Министерство образования и науки РФ

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

МАТЕРИАЛЫ XV КОНФЕРЕНЦИИ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ МИФИ, 2-3 февраля 2012 г.

Москва 2012

ББК 22.333 УДК 533.9 (06) В 40

Материалы XV конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 2-3 февраля 2012 г. М.: НИЯУ МИФИ, 2012 г., 92 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных докладов на 15й конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью. Конференция проводится в НИЯУ МИФИ (ранее семинар) 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.

Редакционная коллегия:

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

А.В. РОГОВ, М.Ю. НАГЕЛЬ, Ю.В. МАРТЫНЕНКО РНЦ « Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182

РАЗРАВНИВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ С ПЕРЕОСАЖДЕНИЕМ ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ

Работа базируется на экспериментально обнаруженном эффекте сглаживания микронеровностей при распылении на постоянном токе в сеточном полом катоде с частичным переосаждением на распыляемую поверхность продуктов эрозии [1]. Эти результаты были получены на полированных образцах, выполненных из монокристаллического Мо. Целью данной работы является экспериментальное подтверждение данного эффекта применительно к поликристаллическим металлическим зеркалам и математические моделирование обнаруженного эффекта.

Обработка зеркал проводилась в полом катоде цилиндрической формы, изготовленном из нержавеющей сетки, предварительно покрытой материалом, из которого изготовлено зеркало. Этим обеспечивается сохранение химического состава поверхностного слоя зеркала при переосаждении на него продуктов эрозии стенок полого катода. В качестве анода использовался магнетрон, перекрывающий открытый конец полого катода. Этот же магнетрон был использован для предварительного напыления материала зеркала на полый катод перед очисткой зеркал. В экспериментах использовались полированные круглые и квадратные зеркала с размерами D=22 мм и 22х22 мм соответственно, выполненные из поликристаллический Мо и нержавеющей стали SS316.

Экспериментально исследована зависимость эффективности распыления от шага сетки и её геометрической прозрачности при одинаковой геометрии полого катода (L=140 мм, D=65 мм) в режиме стабилизации мощности разряда. Наибольшая эффективность распыления была получена при изготовлении полого катода из сетки с шагом 1.1 мм с оптической (геометрической) прозрачностью ≈ 0.8.

На рис.1 представлены результаты электронной микроскопии поверхности до и после удаления слоя толщиной $\Delta \approx 200$ нм в режиме переосаждения.



Рис.1. Рельеф поверхности до распыления (а) и после распыления (б).

Результаты измерений коэффициентов отражения в диапазоне длин волн λ = 900...200 нм для образцов с имитационными C-Al-D покрытиями и следами от пальцев до и после очистки.

Для проверки эффективности очистки были использованы полированные зеркала размером 22х22 мм, выполненные из Мо и нержавеющей стали SS316, с нанесёнными имитационными загрязнениями (С и Al), моделирующими загрязнение зеркал в ИТЭР. Результаты измерения коэффициента отражения до и после очистки представлены на рис. 2.



Рис.2. Очистка Мо и SS316 зеркал. Тонкие линии – до очистки, толстые – после (5 - Мо2 с С-D плёнкой; 11 – тот же образец + смазанный отпечаток пальца).

Из представленного рисунка видно, что оптические свойства зеркал после очистки полностью восстанавливаются для всех типов имитационных загрязнений. Это подтверждает перспективность использования данного метода для очистки диагностических зеркал для ИТЭР.

Разработка теоретической модели процесса распыления с частичным переосаждением продуктов эрозии

Разработан численный код, позволяющий моделировать изменение со временем рельефа поверхности тела при её распылении и одновременном осаждении атомов того же вещества.

Исследована зависимость шероховатости поверхности от параметров распыления, осаждения и структуры подложки. Атомы после осаждения могут диффундировать по поверхности, образовывать кластеры, которые затем растут, присоединяя новые диффундирующие атомы. Диффузия атомов по шероховатой поверхности описывается с учетом захвата атомов в ловушки, время жизни в которых, так же как и сама диффузия, зависит от температуры. Распыление моделируется образованием ямы, размером равным одному атомному размеру. Распыленные атомы могут переосаждаться на неровности поверхности с учетом диаграммы направленности вылета этих атомов. Варьировались значение параметра W_h/W_p , где W_h – вероятность образования ямы при распылении, W_p – вероятность осаждения атома, а также параметры движения атомов по поверхности, зависящие от температуры.

Моделирование проводилось как в 2D варианте, когда изучалась динамика на плоскости перпендикулярной поверхности образца, так и в 3D варианте, моделирующем реальную поверхность. Начальная поверхность задается следующим образом: на участке плоской поверхности задается несколько неровностей, расположение которых определяется случайным образом. В трехмерном варианте форма начальных неровностей зависит только от одной координаты х, зависимость от координаты у появляется в процессе эволюции поверхности.

Сравнение двухмерного и трехмерного случая показывает принципиальное совпадение результатов (рис.3). Из рис. 3 видно, что одно распыление не приводит к сглаживанию поверхности.

При одновременном распылении и напылении возможно разравнивание, как показывают расчеты и в 2D и 3D моделях (рис. 4 и 5).



Рис.3. Сравнение профиля поверхности, полученной в результате распыления (без напыления) поверхности в двумерной и трехмерной моделях.



Рис.4. 2D модель. Разравнивание поверхности при одновременном распылении и напылении.



Рис.5. 2D модель. Вид поверхности после совместных напыления и распыления.

Осаждение распыленных атомов на другие участки поверхности также приводит к ее разравниванию.

Шероховатость поверхности характеризуется среднеквадратичным отклонением от среднего уровня h₀: $\sigma = (\sum_{i} (h_i - h_0)^2 a^2 / S)^{1/2}$, где h_i -

высота относительно начального уровня поверхности, S- её площадь.



Рис.6. Сравнение зависимости шероховатости поверхности от времени при совместных напылении и распылении в двухмерной (кривая 2D) и трехмерной (кривая 3D) моделях.

Разравниванию поверхности способствует наличие механизма, затрудняющего движение адатомов «вверх», что приводит к значительному уменьшению шероховатости. Это соответствует большим значениям коэффициента диффузии в наиболее горячих верхних выступающих местах рельефа. При низких температурах (<550 K), влияние движения адатомов по подложке крайне мало, рельеф поверхности определяется только падением атомов и ионов.



Рис.7. Зависимость среднеквадратичного отклонения от среднего уровня поверхности при оптимальном сглаживающем соотношении распыления и напыления от температуры.

При более высоких температурах (>1000К) возможен преимущественный перенос адатомов к верхним, наиболее горячим местам рельефа вследствие теплового расширения и уменьшения энергии активации диффузии. В этом случае шероховатость поверхности увеличивается.

Существует достаточно узкая область соотношения скоростей распыления и напыления W_h/W_p (при типичных для напыления поверхности зеркал значениях потока атомов и температуры поверхности W_h/W_p = 0.5-2), при которых удается достичь достаточно гладкого рельефа.

Литература:

[1] Рогов А.В., Лозован А.А., Применение сеточного полого катода для очистки подложек перед вакуумным напылением – Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2008, №5, с. 1-5

А.С. АЛЕКСАНДРОВА, А.П. КУЗНЕЦОВ, В.Н. ПЕТРОВСКИЙ, В.Г. ШТАММ, И.И. АРХИПОВ¹, О.И. БУЖИНСКИЙ², С.А. ГРАШИН¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ¹ РНЦ Курчатовский институт, Москва

 2 ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк

ЛАЗЕРНАЯ ОЧИСТКА ПОВЕРХНОСТЕЙ ЗЕРКАЛ ОТ ОСАЖДЕННЫХ ПЛЕНОК ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК НА ИТЭР

На современных термоядерных установках типа Токамак используется целый комплекс оптических диагностик, измеряющих характеристики плазмы. Диагностики, расположенные внутри разрядных камер, подвергаются интенсивному радиационному воздействию, распылению атомами перезарядки и загрязнению за счет переосаждения распыленных материалов первой стенки, лимитеров, диверторных пластин и других элементов.

Осаждаемые на зеркала пленки сложного состава вызывают сильное изменение их отражательной способности. Подобное загрязнение поверхности первых зеркал приводит к значительному снижению рабочего ресурса. Свойства загрязненной поверхности оптического элемента зависят от различных условий образования пленки: температуры, времени взаимодействия, состава продуктов эрозии и газа в плазменной камере, а также от материала зеркала и качества его поверхности. Критическим элементом в диагностике, использующей спектроскопию водородных линий, является первое зеркало, которое должно удовлетворять ряду требований: иметь высокий коэффициент отражения, высокую теплопроводность, обладать необходимой химической стойкостью, а материал сохранять свои свойства в условиях сильных нейтронных потоков. Однако в определенных условиях на установке ИТЭР на первом зеркале системы регистрации может образоваться мягкая углеродная аморфная полимерная пленка (a-C:H). Осаждение даже тонких (10-100 нм) прозрачных пленок на металлические зеркала из-за интерференционных эффектов может приводить к спектральным искажениям в регистрируемом излучении.

Производить замену зеркал на установке ИТЭР практически невозможно. Поэтому существует необходимость в разработке эффективных бесконтактных и дистанционных методов удаления пленок, позволяющих очищать и полировать поверхности зеркал между рабочими циклами без разгерметизации камеры и демонтажа оптических элементов. Все существующие на данные момент методики не являются достаточно эффективными. Удаление напыленных на зеркала пленок с помощью импульсного лазерного излучения является эффективным способом очистки, позволяющим восстанавливать оптические свойства зеркал.

В работе проводилось экспериментальное исследование эффективности удаления углеродных полимерных пленок сложного состава импульсным излучением волоконного лазера. При оптимальном подборе режимов эффективная очистка проводится излучением с плотностью мощности менее 10⁷ Вт/см². При такой мощности удаление загрязнений происходит в твердой фазе, вследствие чего термическое воздействие на зеркало оказывается незначительным. В зависимости от плотности мощности излучения, воздействующего на поверхность, лазерная очистка может быть реализована за счет процессов испарения, ударных процессов либо за счет акустических и термопластических сил. При воздействии импульсного лазерного излучения с плотностью мощностью меньше 10⁸ Bt/cm² может реализоваться низкопороговый термомеханический механизм ударной абляции загрязнения (рис.1). В этом случае в процессы разрушения пленок включаются термодеформации (упругие, пластические и вязгоупругие), химические реакции (окисления и разложения), миграции дефектов вглубь материалов и т.д.



Рис.1. Механизмы разрушения загрязняющих пленок: термическая десорбция при плавлении поверхности лазерным лучом, ударная абляция загрязнения.

Ударный механизм очистки, реализованный в данной работе, возникает из-за образования ударной волны за счет возникновения между пленкой и металлом избыточного давления. Металлическая подложка поглощает воздействующее на него излучение, происходит частичное испарение (без создания плазмы). При этом между пленкой и подложкой возникает избыточное давление. Если возникающие в результате воздействия излучения на загрязненную поверхность из-за избыточного давления силы превосходят силу адгезии, происходит удаление загрязненного слоя.

