных испытаний моделируют поведение переосажденных слоев бериллия на вольфрамовых пластинах дивертора ИТЭР под экстремальной нагрузкой переходных процессов (ЭЛМы и др.). Испытания вольфрамовых образцов в плазменных разрядах КСПУ имеют преимущество в сравнении с испытаниями электронным или ионным пучком (при равных тепловых нагрузках), поскольку физические процессы взаимодействия материала с высокотемпературной плазмой отличаются от взаимодействия с пучками (электронными и ионными).

Вольфрамовые пластины с напыленным бериллий-подобным материалом (алюминием) подвергались воздействию водородной плазмы в КСПУ-Т при нагрузках 0,35 МДж/м², 0,4 МДж/м², 0,5 МДж/м², что соответствует переходным процессам в ИТЭР (ЭЛМам). В таблице 1 представлены отношения весовой концентрации алюминия к весовой концентрации вольфрама на поверхности образцов (по данным энергодисперсионного рентгеновского микроанализа) после испытаний в КСПУ-Т при различной плазменной нагрузке. Площадь зоны анализа - 10⁵ мкм². Примеси (кислород, углерод и др.) на поверхности не являются доминирующей фракцией материала.

После испытаний в КСПУ-Т отсутствует видимое изменение пленки при нагрузках ниже 0,3 МДж/м². При нагрузке 0,35 МДж/м² видны результаты переплавления исходной структуры напыленного алюминия. При нагрузке 0,4 МДж/м² наблюдается разрушение пленки: пленка отслаивается, образуются капли и поры. Переплавленный алюминий агломерируется в структуры с шероховатой поверхностью.

Пленка на образцах с предварительно обработанной плазмой КСПУ поверхностью вольфрама характеризуется повышенной стойкостью в

сравнении с образцами вольфрама с исходной (не обработанной плазмой) структурой. При нагрузке $0,5 \text{ МДж/м}^2$ пленка алюминия в меньшей степени дезинтегрирована на образцах, предварительно обработанных плазмой. Количество алюминия на вольфраме остается больше для образца, предварительно облученного плазмой (82% в сравнении с 63% для необлученного плазмой W). Этот результат показывает зависимость от структуры и рельефа вольфрама свойств стойкости напыленного на нем бериллий-подобного (алюминия) материала при нагрузках характерных для ЭЛМов в ИТЭР.

Номер образца	Предварительное облучение W плазмой	Толщина алюминия на исходном образце W, мкм	Концентрация Алюминия/концентрация Вольфрама, вес.%			
			Нагрузка			
			0	0,35 МДж/м ²	0,4 МДж/м ²	0,5 МДж/м ²
2	да	5	94/0	90/4	85/7	77/14
3	да	10	93/0	92/2	85/7	82/10
4	нет	5	92/0	87/6	81/9	75/15
5	нет	10	93/0	82/1	86/6	63/26

Таблица 1. Отношение весовой концентрации алюминия к весовой концентрации вольфрама на поверхности образцов после плазменного испытания при различной нагрузке. Данные энергодисперсионного рентгеновского микроанализа в пересчете на 100 % с учетом примесей

Требуются дальнейшие испытания вольфрамовых пластин дивертора ИТЭР в условиях формирования переосажденных слоев бериллия, поступающего в дивертор в результате эрозии первой стенки. Данные испытаний необходимы для оценки параметров эрозии материалов первой стенки ИТЭР вольфрама и бериллия, стойкости вольфрамовых диверторных пластин, возможного образования пылевых частиц и производительности ИТЭР.

Работа выполнена при поддержке Росатома РФ.

Список литературы:

- [1] Будаев В.П., Химченко Л.Н.// ЖЭТФ 131, 711 (2007)
- [2] Будаев В.П., Химченко Л.Н.// Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерной синтез, 3, 34, (2008)
- [3] Крауз В.И. и др. // УФН 180, 1055 (2010)
- [4] Будаев В.П. и др. // УФН 181 905–952 (2011)
- [5] Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М. и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез 2009, вып. 2.с.52.

А.В. ВЕРТКОВ¹, М.Ю. ЖАРКОВ¹, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ¹,
С.В. МИРНОВ², В.Б. ЛАЗАРЕВ², А.Н. КОСТИНА²

¹ОАО «Красная Звезда», Москва

²ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Московская обл.

КРИОГЕННАЯ МИШЕНЬ ДЛЯ СБОРА ЛИТИЯ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ ТОКАМАКА Т-11М

Уникальные свойства лития, являются основой возможности его использования как элемента, контактирующего с плазмой токамака, элемента кондиционирующего плазму, а также в качестве тритийвоспроизводящего материала и теплоносителя blankets термоядерного реактора. Однако, несмотря на хорошую совместимость лития с термоядерной плазмой, удаление лития из вакуумной камеры

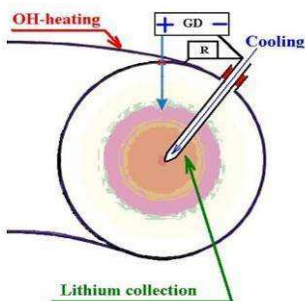


Рис.1. Сбор лития с помощью криогенной мишени [2]

токамака – одно из важнейших технологических требований для развития концепции полностью замкнутой циркуляционной системы лития. Для выполнения данного требования была разработана концепция эмиттерно-коллекторной транспортной системы лития [1]. В целях эффективного сбора лития в камере токамака Т-11М при развитии решений по созданию полностью замкнутой циркуляционной системы была разработана криогенная мишень. Данное устройство предназначено для «вымораживания» на своей поверхности лития в ходе автономных стационарных испытаний в условиях стационарной гелиевой плазмы тлеющего разряда без нарушения вакуума (рис. 1).

Создание специального оборудования - эффективной криогенной мишени для сбора лития на токамаке Т-11М проведено для обеспечения развития технических решений, полученных ранее по созданию полностью замкнутой циркуляционной системы лития в качестве лимитера (диверторной пластины) токамака на базе капиллярно - пористой структуры с возможностью адаптации мишени в качестве «параллельного» (ориентированного вдоль магнитного поля) литиевого лимитера для Т-11М и термоядерного источника нейтронов ТИН-0.

В ходе разработки мишени были поставлены следующие требования:

- поперечный диаметр криогенной мишени, вводимой в камеру Т-11М без нарушения вакуума, должен быть не менее 58мм;
- продольный ход криогенной мишени при вводе в камеру Т-11М должен быть не менее 600мм, так, чтобы при полном введении в камеру продольный размер ее рабочей части, контактирующей с плазмой, был не менее 200мм;
- остаточный вакуум в камере Т-11М при вводе мишени должен быть не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ Па.

Для выполнения этих требований в конструкции мишени были предусмотрены сварной секционный тарельчатый сильфон с ходом 600 мм, шлюзовое устройство для периодической установки и извлечения мишени без нарушения условий вакуума. Разработанная криогенная мишень показана на рис. 2.



Рис. 2. Криогенная мишень: а – общий вид, б – приёмная часть мишени, в – Т-11М и транспортное устройство мишени (вид сверху)

Стендовые испытания сконструированной криогенной мишени показали, что расход жидкого азота на захлаживание мишени составляет 1,2 литра. На рис. 3 можно поэтапно наблюдать захлаживание мишени. Характеристики, полученные при испытании мишени, соответствуют расчетным.

Первые опыты показали, что мишень эффективно собирает литий в условиях проведения экспериментов с литиевыми лимитерами на Т-11М (рис. 4). Предварительные эксперименты на токамаке Т-11М установили, что эффективность описанного метода сбора лития выше применяемого метода сбора (без использования криогенной мишени). При использовании обычного метода стадия сбора занимает примерно 1 месяц непрерывной работы, в то время как применение криогенной мишени сокращает процесс приблизительно до 4 часов.

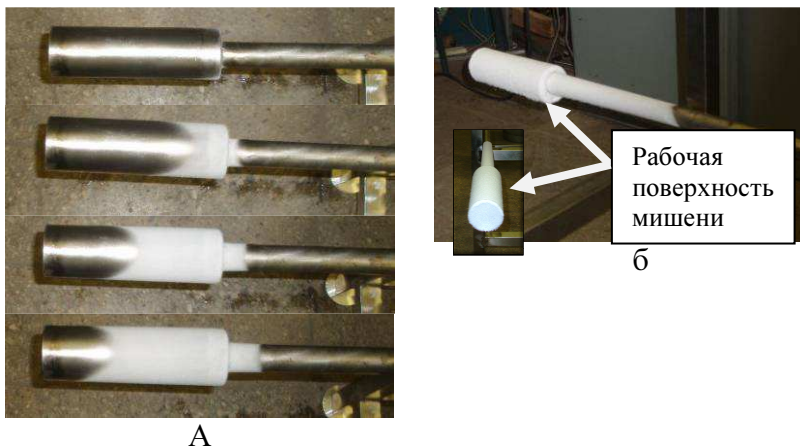


Рис. 3. Испытание криогенной мишени: а - этапы захлаживания приемного элемента мишени, б – захлаженная рабочая поверхность криогенной мишени в процессе испытаний

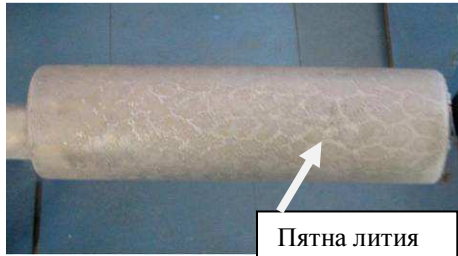


Рис. 4. Криогенная мишень после экспозиции в тлеющем разряде на водороде

В ходе опытно-конструкторской работы создана криогенная мишень для обеспечения отработки стационарного литий-вольфрамового лимитера на токамаке Т-11М, проведены вакуумные и механические стендовые испытания криогенной мишени, которые показали соответствие ее рабочих характеристик расчетным. Изготовленная криогенная мишень установлена на токамак Т-11М, её характеристики позволяют проводить запланированную научно-исследовательскую работу для обеспечения развития технических решений по созданию полностью замкнутой циркуляционной системы лития.

Список литературы:

- [1] Люблинский И.Е., Вертков А.В., Жарков М.Ю., Семенов В.В., Мирнов С.В., Лазарев В.Б. Вертикальный литиевый лимитер для экспериментов на токамаке Т-11М // Межвузовский сборник тезисов докладов участников XV конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, НИЯУ «МИФИ», 2-3 февраля 2012 г., с. 45-47.
- [2] S.V. Mirnov, et al; Experiments at the T-11M device in support of the tokamak concept with closed Li cycle, Fus. Eng.& Des. 85(2010) 919-923

ЭРОЗИЯ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА В РЕЗУЛЬТАТЕ ОБРАЗОВАНИЯ ВОЛНООБРАЗНОГО РЕЛЬЕФА ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В термоядерных установках металлические поверхности, обращенные к плазме, подвергаются воздействию импульсов мощных плазменных потоков при срывах плазмы и при краевых неустойчивостях – ЭЛМах. При ожидаемых потоках мощности возможны разные механизмы эрозии металла: испарение, движение расплавленного слоя под действием градиента давления плазмы, приводящее к удалению части расплавленного слоя, неустойчивости расплавленного слоя, приводящие к капельной эрозии, кипение, образование трещин.

Было рассмотрено образование волнообразного рельефа на поверхности металла при облучении импульсными потоками плазмы большой мощности и показано, что это может быть причиной глубокой эрозии материала, наиболее опасной при сравнительно малых потоках мощности.

Волны на расплавленной поверхности металла наблюдались в экспериментах на плазменных ускорителях в ТРИНИТИ и других лабораториях [1]. На рис.1 показаны волны на поверхности ванадиевого сплава, образовавшиеся при импульсах дейтериевой плазмы в ускорителе МК-200 [2].



Рис. 1. Структура поверхности ванадиевого сплава после облучения 5-ю импульсами дейтериевой плазмы в плазменном ускорителе МК-200 ($2 \cdot 10^{10}$ Вт/м², 50 мкс) [2]

Зарождение волн на расплавленной поверхности обусловлено развитием тангенсальной неустойчивости, вызванной потоком пара/плазмы над расплавленной поверхностью. До сих пор образование волн при воздействии плазменных потоков на металлы рассматривалось в линейном приближении [3-7], которое определяет длину волны

$$\lambda = 3\pi\alpha/\rho'U^2, \quad (1)$$

α - поверхностное натяжение, ρ' и U – плотность скорость пара. В работах [3-5] предложена модель капельной эрозии при отрыве вершук гребней потоком газа/пара. По физической сути длина волны определяется конкуренцией разности давлений пара между гребнем и долиной волны, согласно закону Бернулли, и поверхностным натяжением. Поскольку частота колебаний [3]

$$\omega = (2\pi \cdot U/\lambda) \cdot (\rho'/(\rho + \rho')), \quad (2)$$

много меньше инкремента неустойчивости [3]

$$\gamma = \{2\rho'U^3/3\alpha\} \cdot (\rho'/3\rho)^{1/2}, \quad (3)$$

(ρ - плотность жидкости), то на первом же периоде роста гребней переходит в нелинейную стадию, на которой происходит перетекание жидкости из долин на гребни. Такое течение происходит под действием градиента давления пара между гребнем и долиной волны, который, согласно закону Бернулли, равен

$$\text{grad}P \approx \rho'U^2/\lambda. \quad (4)$$

Уравнение Навье - Стокса в этом случае можно записать как:

$$\rho'U^2/\lambda = \rho\chi v/h^2, \quad (5)$$

где h – толщина расплавленного слоя, χ - кинематическая вязкость.

Скорость течения расплавленного металла при этом равна

$$v \approx (\rho'/\rho)U^2h^2/\lambda\chi, \quad (6)$$

а высота гребня H растет со скоростью

$$dH/dt = vh/\lambda = (\rho'/\rho)U^2h^3/\lambda^2\chi. \quad (7)$$

При типичных плотности и скорости пара испаренного металла при ЭЛМах: $\rho' = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $U = 10^5 \text{ см/с}$ - оценки дают величину скорости течения $v \approx 10^1 \text{ см/с}$ и рост гребня за 1 импульс (1 мс) $d = 1 - 10 \text{ мкм}$.

Полученная оценка сделана для гладкой подложки расплавленного слоя. Однако, если длина волны больше размера кристаллических зерен, то течение расплавленного слоя происходит не по гладкой подстилающей поверхности, а по поверхности с характерным размером неровностей равным размеру зерен. Это замедляет скорость течения и рост гребней.

Если высота гребней после первого импульса сопоставима или больше, чем толщина расплавленного слоя, то при последующих импульсах продолжается рост ранее образованных гребней. Ранее образовавшиеся гребни продолжают расти в результате перетекания расплавленного металла из долин со скоростью, определяемой (6). Таким образом, высота гребней растет линейно с числом импульсов. При этом углубляются долины волновой структуры, откуда металл перетекает на гребни. Это приводит к протравливанию образца.

Рост гребней и углубление долин может замедлиться или прекратится, когда высота гребней станет сравнима с длиной волны. При этом поток пара/плазмы не попадает в долины, а движется над гребнями, и разность давления над гребнем и в долине уменьшается. Интересно отметить, что для более мощных импульсов плазмы, когда велика плотность (ρ') и скорость (U) пара/плазмы длина волны ($\lambda = 3\pi\alpha/\rho'U^2$) меньше и рост гребней прекращается при меньших высотах гребней, хотя при мощных импульсах плазмы гребни растут быстрее $dH/dt \sim \rho'U^2h^3/\lambda^2$.

Работа поддержана грантом НШ-4361.2012.2 президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

Список литературы:

- [1] Бахтин В.П., Васильев В.И., Гребенщиков Ю.Б., Конкашбаев И.К., Кучерявый Ю.В., Мянко В.И., В.М. Струнников В.М. — 1 всесоюзная конференции «Модификация свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц». Часть I. С. 108-110
- [2] Jakushin V.L., Kalin B.L., Kraskovskaya N.V., Votinov S.N., Vasil'ev V.I. — Journal of Nucl. Mat. 1996, v.233-237, p. 390-394
- [3] Ландау Л.Д. и Лившиц Е.М. — Механика сплошных сред, Государственное — издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1954 г.
- [4] Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г., — ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2000, вып. 1, с. 65-69
- [5] 2. Khripunov B.I., Danelyan L.S., Guseva M.I., Gureev V.M., Korshunov S.N., Kulikauskas V.S., Martynenko Yu.V., Petrov V.B., Strunnikov V.N — Journal of Nuclear Materials, 2000, №11, p. 1-5.
- [6] Danelyan L.S., Guseva M.I., Gureev V.M., Khripunov B.I., Korshunov S.N., Kulikauskas V.S., Litnovsky A.M., Martynenko Yu.V., Petrov V.B., Strunnikov V.M., Stolyarova V.G., Vasiliev V.I. Journal of Nuclear Materials, 2001, Vol. 290-293, p. 1069-1073.
- [7] Bazylev B., Janeschitz G., Landman I., Pestchanyi S., Loarte A., Federici G., et al. — Physica Scripta 2007, т.128, с. 229–233.
- [8] Bazylev B., Janeschitz G., Landman I., Pestchanyi S., Loarte A., Federici G., et al. — Fusion Eng. Des. 2008, v.83 p.1077.
- [9] Карлыханов Н.Г., Мартыненко Ю.В., Матвеев Ю.И., Московкин П.Г., Политов В.Ю. — Физика плазмы, 1996, т. 22, № 11, с. 998

И.И. АРХИПОВ¹, Н.С. КЛИМОВ², С.А. ГРАШИН³, К.Ю. ВУКОЛОВ³,
Н.Ю. СВЕЧНИКОВ³, В.Г. СТАНКЕВИЧ³

¹ФГБУН ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва, РФ

²ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Троицк, РФ

³ФГБУ НИЦ «Курчатовский институт», Москва, РФ

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР

Взаимодействие плазмы с элементами конструкции токамака приводит к эрозии обращенных к плазме материалов, образованию продуктов эрозии (углерода, углеводородных радикалов, металлических примесей), их транспорту и осаждению в различных местах вакуумной камеры. В результате соосаждения таких примесей и изотопов водорода образуются аморфные углеводородные и металлические пленки, которые могут влиять на многие важные аспекты работы токамака. Например, деградация оптических свойств первых зеркал в результате образования на их поверхности углеводородных пленок является серьезной проблемой при использовании оптических плазменных диагностик ИТЭР. Для ее решения необходимы экспериментальные данные по скоростям осаждения, составу и структуре углеводородных пленок, образующихся в условиях, максимально приближенных к условиям в ИТЭР. В данной работе проведено сравнительное изучение углеводородных пленок, полученных на кремниевых зондах и прототипах первых зеркал оптических диагностик ИТЭР на токамаке Т-10 и плазменной пушке КСПУ-Т.

Токамак Т-10 имеет близкие ИТЭР параметры пристеночной плазмы, а также значительные потоки углеродных примесей на первую стенку. Это дает возможность использовать установку Т-10, имеющую графитовый лимитер и кольцевую графитовую диафрагму для моделирования углеродного загрязнения оптических элементов плазменных диагностик ИТЭР, несмотря на разницу в длительности рабочих разрядов (1 и 400 с, соответственно). Эксперименты, проведенные в двух диагностических сечениях токамака (А и В) в режиме рабочих импульсов, показали, что скорость осаждения аморфных углеводородных а-С:H(D) пленок сильно падает при удалении от графитового лимитера, который является источником химически активного углерода. Установлено также, что скорость роста пленок в разрядах со срывами примерно в 3 раза выше, чем в стабильных рабочих разрядах (0,9 и 0,3 нм за 1 секундный импульс). Пленки, полученные в режиме кондиционирования токамака с использованием индуктивного разряда Тейлоровского типа в дейтерии при температуре осаждения до 120 °С, напротив, показали примерно одинаковую скорость роста (около 0.008 нм/с) в обоих диагностических сечениях.

Эксперименты на квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе КСПУ-Т позволили эффективно моделировать короткие (~ 1 мс) импульсные плазменно-тепловые нагрузки в диапазоне $0,2-5$ МДж/м², характерные для режимов ИТЭР с ЭЛМ неустойчивостями и срывами тока. Использование углеродно-волоконистого композита в качестве материала мишени приводило к появлению на стенках вакуумной камеры ускорителя углеродородных пленок, которые ожидаются в диверторной области ИТЭР. Показано, что скорость осаждения таких пленок в КСПУ-Т достигает 12-15 нм за импульс, а сами пленки содержат металлические примеси Cu, Fe, Zn, W и Cr. В работе проведен сравнительный анализ морфологии поверхности, электронной структуры и состава таких пленок.