На основе известных экспериментальных данных по очистке поверхности ударной абляции можно говорить о зависимости плотности мощности излучения, при котором происходит эффективное очищение, от толщины пленки. Так, для пленок толщиной порядка 100 нм избыточное давление, приводящее к ударной абляции, составляет величину ~ 4-6 МПа. В таком случае ударный механизм очистки поверхности реализуется при плотностях мощности лазерного излучения порядка 2-4 МВт/см². С учетом того, что толщина пленки варьируется от 10 нм до 1 мкм, а также может меняться состав пленки, механизм ударной очистки реализуется при плотностях мощности $10^5 - 10^6$ Вт/см². Оценки пороговых мощностей хорошо согласуются с результатами, полученными в ходе очистки образцов. При плотностях мощности 3-4 МВт/см² происходило отслаивание пленки в основном за счет ударной абляции, а при повышении мощности до 6 МВт/см² определяющим становился испарительный механизм очистки.

В оптимальном режиме, или близком к нему, возможно уменьшение шероховатости, что позволяет не только очищать зеркала от загрязнений, но и полировать их поверхность. Предварительные эксперименты по очистки загрязняющих пленок на поверхности металлических зеркал излучением волоконного лазера показали возможность аппаратной реализации методики, пригодной для ее эксплуатации в системах оптических диагностик внутри порт-плагов вакуумной камеры ИТЭР.

Оптимизация лазерной очистки поверхности зеркал проводилась на образцах, представляющих собой полированные с оптическим качеством металлические подложки с напылением углеводородных пленок. Напыление пленок проводилось в условиях, аналогичных предполагаемым условиям на ИТЭР и имитирующих химических состав, в которых будут находиться зеркала на установке в конкретных схемах диагностик. Пленки на образцах были получены магнетронным напылением, а также в рабочем режиме токамака Т-10. Толщины пленок на образцах были от 60 нм до 500 нм с разными отражательными характеристиками. Для контроля качества поверхности проводилось измерение отражательных характеристик и шероховатостей чистых зеркал и с напыленными на них пленками, а затем для почищенных лазерным излучением образцов. В ходе экспериментальных исследований показано, что подбором режимов воздействия излучения на поверхность с напыленной пленкой можно восстановить исходные высокие отражательные характеристики оптических элементов.



Рис.2. Спектральные зависимости коэффициента отражения зеркал от длины волны в видимом диапазоне спектра для чистого металла (а), пленки (b) и металла после лазерной чистки(с).

На рис.1 приведены спектральные зависимости коэффициентов отражения зеркала, изготовленного из стали, на которое была нанесена пленка толщиной 110 нм. Видно, что наличие пленки сильно ухудшает отражательные характеристики зеркала в диапазоне регистрируемого излучения в спектроскопии водородных линий (390-694 нм). После лазерной очистки коэффициент отражения восстанавливался практически полностью, пленка была полностью удалена, а шероховатость поверхности после обработки совпадала с исходным значением для чистого металла.

Т.Р. МУХАММЕДЗЯНОВ¹, К.Ю. ВУКОЛОВ¹, И.И. ОРЛОВСКИЙ¹, А.Ю. ТАРАНЧЕНКО¹, А.М. ТОБЕНГАУЗ¹, А.М. ЗИМИН², С.Е. КРИВИЦКИЙ²

¹Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва ²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,

РЕСУРСНЫЕ ИСПЫТАНИЯ МАКЕТА УЗЛА ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР В МАГНЕТРОННОЙ УСТАНОВКЕ

При проектировании диагностического комплекса встаёт вопрос о времени жизни как отдельных элементов, так и всей диагностики в целом. В большинстве случаев удаётся найти ответ для того или иного узла, если накоплена достаточно обширная база данных по аналогичным элементам, используемым в технике и промышленности. Однако для проектируемых систем токамака ИТЭР ситуация складывается таким образом, что не существует достоверных сведений по ряду элементов, в частности, зеркалам, которые собирают излучение из плазмы.

Для решения поставленной задачи были проведены ресурсные испытания макета узла входного зеркала (УВЗ) оптической диагностики ИТЭР «Спектроскопия водородных линий» (СВЛ). Исследовалось время жизни зеркал диагностики при воздействии на них потока низкоэнергетичных (до 100 эВ) атомов углерода и алюминия, идущего с катода магнетрона. Макет полностью повторяет внутреннюю геометрию расположения оптических элементов СВЛ и включает два металлических зеркала: первое, расположенное напротив катода магнетрона и зеркальной частью повёрнутое к нему, и второе, расположенное ближе и под углом 45°, но тыльной стороной к катоду магнетрона. Первая стенка, в связи с ограниченными размерами вакуумной камеры, была изготовлена в масштабе при условии сохранения потоков как на первую стенку, так и на зеркало равными аналогичным потокам для ИТЭР. На ней устанавливалось зеркало, которое служило опорным для сравнения результатов с более ранними результатами, когда не использовался макет УВЗ [1]. Описание и схема макета УВЗ приведены в [2].

Исследования проводились на установке, описанной в [1], в дейтериевой атмосфере при давлении р = 0,7 Па, токе магнетрона I = 1 – 2 А и напряжении U = 300 – 400 В. При указанных параметрах плотность потока частиц на стенку макета УВЗ составляла (2-4)·10¹⁴ см⁻²с⁻¹, что по порядку величины соответствует оценочным данным для первой стенки ИТЭР [3]. Время тестирования составляло 2, 8 и 40 часов (что при длительности импульса в ИТЭР 400 с равно 18, 72 и 360 импульсам соответственно). Зеркала размером 22х22х4 мм, изготовленные из молибдена марки МЧВП, крепились на специальных столиках с нагревателем и термопарой, чтобы обеспечить требуемую температуру (130 – 250 °C). Опорное зеркало на первой стенке дополнительно не нагревалось, но его температура измерялась термопарой.

В результате исследования оптических характеристик на спектрофотометре установлено, что у первого зеркала вне зависимости от времени экспонирования несколько улучшились оптические свойства в видимой области спектра. Для второго зеркала, напротив, наблюдалось незначительное ухудшение характеристик (до 2%), причём тем больше, чем больше было время эксперимента. Результаты для опорного зеркала, установленного на первой стенке, совпадают с аналогичными из [1].

Были проведены исследования поверхности зеркал на профилометре и электронном микроскопе. Результаты профилометрии показывают, что на зеркалах не образовалось никакой плёнки, однако выявлена эрозия относительно исходной поверхности на глубину около 10 нм. На фотографиях, полученных на электронном микроскопе, также видны следы эрозии поверхности.

Дальнейшим развитием данной работы с целью приближения к реальным условиям по энергии падающих частиц является изготовление и испытания макета УВЗ на ускорителе типа КСПУ.

Литература:

- [1] Кривицкий С.Е., Вуколов К.Ю., Мухаммедзянов Т.Р., Таранченко А.Ю., Моделирование процессов переосаждения углеродных и металлических загрязнений на оптические элементы диагностик токамака ИТЭР, Тезисы докл. VII конференции "Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды". – М.: МИФИ, 2010. – С.28-31.
- [2] Mukhammedzyanov T., Vukolov K., Taranchenko A., Zvonkov S., Orlovskiy I., Krivitsky S. and Zimin A., Experimental modeling of film growth on diagnostic mirrors in ITER-relevant conditions. 13th PFMC Workshop / 1st FEMaS Conference, Rosenheim, May 9th -13th, 2011, p. 231
- [3] Kotov V., Litnovsky A., Kukushkin A.S., Reiter D. and Kirschnera A.. Numerical modelling of steady-state fluxes at the ITER first wall, Journal of Nuclear Materials, Vol. 390-391, 2009, pp. 528-531

С.Е. КРИВИЦКИЙ

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

СВОЙСТВА МЕТАЛЛО-УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧАЕМЫХ ПРИ ТЕСТИРОВАНИИ ПРОТОТИПОВ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ ИТЭР

При создании систем диагностик ИТЭР проводятся эксперименты, в которых оптические элементы (прототипы первого зеркала) тестируются в условиях, имитирующих ожидаемые в реакторе [1 – 3]. Основным исследуемым процессом является осаждение загрязнений на зеркала с образованием пленок, сильно влияющих на спектральный коэффициент отражения. Моделирование осуществляется с помощью магнетронной распылительной системы.

Показано, что при осаждении углеводородных загрязнений существенна химическая эрозия, способствующая уходу углерода из пленки и приводящая к ее разрушению [1]. Однако если одновременно с углеводородами осаждаются примеси металлов, химической эрозии таких пленок не наблюдается [2].

Данная работа проведена с целью изучения свойств получаемых в экспериментах пленок и проверки предположения о том, что процесс образования карбидов препятствует температурной эрозии металлоуглеводородных пленок.

Для экспериментов использовалась магнетронная распылительная система, описанная в [2,3]. Поскольку соединения бериллия высокотоксичны, он заменялся близким по свойствам алюминием. Составной катод магнетрона включал в себя три сектора графита и один сектор алюминия. Разряд производился в дейтерии при давлении 0,5 Па. В качестве подложек использовались пластинки из кремния. Для нагрева образцов до необходимой температуры в подложкодержатель встраивался проволочный нагреватель. Температура образцов контролировалась термопарой.

Поверхность полученных образцов исследовалась профилометром и сканирующим электронным микроскопом. Элементный состав изучался методом рентгеноспектрального микроанализа, химические связи – методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

Показано, что увеличение температуры кремниевой подложки при осаждении загрязнений не препятствует образованию пленки, но вызывает потемнение поверхности. Обнаружены дефекты пленок, схожие с блистерингом и флекингом. Химических связей между алюминием и углеродом, с которыми можно было бы связать снижение роли химической эрозии пленки, не найдено.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» на 2009–13 гг. (проект П249).

Литература:

- [1] Вуколов К.Ю., Данелян Л.С., Звонков С.Н. и др., Влияние нагрева на скорость роста а-С:Н-пленок и характеристики металлических зеркал в условиях, подобных ИТЭР, ВАНТ, Сер. Термоядерный синтез, 2006. - Вып. 4. – С. 21-33.
- [2] Кривицкий С.Е., Вуколов К.Ю., Мухаммедзянов Т.Р., Таранченко А.Ю., Моделирование процессов переосаждения углеродных и металлических загрязнений на оптические элементы диагностик токамака ИТЭР, Тезисы докл. VII конференции "Современные средства диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды". – М.: МИФИ, 2010. – С.28-31.
- [3] Вуколов К.Ю., Звонков С.Н., Мухаммедзянов Т.Р., Таранченко А.Ю., Кривицкий С.Е., Моделирование процессов образования плёнок на поверхности металлических зеркал в лабораторных условиях близких к ИТЭР, Тезисы докл. 38й Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. - Звенигород, 2011. - С. 396.

Н.И. АРХИПОВ, С.В. КАРЕЛОВ, И.М. ПОЗНЯК, В.М. САФРОНОВ, Д.А. ТОПОРКОВ

ГНЦ РФ ТРИНИТИ «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»

ФОРМИРОВАНИЕ И ДИНАМИКА ПРИМЕСЕЙ ВОЛЬФРАМА В УСЛОВИЯХ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИТЭР

Выбор защитных материалов дивертора и первой стенки ИТЭР является одной из ключевых проблем в создании термоядерного реактора. Эти элементы вакуумной камеры должны противостоять интенсивному плазменно-тепловому воздействию как во время стационарных режимов работы токамака, так и во время переходных плазменных процессов [1].

В работе проведено экспериментальное изучение процесса взаимодействия интенсивного потока водородной плазмы с твердотельными вольфрамовыми мишенями на импульсном плазменном ускорителе МК-200. Основное внимание уделялось процессам формирования примесей вольфрама в результате испарения материала мишени и их распространения вдоль силовых линий магнитного поля.

В качестве основных средств диагностики ионизованного пара вольфрама использовались спектрометры EUV и видимого диапазонов с пространственным разрешением. Для исследования динамики распространения примесей вольфрама применялись абсолютно калиброванные AXUV фотодиоды.

В данной работе определен энергетический порог интенсивного испарения вольфрама в результате воздействия плазменного потока. Показано, что под действием плазмы происходит быстрая ионизация испаренного вольфрама и вблизи поверхности мишени образуется облако вольфрамовой плазмы.

Проведено исследование интенсивности свечения примешенной вольфрамовой плазмы в зависимости от расстояния до поверхности мишени в EUV и оптическом диапазонах. В оптическом диапазоне зарегистрированы спектральные линии нейтрального и однократно ионизованного вольфрама. Проведено сопоставление спектральных линий вольфрама, зарегистрированных в EUV диапазоне с линиями, полученными в результате численных расчетов в работе [2].

Эффективная толщина вольфрамового плазменного слоя, излучающего в оптическом диапазоне вблизи поверхности мишени, составляет 1 – 2 см.

В EUV диапазоне эта величина существенно больше и составляет 6 – 7 см, причем интенсивность излучения быстро спадает с увеличением расстояния до поверхности мишени.

Исследование динамики примесей вольфрама было проведено с помощью AXUV фотодиодов. Определена скорость движения вольфрамовой плазмы в направлении от поверхности мишени вдоль силовых линий магнитного поля. Кроме того, исследовано распределение интенсивности свечения примешанной плазмы от расстояния до поверхности облучаемого образца во всем спектральном диапазоне чувствительности AXUV, а также в диапазоне длин волн 17 – 60 нм (алюминиевая фольга 0,65 мкм). Показано, что результаты, полученные с помощью AXUV диодов и спектроскопическими методами, согласуются друг с другом.

Литература:

- [1] ITER Physics Basis, Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137
- [2] Suzuki C., Harte C.S., Kilbane D. et. al., J. Phys. B: At. Mol. Opt., 44 (2011)
- [3] Safronov V.M.et al. Problems of Atomic Science and Technology, 2008, v.6, p.52-54.
- [4] Архипов Н.И., Сафронов В.М., Барсук В.А. и др. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 4, с. 3 – 13.
- [5] Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М. и др. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 2, с. 52 – 61.

Ю.В. МАРТЫНЕНКО, М.Ю. НАГЕЛЬ РНЦ « Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182

МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ «ПУХА» НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА

Вольфрам — основной кандидат для материала дивертора международного токамака ИТЭР и будет испытывать облучение как ионами изотопов водорода (D, T), так и ионами He⁺ - продуктами термоядерной реакции. Поэтому обнаруженное недавно образование нанострутуры типа «пуха» (в английской литературе «fuzz») при облучении в гелиевой плазмы представляет несомненный интерес (рис. 1) [1].

Такая наноструктура имеет ряд положительных качеств, таких как: меньший коэффициент распыления и большое тепловое излучение, практически как у абсолютно черного тела, снижающее температуру поверхности при тепловых нагрузках и повышающую стойкость поверхности к тепловым нагрузкам [2].

В тоже время на такой поверхности лучше развиваются дуги [3], а продуктами эрозии могут быть волоски пуха – наиболее опасная пыль наноразмеров. Такие характеристики пуха делают еще более актуальным его исследования.

На сегодняшний день об образовании пуха на поверхности вольфрама известно следующее.

- 1. Для образования пуха необходимо облучение ионами He⁺ с энергией более 20- 30 эВ при температуре вольфрама в интервале 1000 – 2000 K [2].
- 2. Толщина слоя пуха растет со временем пропорционально $t^{1/2}$ и при плотностях ионного тока $10^{18} 10^{19}$ He/см²с за время ~ 10^4 с образуется слой пуха ~ 5 мкм [4]. В предположении диффузионного роста толщины слоя пуха $h = (2D_{eff}t)^{1/2}$, эффективный коэффициент диффузии равен $D_{eff} = D_0 \exp(-E_{eff}/T)$, где энергия активации $E_{eff} = 0.7$ eV, а предэкспоненциальный множитель $D_0 \approx 10^{-8}$ см²/с [4].

Объяснение известных закономерностей образования пуха и на его основе поиски путей управления появлением пуха и является целью данной работы.

Обратим внимание, что структура пуха на вольфраме имеет много общего со структурами, наблюдающимися в пленках токамаков, образованных в основном из углерода иногда со значительным содержанием водорода (обзор таких структур дан в [5]). Структура таких пленок весьма разнообразна и зависит от условий осаждения: главным образом от скорости осаждения и температуры подложки. Образование различных структур таких пленок объяснялось [6] на основе роста дендритов из одиночных осажденных атомов (адатомов).

Мы также полагаем, что структура пуха на вольфраме также образуется в результате роста из адатомов, но появляющихся на поверхности не при осаждении, а в результате ионной бомбардировки ионами He⁺. Образование адатома на поверхности происходит в результате выбивания атома из поверхностного слоя на поверхность, для чего требуется энергия $E_a \approx (\frac{1}{2} - \frac{1}{3})E_s$ [7], где E_s , - энергия сублимации, определяющая порог распыления, который для He⁺ и W составляет 107 эВ [8]. Поэтому порог образования адатомов на поверхности в 2 – 3 раза меньше порога распыления, составляет ~ 30 эВ и определяет энергетический порог ионов Не для образования пуха.

Скорость образования адатомов при облучении ионами равна

$$q = jY_a$$
 (

1)

где ј – плотность тока ионов, Y_a – коэффициент образования адатомов. Ориентируясь для оценок на эксперименты [4], примем j=5·10¹⁸ион·см⁻²c⁻¹, $Y_a = 10^{-2} - 10^{-3}$ адатома/ион, тогда q $\approx 10^{16}$ адатома·см⁻²c⁻¹. За время эксперимента 2·10⁴ с [4] образуется ~ 10^{20} адатомов/см², а количество атомов в структуре пуха толщиной h=5 мкм содержится кNh адатома·см⁻², где N = 6.4·10²² см⁻³ – число атомов в массивном вольфраме, а к - пористость, которую для оценок примем к=0.1- 0.2, тогда кNh = (3-6)· 10¹⁸ атома·см⁻². Отсюда следует, что только небольшая часть адатомов идет на образование структуры пуха. Большая часть адатомов рекомбинирует с ямами, которые образуются в паре с адатомами. Тогда концентрация адатомов на поверхности равна

$$C = (q/D)^{1/2}$$
 (2)

где D – коэффициента диффузии адатомов по поверхности.

В работе [6] было показано, что образование структур типа вискеров возможно, если на адатомы действует сила, направленная к верхним концам структуры, а это происходит при достаточно высоких температурах вследствие теплового расширения и уменьшения химического потенциала адатома на более горячей поверхности. Однако расширение решетки (или расстояния между атомами в аморфном материале) возможно и при механическом растяжении. Как замечено еще в ранних работах по блистерингу [9], давление в гелиевом пузырьке достигает значений, при которых пузырьки начинают расти за счет выталкивания петель дислокаций, а это происходит при давлении

$$P = Gb/2\pi r \tag{3}$$

где G - модуль сдвига, b - вектор Бюргерса, r – радиус пузырька. Это давление деформирует материал вокруг пузырька. При этом поверхность над пузырьком растянута. Если слой над пузырьком h меньше радиуса пузырька, то величина тангенсального растягивающего напряжения равна

$$\sigma_{\theta\theta} = 2 \operatorname{Pr}/3h = \operatorname{Gb}/3\pi h \tag{4}$$

В результате химический потенциал адатомов над пузырьком меньше, чем в других местах поверхности на величину

$$\Delta \mu = \sigma_{\theta\theta} \cdot \Omega \approx G \cdot b\Omega / 3\pi h \approx 0.1 - 0.5 \ \Im B \tag{5}$$

где Ω - атомный объем. Это приводит возникновению силы F= $-\partial \mu / \partial x$ действующей на адатомы в направлении вершины пузырька и увеличению концентрации адатомов над пузырьками в $\exp(\Delta \mu / T)$ раз.

Таким образом, образование кластеров из адатомов и их рост в соответствии с механизмом, описанным в [6], наиболее вероятны над пузырьками гелия с большим давлением.

Адатомы диффундируют по и встраиваются в его структуру на вершине волоска, поскольку на вершине больше кривизна и больше ловушек для адатомов. При этом скорость роста волоска определяется потоком адатомов на вершину волоска

$$dh/dt = (D\partial C/\partial x)_{x=h} \cdot 2\pi R/\pi R^2 N$$
(6)

где R – радиус волоска, N – число атомов в единице объема волоска. Градиент концентрации адатомов на волоске равен

$$\partial C / \partial x = C_0 - C_h / h \approx C_0 / h$$
 (7)

где $C_0 = (q/D)^{1/2} \exp(\Delta \mu/T)$ - концентрация адатом у основания волоска, а $C_h - y$ его вершине. Подставляя (7) в (6) и решая полученное уравнение, получим

h =
$$(2D_{eff} \cdot t)^{1/2}$$
, $D_{eff} = (q \cdot D)^{1/2} \cdot exp(\Delta \mu/T)/RN$ (8)

Предложенная модель дает такую же зависимость длины волоска от времени экспозиции в плазме, как наблюдалась экспериментально в работе [4] для толщины слоя пуха. При этом эффективная энергия активации диффузии для D_{eff} равна $E_{eff} = E_a/2$. Совпадение с экспериментом [4] получается при $E_a = 1.4$ эВ. В работе [10] определялись энергии активации диффузии адатомов по поверхности разных граней кристалла вольфрама и было найдено, что для грани (711) $E_a = 0.69$ эВ, а для грани (311) $E_a = 1.02$ эВ. Эти данные показывают тенденцию увеличения E_a по мере перехода к граням с большим числом ступенек и позволяют предположить, что для аморфной структуры волоска с большим числом ступенек E_a близко к значению 1.4 эВ. Оценка предэкспоненциального множителя для D_{eff} дает величину $D_0 = 10^{-9} - 10^{-8}\ {\rm cm}^2/{\rm c}$ близкую к наблюдавшейся в [].

Температурный интервал, в котором наблюдается образование пуха в данной модели вполне объясним. При T<1000K концентрация адатомов столь высока, расстояние между ними ~ 3 а, что их перенос невозможен, а при T>2000K невозможно образование кластеров из адатомов вследствие их термического распада.

Проведено также математическое моделирование образования структуры пуха с помощью кода, описывающего динамику адатомов, образование кластеров из адатомов и изменение рельефа поверхности. При условиях, близких к описанным выше, получена структура типа вискеров, то есть продемонстрирована возможность роста волосков пуха их адатомов.



Рис.1. Структура поверхности, образовавшаяся из напыляемых адатомов в результате их диффузии, образования кластеров и последующего роста кластеров за счет оседания атомов на вершине кластера – вискера

Таким образом, предложенная модель объясняет образование пуха на поверхности вольфрама при облучении его в гелиевой плазме за счет роста волосков пуха из адатомов, образующихся при бомбардировке ионами гелия. При этом порог энергии образования адатомов в 2 – 3 раза меньше порога распыления. Роль пузырьков гелия заключается в создании растягивающего напряжения на поверхности над ними, что способствует концентрации адатомов и зарождению кластеров – волосков. Кинетика диффузии адатомов по волоскам описывает зависимость толщины слоя пуха от времени, которая находится в количественном согласии с экспериментом.