Морфология поверхности и оптические свойства (толщина и показатель преломления) углеродородных пленок на зеркалах из нержавеющей стали, Mo и Si исследовали с помощью СЭМ и эллипсометрии. Экспериментально измеренный коэффициент преломления был использован для оценки содержания водорода в углеродородных пленках. Электронная структура углеродородных пленок исследована методами рентгеновской фото и Оже-электронной спектроскопии. Определено соотношение sp^2/sp^3 для углеродных связей в каждом типе пленок и разработан новый метод характеристики пленок на основе анализа спектров валентной зоны совместно с определением ширины запрещенной зоны. Значение ширины запрещенной зоны, E_g , может быть использовано для оценки содержания водорода в углеродородных пленках. Важно отметить, что применение такого подхода позволяет определить содержание изотопов водорода не только в углеродородных пленках, но также в смешанных металлических (Be, Mo, W) осадках. Заметная разница в оценке содержания водорода методами эллипсометрии и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии может быть связана с сильной структурной неоднородностью а-С:Н пленок по глубине.

Сравнительный анализ элементного состава, валентной зоны и электронной структуры внутренних уровней тонких гладких а-С:Н пленок, полученных в Т-10 и КСПУ-Т показал, что, несмотря на существенно большую скорость осаждения и наличие металлических примесей, КСПУ-пленки занимают промежуточное положение между пленками, образующимися в Т-10 во время режимов кондиционирования и рабочих разрядов [1]. Использование тройной (Csp^2 , Csp^3 и H) фазовой диаграммы показало, что Т-10 и КСПУ-Т пленки расположены в довольно компактной области между алмазо- и полимеро-подобными а-С:Н пленками [2].

Список литературы:

- [1] Н.Ю. Свечников, В.Г. Станкевич, И.И. Архипов, С.А. Грашин, К.И. Маслаков, А.М. Лебедев, Л.П. Суханов, К.А. Меньшиков, ВАНТ. Термоядерный синтез, №3 (2012) 3–18.
- [2] Arkhipov, N. Klimov, N. Svechnikov, S. Grashin, K. Vukolov, V. Budaev, Maslakov, V. Stankevich, A. Zhitlukhin, D. Kovalenko, V. Podkovyrov, J. Nucl. Mater., in press

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ ПР-2

Проведены эксперименты по облучению материалов ТЯР в пучково-плазменном линейном симуляторе ПР-2. Образец из вольфрама был облучен в водородной плазме, при этом регистрировался ионный состав плазмы встроенным масс-спектрометром в собственном магнитном поле установки. Регистрировались распыление образца и перепыление материала на тестовые пластинки из молибдена. На поверхности вольфрамового электрода есть тонкий оксидный слой, так что ВАХ электрода имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления и N-образную форму (рис. 1). Такой вид ВАХ говорит о возможности развития автоколебаний в разряде, что наблюдалось экспериментально.

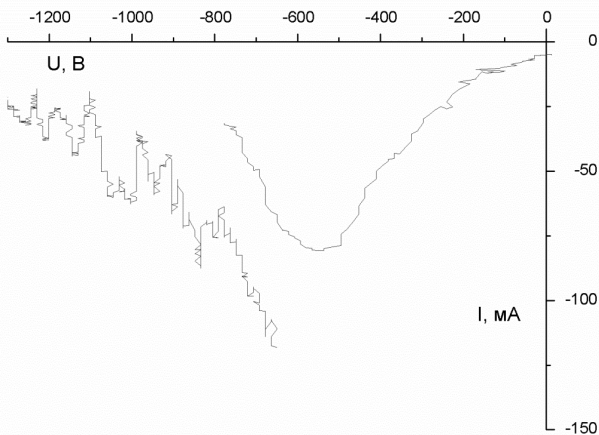


Рис. 1. ВАХ вольфрамового образца, две последовательные развертки

Также в установке ПР-2 было проведено облучение образца графита Schunk FP479. Это мелкозернистый прессованный графит, по классификации производителя – электрографит сверхвысокой чистоты. Графит этой марки должен быть установлен в качестве облицовки КТМ и

выбран для облицовки ТИН-0. За рубежом графит этой марки использовался для облицовки токамака ASDEX-U и как основа для напыления вольфрама при разработке тайлов из плазменно напыленного вольфрама. Исследованный образец имеет форму стержня с квадратным сечением 16x16 мм и длиной 60 мм. В образце есть два отверстия для его крепления к теплоотводящему держателю, представляющему собой медный диск, охлаждаемый проточной водой. Перед загрузкой образец был отполирован и промыт в ультразвуковой ванночке, после чего установлен в держателе. В одной из боковых плоскостей, расположенной снизу при установке образца в ПР-2, было выполнено отверстие для хромель-алюмелевой термопары, контролирующей температуру холодного конца образца. Образец был введен в плазму пучково-плазменного разряда, так что горячая точка была смещена к одному из углов образца, что хорошо видно на фотографии (рис. 2). Градиент температуры в этом эксперименте распределен вдоль образца, температура горячего конца контролируется пирометром.

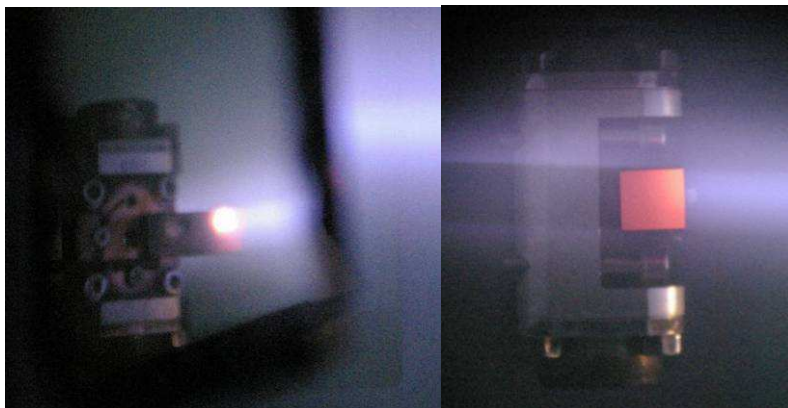


Рис. 2. Облучение графитового образца в установке ПР-2

Основные параметры облучения: рабочий газ – смесь водорода и гелия, давление по ионизационному преобразователю $5 \cdot 10^{-3}$ Тор, температура горячего края образца – 1100 °С, температура холодного края образца – 25 °С, время облучения – 60 мин. Мощность электронного пучка составляла 1125 Вт (ускоряющее напряжение 3 кВ, ток пучка 375 мА), что согласуется с расчетом требуемой мощности в 850 Вт для

создания перепада температур в 1000 °С на длине образца. Состав плазмы контролировался встроенным масс-спектрометром, работающим в собственном магнитном поле установки (рис. 3).

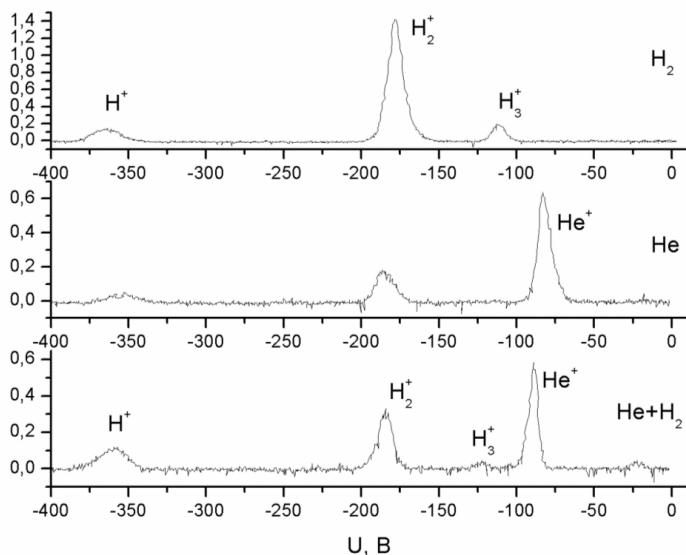


Рис. 3. Ионный состав плазмы

После облучения на поверхности образца можно выделить области с преимущественным распылением и преимущественным осаждением. За базовый вариант рельефа поверхности можно принять область под шайбой, не подверженную плазменному облучению – гладкая поверхность с небольшим количеством пор. Незначительно отличается область малой эрозии, находящаяся на периферии плазменного пучка, – гладкая поверхность, исходный уровень пористости, но присутствуют небольшие конусообразные острия и протравленные углубления (рис. 4.а). Такая поверхность соответствует медленному стравливанию графитовых зерен.

Совершенно иной рельеф в области распыления – это сильнопористая поверхность, испещренная уходящими вглубь образца каналами, что свидетельствует об интенсивной химической эрозии. Поверхность состоит из множества столбиков, образованных нагромождением зерен,

мелкая структура зерен представляет собой систему продолговатых чешуек, наслаивающихся друг на друга (рис. 4.б). Характерные размеры чешуек 0,2 x 2 мкм.

Еще одна характерная область – область осаждения, это также область с высокой пористостью и развитым рельефом. Микрорельеф поверхности напоминает мех, где отдельные нити образуют скопления в виде пучков и волн (рис. 4.в).

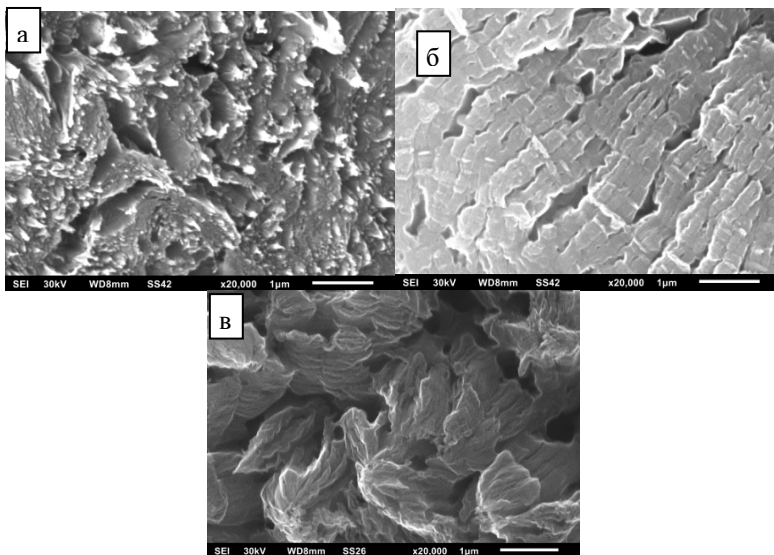


Рис. 4. Области: а – малога распыления, б – интенсивного распыления, в – осаждения

Установка ПР-2 с пучково-плазменным разрядом позволяет проводить уникальные исследования взаимодействия плазмы с поверхностью за счет возможности управлять температурой образца независимо от интенсивности плазменного облучения. Набор диагностических систем установки позволяет детально характеризовать процессы в плазме: зондовая диагностика, спектрометрия ионного состава плазмы, оптическая спектрометрия, спектрометрия состава газа.

Работа поддержана грантом НШ-6751.2012.2 президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

Е.Д. МАРЕНКОВ, Р.Д. СМИРНОВ¹, С.И. КРАШЕНИННИКОВ¹,
А.А. ПИСАРЕВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Калифорнийский университет Сан-Диего, США*

О РЕАКЦИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКОВ НА ЭЛМ

Проблема взаимодействия изотопов водорода с конструкционными материалами токамаков является одним из основных вопросов, влияющих на работу термоядерного реактора. Процессы накопления и рециклинга в материалах в условиях взаимодействия с пристеночной плазмой очень многогранны и до сих пор плохо поняты. Особый интерес исследования в этой области вызывают в связи с реализацией международного проекта ITER [1]. Основным режимом работы токамака ITER станет режим с улучшенным удержанием плазмы (H-мода) [2], работа в котором всегда сопровождается ЭЛМами, появление которых традиционно связывают с магнитно-гидродинамическими неустойчивостями пристеночной плазмы [3,4]. Вспышки ЭЛМов сопровождаются быстрым (порядка 0,1 мс) разрушением пьедестала плотности, установление которого характерно для H-моды и который приводит к значительному улучшению характеристик удержания плазмы. Разрушение пьедестала приводит к уменьшению плотности плазмы, понижению ее температуры, а также вызывает резкое увеличение потоков частиц и тепла на стенку реактора, приводящее к эрозии первой стенки. Выделившаяся во время такой вспышки мощность может даже приводить к частичному расплавлению материала первой стенки, капли которого попадают в пристеночную плазму, оказывая существенное влияние на протекание разряда. Как правило, после вспышки пьедестал восстанавливается, однако время восстановления является относительно большим (от нескольких до десятков мс).

Обычно предполагают, что восстановление пьедестала определяется целиком процессами транспорта в плазме [5]. Вместе с тем, так как скорости откачки/напуска газа намного меньше характерных для ЭЛМов времен, уменьшение плотности плазмы, связанное с разрушением пьедестала, должно приводить к увеличению количества газа, накопленного в первой стенке. Выход (десорбция) этого накопленного газа должен, следовательно, являться одним из факторов, играющих роль в процессе восстановления пьедестала плотности.

В настоящей работе представлен анализ возможного влияния процессов десорбции изотопов водорода на пристеночную плазму во время ЭЛ-

Ма. В работе [6] для выяснения качественных закономерностей влияния стенки на восстановление пьедестала использована нуль-мерная модель реакции стенки, в которой предполагается, что выход водорода определяется температурно-активированной десорбцией из одного типа ловушек. Нужно отметить, что, несмотря на свою простоту, это приближение часто дает правильные результаты в описании процессов термодесорбции водорода из углерода, который является одним из материалов, используемых в первой стенке токамаков.

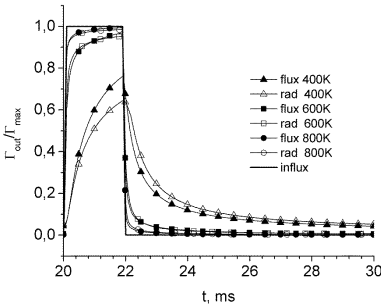


Рис. 1

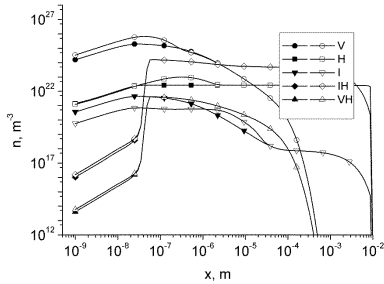


Рис. 2

Было показано, что реакция стенки на ЭЛМ определяется, в основном, параметром

$$\Omega = \bar{\Gamma}_{in} / N_m + \nu \exp(-E_t / \bar{T}_s),$$

где $\bar{\Gamma}_{in}$ - поток водорода на стенку в стационарном режиме, N_m - максимальное количество водорода, которое может быть накоплено в зоне внедрения, E_t - характерная энергия десорбции водорода, \bar{T}_s - температура обращенной к плазме стороны стенки в стационарном режиме, ν ($\sim 10^{13} \text{ c}^{-1}$) - характерная частота десорбции. Можно сказать, что Ω является характерной частотой ответа стенки на ЭЛМ. Если $\Omega t_{burst} \gg 1$, где t_{burst} - время вспышки ЭЛМа, десорбция происходит очень быстро, так что обратный поток водорода из стенки в плазму практически равен потоку из плазмы на стенку («квазистационарный режим»). В этом случае стенка не может оказывать значительного влияния на восстановление пьедестала. Если же $\Omega t_{burst} \ll 1$, время десорбции сравнимо с периодом

следования всплеск в ЭЛМе. В этом случае динамика ответа стенки определяется ролью термодесорбции: когда термодесорбция мала, $\nu \exp(-E_t / \bar{T}_s) \ll \bar{\Gamma}_{in} / N_m$, поток водорода из стенки в плазму пропорционален потоку из плазмы, и роль стенки снова не значительна; если же $\nu \exp(-E_t / \bar{T}_s) \gg \bar{\Gamma}_{in} / N_m$, выходной поток определяется целиком термодесорбцией, и в этом случае можно ожидать влияния процессов рециклинга на восстановление пьедестала.

Вместе с тем, использованная в [6] модель является еще очень примитивной, и полученные результаты нужно рассматривать скорее как качественные закономерности. Более подробные выводы могут быть сделаны на основе численного моделирования, более тонко учитывающего процессы накопления и десорбции водорода из материалов первой стенки. Такое моделирование также было выполнено. В качестве материала был выбран бериллий, как материал большей части первой стенки реактора ITER.

Моделирование было произведено в специально разработанном коде FACE. Взаимодействие водорода со стенкой описывается одномерной моделью, учитывающей транспорт растворенного водорода, вакансий и междоузельных атомов бериллия, созданных в результате воздействия на стенку потока плазмы, а также возможные реакции между этими компонентами. Температура стенки вычисляется из решения одномерного уравнения теплопроводности.

Результаты моделирования, проведенного для трех значений стационарной температуры поверхности стенки, обращенной к плазме, показали, что при выбранных параметрах взаимодействия водорода со стенкой можно ожидать существенного влияния десорбции газа на процессы, происходящие в плазме в H-режиме (восстановление пьедестала после всплески ЭЛМа), только если значение этой температуры мало (около 400 К). При температуре порядка 800 К поток десорбции газа из стенки практически совпадает с потоком водорода из плазмы на стенку, т.е. система находится в квазистационарном режиме, и реакция стенки на всплеску ЭЛМа не может оказывать существенного влияния на восстановление пьедестала (рис. 1, где показаны зависимости входного и выходного потоков водорода от времени).

Рассмотрение изменения профилей концентрации растворенного водорода, вакансий, и междоузельных атомов бериллия показало, что при выбранных параметрах задачи десорбция водорода из стенки определяется

транспортом растворенного водорода. Пример профилей приведен на рис.2 (температура обращенной к плазме поверхности стенки 800 К). При низкой температуре весь внедренный водород остается в пределах зоны внедрения, однако из-за медленной диффузии время десорбции достаточно большое, что приводит к существенному отличию потока водорода из стенки в плазму от потока из плазмы на стенку. При высокой температуре внедренный водород быстро диффундирует из стенки назад в плазму, то есть время десорбции мало, и поток Γ_{out} следует за потоком Γ_{in} .

Таким образом, в настоящей работе впервые проведен анализ влияния десорбции водорода из первой стенки во время ЭЛМов на процессы, происходящие в пристеночной плазме, в частности, восстановление пьедестала H-моды. Как аналитические расчеты, основанные на нульмерном приближении, так и более сложная одномерная модель, допускающая только численное решение, показали, что реакция стенки может быть существенной только в определенном диапазоне температур стенки, зависящим от параметров взаимодействия водорода со стенкой.

Список литературы:

- [1] G.Federichi, C. Skinner et al., // Nuclear Fusion, V. 41, No. 12R, 2001
- [2] Doyle E. J., Houlberg W.A., Kamada Y. et al. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. 18.
- [3] Connor J.W. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1998. V. 40. P. 531.
- [4] Wilson H.R., Cowley S.C., Kirk A. et al. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2005. V. 48. P.71.
- [5] Nunes I., Manso M., Serra F. et al. // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. P. 1550.
- [6] Marenkov E.D., Krasheninnikov S.I., Pisarev A.A. et al. // Physics of Plasmas. 2012. V. 19. P. 092501.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ РАЗВИТОГО РЕЛЬЕФА ОСАЖДАЕМЫХ ПЛЕНОК

Создан численный код, позволяющий моделировать рост структур, образующихся на стенках плазменных установок и при нанесении технологических покрытий, на основе диффузии по поверхности и объединения адсорбированных атомов (адатомов), осаждаемых из плазмы.

Выяснено, при каких значениях параметров, характеризующих осаждение и свойства поверхности, образуется тот или иной тип структур, наблюдаемых в токамаках.

Показано, что для образования развитого рельефа поверхности – высоких объектов типа «столбов» требуется определенный интервал температур подложки, при которых существенна диффузия адатомов, но мала скорость отрыва присоединенных к структуре атомов обратно на её поверхность. Относительный вклад χ соседних атомов второго порядка в энергию активации диффузии должен быть больше некоторого значения. Большие значения χ увеличивают отношение высоты столба к толщине, таким образом, на рельеф пленки существенно влияет ее материал. Отношение потока осаждаемых атомов к коэффициенту диффузии также должно принадлежать некоторому интервалу, поток атомов должен быть направленным – рассмотрен случай нормального потока (образуются вертикальные «столбы») и случай потока, направленного под углом к подложке (образуются «столбы», угол наклона которых может быть не больше угла падения потока). Кроме того, необходимо наличие механизмов, затрудняющих отрыв атомов от вершин растущих структур обратно на поверхность, например, наличие в потоке атомов примеси или лучшее закрепление атомов на вершинах структур.

Рост разветвленных структур типа «цветной капусты» может быть связан как с процессом осаждения, так и с процессом диффузии адатомов. В первом случае поток атомов не должен быть направленным (например, может быть изотропным), температура подложки мала (порядка комнатной). Кроме того, необходимо наличие начальной неровности. В последнем случае, для образования подобных структур необходимо наличие атомов примеси, благодаря которым ускоряется образование зародышей ветвей и затрудняется отрыв атомов от них, а температура поверхности и поток атомов должны принадлежать определенным интервалам.