Литература:

- Takamura S., Ohno N., Nishijima D., Kajita S., Plasma Fusion Res, 2006, v.1, p. 51,
- [2] Ohno N., Kajita S., Takamura S., 14th ITPA Seul, 2010, 10 18-21
- [3] Doerner R. P., Baldwin M. J. and Stangeby P., 14th ITPA Seul, 2010, 10 18-21
- [4] Baldwin M. and Doerner R., Nucl. Fusion, 2008, v. 48, 035001
- [5] Крауз В.И., Мартыненко Ю.В., Свечников Н.Ю., Смирнов В.П., Станкевич В.Г., Химченко Л.Н., УФН, 180, 1055–1080 (2010)
- [6] Мартыненко Ю. В., Нагель М. Ю., Российские нанотехнологии, 2009, т. 4, № 9-10, с. 59-63.
- [7] Кнаке О., Странский И.Н., УФН, 1959, т. 68, с. 261
- [8] W. Eckstein.
- [9] Гусева М.И., Мартыненко Ю.В., УФН, 1981, т. 135, № 4, с. 671-691
- [10] Bouden F.P., Singer K.E., Nature, 222, 977 979 (07, 1969)

В.С. ЕФИМОВ¹, А.А. МЕДНИКОВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. ПИСАРЕВ¹, О.В. ОГОРОДНИКОВА² ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ АЗОТА В ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ НА НАКОПЛЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В ВОЛЬФРАМЕ

Многочисленные исследования в области управляемого термоядерного синтеза показывают, что ни один из существующих на данный момент материалов не способен выдерживать экстремальные нагрузки, которые ожидаются в будущих термоядерных реакторах. Поэтому в настоящее время ведутся не только работы по созданию новых материалов, но и исследования способов оптимизации распределения этих нагрузок. Для более равномерного распределения потоков частиц на стенку в области дивертора может использоваться инжекция нейтрального газа непосредственно в область дивертора. Наилучшие результаты на данный момент достигнуты при инжекции аргона или азота. Однако подобная процедура приводит к изменению состава потока частиц на стенку, что соответственно может существенно повлиять на накопление водорода и его изотопов.

В данной работе образцы вольфрама, облученные дейтериевой плазмой с различным содержанием примесей азота, были исследованы методом термодесорбционной спектрометрии.

В эксперименте использовались образцы вольфрама, обезгаженные перед облучением при температуре 1270 К в течение 30 минут. Облучение проводилось на установке PlaQ (IPP, Германия) с высокочастотным разрядом преимущественно ионами D_3^+ и N_2^+ с энергией 60-200 эВ. Доза облучения составляла $(2\div4)\times10^{25}$ D/m², потоки F = $(0,5\div1)\times10^{20}$ D/m²сек, давление D_2 в ходе облучения - 1 Па. Образцы имели размеры 11,5x14,5 мм² и толщину 0,7 – 1,5 мм.

ТДС анализ образцов проводился на сверхвысоковакуумной установке «ТДС-стенд» (НИЯУ МИФИ). В процессе ТДС образцы нагревались до максимальной температуры $T_{max} = 1540$ К, сигнал десорбирующегося газа регистрировался с помощью квадрупольного масс-спектрометра. Запись велась для 20 различных масс, в том числе водород и дейтерий содержащие массы (M/Z=2,3,4, 18,19, 20), а также азотные массы (7 – N⁺⁺, 14 – N⁺, 28 – N₂⁺).

На рис.1 приведены спектры термодесорбции дейтерия из образцов вольфрама, облученных при разных температурах с добавлением азота и в чистой дейтериевой плазме. В целом, наблюдается схожее положение пиков десорбции дейтерия после облучения как с азотом, так и без азота с максимумом газовыделения при температуре вблизи 800 К. При этом интегральное количество захваченного дейтерия при облучении с примесью азота заметно выше, чем в случае чистой дейтериевой плазмы (рис.2).



Рис.1. ТДС-спектр выхода дейтерия из различных образцов вольфрама после облучения в дейтериевой плазме с примесью азота. Доза облучения - $(2\div 4) \times 10^{25}$ D/m², температура облучения и доля азота в плазме для каждого образца указаны на вставке



Рис.2. Температурная зависимость интегрального количества захваченного дейтерия при облучении в чистой D плазме и с 1% примесью азота

Количество захваченного дейтерия очень велико. Можно предположить, что основная часть дейтерия захватывается не в приповерхностном слое, а в объеме материала. Такая ситуация характерна для больших доз облучения.

Увеличение количества захватываемых частиц в глубине предположительно связано с тем, что приповерхностный слой насыщается атомами азота, и это приводит к изменениям в приповерхностном слое, которые затрудняют выход дейтерия на поверхность и, соответственно, десорбцию с неё. Диффузионный поток дейтерия вглубь образца поэтому растет, что приводит к увеличению количества захваченного там дейтерия.

Для анализа газовыделения азота рассматривались три массы: M/Z=7, 14, 28. На рис.3 приведены сигналы трех масс в ходе ТДС анализа для одного из образцов, облученного в дейтериевой плазме с содержанием азота 1%. Можно видеть четкую корреляцию всех трех масс, что говорит о доминирующем вкладе азота в каждую из них.



Рис. 3. ТДС-спектры для масс М/Z=7,14,28 для образца вольфрама облученного в дейтериевой плазме с добавлением азота 1%, температура облучения - 650 К

Температура выхода основного количества азота из образцов близка для всех образцов (1100 К). Интересно, что эта температура хорошо соотносится с экспериментами по исследованию разложения WN_x плёнок. В [1] приводится зависимость содержания азота в пленке от температуры в

ходе нагрева. На рис. 4 приведено сравнение этой зависимости с данными, полученными в результате интегрирования термодесорбционного спектра для массы 14. Аналогичное сравнение было проведено и для масс M/Z=7, 28. Во всех случаях наблюдается неплохое согласие. Таким образом, можно сделать вывод, что после внедрения азота поверхностный слой приобретает свойства, близкие к WN_x плёнкам.



Рис.3. Сравнение проинтегрированного спектра термодесорбции азота (M/Z=7) и данных о разложении WN_x плёнок из [1]

Список литературы

 Shen Y.G., Mai Y.W., McBride W.E. et al., Structural properties and nitrogenloss characteristics in sputtered tungsten nitride films, Thin Solid Films 372(2000)257-264. Ю.М. ГАСПАРЯН¹, С.А. КРАТ¹, М.С. ЗИБРОВ¹, И. ТИМОФЕЕВ¹, М. МАЙЕР², А.А. ПИСАРЕВ¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия

СООСАЖДЕНИЕ ПЛЕНОК LI-D В МАГНЕТРОННОМ ДЕЙТЕРИЕВОМ ПЛАЗМЕННОМ РАЗРЯДЕ

Литий рассматривается как один из возможных материалов, используемых для защиты обращенных к плазме элементов в будущих термоядерных установках. Литий имеет низкий атомный номер, эффективно откачивает примеси и благоприятно влияет на параметры плазмы. Накопление изотопов водорода в литиевых пленках, которые образуются при этом на поверхности обращенных к плазме элементов и в теневых областях, может быть проблемой с точки зрения безопасности.

Данная работа посвящена исследованию роста литиевых пленок в условиях стационарного магнетронного дейтериевого разряда и накопления дейтерия в образованных пленках.

Для осаждения литиевых пленок использовалась стандартная магнетронная технология. Кусочки лития размером $10 \times 15 \times 3$ мм³ отрезались от массивного куска и помещались на поверхности катода, сделанного из молибдена. Сразу после этого камера закрывалась и начиналась откачка. Весь процесс занимал около 10 минут. Стенки и крышка камеры были закрыты алюминиевой фольгой от прямого попадания лития. Открытым оставалось только смотровое окно, позволяющее наблюдать ранние стадии разряда, до того как окно запылялось. На стенках и крышке камеры также устанавливались молибденовые подложки для изучения полученных пленок. Анализировались также пленки лития, осажденные на алюминиевой фольге на стенках камеры.

Давление дейтерия в камере во время разряда было 5×10^{-3} мбар. При небольших токах разряд имел характерное водородное свечение (бледно розовое). На поверхности литиевых образцов были заметны слабые точечные вспышки. Небольшие микропробои были видны и на периферии катода. При этом никаких заметных изменений с литиевыми образцами не происходило. При первом повышении тока разряда до 180 мА наблюдалось резкое повышение давления в рабочей камере до уровня порядка 10^{-1} мбар. Такого резкого скачка давления не наблюдалось при работе с другими материалами. После остановки и повторного зажигания разряда скачка давления не наблюдалось. При первом означе-

ния порядка 200 мА началось интенсивное алое свечение кусочков лития, а разряд сосредоточился на кусочках лития. Далее произошло частичное расплавление лития и его растекание по катоду, после чего разряд снова приобрел классическую кольцеобразную форму.

После начала интенсивного попадания лития в плазму полностью исчезли все пробои и паразитные разряды, наблюдавшиеся при протекании разряда на чистом катоде и начальной стадии разряда с литием.

Скорость напыления лития в режиме больших токов разряда была большая, смотровое окно было запылено в течение нескольких минут. Анализ с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) позволил оценить толщину полученных пленок и морфологию поверхности. Толщина пленок, напыленных при токе разряда 200 мА за 10-15 минут, доходила до 5 мкм (рис.1).



Рис.1. РЭМ изображение торца литиевой пленки на алюминиевой фольге со стенки камере, нанесенной в магнетронном разряде при токе 200 мА. Изображение получено через день после нанесения пленки.

На атмосфере пленки начинали постепенно менять цвет и даже структуру поверхности, что было заметно невооруженным взглядом. Трансформация пленки продолжалась в течение нескольких дней. По истечении нескольких часов на поверхности пленок, нанесенных на молибденовые подложки, образовались вздутия диаметром до 100 мкм (рис.2), которые видны даже визуально, но которых не было на образцах сразу после эксперимента. На рис.1,2 также видно, что полученные пленки имеют сложную глобулярную структуру.



Рис.2. РЭМ изображение поверхности литиевой пленки на молибденовой подложке с различными увеличениями. Изображение получено через сутки после нанесения

Пленки, достигшие толщины несколько микрометров, начинают отслаиваться от поверхности уже в вакууме. При контакте с атмосферой отшелушивание пленок появляется в новых областях.

Содержание лития и дейтерия в пленках определялось методом ядерных реакций на ускорителе ТАNDEM (Институт физики плазмы, Германия) по количеству образовавшихся протонов в реакциях $3\text{He}(6\text{Li},p)^8\text{Be}$ и $^3\text{He}(D,p)^4\text{He}$ при облучении ионами $^3\text{He}^+$ с энергией 2,5 МэВ. При этом соотношение изотопов лития принималось равным $^6\text{Li}/^7\text{Li}=0.081$. Измерения проводились спустя месяц после напыления пленок, поэтому содержание дейтерия в пленках может быть меньше, чем оно было сразу после осаждения.

Измерения проводились как для пленок, осажденных на молибденовые подложки, так и пленок, образовавшихся в зоне облучения на катоде. Несмотря на большую разницу в условиях получения и в толщине пленок, содержание дейтерия во всех проанализированных на данный момент пленках было на уровне D/Li=1-3 ат.%.

Параллельно с описанными экспериментами в настоящее время создается новая установка, которая позволит в будущем проводить термодесорбционный анализ полученных пленок сразу после осаждения без переноса по атмосфере. М.С. ЗИБРОВ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, А.А. ПИСАРЕВ¹, Φ . КОХ², Т. ДЮРБЕК², М. МАЙЕР²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия

СВОЙСТВА ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ, НАНЕСЕННЫХ НА АЛЮМИНИЙ ПЛАЗМЕННЫМИ МЕТОДАМИ

Алюминий широко используется в промышленности благодаря своим многочисленным достоинствам. Однако возможности его использования ограничиваются тем, что он подвержен коррозии в некоторых агрессивных средах. Для защиты от коррозии разрабатываются разнообразные защитные покрытия, которые оказываются весьма эффективными во многих случаях, когда необходима защита конструкционных материалов относительно большой толщины. В последнее время возникли задачи защиты тонких алюминиевых фольг от коррозии в электролитах. В этом случае необходимо нанесение сравнительно тонких покрытий, которые, тем не менее, предотвращали бы сквозную коррозию тонкой алюминиевой фольги. Если количество работ по созданию защитных покрытий на массивных материалах весьма велико, то работ, посвященных защите тонких фольг, крайне мало. Нанесение тонких покрытий возможно при использовании плазменных методов. Данная работа посвящена исследованию свойств покрытий, нанесенных в плазме.

Если для защиты массивных конструкций покрытия могут быть пористыми (например, так называемые анодные покрытия), то для защиты тонкой фольги покрытие должно быть сплошным и инертным по отношению к агрессивной среде. Для защиты тонкой фольги можно рассматривать покрытия на основе углерода, который является инертным ко многим электролитам, и так называемые катодные покрытия на основе металлов. Покрытия, исследованные в данной работе, были выбраны на основании существующего в мире опыта по созданию защитных покрытий на массивных материалах.

Среди углеродных покрытий в литературе рассматриваются графитоподобные углеродные пленки (с преимущественной sp² гибридизацией атомов углерода) и алмазоподобные углеводородные пленки (с малым содержанием водорода и преимущественной sp³ гибридизацией атомов углерода).

Перспективность использования графитоподобных пленок была предположена на основании результатов экспериментов по газовой проницаемости водорода через вольфрам. Они показали, что количество молекул водорода, прошедших сквозь вольфрам, значительно уменьшается при нанесении на него графитоподобной углеродной пленки в магнетронном разряде, что свидетельствует о высокой плотности графитоподобных покрытий.

В данной работе графитоподобные углеродные пленки были нанесены на алюминий по той же технологии, что и пленки, нанесенные на вольфрам в экспериментах по газопроницаемости. Использовалась магнетронная распылительная установка Denton Vacuum Discovery 18 (Институт физики плазмы им. Макса Планка). Пленки осаждались на подложки из промышленной конденсаторной алюминиевой фольги высокой чистоты толщиной 40 мкм. Полученные пленки имели толщины около 400 нм и обладали хорошей адгезией. Структура полученных покрытий была исследована на растровом электронном микроскопе. Графитоподобные пленки имеют глобулярную структуру, их поверхность холмистая. При анализе поперечного сечения пленок не было видно никаких пор. Однако при более тщательном анализе поверхности пленок в РЭМ были обнаружены небольшие особенности, которые можно было интерпретировать как трещины.

Полученные графитоподобные покрытия были исследованы в оптическом стереомикроскопе на предмет их стойкости к воздействию 30% водного раствора щелочи КОН. При контакте с раствором щелочи на поверхности образцов практически сразу наблюдалось газообразование, что свидетельствовало о реакции щелочи с алюминием. После промывки остатков щелочи с поверхности образцов было заметно разрушение углеродного слоя; в некоторых местах алюминиевая фольга была протравлена насквозь. Это свидетельствует, что дефекты, которые видны на поверхности являются сквозными. Анализ поверхности после травления показал, что плотность очагов травления на его начальной стадии больше, чем плотность дефектов, видимых на первоначальной поверхности покрытия. Это означает, что в пленке существует большое количество наноразмерных дефектов, неразрешимых в РЭМ. Анализ характерных особенностей разрушения покрытия свидетельствует, что это разрушение происходит механически. На начальной стадии разрушения видны особенности, которые можно интерпретировать, как взрыв пузырьков, образующихся на границе раздела алюминия и углеродной пленки.

На основании анализа РЭМ изображений образцов, подвергшихся воздействию щелочи, можно предложить механизм разрушения покрытия. Предполагается, что пленки имеют дефекты, которые настолько малы, что они не видны в электронный микроскоп, но достаточно велики, чтобы обеспечить транспорт электролита к поверхности алюминия. Ионы гидроксила взаимодействуют с алюминием, в результате чего выделяется водород, который накапливается на границе раздела в виде пузырьков. При увеличении давления в пузырьке до критического уровня тонкая пленка углерода механически разрушается с образованием макроскопических отверстий и трещин, которые ускоряют травление алюминия. Помимо них образуются также щели между пленкой и подложкой, в которые проникает щелочь, и начинается травление алюминия не только вглубь, но и вдоль поверхности алюминиевой основы.

Таким образом, несмотря на то, что графитоподобные углеродные пленки хорошо подавляют проницаемость водорода из газовой фазы, они оказались неэффективными в качестве защитных покрытий для подавления коррозии алюминия. Причина различия в эффективности в том, что при проникновении водорода и газа пленка сохраняет свою целостность, и коэффициент подавления проницаемости не изменяется в процессе работы, а при проникновении щелочи через пленку пленка разрушается механически в результате реакции щелочи и алюминия.

В качестве перспективных покрытий для защиты металлов часто рассматриваются алмазоподобные углеводородные пленки, которые являются химически инертными, имеют высокую плотность и обладают по данным ряда исследований хорошей стойкостью к электрохимической коррозии. Такие пленки обычно выращивают на хорошо подготовленных поверхностях.

В данной работе алмазоподобные углеводородные пленки были нанесены в высокочастотном емкостном разряде в среде метана на установке KESCABO (Институт физики плазмы им. Макса Планка). Пленки осаждались на подложки из промышленной конденсаторной алюминиевой фольги, алюминий-магниевого сплава и на монокристаллическую кремниевую пластину. Пленки осаждались также и на алюминиевые подложки с промежуточным слоем кремния толщиной около 280 нм. Промежуточный слой кремния должен улучшить адгезию между алмазоподобной пленкой и алюминиевой подложкой, а так же уменьшить поверхностные напряжения на границе раздела подложка-пленка, обусловленные несовпадением структур материалов пленки и подложки. Полученные пленки имели толщины около 270 нм и обладали хорошей адгезией. В процессе осаждения пленки образцы из алюминиевой фольги изгибались, что свидетельствует о высоких внутренних напряжениях в пленках. Однако напряжения у образца с промежуточным слоем кремния оказались меньше. Структура полученных покрытий была исследована на РЭМ. Алмазоподобные пленки имеют достаточно плотную структуру, на их поверхности не видно никаких особенностей.

Несмотря на то, что алмазоподобные пленки в РЭМ выглядели плотными, при контакте с раствором щелочи на поверхности образцов также практически сразу наблюдалось газообразование. После промывания остатков щелочи с поверхности образцов было видно разрушение алмазоподобного слоя, в некоторых местах алюминиевая фольга была протравлена насквозь. Изучая РЭМ изображения образцов, подвергшихся воздействию щелочи, можно сделать вывод, что механизмы разрушения алмазоподобных и графитоподобных пленок весьма схожи.

Известно, что некоторые металлы такие, как медь, титан, хром и др. устойчивы к воздействию щелочей. Согласно диаграмме Торнтона, металлические пленки, осаждаемые в магнетронном разряде, имеют плотную столбчатую структуру, если температура подложки больше 0,3 температуры плавления материала покрытия и давление рабочего газа низкое.

Металлические пленки были нанесены на магнетронной распылительной установке Leybold Univex 450В (Институт физики плазмы им. Макса Планка). Пленки осаждались на подложки из промышленной конденсаторной алюминиевой фольги и алюминий-магниевого сплава. Были нанесены три типа пленок: медные при температуре подложки 400°С, хромовые при 400°С и титановые при 500°С. Полученные пленки имели толщины не менее 500 нм и обладали хорошей адгезией. Структура полученных покрытий была исследована на РЭМ. Оказалось, что все покрытия имеют неплотную структуру. Испытания в щелочи показали неудовлетворительные результаты.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что создание защитных покрытий на тонких пленках является более сложной задачей, нежели создание покрытий на массивных образцах. Это связано со сложностями подготовки поверхности, температурным режимом нанесения и допустимой толщиной покрытий.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России на 2009—2013 гг.». В.С. АВИЛКИНА¹, Н.Н. АНДРИАНОВА¹, А.М. БОРИСОВ¹, Ю.С. ВИРГИЛЬЕВ², Е.С. МАШКОВА¹, П.Н. ЧЕРНЫХ¹ ¹Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, 119991 Москва, Россия avilkina-v25@yandex.ru ²ФГУП НИИграфит, 111141 Москва, Россия

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ РОР ИЗМЕНЕННОГО СЛОЯ ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОЛИТИЧЕСКОГО ГРАФИТА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА

Известно, что ионно-индуцированные структурные изменения высокоориентрованного пиролитического графита (ВОПГ) могут отличаться от таковых для других, менее упорядоченных углеродных материалов, и проявляют существенные различия в интервале температур 20 - 400°С [1,2]. Это отражают температурные зависимости коэффициента ионноэлектронной эмиссии $\gamma(T)$, которые отличаются друг от друга в процессе нагрева и охлаждения ВОПГ, а также от аналогичных зависимостей для поликристаллических графитов [1]. В работе [2] при исследовании измененного поверхностного слоя после облучения ВОПГ марки УПВ-1Т ионами аргона энергии 30 кэВ найден эффект глубокого модифицирования. После облучения при температуре $T \approx 250^{\circ}$ С толщина измененного слоя на порядок величины превышала проективный пробег ионов. В настоящей работе закономерности ионно-лучевого модифицирования ВОПГ изучали путем исследования поверхностного слоя с помощью метода резерфордовского обратного рассеяния (РОР) с использованием эффекта каналирования.

В эксперименте использовали образцы марки УПВ-1Т в виде пластинок с базисной поверхностью (001). Для сравнения использовали образцы поликристаллического графита МПГ-8 и стеклоуглерода СУ-2500. Облучение производили на установке масс-монохроматор НИИЯФ МГУ ионами Ar⁺ с энергией от 10 до 30 кэВ и флюенсом $\varphi t \sim 10^{18}$ ион/см². Исследования методом POP проводили на спектрометрическом комплексе ускорителя HVEE AN-2500 с использованием пучка ионов гелия энергии 1.5 МэВ. На основе полученных ранее в работах [1,2] температурных зависимостей $\gamma(T)$ и данных POP были выбраны четыре фиксированных температуры облучения $T \approx 60$, 150, 25 и 400°С, среди которых $T_t \approx 150^{\circ}$ С связывается с ионно-индуцированным текстурным переходом [1,2].

Найдено, что облучение при температуре, близкой к комнатной ($T \approx 60^{\circ}$ C), приводит к разупорядочению кристаллической структуры поверхностного слоя УПВ-1Т на глубину не менее 10^{3} нм. На спектрах РОР (рис.1а) это проявляется как отсутствие эффекта каналирования при направленной ориентации [001] на всей углеродной составляющей спектра РОР по сравнению с типичным для каналирования уменьшением выхода РОР для необлученной зоны. Пик, обусловленный обратным рассеянием на внедренных атомах аргона, соответствует его имплантации на глубину проективного пробега при энергии ионов аргона 30 кэВ.