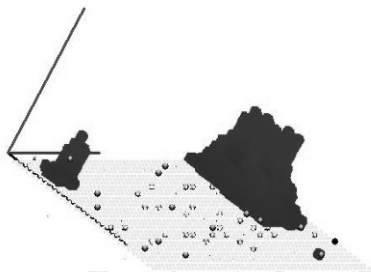


Рис. 1. Вид поверхности после осаждения при наличии атомов примеси

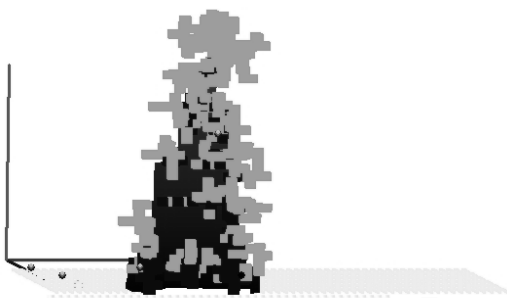


Рис. 2. Рельеф поверхности, полученной в результате осаждения при температуре поверхности $T=0,02E_a$, где E_a – энергия активации диффузии на поверхности

Работа поддержана грантом НШ-4361.2012.2 президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

М.М. ЦВЕНТУХ¹, Г.А. МЕСЯЦ¹, С.А. БАРЕНГОЛЬЦ²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский 53

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Вавилова 38

ИНИЦИИРОВАНИЕ И ПОДДЕРЖАНИЕ ЭКТОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ВАКУУМНОМ РАЗРЯДЕ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Инициирование и поддержание вакуумного разряда – дуговой и предшествующей ей искровой стадии обеспечивается инициированием и последующим поддержанием всплесков взрывной электронной эмиссии – эктонов [1-3]. Одним из примеров коллективного взаимодействия плазмы с поверхностью первой стенки термоядерных установок является униполярный дуговой разряд, свойства которого идентичны вакуумному дуговому разряду. Существенно, что длительность горения таких дуг, как самоподдерживающихся разрядов, может существенно превышать время воздействия иницирующего импульса плазмы, например, ЭЛМа.

Рассматривается динамика плотной взрывоэмиссионной плазмы для определения влияния приложенного магнитного поля на инициирование и поддержание эктонных процессов в вакуумном искровом и дуговом разряде. Основа предлагаемого подхода – учет испускания катодным пятном плотных плазменных струй – катодного факела со скоростью v_{pl} порядка 10–20 км/с, формирующихся в результате микровзрывов на поверхности, происходящих в импульсах взрывной электронной эмиссии.

Для искровой стадии показано, что инициирование новых ячеек в амперовском направлении связано с появлением плотной эрозионной плазмы при интенсивном распылении поверхности ионами. При этом поток энергии из плазмы на катод на уровне 1 МВт/см² соответствует потоку энергии, необходимому для инициирования взрывной эмиссии на легкоэродирующих поверхностях (в т.ч. W-fuzz) [4-5].

В дуговом режиме вакуумного разряда напряжение мало, и ионы, падающие на катод, имеют энергию на уровне десятков, а не сотен эВ, как в искровой фазе. Как известно, существенно различие механизмов инициирования на «чистой» и «грязной» поверхности. Если для чистой поверхности было получено, что порог инициирования эктонных процессов соответствует потоку энергии из плазмы на катод на уровне 100 МВт/см² [6], то вид и характер загрязнения может понизить этот порог на порядки величины [7].

Из закона Ома для незамагниченной плазмы, движущейся в магнитном поле:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \nabla p/en + \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]), \quad (1)$$

можно определить плотность тока в плазме, индуцируемого при ее расширении поперек магнитного поля:

$$j_\phi = \frac{\sigma}{c}[\mathbf{v}_{pl} \times \mathbf{B}]_\phi = \sigma \frac{v_{pl}}{c} B. \quad (2)$$

Видно, что индуцируемый в плазме ток $j_\phi = \sigma v_{pl} B/c$ имеющий величину порядка $\sim 10 B_{Гс} \text{ А/см}^2$ (где поле B в Гс, а плотность тока в А/см^2) течет в «обратном» направлении $\mathbf{B} \times \mathbf{J}$, где J – полный ток ячейки пятна (рис. 1).

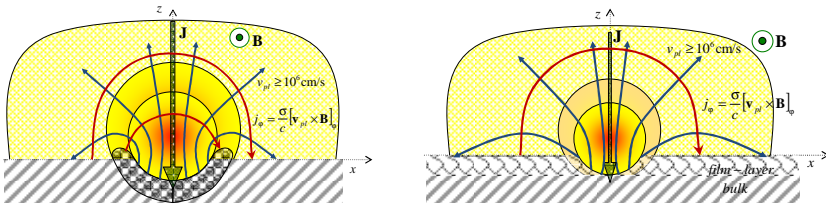


Рис. 1. Схематичное изображение ячейки катодного пятна во внешнем магнитном поле для чистой поверхности, когда для поддержания существенна роль струй жидкого металла (слева) и для «загрязненной» или пленочной, в случае которой глубина эрозии определяется толщиной и свойствами поверхностной пленки (справа)

Принимая плотность плазмы ячейки в выбранный момент времени равной 10^{20} см^{-3} на радиусе 1 мкм и спадающей как $nx^2 = const$ с расстоянием x , получим зависимости плотности ионного тока из плазмы, j_i , и потока энергии на поверхность катода, q_{pl} (рис.2). Видно, что j_i существенно больше j_ϕ (составляющую $\sim 10\text{--}100 \text{ кА/см}^2$ при характерном поле 1–10 кГс) вблизи активного центра, однако с удалением от него, напротив, j_ϕ превышает j_i . Примем, что влияние плотности тока j_ϕ на обратной стороне выражено в усилении потока ионов на поверхность. Это обусловлено тем, что для компенсации $j_\phi \sim 10\text{--}100 \text{ кА/см}^2$ благодаря электронному току термоавтоэмиссии требуется температура в несколько тысяч К, что маловероятно на удалении от активной ячейки.

Принимая, что для инициирования новых центров требуется превзойти некоторый порог по току, j_{cr} , составляющий порядка 1 МА/см^2 для чистой поверхности и 0.1 МА/см^2 для загрязненной можно получить примерно

линейную зависимость среднего смещения ячейки, δx , от величины магнитного поля [8]. Соответствующую скорость обратного движения, v_{drift} , можно оценить, приняв характерное время инициирования ~ 10 нс, что дает v_{drift}/B примерно 40 м/с/Т для чистой поверхности ($j_{cr} = 1$ МА/см²) и 1300–1900 м/с/Т для загрязненной поверхности ($j_{cr} = 0.1$ МА/см²).

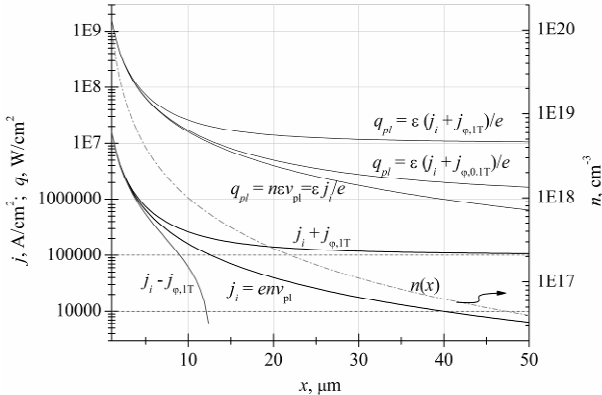


Рис. 2. Зависимости плотности плазмы, плотности ионного тока, приходящего на поверхность катода из взрывоэмиссионной плазмы с учетом вклада поляризационного тока j_ϕ на амперовской и обратной стороне ячейки (при магнитном поле 1 Т), а также потоки энергии на поверхность из плазмы $q \sim j_i \epsilon/e$ без магнитного поля, а также при поле 0.1 и 1 Т

Работа поддержана РФФИ, гранты № 11-02-01428, 11-08-01275 и 12-08-33031 мол_а_вед.

Список литературы:

- [1] G. A. Mesyats 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 879, Г.А. Месяц, С.А. Баренгольц 2002 *УФН* **172** 1113 [G A Mesyats and S A Barengolts 2002 *Phys.-Usp.* **45** 1001]
- [2] Anders 2008 *Cathodic Arcs. From Fractal Spots to Energetic Condensation* (Springer Science + Business Media, LLC, New York, NY)
- [3] R. Tanberg 1930 'On the Cathode of an Arc Drawn in Vacuum' *Phys. Rev.* **35** 1080–1089
- [4] S.A. Barengolts, G.A. Mesyats, and M.M. Tsventoukh 2010 *Nucl. Fusion* **50** 125004
- [5] S. Kajita, S. Takamura, and N. Ohno 2009 *Nucl. Fusion* **49** 032002
- [6] С.А. Баренгольц, Г.А. Месяц, М.М. Цвентух 2008 *ЖЭТФ* **134** 1213
- [7] S.A. Barengolts, G.A. Mesyats, and M.M. Tsventoukh 2011 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **39** 1900
- [8] M. M. Tsventoukh, G. A. Mesyats and S. A. Barengolts 2012 *Proc. of 25th ISDEIV Tomsk* vol. **1**, pp. 297-300

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ МИКРОРЕЛЬЕФА И ЗАХВАТА ТРИТИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ БЕРИЛЛИЕВЫХ ТАЙЛОВ В УСЛОВИЯХ СО-ОСАЖДЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В ИТЭР

Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами реактора является одним из ключевых вопросов при создании ИТЭР. Серьёзной проблемой является накопление радиоактивного трития в обращённых к плазме материалах (ОПМ) [1,2]. Предполагается, что в реакторе ИТЭР в качестве ОПМ будут использоваться бериллий и вольфрам: бериллий – как материал для покрытия первой стенки, вольфрам – в диверторе. Известно, что при осаждении примеси Ве/W на бериллиевую и вольфрамовую поверхность происходит захват изотопов водорода [3]. В присутствии неоднородностей рельефа могут образовываться локальные зоны осаждения подобных примесей. На макроскопическом уровне эти зоны формируются благодаря искривлённой поверхности тайла, что было рассмотрено в работе [4]. Для анализа процессов, протекающих на уровне микрорельефа на поверхности бериллиевых тайлов в ИТЭР, было проведено компьютерное моделирование в коде SCATTER [5] с использованием алгоритма динамического изменения двухмерного микрорельефа мишени при ионном облучении [6].

Для верификации данной модели было проведено сравнение с экспериментом по облучению прямоугольных гребней на поверхности кремния ионами аргона с энергией 6 кэВ и с результатами расчёта подобного кода SDTrimSP-2D [7].

На Рис. 1 показано изображение среза поверхности кремниевых образцов, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа, соответствующее дозе облучения $2.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при нормальном падении Ag^+ . Красным отмечен модельный профиль, полученный при помощи кода SDTrimSP-2D, а зелёным – профиль, полученный в результате моделирования кодом SCATTER. Нижний край квадрата моделируемой

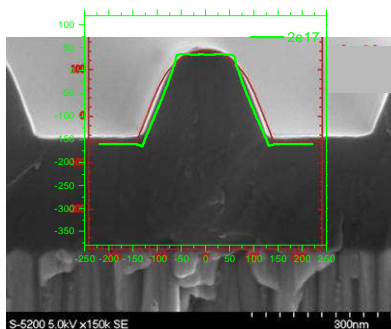


Рис. 1. Распыление гребня Si при облучении ионами Ag (6 кэВ, нормальное падение) для флюенса $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

области совмещён с маркером – границей между танталовым и кремниевым слоями на подложке. На вершине гребня и у подножия в модели SCATTER образуются острые углы, которые в эксперименте скруглены; одно из возможных объяснений – неучтённая радиационно-стимулированная поверхностная диффузия. Несмотря на локальные отличия в масштабе нескольких нанометров, результаты моделирования в коде SCATTER хорошо согласуются с экспериментом и с результатами расчёта кода SDTrimSP-2D.

Для изучения модификации поверхности ОПМ в разряде ИТЭР в модель был добавлен многокомпонентный источник частиц пристеночной плазмы с учётом одновременного осаждения примесей, в котором в качестве характеристик потоков, энергетических и угловых распределений падающих частиц задаются результаты расчёта транспортного кода B2-EIRENE. В работе были использованы данные из моделирования «разряда» #1639 для ИТЭР [8,9].

В качестве шероховатости на бериллиевой поверхности был рассмотрен технологический микрорельеф, формируемый на этапе механической полировки тайла. Размеры модельной бериллиевой подложки составляют 100x100 мкм с периодическими граничными условиями. Модель технологического микрорельефа включает в себя треугольный профиль с шагом 20 мкм по горизонтали и высотой 10 мкм. Проведено моделирование облучения потоком нейтралов перезарядки D, T, He и ионов D⁺, T⁺ с осаждением примесных атомов Be, релевантными для различных участков первой стенки ИТЭР. Показано, что качественный характер эволюции микрорельефа совпадает для разных условий. По достижении некоторой дозы облучения микрорельеф сглаживается, и в дальнейшем картина соответствует бомбардировке мишени с гладкой поверхностью. При изменении доли примеси Be от 3% до 5% от падающего потока частиц происходит переход от эрозии мишени к осаждению и росту бериллиевой плёнки на поверхности. Существенное отличие шероховатой поверхности от гладкой состоит в том, что даже при малой доле примеси Be происходит захват трития вследствие наличия локальных зон перепыления материала мишени.

Микрорельеф поверхности также влияет на отражение частиц. При переходе от шероховатой поверхности к сглаженной в процессе облучения коэффициент отражения нейтралов дейтерия от бериллия возрастает с 29% до 34%. При этом коэффициент отражения дейтерия для идеально гладкой поверхности составляет 43%. Следовательно, в случае поверхности с микрорельефом коэффициент внедрения падающих изотопов водорода в мишень больше, чем для гладкой поверхности.

Поскольку бериллий характеризуется малой растворимостью и низким коэффициентом диффузии водорода [10], а температура поверхности первой стенки ИТЭР недостаточно высока для транспорта внедренного три-

тия вглубь материала, можно предположить, что основным механизм захвата Т – это со-осаждение примесей Ве на поверхность ОПМ. Для оценки интенсивности накопления трития используется эмпирическая формула, основанная на экспериментальных данных с установки PISCES-B [11].

Наиболее критической закономерностью накопления трития является ярко выраженная зависимость от процентного содержания примеси Ве в потоке падающих частиц (Рис. 2). Увеличение доли примеси всего на один процент для шероховатой поверхности приводит к увеличению захвата трития в 1.3 раза.

Отличия в накоплении трития для экваториальной области на внешней и внутренней стенке токамака незначительны. Однако в верхнем диагностическом порту благодаря наличию источника низкоэнергетических нейтронов D и Т (система газонапуска), данный процесс протекает более интенсивно.

Разумной оценкой допустимой концентрации примесей для ИТЭР с точки зрения выполнения требований безопасности по величине накопленного трития представляется 4% содержание примесей Ве в потоке падающих частиц. В качестве рекомендации предлагается развитие и оптимизация методов кондиционирования стенок токамака в тлеющем или ИЦР разряде, поскольку распыление плёнок на поверхности тайла позволит освободить большую часть захваченного трития в процессе очистки между рабочими импульсами.

Список литературы:

- [1] R. Causey, J. Brooks, G. Federici, Fusion Eng. Des. 61-62 (2002) 525.
- [2] J. Roth *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion 50 (2008) 103001.
- [3] R.P. Doerner *et al.*, Nucl. Fusion 49 (2009) 035002.
- [4] S. Carpentier *et al.*, J. Nucl. Mater. 415 (2011) S165.
- [5] В.А. Курнаев, Н.Н. Трифонов, ВАНТ. Сер. Термояд. Синтез 3 (2002) 76.
- [6] В.А. Курнаев, Д.К. Когут, Н.Н. Трифонов, J. Nucl. Mater. 415 (2011) S1119.
- [7] I. Bizyukov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B 268 (2010) 2631.
- [8] V. Kotov *et al.*, J. Nucl. Mater. 390-391 (2009) 528.
- [9] A.S. Kukushkin *et al.*, Nucl. Fusion 49 (2009) 075008.
- [10] A. Zakharov, A. Gorodetsky, Phys. Scr. T94 (2001) 68.
- [11] G. Temmerman, R.P. Doerner, Nucl. Fusion 49 (2009) 042002.

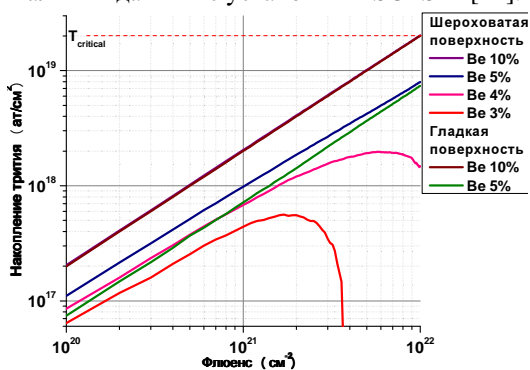


Рис. 2. Накопление трития (ат/см^2) в процессе со-осаждения Ве как функция от флюенса для гладкой и шероховатой поверхности ОПМ в области экваториального порта ИТЭР

Е.Д. МАРЕНКОВ, Р.Д. СМИРНОВ¹, С.И. КРАШЕНИННИКОВ¹,
Ю.М. ГАСПАРЯН, А.А. ПИСАРЕВ

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹ Калифорнийский университет Сан-Диего, США*

ТРАНСПОРТ ВОДОРОДА В МАТЕРИАЛАХ С ШИРОКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЛОВУШЕК ПО ЭНЕРГИЯМ ВЫХОДА

Проблема взаимодействия изотопов водорода с конструкционными материалами токамаков является одним из основных вопросов, влияющих на работу термоядерного реактора. Процессы накопления и рециклинга в материалах в условиях взаимодействия с пристеночной плазмой очень многогранны и до сих пор плохо поняты.

Существует большое количество моделей, применяемых для объяснения экспериментальных результатов по накоплению и транспорта изотопов водорода в материалах первой стенки токамаков, отличающихся по своей полноте: от простейших нуль-мерных моделей до моделирования методом Монте-Карло или молекулярной динамики. Вместе с тем, на практике обычно применяются подходы, основанные на решении уравнений диффузии для водорода и других участвующих в транспорте компонентов (например, дефектов) с дополнительными членами, описывающими взаимодействие между ними:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = D_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} + R_i \quad (1)$$

где n_i – плотность компонента i , D_i – соответствующей коэффициент диффузии, а R_i – член, отвечающий за изменение плотности n_i из-за взаимодействия с другими компонентами. Граничные условия для таких уравнений должны включать процессы, отвечающие за десорбцию водорода с поверхностей образца.

Из-за своей сложности уравнения такого вида приходится решать численно, для чего разработано большое количество различных кодов (таких, как TMAP 7). Обычно, в этих кодах вводится только очень небольшое число дефектов различных типов (для TMAP 7 возможно максимум три типа дефектов). Вместе с тем, как показывает практика, далеко не все экспериментальные результаты по десорбции водорода могут быть объяснены с таких позиций. Например, термодесорбционные спектры для выхода дейтерия из вольфрама часто не могут быть хорошо аппроксимированы

введением только трех типов ловушек, так как имеют более широкую форму, чем те, которые получаются из расчетов. Одно из возможных объяснений этого состоит в том, что на самом деле в материале присутствует гораздо большее число ловушек различных типов, отличающихся энергией связи с ними водородом.

Известно, что в процессе работы на первой стенке токамаков образуются слои перенапыленного материала, в которых накапливается большое количество изотопов водорода. Эти слои имеют сложную неоднородную структуру, могут содержать в себе различные примеси, большое количество ловушек различных типов, которые, в принципе, могут иметь довольно широкое распределение по энергиям. В таком случае, использование уравнений типа (1), отвечающих конечному числу типов дефектов, может оказаться неправильным.

В настоящей работе мы рассматриваем возможное влияние распределения дефектов по энергиям связи с водородом на процесс десорбции. Будем исходить из модели случайных блужданий атомов по решетке материала образца. В случае идеальной решетки время скачка атома из одного узла в другой одинаково. Для решетки с дефектами эти времена отличаются, причем чем больше энергия связи с дефектом, тем больше соответствующее время «прыжка». Тогда время ожидания τ для блуждающей частицы характеризуется распределением вероятности $P_{\tau}(\tau)$. Если это распределение таково, что существует среднее значение

$$\langle \tau \rangle = \int_0^{\infty} \tau P_{\tau}(\tau) d\tau, \quad (2)$$

то, как известно из теории вероятностей, среднее расстояние l , на которое уходит частица за время t , пропорционально $t^{1/2}$ («нормальная» диффузия). Если же среднее τ не определено (когда интеграл в (2) расходится), эта зависимость нарушается. Так, для случая $P_{\tau} \sim \tau_*^{\alpha} / \tau^{\alpha+1}$ ($0 < \alpha \leq 1$ и τ_* - постоянная размерности времени), $l \sim t^{\alpha/2}$ («аномальная» диффузия[1]). Нетрудно видеть, что поток частиц из решетки в этом случае имеет асимптотическую зависимость

$$j_{out} \sim 1/t^{(1-\alpha/2)}, \quad (3)$$

Таким образом, зависимость потока обезгаживания водорода из материала определяется видом функции $P_{\tau}(\tau)$, которая, в свою очередь, зависит от распределения ловушек по энергиям захвата $P_E(\epsilon)$, где $\epsilon = E/T$, T - тем-

пература образца. В ряде случаев эту связь можно установить уже из общих соображений. Приведем здесь несколько примеров:

1. $P_E(\varepsilon) = 2\delta(\varepsilon)$. Такое распределение соответствует обычной диффузии, $j_{\text{out}} \sim t^{1/2}$.

2. $P_E(\varepsilon) = \alpha \exp(-\alpha\varepsilon)$. Тогда для небольших времен, $t < t_{\text{max}}$, диффузия аномальная, поток обезгаживания определяется зависимостью (3). Для времен $t \gg t_{\text{max}}$ диффузия нормальная.

3. $P_E(\varepsilon) = 2(1-p)\delta(\varepsilon) + \alpha \exp(-\alpha\varepsilon)$, где p – вероятность встретить какую-либо ловушку. Предполагается также, что $\varepsilon < \varepsilon_{\text{max}}$, где $\varepsilon_{\text{max}} \gg 1$. Тогда при маленьких временах, таких что $t < t_p$, диффузия нормальная, а при больших временах, $t > t_p$, диффузия становится аномальной, поток обезгаживания следует зависимости (3). При этом для времени T_p можно дать следующую оценку:

$$t_p \sim \tau_0 / p^{1/(1-\alpha)}. \quad (4)$$

Для иллюстрации последнего случая на рис. 1 показаны результаты моделирования случайных блужданий частицы на трехмерной решетке с

$$P_\tau(0 \leq \tau \leq \tau_0) = (1-p) / \tau_0, \quad (5)$$

и

$$P_\tau(\tau > \tau_0) = \frac{1-p}{\alpha} \frac{\tau_0^\alpha}{\tau^{1+\alpha}}. \quad (6)$$

Показана зависимость полного количества частиц в решетке от времени, $Q(t)$ (так что поток обезгаживания $j_{\text{out}} = -dQ/dt$). Параметры $p=10^{-3}$ и $\alpha = 1/3$. Видно, что аналитические выражения находятся в хорошем соответствии с результатами расчета, как для зависимостей $Q(t)$, так и для точки перелома t_p .

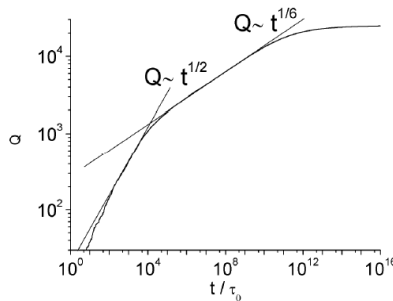


Рис. 1

Отклонения потока обезгаживания из материалов от диффузионного закона $j_{out} \sim t^{-1/2}$ действительно наблюдаются в экспериментах. Так, эксперименты на токамаках JET и ToreSupra показывают, что поток обезгаживания с хорошей точностью следует зависимости $j_{out} \sim t^{-0,7}$, что может быть объяснено в рамках предложенной модели с широким распределением дефектов, если принять $\alpha \approx 0,33$. В настоящее время планируется проведение лабораторных экспериментов по обезгаживанию при постоянной температуре образцов вольфрама, предварительно насыщенных водородом, с целью определения возможных асимптотических зависимостей потока обезгаживания от времени.

Список литературы:

- [1] J. Bouchaud, A. Georges. Physics Reports (Review Section of Physics Letters) 195 Nos 4 & 5 (1990) 127-293

Д.А. ТРУФАНОВ, Д.К. КОГУТ, В.А. КУРНАЕВ
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАЗРАБОТКА ПОЛЬЗОВАТЕЛЬСКОГО ИНТЕРФЕЙСА ДЛЯ КОДА SCATTER

Расчет взаимодействия периферийной плазмы с обращенными к ней элементами предполагает наряду с описанием параметров плазмы, попадающей на поверхность конденсированной среды, также и ее реакции на воздействие. Применительно к термоядерным установкам существуют достаточно сложные коды, например коды EIRENE, UEDGE, SOLPS05, и другие, которые используются для этих целей.

На кафедре физики плазмы НИЯУ МИФИ в течение многих лет разрабатывается и совершенствуется основанный на модели парных соударений компьютерный код SCATTER, описывающий поведение в конденсированной среде попадающих из плазмы частиц. Его использование в задачах моделирования взаимодействия плазмы термоядерных установок с обращенными к ним элементами доказало свою эффективность.

Существуют различные версии кода SCATTER. Одна из версий имеет графический интерфейс и позволяет визуализировать моделируемые процессы. Визуальная версия также всегда рассчитывает энергетическое распределение частиц, отраженных в пределах заданного телесного угла, распределение внедренных частиц по глубине и распределение по полярному углу, интегрированные по азимутальному углу, что при большом числе налетающих частиц существенно для времени счета. Вариант кода SCATTER без графического интерфейса имеет все параметры визуального, и в дополнение к ним можно также задать шероховатость слоя, параметр, учитывающий электронное торможение и энергию, при которой выбитый атом не может вернуться на свое положение (для подсчета пар Френкеля). В коде SCATTER без графического интерфейса можно также указать, какие распределения необходимо получить (налетающих частиц, рассеянных атомов и глубины проникновения). Однако расчеты с применением этой версии требуют высокой квалификации пользователей. Например, необходимые для его работы операции (такие как копирование файлов и их изменение) приходится выполнять вручную. Структура ввода данных (занесение записей в специальный файл) сложна для восприятия и использования. В силу этого даже простые расчеты в основном осуществлялись разработчиками кода.

Поэтому для расширения и удобства использования кода необходим достаточно простой интерфейс, разработке которого и посвящена данная работа.

Разработанный внешний интерфейс состоит из двух частей: ввода входных параметров и получения выходных данных. Ввод входных параметров осуществляется в окне «Scatter set parameters», которое появляется после запуска form_scat.exe (рис. 1). Функции элементов интерфейса данного окна представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Элемент интерфейса	Функция
Logging parameters	конфигурация выходных данных: папка сохранения, учет налетающих и/или рассеянных частиц
Projectile	параметры налетающих частиц: химический элемент, начальная энергию, угол падения, энергия связи с поверхностью, энергия остановки расчета, количество частиц
Target	состав мишени (возможно задание до пяти слоев различного состава)
Layer component	состав каждого слоя
Generate input file	формируется файл входных параметров
Run	запускается моделирование

При моделировании код SCATTER формирует файл, содержащий информацию о проведенных экспериментах. Содержащиеся в нем данные извлекаются во втором окне Extract data, представленном на рис. 2. При этом на экран выводятся параметры одного из экспериментов этой серии. Функции элементов интерфейса этого окна представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Элемент интерфейса	Функция
Choose out file	выбор файла, из которого будут извлекаться данные
Extract data	извлечение данных
Out data	количество экспериментов в файле, параметры одного из экспериментов, параметры получаемого

	распределения
e_conv	построение энергетического распределения
a_conv	построение углового распределения

Scatter set parameters

Logging parameters

out\

LogProjectile

LogSputter

LogProfile

ProfileDepth1: 100 A

ProfileDepth2: 0 A

ProfileN: 1

Projectile

Atom: H

StartEnergy: 7500 eV

StartAngle: 80 °

StartPhi: 0 °

SBEnergy: 1 eV

StopEnergy: 10 eV

Number: 100000

Target

Layer	Density, g/cm3	Thickness, A	Delta	EnLossCorr, eV	DisplEn, eV
<input type="checkbox"/> C	2,2662	100	20	1	25
<input checked="" type="checkbox"/> W	19,292	1000	20	1	25
<input type="checkbox"/> Layer3					
<input type="checkbox"/> Layer4					
<input type="checkbox"/> Layer5					

Generate input file

Choose layer

C

W

Layer3

Layer4

Layer1

Layer component

Atom	Content	SBEn, eV	BBEn, eV	StopEn, eV
<input checked="" type="checkbox"/> W	20	8,9	2	6
<input type="checkbox"/> H				
<input type="checkbox"/> H				
<input type="checkbox"/> H				
<input type="checkbox"/> H				

Run Fsc

Next >>

Рис. 1. Окно ввода входных параметров «Scatter set parameters»

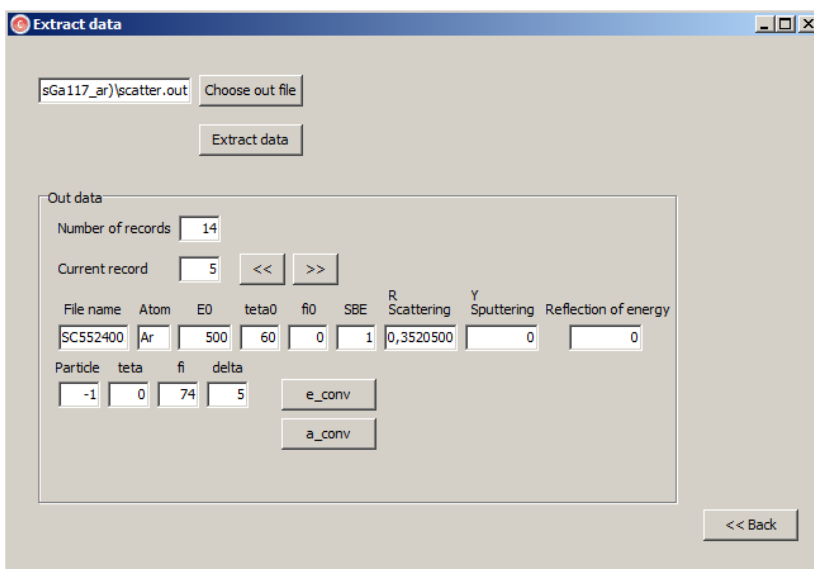


Рис. 2. Окно для обработки результатов моделирования “Extract data”

Составлена инструкция по использованию интерфейса. С его помощью было выполнено моделирование школьником, работа которого курируется нашей кафедрой и будет представлена на конкурсе ЮНИОР.

Таким образом, создан пользовательский интерфейс для программ расчета взаимодействия атомных частиц периферийной плазмы с обращенными к ней элементами, который позволяет упростить использование кода SCATTER, применяемого для расчета базовых параметров как интегральных, так и дифференциальных (угловые и энергетические распределения) взаимодействия ионов с конденсированной средой в приближении парных соударений.

В дальнейшем планируется добавить возможность загружать входные данные из файла и автоматическое построение графиков по полученным данным.

А.А. АЙРАПЕТОВ, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, М.Л. ДУБРОВ,
Я.А. САДОВСКИЙ, А.Ф. СКРИПИЦЫН
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДАЛЕНИЕ ПЕРЕНАПЫЛЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ СЛОЕВ ИЗ ЩЕЛЕЙ МАТЕРИАЛОВ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЯР ПРИ ПОМОЩИ ОЗОНА

В термоядерных реакторах существует проблема накопления радиоактивного трития в перенапыленных слоях материалов первой стенки. Эти слои осаждаются не только на обращенных к плазме поверхностях, но и в щелях между тайлами первой стенки, что усложняет проблему их удаления. 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, 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 термоядерных реакторов.

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.

Для реализации поставленной цели необходимо было выполнить следующие задачи:

Разработать генератор озона (озонатор), пригодный для использования в составе вакуумной установки, состоящий из совместимых с озоном материалов и обеспечивающий получение озона с концентрацией не менее 1% из кислорода. Сконструировать и изготовить установку, позволяющую экспонировать различные образцы, в том числе и щелевые сборки, в потоке кислородно-озонной смеси при различных температурах, давлениях и потоках газа. Провести эксперименты по выдержке углеродных материалов и щелевыхборок в установке, определить скорость удаления углеродных слоев в зависимости от температуры образцов и концентрации озона в потоке.

Разработка, изготовление и испытания озонатора

На основании литературного обзора в качестве метода получения озона был выбран коронный разряд на постоянном токе с отрицательной короной. Данный тип разряда обладает высокой производительностью, конструктивно сравнительно прост, не требует специальных блоков питания, в то же время он легко поддается мультиплицированию и удобен для возможного использования в плазменных и термоядерных установках.

Разработанный озонатор представляет собой нержавеющую трубку длиной 50 и диаметром 10 мм, вдоль оси которой натянута вольфрамовая нить толщиной 50 мкм. К нити прилагается отрицательное напряжение до -7 кВ относительно трубки. Для возможности охлаждения озонатора с наружной стороны трубки закреплена рубашка охлаждения. В конструкции озонатора использованы только не агрессивные по отношению к озону материалы: нержавеющая сталь и фторопласт. Для испытания озонатора собран экспериментальный стенд, включающий в себя систему подачи кислорода в озонатор, сам озонатор и масс-спектрометрический блок, подсоединенный к выходу озонатора через вакуумный натекатель.

Для поиска оптимального режима работы озонатора было проведено несколько серий измерений в зависимости от различных параметров работы озонатора. Было показано, что концентрация озона на выходе из озонатора растет при уменьшении давления кислорода в озонаторе, а также при уменьшении температуры озонатора. Предельное давление, при котором коронный разряд был еще стабилен в данной конструкции, составило 0,2-0,3 атм. Предельная температура, при которой адсорбция озона еще не существенно влияла на его концентрацию, составила около 200-220К. Таким образом, был выбран оптимальный режим работы озонатора, при котором была достигнута концентрация озона 3% ат.

Экспериментальный стенд

Для проведения экспериментов по удалению углеродных слоев из щелей была подготовлена реакционная камера в виде стеклянной трубки с окружающим её нихромовым нагревателем. Трубка подсоединялась к выходу озонатора. Поток газа сквозь трубку обеспечивался мембранным форвакуумным насосом, подсоединенным через натекатель, позволяющий осуществлять плавную регулировку потока. Таким образом, кислород поступал в озонатор, в котором часть кислорода превращалась в озон, а затем кислородно-озоновая смесь проходила через прогреваемый реакци-

онный объем. Между озонатором и реакционным объемом был подключен натекатель, через который проба газа попадала в масс-спектрометр для измерения содержания озона в газовой смеси.

Исследуемые образцы взвешивались до помещения в реакционную камеру. Система откачивалась до давления $<0,01$ атм. и заполнялась кислородом до давления $0,3$ атм. Включался озонатор, и с помощью натекателя выставлялась желаемая скорость прокачки кислородно-озоновой смеси сквозь стеклянную трубку. После чего включался прогрев для обеспечения требуемой температуры экспозиции образцов. По достижении необходимого времени выдержки образцов в кислородно-озоновой смеси они извлекались и взвешивались. По изменению веса образцов рассчитывалась скорость образования и удаления оксидов углерода при взаимодействии образцов с озоном.

Результаты экспериментов и их обсуждение

В предварительных экспериментах измерялась скорость взаимодействия кислорода и кислородно-озоновой смеси со свободно лежащими углеродными материалами. Углеродный композит CFC и графит МПГ-8 выдерживались в кислороде при повышенной температуре (200°C , $0,3$ атм, 3 часа). Убыль их веса составляла величину менее 6×10^{-7} г/см² час (или 3×10^{-3} мкм/час). При практически тех же параметрах эксперимента (220°C , $0,3$ атм, 3 часа), но уже с добавлением $0,6\%$ озона убыль веса углеродных образцов составила около 9×10^{-5} г/см² час ($0,5$ мкм/час). При увеличении температуры образцов до 250°C убыль веса образцов составила уже $1,1 \times 10^{-4}$ г/см² час. ($0,6$ мкм/час).

При экспозиции в аналогичных условиях углеродных пленок, полученных путем осаждения при температуре 500°C распыленного в плазме графита, реакция озона с ними шла медленнее. 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.

Для измерения скорости удаления углеродных слоев из щелей были подготовлены специальные сборки из нержавеющей стали, имеющие П-образный профиль, у которого дно и боковые стенки выкладывались исследуемыми образцами. Глубина щели после установки образцов составляла 5 мм, а ширина в различных условиях варьировалась от 2 до 1 мм. Образцы экспонировались в кислородно-озоновой смеси при температуре

250 °С 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 уменьшении щели в два раза скорость эрозии «дна» составила 0.5 ± 0.1 мкм/час. В случае, когда стенки щели также выполнены из CFC, скорость эрозии «дна» оказалась меньше и составила 0.4 ± 0.1 мкм/час. Это, скорее всего, связано с уменьшением концентрации озона в щели за счет многократного столкновения с ее стенками.

Экспозиция при описанных выше условиях образцов нержавеющей стали 12Х18Н10Т и вольфрама марки ВА, предполагаемых материалов первой стенки, показала, что их вес увеличился на величину менее 3×10^{-7} г/см²час, что соответствует росту менее одного монослоя оксида в час.

Заключение

Разработан эффективный, простой и удобный в обслуживании озонатор. Показано, что кислородно-озоновая смесь эффективно эродировала углеродный композит и углеродные пленки, как в случае их свободного расположения, так и при расположении в щели. При увеличении температуры от 100 до 250 °С происходит увеличение скорости эрозии. Окисление нержавеющей стали 12Х18Н10Т и вольфрама марки ВА в этих условиях пренебрежимо мало.

Показано, что скорость эрозии может быть увеличена до десяти раз при большей концентрации озона. Концентрация озона в озонаторе может быть увеличена до 5-7% при увеличении диаметра коронирующего электрода и, соответственно при увеличении объема газа, проходящего непосредственно вблизи его поверхности. Для получения концентраций озона 10-15% можно использовать высокочастотный барьерный разряд.

В условиях ИТЭРа возможно использование устройства, включающего серию озонаторов, подобных описанному выше, и расположенному, например, внутри одного или нескольких портов с целью производства озона в непосредственной близости от места его использования.

Список литературы:

- [1] I. Tanarro, J.A. Ferreira et al. J.Nucl.Mat.390–391 (2009) 696–700.
- [2] J.W. Davis, A.A. Haasz J. Nucl.Mat.390–391 (2009) 532–537.
- [3] R. Moormann, H.-K. Hinssen, C.H. Wu, in: Proceedings of the 18th IAEA Fusion Energy Conf. on Fusion Energy, Sorrento, Italy, October 4–10, 2000, paper FTP1/29

Н.П. БОБЫРЬ¹, А.В. СПИЦЫН¹, А.В. ГОЛУБЕВА¹, М. МАЙЕР²,
Ю.М. ГАСПАРЯН³, В.М. ЧЕРНОВ⁴

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

⁴ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара» (ОАО «ВНИИНМ»),
Москва, Россия

НАКОПЛЕНИЕ ВОДОРОДА В СПЛАВЕ V-4CR-4TI

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, которые могли бы выдерживать большие нейтронные потоки [2]. Одним из кандидатных материалов является разработанный в России сплав V-4Cr-4Ti [3]. Преимуществом этого сплава является низкая активация в условиях нейтронного облучения и быстрый спад наведенной радиоактивности после облучения [4, 5], а также стойкость к воздействию жидкого лития. При этом важным вопросом радиационной безопасности и управления в будущих ТИН, а также ДЕМО и ДЕМО-РФ видится накопление изотопов водорода в материалах ТЯР.

В работе проводились исследования поглощения молекулярного водорода сплавом V-4Cr-4Ti при температуре сплава 273 – 673 К и давлениях газа в камере 0,01 – 1 Па. Была разработана методика, позволяющая проводить исследование взаимодействия газа с материалами при температурах образцов до 1023 К.

Установка

Накопление изотопов водорода в образцах V-4Cr-4Ti 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 500К 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-алюмелиевыми термопарами, находящимися в непосредственном контакте с образцом.

Методика

В ходе экспериментов по исследованию поглощения газа образцом применялся 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.

Поглощение водорода

Для исследований поглощения водорода сплавом V-4Ti-4Cr использовались образцы размером $51 \times 41 \times 0,2$ мм. Исследования проводились при температурах 273 – 673 К.

Перед каждой процедурой насыщения образец прогревался в вакууме при 1023 К в течение 1 часа. Затем в установку с закрытой вакуумной откачкой напускался чистый водород при давлении 10^{-2} Па, регистрировалось изменение давления в камере с учетом натекания, и из изменения величины давления вычислялось количество водорода, поглощенного образцом. Натекание измерялось экспериментально без образца при том же режиме работы нагревателя, что и в эксперименте.

Результаты представлены на рисунке 1.