При облучении УПВ-1Т с повышением температуры от комнатной до $T \approx 150^{\circ}$ С глубина модифицированного слоя сильно уменьшается и становится сопоставимой с длиной проективного пробега. На углеродной составляющей спектра РОР это проявляется в виде поверхностной ступеньки для направленной ориентации [001] по сравнению со спектром для случайной ориентации кристалла относительно пучка ионов гелия. Такая же ситуация наблюдается при достаточно высоких температурах облучения, см. рис.1г ($T \approx 400^{\circ}$ С). Глубина разупорядоченного поверхностного слоя, также как и при температуре 150°С, соответствует проективному пробегу ионов аргона в графите.

При промежуточных температурах 200 - 350°C образуется глубокий модифицированный слой с максимальной глубиной при температуре $T \approx 250^{\circ}$ C [2]. В отличие от ситуации облучения при температуре, близкой к комнатной, имплантируемый аргон после такого облучения обнаруживается на глубине от поверхности не менее 10³ нм (рис.1в). Этот эффект не наблюдается для менее упорядоченных углеродных материалов, что показывает приведенное на рис. 2 сравнение глубин залегания аргона в результате облучения УПВ-1Т, поликристаллического графита МПГ-8 и стеклоуглерода СУ-2500. Видно, что, для менее упорядоченных чем ВОПГ углеродных материалов, температурная зависимость глубины внедрения аргона или слабая, как для МПГ-8, или, как для СУ-2500, практически отсутствует и соответствует проективному пробегу ионов Ar⁺ энергии 30 кэВ в графите. Отсутствие каналирования при направленной ориентации УПВ-1Т относительно анализирующего пучка ионов гелия для облученной зоны говорит о разупорядоченном состоянии модифицированного слоя, см. рис.1в. Отметим, что образование глубокого измененного слоя при температурах $T \approx 250^{\circ}$ С связывается в работе [2] с ионноиндуцированным массопереносом углерода, приводящим к развитию
столбчато-игольчатой морфологии с высотой топографических элементов ~10³ нм.





Рис.2. Температурная зависимость глубины залегания аргона при облучении ионами Ar⁺ энергии 30 кэВ с флюенсом $\varphi t \sim 10^{18}$ ион/см² поликристаллического графита МПГ-8, стеклоуглерода СУ-2500 и высокоориентированного пиролитического графита УПВ-1Т



Рис.3. Энергетическая зависимость глубины залегания аргона, рассчитанная по полуширине профиля концентрации аргона в УПВ-1Т после облучения при $T = 250^{\circ}$

Измерения зависимостей глубины залегания аргона от его энергии показывают наличие энергетического порога эффекта глубокого модифицирования в области $T \approx 250$ °C, см. рис. 3. Спектрометрия РОР при направленной ориентации УПВ-1Т, облученного ионами Ar⁺ энергии 10 кэВ при температуре 60°C, показывает, что энергетический порог имеется также и для глубокого модифицирования, наблюдаемого при температурах $T < T_i$.

Таким образом, глубокое модифицирование ВОПГ ионами аргона при температурах, не превышающих температуру ионно-индуцированного текстурного перехода $T_t \approx 150^{\circ}$ С, проявляется в разупорядочении кристаллической структуры, а при $T > T_t$ в виде развития столбчато-игольчатой морфологии поверхности. Оба эффекта имеют пороговый характер по энергии бомбардирующих ионов аргона.

Литература:

- [1] Авилкина В.С., Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Куликаускас В.С., Машкова Е.С., Питиримова Е.А., Температурные эффекты в ионно-электронной эмиссии квазикристалла графита // Поверхность. 2011. №3. С.18-22.
- [2] Andrianova N.N., Avilkina V.S., Borisov A.M., Mashkova E.S. Temperature effects in high fluence ion modification of HOPG // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. B. 2012. V. 273. P. 58-60.

С.А. КРАТ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН¹, М. МАЙЕР² ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ² Институт физики плазмы им. Макса Планка, Гархинг, Германия

ИЗУЧЕНИЕ ЭРОЗИИ И ОСАЖДЕНИЯ НА ВНУТРЕННЕЙ СТЕНКЕ И В ДИВЕРТОРЕ ЈЕТ

Эрозия и осаждение обращённых к плазме материалов в термоядерных установках являются одними из основных процессов, определяющих время жизни и накопление трития в обращенных к плазме элементах (ОПЭ) термоядерных установок. В токамаке JET (Великобритания) проводятся эксперименты с многокомпонентным покрытием стенки из бериллия, вольфрама и углеродных материалов, которые предполагается использовать в строящемся экспериментальном реакторе ИТЭР. В данной работе методами Обратного Резерфордовского Рассеяния (ОРР) и Растровой Электронной Микроскопии (РЭМ) анализировалось осаждение и эрозия тайлов внутренней стенки, дивертора и лимитера, установленных в токамаке JET в кампании 2004-2009 годов.

Анализ методом ОРР проводился на ускорителе заряженных частиц ТАNDEM в институте физики плазмы имени Макса Планка (Гархинг, Германия). Использовались протоны с энергией 4,5 МэВ (для дивертора и лимитера), протоны с энергией 1,5 и 3 МэВ и ионы ⁴He⁺ с энергией 2 МэВ (для внутренней стенки). Угол детектора во всех случаях - 165⁰.

Для анализа эрозии внутренней стенки внутри тайлов были установлены реперные образцы из углерода и бериллия. По этим данным были построены распределения количества распыленного вещества по октантам для углерода и бериллия оказалось равномерным. Распределение по вертикали показывает увеличение количества распылённого вещества в нижнем направлении для углерода, но является равномерным в пределах погрешности для бериллия. Это говорит о возможном увеличении концентрации низкоэнергетических (до 300 эВ) нейтралов перезарядки в нижней части установки. Данные о количестве распылённого углерода с образцов были экстраполированы для оценки полного количества распылённого углерода с внутренней стенки. Для периода 2004-2009 годов эта оценка дает 230 грамм углерода.

Анализ поверхности образцов из внутренней стенки при помощи РЭМ не выявил никаких направленных эффектов в картине распыления. Из

чего был сделан вывод о незначительной роли ионов в распылении и о преимущественном вкладе нейтралов перезарядки.

Дополнительно на внутренней стенке было установлено два набора образцов из различных материалов (С, Ве, Ni, W). Эти образцы закрывались заслонкой в ходе чистящих разрядов и были открыты только во время рабочих разрядов. Количество распыленного материала с поверхности идентичных образцов, установленных без заслонки и под заслонкой, отличается в 1,4 раза, что говорит об эффективной работе заслонки.

На основе данных о распылении образцов под заслонкой был восстановлен спектр нейтралов перезарядки вблизи внутренней средней плоскости (рис.1).



Рис.1. Спектры нейтралов перезарядки вблизи средней плоскости для токамаков ASDEX Upgrade (внешней) и JET (внутренней). Спектры приведены к одинаковому общему потоку нейтралов.

Восстановленный спектр состоит из быстро спадающей низкоэнергетической части и медленно спадающей высокоэнергетической части. В расчетах предполагалось, что распыление происходит исключительно под действием нейтралов перезарядки дейтерия, без учета наличия примесей в плазме. Энергетические зависимости коэффициентов распыления каждого материала брались из литературы [1]. Для углерода использовался формула для химического распыления [2] при температуре 500 К и потоке $1,5 \times 10^{16}$ D/см². Высокоэнергетическая часть спектра менее достоверна, так как базируется в основном на данных о распылении вольфрама, которые могут быть наиболее искажены за счет нейтралов перезаряди примесей плазмы.

В сравнении с данными для токамака ASDEX [3,4] полученный спектр имеет большую долю низкоэнергетических нейтралов перезарядки.

Для диверторных тайлов LBT14RW, 20W G7B, 20N G8A были измерены толщины вольфрамового покрытия, сохранившегося в ходе кампании. На всех тайлах толщины сохранившегося слоя составляли примерно 18 мкм в большинстве областей, даже в зонах осаждения углерода. Поэтому можно предложить, что распыление вольфрама было незначительным, несмотря на отсутствие данных о толщине вольфрамового покрытия до экспозиции в камере токамака. Распыление было отмечено только в отдельных областях тайлов G8A и14LBT-RW.

На тайле 20W G7B были обнаружены следы атомов $^{13}\mathrm{C}$ в количестве до $1.5{\times}10^{18}$ атомов/см². Вероятным источником являются эксперименты с инжекцией атомов $^{13}\mathrm{C}$ в токамаке JET. На всех тайлах присутствовало небольшое количество кислорода порядка 10^{18} атомов/см².

При анализе лимитерных тайлов 3X11L и 3X11R было обнаружено, что с большей их части полностью исчез углеродный маркер (10^{20} ато-мов/см²), который устанавливался на каждом тайле. Скорее всего, это вызвано не распылением, а деламинацией маркера.

По результатам анализа была составлена карта зон эрозии и осаждения тайлов лимитера. Зоны эрозии и осаждения не полностью симметричны для двух тайлов. Количество углерода в зонах осаждения было экстраполировано на полную площадь всего лимитера. Для периода 2007-2009 года оценка дает 110 грамм углерода.

Литература:

- Eckstein W., Garcia-Rosales C., Roth J., Ottenberger W.: Sputtering Data, Report Ipp 9/82 (Mpg, Garching 1993)
- [2] Roth J., Garcia-Rosale C., Nuclear Fusion, Vol. 36, No. 12 (1996), Pages 1647-1659
- [3] Verbeek H., Heinrich O., Schneider R. et al., Journal Of Nuclear Materials, volume: 196 (1992), pages: 1027-1031
- [4] Verbeek H., Journal Of Physics E-Scientific Instruments, volume: 19 (1986), issue: 11, pages: 964-970

В.П. БУДАЕВ¹, Н.С. КЛИМОВ², С.А. ГРАШИН¹, А.В. КАРПОВ¹, С.В. КРАЕВСКИЙ¹, Л.Н. ХИМЧЕНКО³, А.М. ЖИТЛУХИН², В.Л. ПОДКОВЫРОВ², Д.В. КОВАЛЕНКО², Ю.В. МАРТЫНЕНКО¹, Н.Е. БЕЛОВА¹

¹Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, Москва ²ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк ³Проектный центр ИТЭР, Москва

ФОРМИРОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ

В термоядерных установках (ТУ) - токамаках, стеллараторах, и др. экстремальное воздействие высокотемпературной плазмы на материалы камеры ТУ вызывает значительное изменение их структуры. Материалы с кристаллической структурой (графит, сталь, вольфрам и др.) подвергаются критическим тепловым нагрузкам, плавлению, интенсивной эрозии и переосаждению на поверхности. В результате на поверхности камеры ТУ формируются композитные аморфные пленки и пористые слои неоднородной поверхностью, имеющей стохастическую форму, например, такую как «цветная капуста». Характерное свойство рельефа такой поверхности - иерархия гранулярности структур (фрактальность) на масштабах от нанометров до сотен микрометров. Приведены данные исследования структуры фрактальных пленок и пористых слоев, сформированных под воздействием высокотемпературной плазмы в токамаке Т-10 и КСПУ. Исследовались материалы, полученные при облучении высокотемпературной плазмой графита, нержавеющей стали и вольфрама. Стохастический рельеф пленок исследован статистическими методами на базе до ~0,2 мм с разрешением в плоскости сканирования до 20 нм. Зарегистрировано самоподобие структуры поверхности от наномасштабов до макромасштабов. Обнаружено свойство расширенной автомодельности рельефа как свидетельство дальних корреляций, обусловленных статистически неоднородной кластеризацией [1].