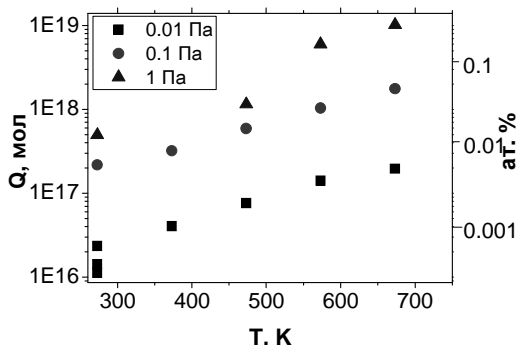


Рис. 1. Зависимость поглощенного водорода от температуры образца при различных давлениях

По левой оси ординат отложено полное количество молекул водорода, поглощенное образцом. По правой оси это количество пересчитано в атомные проценты для данного образца.

Видно, что количество поглощенного водорода экспоненциально растет с увеличением температуры образца и линейно растёт с увеличением давления газа в камере.

Полученные результаты при отдельных параметрах температуры образца и давления были проверены с использованием альтернативных методов измерения концентрации дейтерия в образцах – методом ядерных реакций и методом термодесорбционной спектроскопии.

Заключение

- Количество захваченных атомов водорода из газовой фазы сплавом V-4Cr-4Ti прямо пропорционально температуре образца и давлению газа в камере. 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.

Список литературы:

- [1] B.V. Kuteev *et al* Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils 2011 *Nucl. Fusion* 51 073013 doi:10.1088/0029-5515/51/7/073013
- [2] Solonin M.I., Chernov V.M., Gorokhov V.A., Ioltukhovskiy A.G., Shikov A.K., Blokhin A.I. Present status and future prospects of the Russian program for fusion low-activation materials. — *J. Nucl. Mater.*, 2000, vol. 283—287, p. 1468—1472.
- [3] Kurtz R.J., Abe K., Chernov V.M., Hoelzer D.T., Matsui H., Muroga T., Odette G.R. Recent progress on development of vanadium alloys for fusion. — *J. Nucl. Mater.*, 2004, vol. 329—333, p. 47—55.
- [4] Колотов В.П. Теоретические и экспериментальные подходы к решению задач активационного анализа, гамма-спектроскопии и создания малоактивируемых материалов // Автореферат на соискание ученой степени доктора химических наук. Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского. Москва, 2007
- [5] Компаниец Т.Н. К проблеме выбора сталей для реактора ДЕМО // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2009. № 3. С. 16-24

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ВЛАСЮК, А.Е. ЕВСИН, В.Н. ЕРМАКОВ,
А.С. КАПЛЕВСКИЙ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

РАСЧЕТ ТРАЕКТОРИЙ ИОНОВ В ВАКУУМНОЙ НЕЙТРОННОЙ ТРУБКЕ С ЦЕЛЬЮ ОПТИМИЗАЦИИ ЕЁ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Проведённые эксперименты и расчёты по программе SIMION 7 показали, что используемая ионно-оптическая система (ИОС) вакуумной нейтронной трубки (ВНТ) марки ВНТ-1-32 формирует расходящийся ионный пучок и обеспечивает попадание на мишень не более 60% ионов.

Представлены две расчетные модели модификации геометрии ИОС ВНТ, обеспечивающие попадание всего ионного пучка на поверхность мишеней с достаточно высокой однородностью потока по плоскости мишени.

В работе рассчитывались конфигурация силовых линий электрического поля и траектории ускоряемых ионов в ИОС ВНТ (рис.1). Используя полученные данные, рассмотрены модификации электродов ИОС, позволяющие повысить производительность ВНТ: обеспечить попадание всех ионов пучка на поверхность мишени и максимально равномерное их распределение по поверхности мишени.

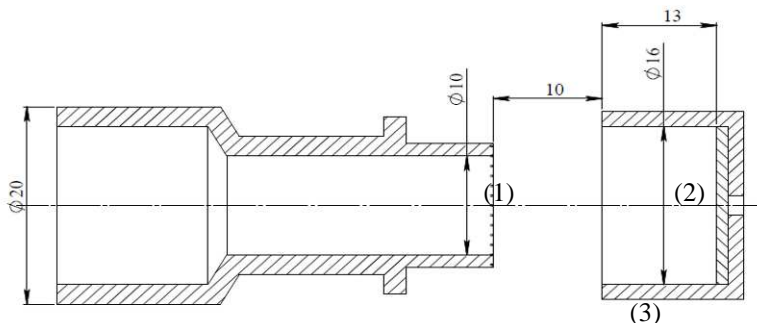


Рис. 1. Схема вакуумной нейтронной трубки типа ВНТ3-26
(1) - сетка, ограничивающая область разряда; (2) – мишень; (3) -
мишennyй электрод

Расчеты проводились в программе SIMION 7. Предполагалось, что ионы эмитируются плоской границей плазмы, совпадающей с плоскостью

сетки (1). В расчетах не учитывалось влияние собственного объемного заряда пучка ионов. Правомерность данного допущения была проверена оценкой относительного расхождения пучка дейтронов под действием объемного заряда на пути от эмиттера ионов до мишени при заданных параметрах ВНТ (ток пучка 2А, напряжение на мишенном электроде 100 кВ). Рассчитанное отклонение ионов за счёт объёмного заряда пренебрежимо мало по сравнению с диаметром пучка.

Термодесорбционные исследования деталей ВНТ показали, что ускоряемые ионы дейтерия облучают не только мишень (2), но и гальванически соединенный с ним мишеный электрод (3). Согласно расчету (рис.2), доля ионов, попавших на мишеный электрод, составляет примерно 40% .

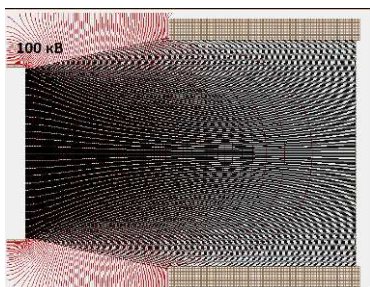


Рис. 2. Эквипотенциальные поверхности электрического поля и траектории ионов в ИОС с параметрами схемы на рис. 1

Следует отметить, что какая-то часть ионов, попадающих на внутреннюю поверхность мишенного электрода, отразится от неё и попадёт на поверхность мишени. Однако вклад этих ионов в генерацию нейтронов, по-видимому, не превысит нескольких процентов в виду потери ими значительной части своей энергии в процессе рассеяния.

Анализ показал, что увеличение попадающей на мишень части ионного пучка может быть обеспечено модификацией геометрии ИОС по край-

Различие в плотностях потока ионов, облучающих различные участки мишени, достигает 30% (рис. 3), что может приводить к значительному перегреву отдельных участков поверхности мишени и, соответственно, более быстрой потери дейтерия из мишени за счёт десорбции.

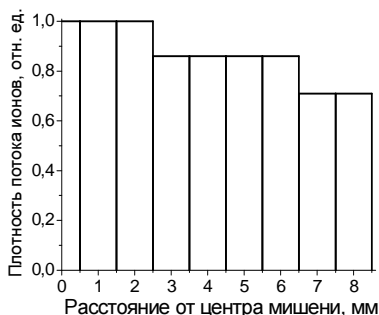
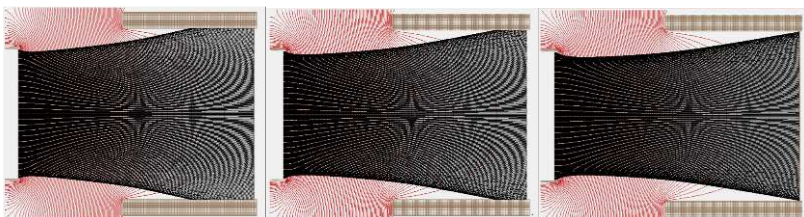


Рис. 3. Зависимость плотности потока ионов от расстояния от центра мишени в ИОС по схеме рис. 1

ней мере двумя способами: 1) фокусировкой изначально расходящегося ионного пучка, 2) формированием плоскопараллельного пучка ионов.

1) Фокусировка изначально расходящегося ионного пучка



а) высота выступа
0,2 мм

б) высота выступа
0,3 мм

в) высота выступа
0,4 мм

Рис. 4. Эквипотенциальные поверхности электрического поля и траектории ионов в ИОС с цилиндрическими выступами вокруг сетки

Таблица 1

Номер рисунка	Высота цилиндрического выступа	Процент попавших на мишень ионов
2	0	60 %
4a	0,2 мм	70 %
4b	0,3 мм	80 %
4c	0,4 мм	100 %

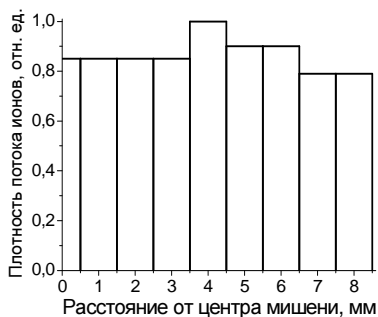


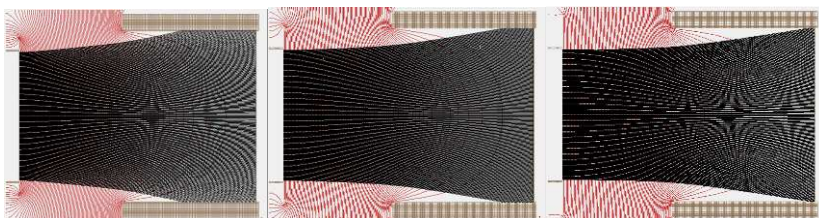
Рис. 5. Зависимость плотности потока ионов от расстояния от центра мишени (цилиндрический выступ высотой 0,4 мм вокруг сетки + вогнутый профиль сетки)

Наличие в ВНТ мишенного электрода, выступающего над мишенью, создаёт условия для формирования расходящегося пучка. Фокусировка пучка может быть достигнута установкой цилиндрического выступа вокруг сетки (рис. 4(a,b,c)).

Расчёты доли ионного тока, приходящего на мишень при каждой высоте цилиндрического выступа (рис. 2 и 4a, b, c), приведены в табл. 1. Видно, что при высоте цилиндрического выступа 0,4 мм все ионы попадают на мишень. Неоднородность облу-

чения может быть сведена к 10% при использовании вогнутой сетки (рис.5).

2) Формирование плоскопараллельного пучка



а) ширина выступа 1 мм б) ширина выступа 2 мм с) ширина выступа 3мм

Рис. 6. Эквипотенциальные поверхности электрического поля и траектории ионов в ИОС с кольцевыми выступами вокруг сетки

Таблица 2

Номер рис-ка	Ширина кольцевого выступа	Глубина мишенного электрода	Процент попавших на мишень ионов
4	0	13 мм	60%
6а	1 мм	13 мм	72%
6б	2 мм	13 мм	87%
6с	3 мм	13 мм	~100%

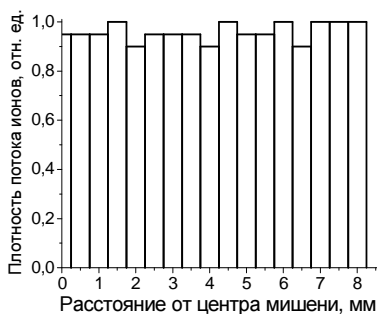


Рис. 7. Зависимость плотности потока ионов от расстояния от центра мишени (кольцевой выступ шириной 3 мм вокруг сетки, мишенный электрод глубиной 12.4 мм)

Для формирования плоскопараллельного пучка ионов в промежутке сетка - срез мишенного электрода необходимо создание параллельных плоскости сетки эквипотенциальных поверхностей. Они формируются установкой кольцевого выступа вокруг сетки (рис. 6 а,б,с). Расчёты доли ионного тока, приходящего на мишень при каждой ширине кольцевого выступа (рис. 4 и 6 а, б, с), приведены в табл. 2. Неравномерности облучения $\sim \pm 10\%$ удаётся добиться, уменьшив глубину мишенного электрода до 12,4 см. (рис.7).

РАЗРАБОТКА И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ КОДА PIM:SET: “PATRICLES IN MAGNETRON: SPUTTERING, EVAPORATION, TRANSPORTATION”

Эрозия и переосаждение обращённых к плазме материалов в термоядерных установках могут приводить к образованию соосаждённых слоёв в различных участках установок и накоплению трития в них. В лабораторных условиях для получения соосаждённых слоёв, а также покрытий различных свойств используют магнетронные распылительные системы. Численное моделирование таких систем позволяет предсказывать результаты экспериментов и является важной задачей.

В данной работе представлены результаты разработки программного кода под названием PIM:SET: “patricles in magnetron: sputtering, evaporation, transportation” и первых его применений.

Программой моделируется распыление частиц с катода магнетрона, их транспорт через газовую фазу в виде нейтральных частиц либо в виде ионов и осаждение на стенках рабочей камеры. Системы, моделируемые в программе, имеют цилиндрическую симметрию.

Распыление частиц моделируется следующим образом. Случайным образом выбирается точка, в которой ион рабочего газа ударится о поверхность катода. Распределение вероятности по радиальной координате гауссово, с координатой максимума, равной радиусу центра кольца разряда, наблюдаемой экспериментально, и полушириной распределения, равной полуширине кольца разряда. Распределение по углу равномерно. Сорт иона выбирается случайно с учётом заданных парциальных давлений газов. Энергия иона также случайна, с распределением гаусса, имеющим максимум в энергии, равной напряжению разряда. Каждому иону, исходя из шага моделирования по времени и тока разряда, присваивается вес, определяющий, сколько частиц им представляется.

В зависимости от выбранной координаты определяется, какое вещество будет распылено – код позволяет задавать произвольное распределение материалов на круглом катоде, без ограничения по количеству элементов, представленных на катоде. Из эмпирической формулы для коэффициента распыления [1] определяется, произойдёт ли распыление. Для распыления углерода водородом используется формула, учитывающая химическое распыление [2]. Определение факта распыления углерода водородом в

каждом конкретном случае происходит путём анализа заряда ядра распыляющей и распыляемой частиц. Если произведение коэффициента распыления на вес распыляющей частицы больше единицы, то распыление считается успешным; если произведение меньше единицы, то распыление рассчитывается как случайное событие с вероятностью, равной коэффициенту распыления. В первом случае распылённой частице присваивается вес, равный произведению коэффициента распыления на вес распыляющей частицы. Вектор скорости распылённой частицы случаен по направлению с распределением вероятности $f(\theta) \sim \cos^p \theta$, где p [3]

$$p = 0.3(Z_s/E_b)^{0.5}(1 + (m_i/m_s)^2), \quad (1)$$

где индекс s относится к распылённой с катода частице, i – к распыляемому иону, E_b – энергия поверхностной связи распыляемого вещества, m – масса ядра, Z – заряд ядра. Энергия распылённой частицы определяется распределением [4,5]

$$f(E) = \frac{1 - (m_s + m_i) \sqrt{\frac{E_b + E}{4m_s m_i E_i}}}{E^2 (1 + E_b/E)^2}, \quad (2)$$

Распылённая частица может ионизоваться. Вероятность ионизации каждой отдельной частицы на данный момент не рассчитывается из её характеристик (её положения относительно плазмы, её энергии, её типа и других). Вероятность ионизации частиц задаётся до начала расчёта константой, единой для всех частиц. Движение ионов в поле магнетрона рассчитывается по методу Рунге-Кутты. Магнитное поле магнетрона рассчитывается как сумма полей n магнитных диполей, расположенных по кругу и перевёрнутого магнитного диполя в центре круга.

Во время движения через газовую фазу распылённые частицы, как ионы так и атомы, испытывают рассеяния на атомах рабочего газа. Длина свободного пробега определяется как случайная величина с распределением Пуассона и средней длиной свободного пробега, рассчитываемой по формуле [6]

$$\lambda = E^\alpha / \left(\pi \frac{P_g}{kT} (v_g + v_g)^2 \left(1 + \frac{m_x}{m_g} \right)^{1/2} \right), \quad (3)$$

где индекс g относится к рабочему газу, индекс P – давление, T – температура газа, r – радиус атома, $\alpha = 0$ для $E < 1\text{эВ}$, $\alpha = 0.29$ для $E > 1\text{эВ}$. Угол, на который рассеивается частица, определяется из предварительно рассчитанного интеграла рассеяния:

$$2\theta = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r \{1 - [V(r)/E_{\text{сomm}}]\}^{1/2}}, \quad (4)$$

где b – прицельный параметр, считающийся случайной величиной, $E_{\text{сomm}}$ – энергия рассеивающейся частицы в системе центра масс частица газа – рассеивающаяся частица, $V(r)$ – потенциал Фирсова [7],

$$V(r) = \frac{Z_s Z_g e^2}{r} g(r), \quad (5)$$

$$g(r) = 0.35 e^{-0.3 \frac{r}{a_0}} + 0.55 e^{-1.2 \frac{r}{a_0}} + 0.1 e^{-6 \frac{r}{a_0}}, \quad (6)$$

$$a_0 = 0.468 / (\sqrt{Z_s} + \sqrt{Z_g})^{0.668}. \quad (7)$$

После перемещения частицы через газовую фазу, она осаждается на стенку вакуумной камеры либо возвращается на катод в виде иона или атома. В случае, если расплывённая частица возвращается на катод, рассчитывается процесс распыления ею поверхности катода и транспорт следующего поколения расплывённых частиц. Также частицы, вернувшиеся на катод, считаются формирующими плёнку, толщина которой пересчитывается на каждом шаге моделирования. Плёнка, растущая на катоде, может распыляться. Вероятность распыления плёнки зависит от её толщины в заданной точке – акт распыления может привести к распылению как материала катода, так и плёнки, образовавшейся на нём. Считается, что все частицы, приходящие на поверхность твёрдого тела, остаются на ней, то есть коэффициент отражения принимается равным нулю.

Для верификации работоспособности написанного кода были проведены сравнения результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными при распылении вольфрама в имеющихся магнетронных системах [8]. Было проведено сравнение экспериментального и расчетного распределения толщины пленки по поверхности стенки (рис. 1). Данное распределение хорошо описывается без учета ионизации расплывённых атомов в прикатодной области, а определяется угловым распределением расплывённых частиц, вылетающих с поверхности, и рассеянием на молекулах остаточного газа.

Также было проведено моделирование роста углеродной пленки на поверхности катода в экспериментах с углеродным и смешанным углерод-вольфрамовым катодах. Для описания этого процесса необходимо моделирование таких процессов, как ионизация частиц, приводящая к их движению в магнитном поле вблизи катода и возвращению на него. Другим процессом, учёт которого необходим для корректного моделирования

роста плёнок является включение дополнительного, помимо распыления с катода, источника углерода. Предполагается, что таким источником может быть газовыделение углеводородов из объема углеродного катода при его нагреве. Картина полученных моделированием плёнок качественно схожа с таковой для экспериментальных данных.

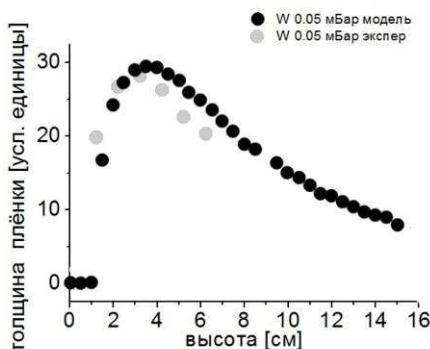


Рис. 1. Сравнение зависимости толщины вольфрамового покрытия, осевшего в результате магнетронного разряда, рассчитанного программно и экспериментально измеренного, в условных единицах

Список литературы:

- [1] J. Bohdanky, J. Roth, H. Bay, J. Appl. Phys. 51, 2861 (1980).
- [2] R. Behrisch, W. Eckstein (Eds.), Topics Appl. Physics 110, 329–400 (2007).
- [3] A.V. Rogov, Yu.V. Martynenko, V.I. Shulga, ISI conference, 2011, vol. 1, p. 61.
- [4] M.W. Thomson, Philos. Mag. 18 (1968) 377.
- [5] E Sigmund, in: Sputtering by particle bombardment I, Topics in Applied Physics 47, R. Behrisch, ed. (Springer, Berlin, 1981) p. 9.
- [6] R.S. Robinson, J. Vac. Sci. Technol. A 16 (2) (1979) 185.
- [7] W. Eckstein, Computer Simulation of Ion–Solid Interactions, Springer-Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, 1991, ISBN 0-387-19057-0.
- [8] S.A. Krat, Yu.M. Gasparyan, M.S. Zibrov, A.A.Pisarev, M. Mayer, ISI conference, 2011, vol. 2, p. 350.

М.С. ЗИБРОВ¹, М. МАЙЕР², Е.А. МАРКИНА², К. СУГИЯМА²,
В.С. ЕФИМОВ¹, А.А. МЕДНИКОВ¹, А.А. ПИСАРЕВ¹, Х. КЮРИШИТА³

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия

³Международный исследовательский центр ядерных материалов,
Университет Тохоку, Япония

НАКОПЛЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМЕ, ЛЕГИРОВАННОМ КАРБИДОМ ТИТАНА И КАРБИДОМ ТАНТАЛА, ПОД ВОЗДЕЙ- СТВИЕМ ИОННОГО И ПЛАЗМЕННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Вольфрам является одним из материалов, который планируется использовать в качестве обращенного к плазме материала в диверторе реактора ИТЭР. Однако он обладает плохими термомеханическими свойствами. В последнее время активно ведутся разработки новых материалов на основе вольфрама, обладающих улучшенными термомеханическими характеристиками. Вольфрам с добавками карбида титана или карбида тантала обладает повышенной пластичностью при комнатной температуре, повышенной стойкостью к ионному облучению и хорошей сопротивляемостью к формированию трещин при срывах плазмы [1]. Однако вопрос о захвате изотопов водорода в такие материалы исследован недостаточно подробно [2].

В данной работе были исследованы вольфрам с добавкой карбида титана TiC (1,1вес.%, или 3,3 ат.%) и вольфрам с добавкой карбида тантала TaC (3,3вес.%, или 3,2 ат.%). Предварительно все образцы были механически отполированы до зеркального блеска и отожжены в вакууме при температуре 1223 К в течение двух часов, что приводило к снятию в них внутренних напряжений; заметных структурных изменений в материале при этом не происходило (stress relieved состояние). Исследования на электронном микроскопе (РЭМ) показали, что зерна вольфрама в данных материалах имеют размеры до 5 мкм (рис. 1), а зерна карбида титана или карбида тантала - до 0,5 мкм.

Образцы из легированного вольфрама облучались масс-сепарированным пучком ионов D_3^+ с энергией 200 эВ/D на сильноточном ионном источнике без дополнительного нагрева образца (температура образца в ходе облучения около 310 К). Плотность потока ионов на образец была $6 \div 7 \times 10^{18} D/m^2 \cdot s$, дозы облучения изменялись в диапазоне $1 \times 10^{22} D/m^2 \div 1 \times 10^{24} D/m^2$. Также образцы облучались ионами дейтерия

(преимущественно D_3^+) с средней энергией 38 эВ/D, вытягиваемыми из плазмы ЭЦР разряда, на установке PlaQ при температуре образца 300 К и 600 К. Плотность потока ионов на образец была равна $8,9 \times 10^{19}$ D/m²с. Дозы облучения изменялись в диапазоне от 6×10^{22} D/m² до 6×10^{24} D/m².

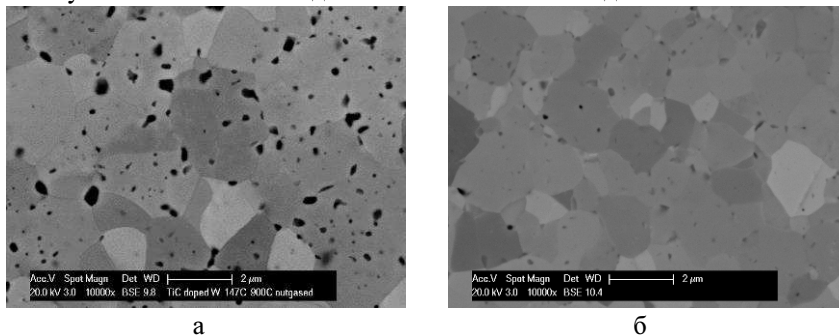


Рис. 1. РЭМ изображение поверхности образцов из вольфрама с добавка-ми карбида титана (а) и карбида тантала (б)

Распределение захваченного дейтерия по глубине определялось методом ядерных реакций (МЯР) с использованием реакции $D(^3He,p)^4He$ на ускорителе TANDEM. Обработка спектров проводилась в программах SIMNRA и NRADC. Общее количество захваченного дейтерия определялось методом термодесорбционной спектроскопии с учетом десорбции молекул D_2 и HD на установках TESS, HSQ-TDS и термодесорбционном стенде.

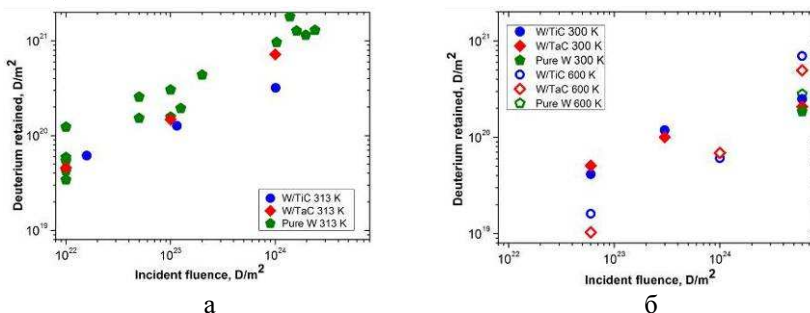


Рис. 2. Дозовая зависимость захвата дейтерия в образцы при облучении 200 эВ/D ионами (а) и 38 эВ/D ионами (б)

На рис. 2 представлены дозовые зависимости захвата дейтерия в образцы при облучении 200 эВ/D ионами (а) и 38 эВ/D ионами (б). Как можно видеть, в случае облучения при низких температурах (300 К и 310 К) количество захваченного дейтерия (при высоких дозах облучения) в легированный вольфрам сопоставимо с количеством, захватываемым в чистый stress relieved вольфрам. МЯР анализ показывает (рис. 3), что основная часть захваченного дейтерия сосредоточена в первых нескольких микрометрах у облучаемой поверхности, что характерно для чистого вольфрама [3-5].

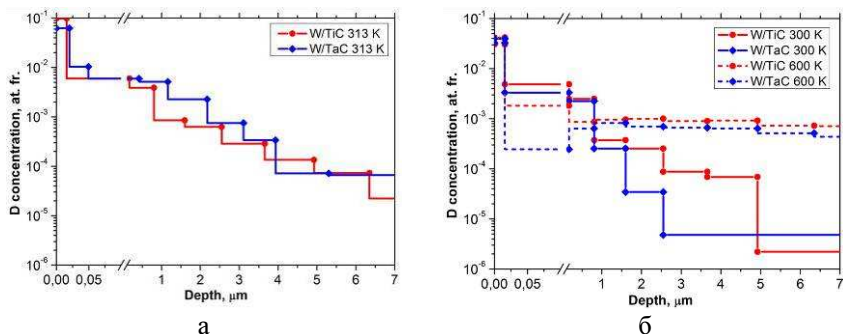


Рис. 3. Профили распределения дейтерия по глубине при облучении 200 эВ/D ионами до дозы 1×10^{24} D/m² при 310 К (а) и 38 эВ/D ионами до дозы 6×10^{24} D/m² при 300 К и 600 К (б)

В случае облучения при 600 К при дозе облучения 6×10^{24} D/m² количество захваченного дейтерия в легированный вольфрам было в 1,5-2 раза больше, чем в stress relieved вольфрам. Также захват дейтерия происходит на больших глубинах, о чем свидетельствует практически плоский профиль концентрации захваченного дейтерия. При этом на глубине около 7 мкм концентрация захваченного дейтерия была около 10^{-3} ат. долей.

ТДС спектры дейтерия из легированного вольфрама (рис. 4) отличаются по форме от спектров из чистого вольфрама, облученного в схожих условиях [4, 5]. Также можно видеть, что формы и позиции пиков десорбции немного отличаются для вольфрама с добавками карбида титана и карбида тантала как в случае облучения 38 эВ/D ионами, так и 200 эВ/D ионами. Стоит отметить, что в случае облучения при 600 К позиция пика десорбции дейтерия из легированного вольфрама была сдвинута пример-

но на 200 К в сторону более высоких температур по сравнению с ТДС спектром из образца, облученного при 300 К.

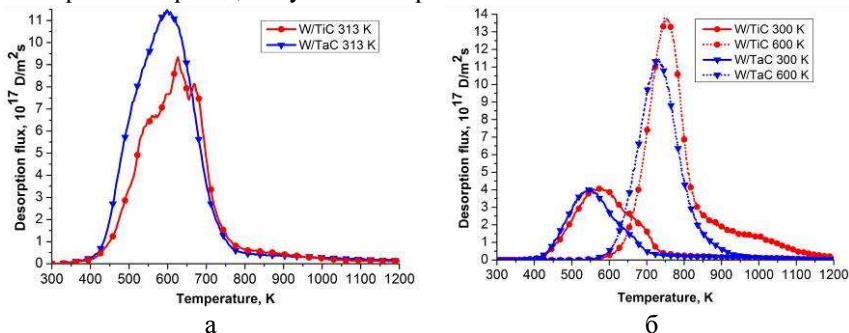


Рис. 4. Спектры термодесорбции молекул D_2 из образцов после их облучения 200 эВ/D ионами до дозы $1 \times 10^{23} \text{ D/m}^2$ при 313 К (скорость нагрева 2 К/с) (а) и 38 эВ/D ионами до дозы $6 \times 10^{24} \text{ D/m}^2$ при 300 К и 600 К (скорость нагрева 0,25 К/с) (б)

Исходя из сказанного выше, можно сделать следующие выводы: а) при 600 К основное количество дейтерия захватывается в дефектах, расположенных в объеме в легированного вольфрама; б) концентрация этих дефектов в легированном вольфраме выше, чем stress relieved вольфраме; в) эти дефекты имеют более высокую энергию связи чем дефекты, в которые происходит захват при низких температурах. В литературе принято считать, что захват дейтерия в вольфрам при высоких температурах облучения происходит за счет хемосорбции атомов дейтерия на внутренних поверхностях пор и вакансионных кластеров [5].

Список литературы:

- [1] Masayoshi Kawai et al., J. Nucl. Mater. 431 (2012) 16.
- [2] M. Miyamoto et al., Nucl. Fusion 49(2009) 065035.
- [3] V.Kh. Alimov et al., J. Nucl. Mater. 337–339 (2005) 619.
- [4] A. Manhard et al., J. Nucl. Mater. 415 (2010) S632.
- [5] O.V. Ogorodnikova et al., J. Appl. Phys. 103 (2008) 034902.

Н.В. МАМЕДОВ, В.А. КУРНАЕВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ,
Д.А. ТРУФАНОВ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

О ВОЗМОЖНОСТИ ОДНОВРЕМЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА И ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ НА ПОВЕРХНОСТИ

По виду энергетических спектров ионов отдачи и однократно отраженных от твердого тела ионов аргона и гелия можно определить элементный состав поверхностного слоя [1,2]. Как ранее было показано [3], при малоугловом рассеянии ионов водорода кэвных энергий можно определять с высокой точностью и толщину тонкого слоя вещества с малым атомным номером над слоем тяжелого элемента.

Эксперименты, проведенные на установке Большой масс-монохроматор МИФИ, показали, что, в принципе, возможно одновременно определять элементный состав и толщину поверхностной пленки твердого тела. Для демонстрации такой возможности исследуемая поверхность поочередно облучалась масс - сепарированными по отношению массы к заряду ионами водорода и инертных газов. При этом величина магнитного поля оставалась неизменной, а нужная для облучения массовая компонента выделялась путем подачи ускоряющего напряжения (в соответствии с условием $U_0 M/Z = \text{const}$, где потенциал U_0 , ускоряющий ионы массой M и заряда Z) на ионный источник, работающий на смеси газов. В качестве анализатора энергетических спектров отдачи использован четвертьсферический дефлектор выносного типа. В ходе экспериментов анализатор регистрировал ионы, рассеянные под углом $\theta = 16^\circ$.

При использовании для анализа однозарядных ионов гелия ${}^4\text{He}^+$ ($M_1 = 4$ а.е.м.) и молекулярных ионов водорода H_2^+ ($M_2 = 2$ а.е.м.) переход от облучения ионами H_2^+ к ионам ${}^4\text{He}^+$ сводится к уменьшению величины ускоряющего потенциала в 2 раза. В рассмотренном случае U_0 попеременно составляет 2 и 4 кВ, как показано на рис.1, а магнитное поле масс-монохроматора настраивается на значение $U_0 \cdot M/Z = 8\text{КэВ} \cdot \text{а.е.м.}$. На нижней части рис.1 проиллюстрирована развертка энергоанализатора от времени, где ΔU_1 , ΔU_2 - напряжение, которое подается на обкладки энергоанализатора соответственно при облучении ионами гелия и молекулярными ионами водорода. На рис.1 представлен график изменения ускоряющего напряжения от времени (сверху) и график развертки анализатора в пределах 100-й и 110-й секунды проведения эксперимента (снизу).

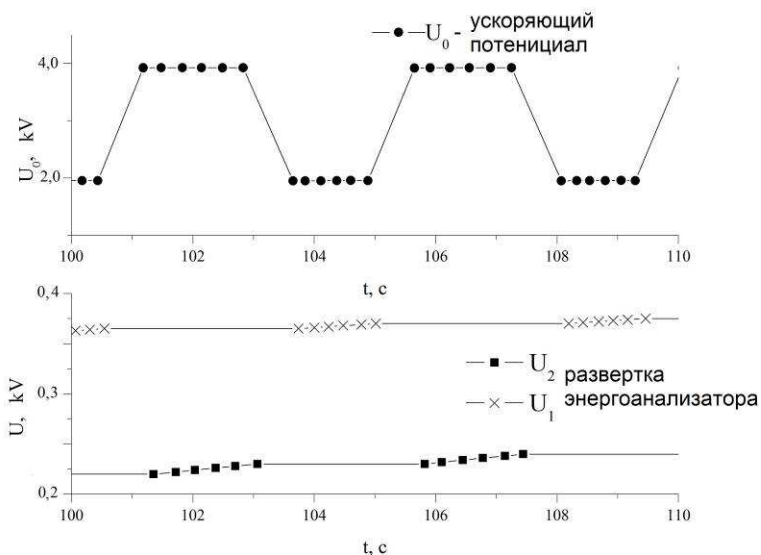


Рис. 1. График изменения ускоряющего напряжения от времени (сверху) и график развертки анализатора в пределах 100-й и 110-й секунды проведения эксперимента (снизу)

Как видно из графиков, изменение ускоряющего напряжения синхронизировано с измерением спектров, т.е. каждому значению зарегистрированного сигнала соответствует значение напряжения развертки энергоанализатора, тем самым спектры разных бомбардирующих ионов измеряются независимо. Как видно из графиков, измерение энергоанализатором спектров ионов, отличающихся по начальной энергии, синхронизировано с изменением ускоряющего напряжения на ионном источнике. Таким образом, спектры отраженных частиц для разных бомбардирующих мишень ионов измеряются независимо.

Шаг развертки и начальное напряжения развертки можно задавать независимо для разных ионов. Также имеется возможность измерения с помощью данной методики только определенных, необходимых для анализа частей спектра.

На рис. 2 представлены полученные с помощью данной методики энергетические спектры ионов водорода и гелия после отражения от мишени, состоящей из слоя InGaAs толщиной 1900Å на подложке из InP. Образец получен в лаборатории МЛЭиНЛ ИФЯЭ НИЯУ МИФИ методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber Compact 21.

При отражении молекулярных ионов водорода от поверхности происходит диссоциация на составляющие молекулу атомы водорода, которые рассеиваются с энергией, пропорциональной их массе, т.е. в 2 раза меньше первоначальной энергии.

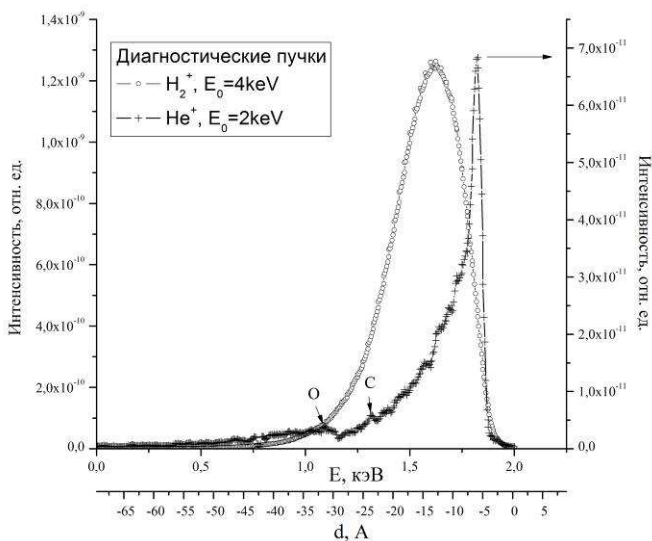


Рис. 2. Энергетические спектры положительных ионов гелия и водорода, отраженных от поверхности при одновременном облучении

Как видно из рис.2, в спектре ионов гелия при энергиях, соответствующих упруго выбитым ионам углерода и кислорода, есть небольшие пики, лишь незначительно превышающие сигнал от отраженных ионов гелия. Значительно большую чувствительность для этих примесей можно получить, регистрируя при облучении ионами гелия спектры отрицательных ионов (рис.3). Пики кислорода и углерода свидетельствует о наличии на поверхности необезгаженной холодной мишени слоя адсорбированных

молекул остаточного газа и воды. Это вполне объяснимо, так как эксперименты проводились сразу после откачки установки на рабочий вакуум без предварительного прогрева образца. Наличие адсорбентов на поверхности приводит к смещению всего спектра в сторону низких энергий, поэтому, в частности, максимум в спектре ионов He^+ (рис.2) не соответствует пику упруго отраженных от атомов мишени (InGaAs) ионов.

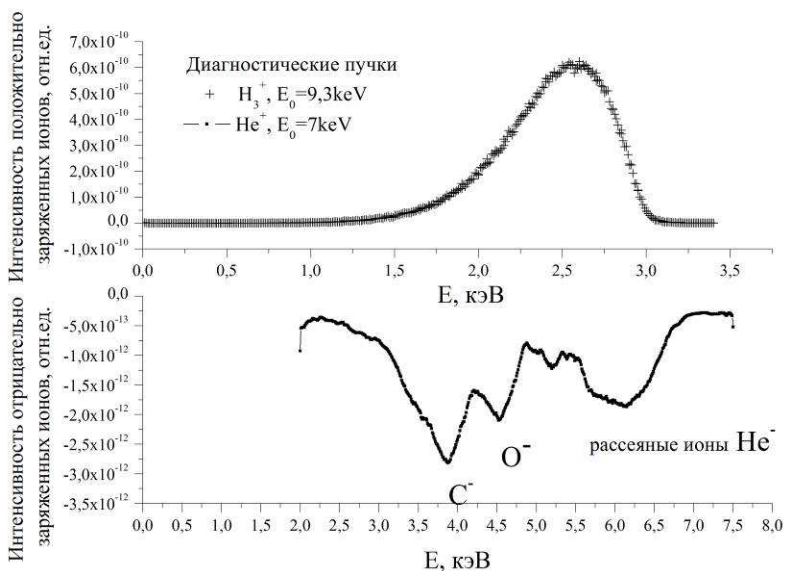


Рис. 3. Энергетические спектры положительных ионов H_3^+ , He^+ отраженных от поверхности и/или атомов мишени выбитых с поверхности (верхний график) и спектры отрицательных ионов (нижний график), выбитых под углом $\theta \approx 16^\circ$ от первоначального направления падения пучка с поверхности мишени, облученной по описываемой методике

Предполагая, что водород, претерпев акт упругого рассеяния на некоторой глубине, теряет энергию только за счет электронного торможения, и полагая в первом приближении, что тормозная способность не зависит от энергии и соответствует ее значению для наиболее вероятной энергии отраженных частиц, можно оценочно перевести энергетическую шкалу в спектрах (см. рис.2) в шкалу глубины, используя простое соотношение:

$$d = \frac{\Delta E \cdot \sin \alpha}{2k\sqrt{E_0}}, \quad (1)$$

где E_0 – энергия налетающих ионов, ΔE – потеря энергии протонов, отраженных от мишени на глубине d , α – угол скольжения, k - значение тормозной способности, для InGaAs $k=0.0447\text{эВ}^{1/2}/\text{Å}$. Такую простую оценку можно использовать из-за малых потерь энергии частицами при скользящем рассеянии. Более точный анализ с использованием моделирования отражения методом статистических испытаний по коду SCATTER примерно соответствует данной оценке. Аналогичный анализ спектра для ионов гелия, отраженных от холодной мишени из InGaAs, показывает, что толщина адсорбированного на поверхности слоя, содержащего атомы углерода и воды, не превышает 0,2 нм.

Наличие на некоторой глубине материала с существенно большим или существенно меньшим, чем у анализируемого покрытия атомным номером, приводит к появлению на спектре глубоко проникающих в мишень частиц характерных особенностей [1,3], позволяющих определить толщину слоя на поверхности.

Таким образом, предложенный метод одновременной регистрации спектров проникающих на некоторую глубину в мишень легких ионов и ионов, выбитых с поверхности или отраженных от самого поверхностного слоя может быть использован как неразрушающий метод определения как состава, так и толщины поверхностных слоев мишеней без их специальной подготовки для анализа.

Данный анализ возможен и при плазменном облучении мишени. Причем для наблюдения динамики изменения поверхности достаточно снимать характерные части энергетических спектров, что уменьшает общее время диагностики.