Литература:

[1] Будаев В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, том 95, выпуск 2, 2012

С.В. МИРНОВ¹, В.Б. ЛАЗАРЕВ¹, А.М. БЕЛОВ¹, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ², А.В. ВЕРТКОВ² ${}^{1} \Phi \Gamma Y\Pi \Gamma H \mu P \Phi TP И H UT U {}^{2} OAO «Красная Звезда»$

ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ ДОСТИЖЕНИЙ ЛИТИЕВОЙ ПРОГРАММЫ Т-11М

Объектом исследований, ведущихся в рамках литиевой программы Т-11М, является изучение возможности создания стационарного литиевого приемника энергии (лимитера) на границе плазменного шнура, способного обеспечить работу стационарного (либо квазистационарного) токамакареактора, в качестве термоядерного источника нейтронов (ТИН) для нужд ядерной энергетики. Теплосъем с периферии плазменного шнура ТИН предполагается осуществлять с помощью создания в ее зоне замкнутого контура циркуляции лития плазма-стенка. Принципиальная техническая схема такого контура должна содержать: эмиттер лития на границе плазменного шнура, располагаемый в его тени коллектор ионов лития, диффундирующих из плазмы, и систему транспортировки собранного лития от коллектора к эмиттеру, позволяющую замкнуть контур циркуляции лития. Основной поток энергии с границы шнура на стенку осуществляется в этой схеме некорональным излучением ионов лития, инжектированных в плазму. Такое излучение обязано сопровождать процесс ступенчатой ионизации ионов лития вплоть до их выхода на коллектор. Приемником тепла становится при этом вся первая стенка токамака, а не ее отдельные энергонапряженные элементы. В ходе расчетов, подтверждаемых экспериментально, показано, что «энергетическая цена» одного атома лития (энергия излучаемая им от момента поступления в плазму до достижения полной ионизации) составляет 1-2кэВ, что примерно в 1000 раз эффективней обычной литиевой «тепловой трубы», основанной на простом испарении лития. Положительный эффект литиевых добавок на ход плазменных процессов был продемонстрирован многочисленными опытами на различных токамаках. Сохранится ли литиевая активность в условиях длительной (стационарной) экспозиции в водородной плазме? И, прежде всего, не приведет ли длительный контакт с водородной плазмой к снижению литиевой эмиссии? Для проверки возможной деградации эмиттера лития под действием продолжительной водородной бомбардировки разрядная камера токамака Т-11М вместе с лимитером была переведена в режим длительного облучения дейтериевой плазмой тлеющего

разряда. Сеансы дейтериевого облучения чередовались с рабочими импульсами, позволявшими контролировать эволюцию таких характеристик лимитера, как: интенсивность эмиссии лития с поверхности лимитера в плазму (эмиттерные свойства лимитера) и водородный (дейтериевый) рециклинг. В ходе проведенных исследований было продемонстрировано, что литиевая эмиссия за время максимальной дейтериевой экспозиции длительностью 5 часов снизилась не более чем на 20%. Такая экспозиция соответствует примерно 1000 секундному импульсу Т-11М в пересчете на первую стенку и около 10 секундному импульсу в пересчете на лимитер. То есть, эффект «отравления лития водородом» мал. Другим направлением исследований стало определение абсолютных значений полного потока лития, эмитированного в плазму горячей зоной литиевого лимитера в процессе разряда, оценка радиального потока лития от лимитера к стенке токамака, выделение из этого потока доли, собираемой холодной (боковой) частью литиевого лимитера и доли достигающей стенки. Для этого в камеру Т-11М был введен специальный кольцевой лимитер-коллектор. Определение этих потоков по отдельности впервые позволило оценить экспериментально циркулирующую часть литиевого потока лимитерплазма в реальных условиях Т-11М. Оказалось, что она составляет примерно 2/3 от полного потока лития, эмитированного в плазму. Около 1/3 собирается боковой (холодной) частью литиевого лимитера, и менее 5% уходит на стенку. Для дальнейшего увеличения доли циркулирующего потока необходимо увеличение размеров литиевого лимитера, точнее его части, пересекающей и собирающей радиальный поток ионов лития от лимитера- эмиттера к стенке токамака. Для этой цели был создан, установлен в Т-11М и успешно испытан в условиях рабочего режима литиевый лимитер вертикального исполнения, позволяющий примерно в 2 раза увеличить «холодную» коллекторную зону литиевого лимитера по сравнению с использованным ранее рельсовым лимитером. В дальнейшие планы T-11M входит создание и испытания, так называемого, «продольного» лимитера, позволяющего увеличить эту зону еще примерно в 3 раза. Обе версии: вертикального и «продольного» лимитеров - предполагается использовать в будущем в модернизированном токамаке Т-15 (ТИН-0).

И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ¹, А.В. ВЕРТКОВ¹, М.Ю. ЖАРКОВ¹, В.В. СЕМЕНОВ¹, С.В. МИРНОВ², В.Б. ЛАЗАРЕВ² $^{1}OAO \ll Kpachas Звезда», Москва$ $^{2} \Phi \Gamma У \Pi \ll \Gamma H Ц P \Phi ТРИНИТИ», Московская обл.$

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ЛИТИЕВЫЙ ЛИМИТЕР ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТОКАМАКЕ 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 бланкета термоядерного реактора. Свойства лития изучались как металла – эффективного теплоносителя тепловых труб и ядерных энергетических установок.

Способность жидкого металла смачивать контактирующие с ними материалы, проникать в поры и трещины зависит от смачиваемости материалов литием и его поверхностного натяжения. Для лития в интервале температур 200 - 1300°С величина поверхностного натяжения определялась экспериментально. Обобщенное уравнение для поверхностного натяжения лития (в мН/м) имеет следующий вид: $\sigma = 438,98 - 18,44 \cdot 10^{-3}T - 132,20 \cdot 10^{-6}T^{-2} + 37,44 \cdot 10^{-9}T^{-3}$, *T*, K.

10⁴ 10⁵ 10⁶ 1

Рис.1. Капиллярное давление лития *P*_C как функция эффективного радиуса пор капиллярно-пористой системы *R*_{abb}

Сравнивая величину поверхностного натяжения, мН/м при температуре плавления для лития – 406, натрия – 200, калия – 112, рубидия – 87 и цезия – 71, можно видеть, что литий имеет максимальное значение этой характеристики. Это в сочетании с низкой плотностью и определяет уникальные капиллярные свойства лития.

Высокое значение поверхностного натяжения лития обуславливает высокое капиллярное давление, которое может создаваться в литиевых капиллярных структурах $P_{\rm C}$, Па, которое определяется соотношением $P_{\rm C} = 2 \ \sigma(T) \cos \theta / R_{3\phi\phi}$, где θ – краевой угол смачивания, $R_{3\phi\phi}$ – эффективный радиус пор в капиллярной системе. Зависимость капиллярного давления в литиевых капиллярных структурах при $\cos\theta$, равном единице, представлена на рис. 1.

Эти свойства лития позволили приступить к созданию нового типа лимитера вертикального исполнения, который должен явиться прототипом лимитера, предназначенного для экспериментальной отработки физического принципа эмиттерно-коллекторной транспортной системы лития в условиях квазистационарного охлаждаемого литиевого лимитера на основе токамаке T-11M.

Была разработана конструкция лимитера, представленная на рис. 2.



Рис.2. Размещения вертикального лимитера в антенном патрубке токамака T-11M

Лимитер такой конструкции был создан, оснащен системой удаления защитного экрана с рабочей литиевой поверхности и установлен на токамаке T-11M (рис. 3).



Рис.3. Литиевый лимитер вертикального исполнения токамака T-11M перед установкой (а) и в рабочем положении на T-11м (б)

Созданный макет стационарного литиевого лимитера вертикального исполнения испытан на токамаке T-11M в рабочих режимах при токах 50-90 кА и тороидальном поле 1Tл. Лимитер был установлен на внешнем обводе тора. Получены устойчивые разряды с длительностью до 200мс. Показана работоспособность вертикального литиевого лимитера и устойчивость к срывам и режимам с «убегающими электронами». На конец 2011 года произведено более 500 разрядов. Предварительные испытания лимитера показали, что все расчетные характеристики по удержанию лития капиллярно-пористой системой полностью соответствуют экспериментальным результатам. Лимитер показал свою работоспособность в условиях реального токамака.

В.Б. ЛАЗАРЕВ¹, С.В. МИРНОВ¹, А.Н. КОСТИНА², Н.Т. ДЖИГАЙЛО¹, В.М. НЕСТЕРЕНКО¹, И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ³, А.В. ВЕРТКОВ³ ¹ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ ²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ³ОАО «Красная Звезда»

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ЛИТИЯ ВБЛИЗИ ЛИТИЕВОГО ЛИМИТЕРА Т-11М С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО КОЛЛЕКТОРА-ЛИМИТЕРА

Цель исследования – определение абсолютных значений полного потока лития, эмитированного в плазму горячей зоной рельсового лимитера в процессе разряда, оценка радиального потока лития от лимитера к стенке токамака, выделение из этого потока доли, собираемой холодной (боковой) частью литиевого лимитера, и доли, достигающей стенки. Знание этих потоков по отдельности позволяет оценить циркулирующую часть литиевого потока лимитер-плазма в реальных условиях T-11M.

Схема циркуляции лития в токамаке представлена на рис.1В. Можно выделить всего 5 основных потоков лития: 1 – первичный поток лития, эмитируемый в плазму горячей зоной рельсового лимитера; 2 – вторичный поток лития, выходящий из плазмы на «горячую» часть лимитера и снова возвращающийся в плазму; 3 – часть потока лития из плазмы, за-хватываемого боковой («холодной») областью лимитера; 4- поток лития из плазмы, достигающий стенки, и 5 – возможный поток лития со стенок токамака в плазму. Таким образом, в токамаке можно выделить два вида потоков лития в процессе разряда: направленный в плазму (1,2,5) и теряемый либо на стенке, либо на «холодных» боковых частях лимитера (3,4).

Ранее только один из них (3) был определен непосредственно. А именно методом химического анализа [1] было найдено, что в серии из 1000 рабочих импульсов токамака боковыми поверхностями вольфрамового лимитера собирается около 200 мг лития. Полное количество лития, инжектируемое активной зоной лимитера в процессе рабочих импульсов, оценивалось косвенно по поведению интенсивности спектральных линий нейтрального лития вблизи лимитера и росту электронной плотности в плазменном шнуре, который можно было связать с поступлением лития с лимитера в плазму [2]. Эти оценки позволяли заключить, что боковые поверхности вольфрамового лимитера собирают до 60+/-20% лития, теряемого лимитером в процессе разрядного импульса.



Рис.1. А - вольфрам-литиевый лимитер в T-11M, В - распределение литиевых потоков

При этом оставалось неясно, какая доля литиевого потока из плазмы циркулирует между горячей зоной лимитера и возвращается снова в плазму (1+2 – рис.1), а какая уходит на стенку (4). Для решения этой задачи путем абсолютной калибровки относительных измерений распределения литиевых потоков в тени вольфрамового лимитера (в SOL) в камеру токамака был введен дополнительный кольцевой лимитер (R-лимитер рис.3). Распределения потоков измерялись по интенсивности свечения линии нейтрального лития LiI с поверхности графитового лимитера (рис.2), установленного в «тени» литиевого лимитера и игравшего роль рекомбинационной мишени, на которой поток ионов лития вдоль магнитного поля превращался в нейтральный литий – источник свечения LiI (рис.2). Одновременно с этим регистрировалась интенсивность свечения линии LiI от источника лития - литиевого лимитера. Перемещая графитовый лимитер от разряда к разряду по вертикали (рис.2) и измеряя свечение линии LiI вблизи его кромки, получали относительное распределение продольных потоков лития в SOL по малому радиусу шнура r.