Работа поддержана грантом НШ-6751.2012.2 президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

Список литературы:

- [1]. Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А.//Отражение легких ионов от поверхности твердого тела // М.Энергоатомиздат. 1985, 192с
- [2]. Мамедов Н.В., Курнаев В.А., Иванов Д.В., Синельников Д.Н.. Применение спектроскопии рассеянных ионов для анализа взаимодействия плазмы с поверхностью Москва, Известия РАН серия физическая том 76 №6 (2012) с.781-784
- [3]. Курнаев В.А., Трифонов Н.Н., М.Н.Дроздов, Салашенко Н.Н. //Письма в ЖТФ, т.25 вып.11 ,1999

А.В. БАРСУК¹, Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ², О.И. БУЖИНСКИЙ¹,
А.М. ЖИТЛУХИН¹, А.В. КОЗЛОВСКАЯ¹, А.Б. ПУТРИК¹,
Р.Р. ХАЙРУТДИНОВ¹, А.Д. ЯРОШЕВСКАЯ¹

¹Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований «ТРИНИТИ»

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

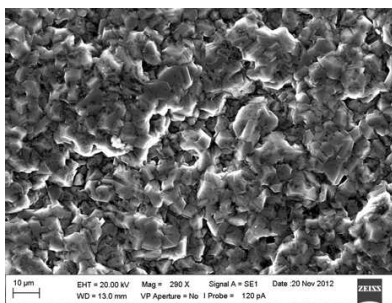
ПОВЕДЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ ЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КАРБИДА БОРА (B_4C) ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ ПОТОКАМИ ПЛАЗМЫ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ НА УСТАНОВКЕ КСПУ-Т

Известно, что по комплексу своих теплотехнических и физико-химических свойств покрытие кристаллического карбида бора (B_4C) может быть использовано в качестве возобновляемого покрытия для диверторных тайлов ИТЭР. В работе описывается первый этап экспериментов по последовательному изучению поведения покрытия B_4C под облучением плазменными потоками большой плотности мощности на установке КСПУ-Т.

Исследуемая мишень. Режим облучения. Мишень была изготовлена из двух моноблоков графита МПГ-8, толщиной примерно 10мм и поперечными размерами 60×60 мм² каждый, с покрытием B_4C , нанесённым газодиффузионным методом (рис. 1а). В структуре покрытия до облучения выделялись два характерных слоя: плотный нижний слой толщиной, варьирующейся на разных участках от 8 до 12 мкм, и пористый верхний слой (рис. 1б), состоящий из хаотически расположенных монокристаллитов размерами 3-15 мкм. Общая толщина покрытия составляла 20-40 мкм на разных участках.



а



б

Рис. 1. а) Мишень из двух моноблоков графита МПГ-8 с покрытием B_4C ,
б) Пористый верхний слой покрытия B_4C

Облучение мишеней проводилось импульсами длиной 0,5 мс прямоугольной формы с промежутками от 5 до 10 мин., во время которых мишень остывала до комнатной температуры. Плотность энергии, приходящей на поверхность мишени на оси потока, составляла 0,5 МДж/м² и спадала с расстоянием от оси потока по закону Гаусса (двукратное снижение тепловой нагрузки – на расстоянии 3 см от оси). Плотность мощности облучения на оси потока (0,5 МДж/м² / 0,5 мс = 1 ГВт/м²) примерно соответствовала предполагаемой средней мощности ЭЛМов ИТЭРа. Следует отметить, что, согласно результатам работы [1], тайлы дивертора ИТЭР смогут выдержать без существенных разрушений, по крайней мере, 100 регулярных 400-сек разрядов ИТЭР, если мощность ослабленных ЭЛМов будет находиться в диапазоне 0,14-0,27 ГВт/м².

Результаты облучения. Первые три импульса облучения выявили наличие двух различных структур покрытия на поверхности мишеней.

СТРУКТУРА 1. Первая из этих структур занимала значительно большую часть поверхности. На рис. 2 (а, б) представлены снимки участка этой структуры после облучения тремя импульсами, плотность мощности облучения которых составляла 1 ГВт/м². Согласно расчётам, при таком облучении температура по толщине покрытия в конце импульса могла меняться от 3000-3200 К до 1500-1600 К. Температура плавления карбида бора равна 2623 К, так что можно было ожидать расплавления его верхнего слоя в конце импульса.

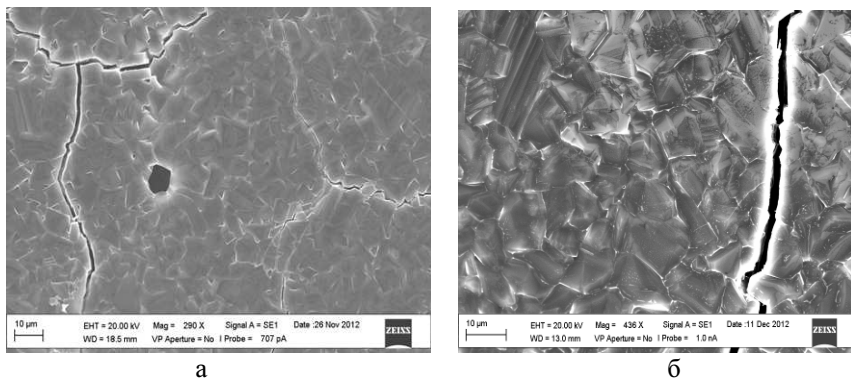


Рис. 2. Поверхность структуры 1 после 3-х (а), и 15-ти (б) импульсов облучения плотностью мощности 1 ГВт/м² (0,5 МДж/м², 0,5 мс)

Видно, что после трёх импульсов облучения профиль покрытия, в целом, выровнялся (рис. 2а), на поверхности сформировались блоки из,

практически, слившихся монокристаллов. Пористость между монокристаллами теперь сведена до минимума. Границы между блоками монокристаллов более отчетливо выражены и, в ряде случаев, представляют собой трещины. Можно предполагать, что покрытие теперь имеет плотную однородную структуру по всей толщине.

После облучения 15 импульсами структура этой части поверхности – характерные размеры сросшихся монокристаллов и размеры трещин между блоками – практически не изменились (рис. 2б). Этот результат показывает, что расплавления покрытия на этой части поверхности не происходило, а все наблюдавшиеся изменения (формирование) произошли в результате активирующихся при повышенной температуре диффузионных процессов.

Можно заключить, что облучение плотностью мощности 1 ГВт/м^2 не приводит к разрушению покрытия. Его эрозия происходит, по-видимому, только в результате распыления.

СТРУКТУРА 2. Структура 2 отличалась тем, что участки стехиометрического покрытия кристаллического карбида бора перемежались участками с пониженным содержанием бора. Можно предположить, что причиной формирования нестехиометрического покрытия на этих участках могли быть примеси и загрязнения на поверхности графита или в газовом потоке – источнике материала для формирования покрытия.

После облучения 3-мя импульсами на участках с пониженным содержанием бора не происходило формирование однородного покрытия из срастающихся монокристаллов, как на соседних участках с стехиометрическим В:С отношением. На этих участках видна мелкозернистая структура. Элементный анализ, выполненный методом энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии, показывает, что бор испарялся и его концентрация уменьшалась в ряде случаев до нуля (рис. 3а).

После облучения 15 импульсами драматические изменения происходят даже на участках с плотностью мощности облучения около $0,3 \text{ ГВт/м}^2$, ($0,15 \text{ МДж/м}^2$, $0,5 \text{ мс}$) (рис.3 б). Температура покрытия на этих участках не должна была превысить 1500 К .

Концентрация бора в покрытии на этих участках резко уменьшилась. Можно предположить, что фрагменты покрытия нестехиометрического состава на таких участках «спекаются». Отмечаются значительные концентрации кислорода, меди и вольфрама. (Важно отметить, что на поверхности структуры 1 осаждающиеся примесные атомы вольфрама, меди и кислорода не задерживались и диффундировали на повреждённые участки!).

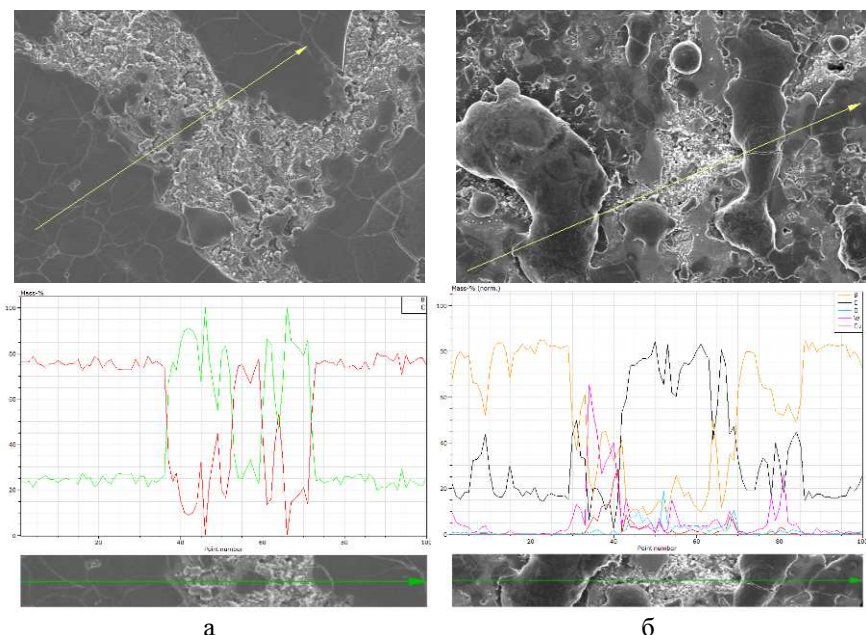


Рис. 3. Рельеф и состав структуры 2 (а) после 3-х импульсов 1 ГВт/м^2 ($0,5 \text{ МДж/м}^2$, $0,5 \text{ мс}$) и (б) 15-ти $0,3 \text{ ГВт/м}^2$ ($0,15 \text{ МДж/м}^2$, $0,5 \text{ мс}$)

Закключение. На установке КСПУ-Т проведено 15 циклов облучения покрытия кристаллического карбида бора (B_4C), нанесённого газодиффузионным методом на графит МПГ-8, плазмой плотностью мощности 1 ГВт/м^2 (примерно эквивалентно предполагаемому ЭЛМ средней мощности ИТЭР). Обнаружены участки с различным поведением покрытия под облучением. На участках первого типа покрытие имело стехиометрический состав. После первых трёх импульсов сформировался и более не изменялся слой практически слившихся стехиометрических монокристаллов с минимальной пористостью и трещиноватостью. При этом температура покрытия из-за низкой теплопроводности МПГ-8 достигала $3000\text{-}3200 \text{ К}$. Участки второго типа имели пониженное содержание бора, по-видимому, из-за поверхностных загрязнений на графите. Под облучением содержания бора в них уменьшалось, и покрытие ускорено эродировало.

Список литературы:

- [1] Th. Loewenhoff, A. Durger, J. Linke, G. Pibchuk, A. Schmidt, L. Singheiser. Phys. Scr. **T145** (2011) 014057

А.А. МЕДНИКОВ, В.С. ЕФИМОВ, Ю.М. ГАСПАРЯН,
А.А. ПИСАРЕВ, О.В. ОГОРОДНИКОВА¹

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
¹Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия*

ЗАХВАТ И ГАЗОВЫДЕЛЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМЕ, ПОВРЕЖДЁННОМ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Одной из важнейших проблем, с которой сталкиваются при разработке термоядерных реакторов (ТЯР), является проблема выбора конструкционных материалов, обращенных к плазме. При выборе материалов для первой стенки и области дивертора учитываются многие явления, включая явление захвата стенкой изотопов водорода, в том числе и трития. Облучение быстрыми нейтронами обращенных к плазме элементов, помимо всего прочего, будет приводить к образованию дополнительных дефектов в материале, которые могут выступать в роли ловушек для изотопов водорода по всему объему материала.

В данной работе проводилось исследование накопления дейтерия в вольфраме с предварительно созданными радиационными повреждениями. Для моделирования радиационных повреждений от нейтронов в данной работе образцы были подвержены облучению ионами W^{6+} с энергией 20 МэВ (облучение проводилось в институте физики плазмы им. Макса Планка, Германия). Такое облучение приводит к образованию дефектов с концентрацией порядка 1 ат.% в поверхностном слое толщиной 2,5 мкм. Далее образцы были насыщены дейтерием при облучении потоком тепловых атомов (0,2 эВ) при разных температурах образца (от 600 до 800 К). Такое внедрение, в отличие от ионного внедрения, не создает новых дефектов, поэтому может быть исследована первичная структура дефектов.

Полное захваченное количество и динамика газовыделения дейтерия определялись методом термодесорбционной спектроскопии. ТДС анализ образцов проводился на сверхвысоковакуумной установке «ТДС-стенд» (НИЯУ МИФИ). В процессе ТДС образцы нагревались до максимальной температуры $T_{max} = 1400$ К, сигнал десорбирующегося газа регистрировался с помощью квадрупольного масс-спектрометра. Запись велась для 20 различных масс.

По полученным спектрам (рис.1) можно заметить, что уровень заполнения ловушек дейтерием в радиационные дефекты понижается с ростом температуры облучения, а скорость заполнения ловушек дейтерием

увеличивается. Также на спектрах видно смещение пика в сторону увеличения температуры.

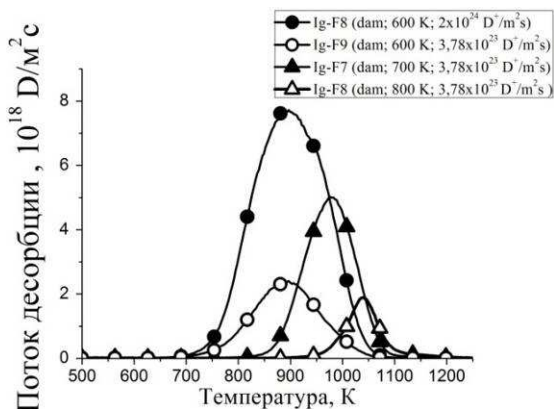


Рис. 1. ТДС – спектры образцов: Ig-8 (600 K; $2 \times 10^{24} \text{ D/m}^2 \text{ c}$), Ig-9 (600 K; $3,78 \times 10^{23} \text{ D/m}^2 \text{ c}$), Ig-7 (700 K; $3,78 \times 10^{23} \text{ D/m}^2 \text{ c}$), Ig-10 (800 K; $3,78 \times 10^{23} \text{ D/m}^2 \text{ c}$)

Полученные спектры были промоделированы с помощью программы TMAP7 (Tritium Migration Analysis Program, Version 7). В данной программе реализована одномерная модель, учитывающая процессы диффузии в объеме материала и рекомбинации на поверхности в присутствии ловушек. Имеется возможность задавать ловушки нескольких типов в одном расчёте.

В основных расчётах использовался коэффициент диффузии Фраунфельдера: $D(T) = 4.1 \times 10^{-7} \exp(-0.39 \text{ эВ}/kT) \text{ м}^2/\text{сек}$.

Также при расчётах учитывалось, что все ловушки равномерно распределены по глубине 2,5 мкм от поверхности. В качестве подгоночных параметров были концентрация ловушек, энергия выхода дейтерия из ловушек. Стоит отметить, что в расчётах также применялся коэффициент рекомбинации, точное значение которого варьируется в литературе на много порядков. Наиболее часто используется экспериментальное значение Андерла и др. [1] и расчетное значение по модели Пика и Сонненберга [2]. Для окончательного выбора коэффициента рекомбинации были

описаны термодесорбционные спектры образцов IG-8 и IG-9 с применением двух коэффициентов рекомбинации.

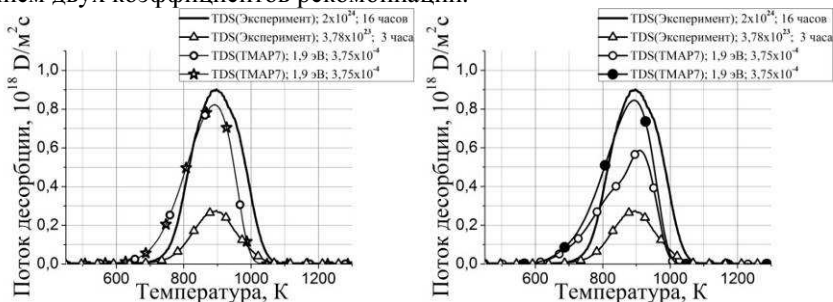


Рис. 2. Сравнение моделируемых термодесорбционных спектров образцов IG-8 (600 К; 2×10^{24} D/m²с), и IG-9(600 К; $3,78 \times 10^{23}$ D/m²с) с применением двух коэффициентов рекомбинации: слева - Андерла и др. [1] и справа - Пика и Сонненберга [2]

Коэффициент рекомбинации Пика и Сонненберга давал более близкую к эксперименту скорость заполнения ловушек, вследствие чего он использовался для дальнейших расчётов.

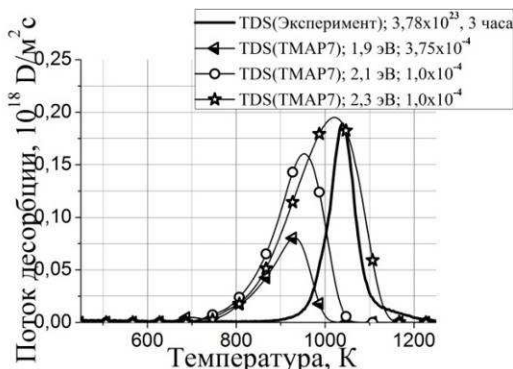


Рис. 3. Сравнение моделируемых термодесорбционных спектров образцов IG-10 (700 К; $3,78 \times 10^{23}$ D/m²с) с экспериментальным спектром с применением коэффициента рекомбинации Пика и Сонненберга

Но как можно увидеть на рис. 3, если использовать те же подгоночные параметры, что и в предыдущем расчёте, то положение пика не совпадает

с экспериментом. Совпадение положений пиков удалось получить путём увеличения энергий связи с дефектами, но при этом моделируемый спектр оставался шире экспериментального.

Для описания последнего спектра (рис.4) пришлось также увеличивать энергию связи, чтобы пики совпали, но при этом для совпадения интегрального количества частиц была уменьшена концентрация ловушек.

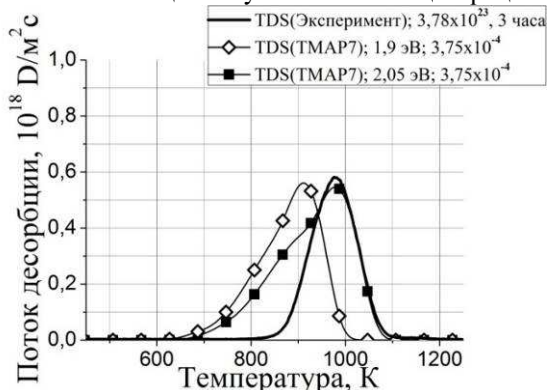


Рис. 4. Сравнение моделируемых термодесорбционных спектров образцов IG-10 (800 К; $3,78 \times 10^{23}$ D/m²c) с экспериментальным спектром с применением коэффициента рекомбинации Пика и Сонненберга

Для объяснения увеличения энергий связи можно предположить, что тяжелые ионы в ходе торможения создают кластеры вакансий. При увеличении температуры (даже без облучения) эти кластеры начинают объединяться в более крупные кластеры – поры с большей энергией связи для водорода.

По полученным экспериментальным данным и результатам моделирования можно сделать вывод, что ловушки, созданные в результате облучения ионами вольфрама, имеют большую энергию связи по отношению к водороду, около 2 эВ, и эффективно удерживают его даже при относительно больших температурах материала. При облучении нейтронами такие дефекты будут образовываться по всему объему материала и могут приводить к повышенному накоплению изотопов водорода.

Список литературы:

- [1] R.A. Anderl, et al., Fusion Technol. 21 (1992) 745-752.
- [2] M.A. Pick, K. Sonnenberg, J. Nucl. Mater., 131 (1985) 208-220.

И.М. ТИМОФЕЕВ¹, А.А. ПИСАРЕВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹,
А.А. РУСИНОВ¹, Н. ZUSHI², Y. INOUE²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Университет Кюсю, Фукуока, Япония

МОДЕЛИРОВАНИЕ БАЛАНСА ЧАСТИЦ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ QUEST

Большую роль в развитии и поведении плазменного разряда играет рециклинг, включающий в себя все процессы, связанные с обменом частицами и энергией между плазмой и обращенной к плазме поверхностью. Эти процессы могут негативно сказываться как на концентрации плазмы, так и на температуре плазмы. Таким образом, умея прогнозировать процесс рециклинга, возможно прогнозировать, а значит и контролировать концентрацию плазмы и её температуру в термоядерных установках, в том числе ИТЭР.

В данной работе внимание было сосредоточено на исследовании потоков частиц и изменении концентрации плазмы в течение разряда в сферическом токамаке QUEST.

Использовалась общая модель рециклинга [1], позволяющая брать в расчет только потоки частиц и коэффициенты их прохождения в плазму и поверхность и отражения от поверхности и не описывающая физических процессов, ответственных за это. В модели рассматриваются три основные зоны:

1. Ядро плазмы;
2. Приграничный слой плазмы;
3. Обращенный к плазме материал (первая стенка).

Основное уравнение, описывающее эволюцию давления в камере и характеризующее влияние рециклинга:

$$\frac{dN_p}{dt_p} = -\frac{N_p}{\tau_p} + \frac{fR}{1-R(1-f)} \left(\frac{N_p}{\tau_p} + (1-f_{ex})\Phi_{ex} \right) + f_{ex}\Phi_{ex}, \quad (1)$$

где:

- N_p – количество частиц плазмы,
- τ_p – среднее время удержания плазмы,
- f – топливная эффективность рециклинга,
- f_{ex} – топливная эффективность напускаемого газа,
- R – коэффициент рециклинга,
- Φ_{ex} – поток напускаемого газа.

В работе была проведена серия экспериментов различной длительности с напуском газа (H_2) в основную камеру QUEST и с напуском газа и одновременным зажиганием разряда (разряды №№ 19668, 19669, 19670, 19671). Длительность горения плазмы была равна длительности напуска газа и составляла 10, 30, 60 и 90 секунд соответственно. Поток напускаемого газа считался постоянным на протяжении всего времени напуска. В ходе экспериментов давление в камере QUEST контролировалось с помощью квадрупольного масс-спектрометра, предварительно откалиброванного по водороду. Калибровка производилась из данных об известном давлении напускаемого газа, создаваемого им в предварительной камере ($V = 500 \text{ см}^3$, $T = 300^0\text{K}$) газонапуска (рис.1), которое измерялось ионизационной лампой. На основе этих данных было возможно определить количество частиц, запускаемых в основную камеру QUEST, и, как следствие, создаваемое ими при заданных условиях ($V=12.8$, $T=373^0\text{K}$) давление.

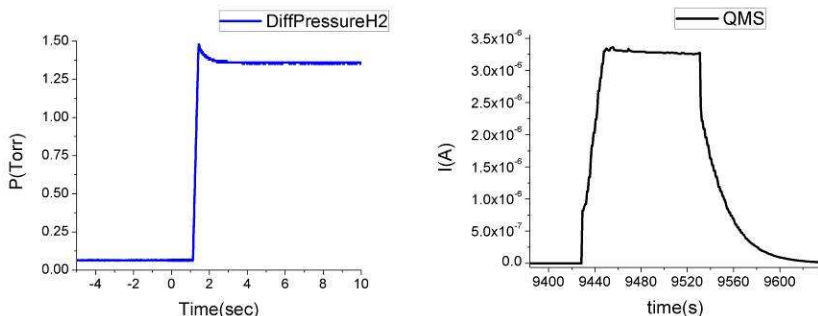


Рис. 1. График зависимости давления от времени в предварительной камере газонапуска (слева), график зависимости сигнала квадрупольного масс-спектрометра от времени при выключенной откачке (справа)

По полученным данным были определены потоки частиц со стенки и на стенку камеры (рис.2) во время разряда, что необходимо для моделирования процесса рециклинга.

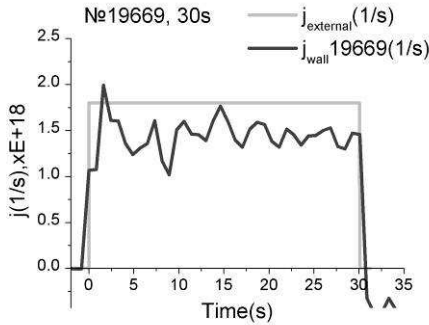


Рис. 2. Потоки частиц в камеру ($j_{external}$) и из плазмы на первую стенку (j_{wall}) для эксперимента №19669 с длительностью 30 секунд. «0» шкалы времени соответствует началу напуска газа и горения разряда

Основываясь на полученных потоках, было посчитано количество частиц, напущенных в камеру и ушедших на стенку для каждого из экспериментов (табл. 1).

Таблица 1

№ импульса	Время разряда, сек	N_{ex} , частиц	N_{wall} , частиц
19668	10	$1.48 \cdot 10^{19}$	$1.34 \cdot 10^{19}$
19669	30	$4.70 \cdot 10^{19}$	$4.33 \cdot 10^{19}$
19670	60	$9.13 \cdot 10^{19}$	$8.07 \cdot 10^{19}$
19671	90	$13.91 \cdot 10^{19}$	$11.10 \cdot 10^{19}$

Сравнение полученных значений показало, что в каждом из экспериментов в независимости от длительности горения разряда на стенку уходит 87-90% всех частиц, напущенных в камеру.

Список литературы:

- [1] Hofer W.O., Roth J. Physical processes of the interaction of fusion plasmas with solids. – San Diego: Academic press, 1995. – 400 p.

В.С. ЕФИМОВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. МЕДНИКОВ¹,
Ю.В. БОРИСЮК¹, А.А. ПИСАРЕВ¹, И.Б. КУПРИЯНОВ²,
Г.Н. НИКОЛАЕВ², Л.А. КУРБАТОВА²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

²ОАО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт
неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара», Москва, Россия

НАКОПЛЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В БЕРИЛЛИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСНОЙ СИЛЬНОТОЧНОЙ ПЛАЗМОЙ

На установке КСПУ-Ве проводятся испытания воздействия импульсных сильноточных нагрузок на бериллиевые элементы для имитации импульсных переходных процессов, ожидаемых в ИТЭР. При таких условиях происходит плавление поверхностного слоя бериллия, интенсивная эрозия и движение значительной массы вещества по поверхности. В данной работе проводился анализ накопления дейтерия в поверхностном слое бериллия после воздействия десяти импульсов дейтериевой плазмы с энергией 1 МДж/м² и длительностью импульса 0,5 мс.

Анализ накопления дейтерия проводился методом термодесорбционной спектроскопии (ТДС). В ходе ТДС образец нагревался линейно до температуры 1400 К со скоростью 0,5 -2 К/с. Пример спектра приведен на рис.1. Основной выход дейтерия наблюдается в области температур 900-1300 К. Незначительный выход был виден на некоторых спектрах и при меньших температурах. Эти спектры отличаются от спектров термодесорбции дейтерия из поликристаллического бериллия при облучении ионным пучком [1,2], где весь дейтерий выходит до температуры 900 К. Во многом эти спектры объясняются высокой температурой поверхности, но можно предположить и окисление поверхностного слоя. В [3] было показано, что термодесорбционные спектры дейтерия из окисленного бериллия сильно отличаются, но приведены спектры только до 1000 К. Интегральное количество дейтерия в исследованных на данный момент образцах было оценено равным $N_D/N_{Be} = 5-10 \times 10^{-6}$.

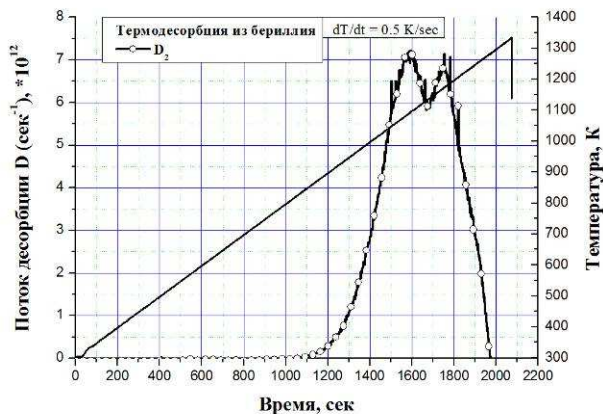


Рис.1. Спектр термодесорбции дейтерия из образцов бериллия после воздействия десяти импульсов дейтериевой плазмы с энергией 1 МДж/м² и длительностью импульса 0,5 мс

Список литературы:

- [1] M. Oberkofler, M. Reinelt, S. Lindig, Ch. Linsmeier, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 267 (2009) 718–722.
- [2] M. Reinelt, Ch. Linsmeier, Journal of Nuclear Materials 390–391 (2009) 568–571.
- [3] M. Oberkofler, Ch. Linsmeier, Deuterium release from implanted beryllium and beryllium oxide. Journal of Nuclear Materials 415 (2011) S724 – S727.

СПИСОК АВТОРОВ

ЗАРУБЕЖНЫЕ

Inoue Y.
Zushi H.
Анкус Дж.Р.
Богомолова И.Н.
Ван Ден Берг М.
Гютерл Дж.
Де Теммерман Г.
Дорньер Р.П.
Зуев В.А.
Игнашев В.И.
Колодешников А.А.
Комм М.
Крашенинников С.И.
Кюришита Х.
Литновский А.М.
Мансфилд Д.К.
Майер М.
Маркина Е.А.
Матвеев Д.
Огородникова О.В.
Пигаров А.Ю.
Рогглин Т.Д.
Рокмо А.Л.
Рудаков Д.Л.
Русинов А.А.
Скиннер К.Х.
Смирнов Р.Д.
Соколов И.А.
Сугияма К.
Туленбергенов Т.Р.
Умански М.
Хеллевиц М.

МИФИ

Айрапетов А.А.
Беграмбеков Л.Б.
Борисюк Ю.В.
Визгалов И.В.
Власюк А.В.
Гаспарян Ю.М.
Гуторов К.М.
Дубров М.Л.
Евсин А.Е.
Ермаков В.Н.
Ефимов В.С.
Зибров М.С.
Каплевский А.С.
Козут Д.К.
Костина А.Н.
Крат С.А.
Курнаев В.А.
Мамедов Н.В.
Маренков Е.Д.
Медников А.А.
Писарев А.А.
Подольяко Ф.С.
Садовский Я.А.
Синельников Д.Н.
Скрипицын А.Ф.
Сорокин И.А.
Тимофеев И.М.
Трифонов Н.Н.
Труфанов Д.А.
Шигин П.А.

МОСКВА

Архипов И.И.
Баренгольц С.А.
Белова Н.Е.
Бобырь Н.П.
Будаев В.П.
Вертков А.В.
Вуколов К.Ю.
Голубева А.В.
Грашин С.А.
Жарков М.Ю.
Карпов А.В.
Куприянов И.Б.
Курбатова Л.А.
Люблинский И.Е.
Мартыненко Ю.В.
Месяц Г.А.
Нагель М.Ю.
Николаев Г.Н.
Рогов А.В.
Свечников Н.Ю.
Спицын А.В.
Станкевич В.Г.
Цвентух М.М.
Химченко Л.Н.
Чернов В.М.

РОССИЯ

Барсук В.А.
Бужинский О.И.
Джигайло Н.Т.
Джурик С.П.
Житлухин А.М.
Киселев М.В.
Климов Н.С.
Коваленко Д.В.
Козловская А.В.
Кравчук С.И.
Лазарев В.Б.
Мирнов С.В.
Нестеренко В.М.
Петров Ю.В.
Подковыров В.Л.
Позняк И.М.
Путрик А.Б.
Сафронов В.М.
Хайрутдинов Р.Р.
Ярошевская А.Д.

СПИСОК ОРГАНИЗАЦИЙ

Российская Академия Наук

1. ИФХЭ РАН им. А.Н.Фрумкина, Москва
2. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
3. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

Учебные организации

1. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Научно-исследовательские, производственные и другие организации ГК «Росатом»

1. ОАО «ВНИИ неорганических материалов им. академика А.А. Бочвара», Москва
2. ФГУП «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Троицк, Московская обл.
3. ОАО «Красная Звезда», Москва

Научно-исследовательские и производственные организации

1. НИЦ «Курчатовский институт», Москва
2. Проектный центр ИТЭР, Москва, Россия

Зарубежные организации

1. USA, University of California, San Diego
2. USA, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore
3. USA, Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton
4. Germany, Max Planck Institute for Plasma Physics, Garching
5. Germany, Institut für Energieforschung - Plasmaphysik, Jülich
6. Belgium, Ghent University, Ghent
7. Czech Republic, Charles University, Prague
8. The Netherlands, Dutch Institute for Fundamental Energy Research, Nieuwegein
9. Japan, International Research Center for Nuclear Materials Science, Tohoku University, Sendai
10. Japan, Kyushu University, Fukuoka (
11. Казахстан, Институт Атомной Энергии Национального Ядерного Центра РК, Алматы

СОДЕРЖАНИЕ

ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ	3
КРАШЕНИННИКОВ С.И., АНГУС ДЖ.Р., ГЮТЕРЛ ДЖ., ПИГАРОВ А.Ю., СМИРНОВ Р.Д., ДОРНЬЕР Р.П., УМАНСКИ М., РОГНЛИН Т.Д., МАНГСФИЛД Д.К., РОКМО А.Л., СКИННЕР К.Х., МАРЕНКОВ Е.Д., ПИСАРЕВ А.А.	
О проблемах пристеночной плазмы, стенки и пыли в термоядерных реакторах	7
МИРНОВ С.В., ЛАЗАРЕВ В.Б., ДЖИГАЙЛО Н.Т., НЕСТЕРЕНКО В.М., КИСЕЛЕВ М.В., КРАВЧУК С.И., ДЖУРИК С.П., ПЕТРОВ Ю.В., КОСТИНА А.Н., ЛЮБЛИНСКИЙ И.Е., ВЕРТКОВ А.В.	
Исследование эффективности сбора лития и его эвакуации из вакуумной камеры токамака методом криогенной мишени. Первые результаты	11
ЛИТНОВСКИЙ А.М., ХЕЛЛВИГ М., МАТВЕЕВ Д., КОММ М., ВАН ДЕН БЕРГ М., ДЕ ТЕММЕРМАН Г., РУДАКОВ Д.Л.	
Исследования вольфрамового покрытия для нового дивертора реактора ИТЭР: статус и планы	19
ВИЗГАЛОВ И.В., ГУТОРОВ К.М., КУРНАЕВ В.А., ТУЛЕНБЕРГЕНОВ Т.Р., СОКОЛОВ И.А., КОЛОДЕШНИКОВ А.А., ЗУЕВ В.А., ИГНАШЕВ В.И., БОГОМОЛОВА И.Н.	
Стенд имитационных испытаний при токамаке КТМ	20
ПУТРИК А.Б., КЛИМОВ Н.С., БАРСУК В.А., АРХИПОВ И.И., БЕГРАМ-БЕКОВ Л.Б., ШИГИН П.А., ЖИТЛУХИН А.М., ПОДКОВЫРОВ В.Л.	
Продукты эрозии обращенных к плазме материалов ТЯР, образующиеся в экспериментах по имитации импульсных переходных плазменных процессов ИТЭР на плазменном ускорителе КСПУ-Т	24
БУДАЕВ В.П., ХИМЧЕНКО Л.Н., ЖИТЛУХИН А.М., МАРТЫНЕНКО Ю.В., САФРОНОВ В.М., КАРПОВ А.В., КЛИМОВ Н.С., ПОДКОВЫРОВ В.Л., БЕЛОВА Н.Е., БАРСУК В.А., КОВАЛЕНКО Д.В., ПОЗНЯК И.М., ПУТРИК А.Б., РОГОВ А.В., ЯРОШЕВСКАЯ А.Д.	
Исследование взаимодействия высокотемпературной плазмы с вольфрамом в условиях переосаждения бериллия	28
ВЕРТКОВ А.В., ЖАРКОВ М.Ю., ЛЮБЛИНСКИЙ И.Е., МИРНОВ С.В., ЛАЗАРЕВ В.Б., КОСТИНА А.Н.	
Криогенная мишень для сбора лития в вакуумной камере токамака Т-11М	31
МАРТЫНЕНКО Ю.В.	
Эрозия поверхности металла в результате образования волнообразного рельефа под действием мощных плазменных потоков	35

АРХИПОВ И.И., КЛИМОВ Н.С., ГРАШИН С.А., ВУКОЛОВ К.Ю., СВЕЧНИКОВ Н.Ю., СТАНКЕВИЧ В.Г. Характеризация углеводородных пленок, полученных в экспериментах по моделированию плазменных процессов в ИТЭР	38
ГУТОРОВ К.М., ВИЗГАЛОВ И.В., СОРОКИН И.А., ПОДОЛЯКО Ф.С. Исследование взаимодействия плазмы с поверхностью в пучково-плазменной установке ПР-2	40
МАРЕНКОВ Е.Д., СМИРНОВ Р.Д., КРАШЕНИННИКОВ С.И., ПИСАРЕВ А.А. О реакции первой стенки токамаков на ЭЛМ	44
НАГЕЛЬ М.Ю., МАРТЫНЕНКО Ю.В. Моделирование образования развитого рельефа осаждаемых пленок	48
ЦВЕНТУХ М.М., МЕСЯЦ Г.А., БАРЕНГОЛЬЦ С.А. Инициирование и поддержание эктонных процессов в вакуумном разряде во внешнем магнитном поле	50
КОГУТ Д.К., ТРИФОНОВ Н.Н., КУРНАЕВ В.А. Особенности эволюции микрорельефа и захвата трития на поверхности бериллиевых тайлов в условиях со-осаждения примесей в ИТЭР	53
МАРЕНКОВ Е.Д., КРАШЕНИННИКОВ С.И., ГАСПАРЯН Ю.М., ПИСАРЕВ А.А. Транспорт водорода в материалах с широким распределением ловушек по энергиям выхода	56
ТРУФАНОВ Д.А., КОГУТ Д.К., КУРНАЕВ В.А. Разработка пользовательского интерфейса для кода SCATTER	60
АЙРАПЕТОВ А.А., БЕГРАМБЕКОВ Л.Б., ДУБРОВ М.Л., САДОВСКИЙ Я.А., СКРИПИЦЫН А.Ф. Удаление перенапыленных углеродных слоев из щелей материалов первой стенки ТЯР при помощи озона	64
БОБЫРЬ Н.П., СПИЦЫН А.В., ГОЛУБЕВА А.В., МАЙЕР М., ГАСПАРЯН Ю.М., ЧЕРНОВ В.М. Накопление водорода в сплаве V-4Cr-4Ti	68
БЕГРАМБЕКОВ Л.Б., ВЛАСЮК А.В., ЕВСИН А.Е., ЕРМАКОВ В.Н., КАПЛЕВСКИЙ А.С. Расчет траекторий ионов в вакуумной нейтронной трубке с целью оптимизации её ионно-оптической системы	71
КРАТ С.А., ГАСПАРЯН Ю.М., ПИСАРЕВ А.А. Компьютерный код для моделирования движения частиц в условиях магнетронного разряда PIM:SET	75
ЗИБРОВ М.С., МАЙЕР М., МАРКИНА Е.А., СУГИЯМА К., ЕФИМОВ В.С., МЕДНИКОВ А.А., ПИСАРЕВ А.А., КЮРИШИТА Х. Накопление дейтерия в вольфраме, легированном карбидом титана и карбидом тантала, под воздействием ионного и плазменного облучения	79

МАМЕДОВ Н.В., КУРНАЕВ В.А., СИНЕЛЬНИКОВ Д.Н.,
ТРУФАНОВ Д.А.

О возможности одновременного определения элементного состава и
толщины пленки на поверхности

83

БАРСУК А.В., БЕГРАМБЕКОВ Л.Б., БУЖИНСКИЙ О.И., ЖИТЛУХИН
А.М., КОЗЛОВСКАЯ А.В., ПУТРИК А.Б., ХАЙРУТДИНОВ Р.Р., ЯРО-
ШЕВСКАЯ А.Д.

Поведение модельных образцов защитного покрытия кристаллического
карбида бора (B_4C) под облучением потоками плазмы большой плотно-
сти мощности на установке КСПУ-Т

88

МЕДНИКОВ А.А., ГАСПАРЯН Ю.М., ЕФИМОВ В.С., ПИСАРЕВ
А.А., ОГОРОДНИКОВА О.В.

Захват и газовыделение дейтерия в вольфраме, повреждённом ионами
высоких энергий

92

ТИМОФЕЕВ И.М., ПИСАРЕВ А.А., ГАСПАРЯН Ю.М., РУСИНОВ А.А.,
ZUSHI H., INOUE Y.

Измерение потоков частиц на стенку сферического токамака QUEST

96

ЕФИМОВ В.С., ГАСПАРЯН Ю.М., МЕДНИКОВ А.А., БОРИСЮК Ю.В.,
ПИСАРЕВ А.А., КУПРИЯНОВ И.Б., НИКОЛАЕВ Г.Н., КУРБАТОВА Л.А.

Накопление дейтерия в бериллии при облучении импульсной
сильноточной плазмой

99

СПИСОК АВТОРОВ

101

СПИСОК ОРГАНИЗАЦИЙ

103

XVI КОНФЕРЕНЦИЯ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ, 1-2 февраля 2013 г.

Сборник научных трудов

Подписано в печать 23.11.2012. Формат 60x84 1/16.
Печ. л. 6,75. Тираж 100 экз. Заказ № 301.

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