Рис.2. Лимитеры Т-11М

Переход от относительных измерений к абсолютным значениям потоков возможен, если измерить абсолютное количество лития, захваченное некоторым поглощающим лимитером, помещенным в SOL и с гарантией пересекающим заданную зону магнитных поверхностей. Для этого в область SOL вольфрам-литиевого лимитера был введен дополнительный кольцевой коллектор, R-лимитер (рис.3,4), который фактически выполнял роль виртуальной стенки токамака. Реальная методика измерения была основана на сравнении результатов абсолютных измерений массы лития, накопленного на этом кольцевом лимитере T-11M в ходе 1000 разрядных импульсов, с результатами относительных измерений методом рекомбинационной мишени. Лимитер-коллектор представлял собой кольцо, покрытое капиллярной пористой сеткой (КПС) с ячейкой 30мкм из нержавеющей стали с внешними размерами а=0,21/0,24 м (рис. 3А).

На поверхности кольцевого лимитера располагались собирающие элементы (16 шт.) - образцы-свидетели, которые после экспонирования в 1000 разрядов токамака подвергались химическому анализу. Далее путем усреднения определялось абсолютное значение массы собранного лития. Параллельно анализу был подвергнут лимитер целиком. Оценки несколько разошлись. Можно утверждать, что на кольцевую диафрагму было собрано от 100 до 140 мг лития. На рис.5 показаны распределения лития по азимуту кольца на ионной стороне R-лимитера (слева) и на электронной (справа). Вертикальная прямая – вертикальная ось токамака. Количество собранного лития с точностью до 20% одинаково, на внутреннем обводе тора (ближе к оси) наблюдается некоторое увеличение плотности осаждения лития. Это может быть результатом некоторого смещения магнитных поверхностей к оси тора.



Рис.3. А - кольцевой лимитер, В - распределение литиевых потоков

Рис.4. Азимутальное распределение собранного лития

На рис.5 представлены радиальные зависимости относительных интенсивностей литиевых потоков вдоль магнитного поля в случае введения

кольцевой диафрагмы-коллектора (II) и без нее (I). Для случая одиночного рельсового литиевого лимитера (Рис.1А) радиальное распределение этого потока имело характер почти экспоненциального спада. Отчетливо видно, что введение «холодного» собирающего R-лимитера существенно изменило картину. Можно выделить три характерные зоны по r, в каждой из которых содержится различное количество лития, потенциально доступного для захвата «холодным» коллектором. Интегрирование по г показывает, что первая зона (17-22см), где литий эмитируется и возвращается в горячую область лимитера, частично оседая на холодных боковых поверхностях лимитера, была бы способна «захватить» в 5.3 раза больше лития, чем вторая (22-25.3см), где располагался R-лимитер. Третья зона (25.3-27см) между нею и стенкой способна «захватить» 1/40 от 2 зоны. Если принять во внимание, что в серии из 1000 импульсов Т-11М с кольцевым лимитером второй зоной было реально захвачено около 100 мг лития, полная литиевая эмиссия первой зоны, представляющая собой сумму циркулирующего литиевого потока лимитер-плазма-лимитер и потока, захваченного боковыми стенками лимитера, должна была бы составить около 600 мг. Величина литиевого потока, осажденного на боковых стенках лимитера, составила около 110-120 мг. То есть часть литиевого потока, циркулирующая между плазмой и стенкой, составляла в этих опытах около 400 мг, или 0.4 мг за импульс Т-11М. Около 200 мг (0.2 мг за импульс) было собрано вольфрамовым и кольцевым лимитерами вместе. На стенку при этом могло попасть не более Змг или около 1% интегральных потерь литиевого лимитера.

В режиме без кольцевого лимитера ситуация меняется. Сумма циркулирующего литиевого потока лимитер-плазма-лимитер и потока, захваченного боковыми стенками лимитера в ходе аналогичных 1000 импульсов, должна была бы составить около 600 мг. Было показано [1], что боковые стенки лимитера захватили в этих опытах около 200 мг. Стенками камеры T-11M при этом могло быть захвачено не более 20 мг. То есть эффективность сбора лития боковой стенкой лимитера составляла не 60+/-20%, а 80+/-10%. При этом циркулирующая часть потока лития составила те же 400 мг или 2/3 от полной литиевой эмиссии.

В ходе анализа полученных результатов возник вопрос: действительно ли литий, собранный диафрагмой, приходит с литиевого лимитера, а не со стенок камеры (поток 5 - рис.1 и 4), куда он был активно осажден ранее в процессе предварительной литиизации. Для ответа на этот вопрос был

проведен эксперимент, в ходе которого литиевый лимитер был убран в патрубок, а вместо него введен аналогичный графитовый (рис.2).

Рис.5 Радиальные зависимости литиевых потоков в случае кольцевого коллектора (II) и без него (I)

Рис.6 Азимутальное распределение собранного лития в опытах с графитовым лимитером

В результате на кольцевой коллектор удалось собрать всего лишь 8,6 мг лития за 400 импульсов. На рис.6 показаны распределения лития, собранного кольцевой диафрагмой в условиях использования в качестве основного лимитера графитового лимитера. Таким образом, основной сбор лития происходит именно с лимитера, а не со стенки токамака.

Выводы:

- В ходе всех экспериментов было установлено, что в рабочем режиме токамака боковыми поверхностями вольфрам-литиевого лимитера собирается до 80±10% лития, теряемого в процессе рабочего импульса горячей зоной лимитера (прежняя оценка составляла 60±20%), а стенок токамака достигает менее 10% теряемого лития.
- При совместном использовании рельсового вольфрам-литиевого и кольцевого собирающего лимитера доля лития, достигающая стенок, снижается до уровня 1%.
- При проведении эксперимента с кольцевым коллектором и графитовым лимитером было доказано, что основной сбор лития на диафрагму происходит именно с лимитера, а не со стенок токамака.

Полученные результаты подтверждают эффективность предложенной ранее идеи использования кольцевого лимитера с целью сбора инжектированного лития в ТИН и модернизированном токамаке Т-15. Извлечение экспонированного коллектора с последующей рекуперацией лития и возвращением его в зону эмиссии можно было бы рассматривать как первый механический вариант замыкания контура литиевой циркуляции.

Литература:

- Azizov E.A. et al., Experiments at the T-11M device in substantiation of the tokamak with Lithium loop cycle, 36 EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion Sofia 2009, P5.192
- [2] Mirnov S.V., Azizov E.A., Alekseev A.G., Lazarev V.B., Khayrutdinov R.R., Lyublinski I.E., Vertkov A.V. and Vershkov V.A., Li experiments on T-11M and T-10 in support of a steady-state tokamak concept with Li closed loop circulation, Nucl. Fusion, 2011, 51, 073044

И.Е. ЛЮБЛИНСКИЙ¹, А.В. ВЕРТКОВ¹, В.А. ЕВТИХИН¹, В.Г. БАЛАКИРЕВ¹, Д.Я. ИОНОВ¹, Н.И. ЕЖОВ¹, М.Ю. ЖАРКОВ¹, В.В. СЕМЕНОВ¹, С.В. МИРНОВ², В.Б. ЛАЗАРЕВ², И.Л. ТАЖИБАЕВА²

¹ОАО «Красная Звезда», Москва ²ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Московская обл. ³Институт атомной энергии НЯЦ РК, г. Курчатов

МАКЕТ ЛИТИЕВОГО ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА КТМ НА ОСНОВЕ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ СИСТЕМ

Работы по проектам реакторов ИТЭР и ДЕМО показали, что решения проблем приемных внутрикамерных элементов токамака. контактирующих с плазмой, на основе традиционных технических подходов и использовании существующих конструкционных материалов вызывают серьезные трудности. Наиболее перспективным кандидатом в качестве контактирующего с плазмой материала приемных пластин дивертора, лимитера, первой стенки является жидкий литий. Реализация преимуществ этого материала основана на использовании так называемой литиевой капиллярно-пористой системы (КПС) - принципиально нового материала, в котором жидкий литий заключен в матрицу из пористого твердого материала. Исследование этого типа материала было начато на токамаке T-11М и продолжается в настоящее время на других темоядерных установках. Принципиально новым этапом исследований должно стать испытание модели литиевого дивертора на казахстанском материаловедческом токамаке КТМ.

Работа выполняется усилиями трех институтов: ИАЭ НЯЦ РК, ФГУП «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» и ОАО «Красная Звезда».

Токамак КТМ дает возможность устанавливать модули дивертора без нарушения вакуума в плазменной камере, имеет высокие энергетические параметры, обладает необходимыми диагностическими системами. Эти характеристики позволяют успешно испытывать и решать проблемы литиевого дивертора применительно к проекту ДЕМО. Характеристики модели литиевого дивертора приведены в таблице.

Основными задачами экспериментов на токамаке КТМ являются: (1) исследование поведения лития в условиях токамака, (2) исследование эффективности некоронального излучения лития в токамаке, (3) исследование удержания плазмы в токамаке с литиевым диверторм и литиизованными стенками, (4) исследование взаимодействия плазмы со стенкой.

e energinate napantepnetinan megjini intrasor e ginsepropa	
Характеристика	Величина
Поток энергии на литиевую поверхность	до 10 MBт/м ²
Длительность плазменного разряда	до 5 с
Максимальная энергия, приходящая на приемную	700 кДж
поверхность за разряд	
Исходная температура поверхности лития	$\geq 200^{\circ}$ C
Максимальная температура поверхности лития	$\leq 600^{\circ}$ C
Число плазменных разрядов за кампанию	> 1000
Конструкционный материал	X18H10T
Материал КПС	X18H10T, W
Теплоноситель	эвтектика Na-K

Основные характеристики модуля литиевого дивертора

Модуль состоит из внутрикамерного литиевого элемента и внешней системы термостабилизации. Один из 24 секторов графитового дивертора КТМ будет заменен на литиевый модуль дивертора. Модель состоит из корпуса с центральной перегородкой, разделяющей поток теплоносителя Na-K, и системы силовых стяжек. Поверхность модуля покрывает КПС из стали X18H10 и пористого вольфрама. В настоящее время разработана схема системы термостабилизации модуля с жидкометаллическим натрий-калиевым теплоносителем (температура плавления – 12°С).

Облик разработанной системы термостабилизации совместно с модулем литиевого дивертора приведен на рисунке.

На токамаке КТМ при создании модуля литиевого дивертора должны быть подтверждены полученные результаты и продемонстрирована возможность работы литиевого дивертора в стационарном состоянии. Конечной целью работы является разработка предложения по созданию полномасштабного литиевого дивертора КТМ и дивертора реактора ДЕМО.

В докладе представлено состояние экспериментальных, расчетных, технологических исследований и работ по созданию макета литиевого модуля дивертора токамака КТМ.

Вид разработанной системы термостабилизации совместно с модулем литиевого дивертора токамака КТМ

В.М. ЖДАНОВ, А.А. СТЕПАНЕНКО Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА

Введение. Численные коды на сегодняшний день являются 1. основным инструментом теоретического исследования поведения пристеночной плазмы токамака прогнозирования И результатов термоядерных экспериментов. Пристеночная плазма характеризуется многообразием сложной геометрией физических процессов, И протекающих с участием как заряженных, так и нейтральных частиц.

Для описания процессов переноса заряженных частиц в пристеночной плазме с учётом примесей обычно используются модели, основанные на известных уравнениях Брагинского [1], либо уравнениях, получаемых в приближении 21 момента метода Грэда [2]. Для описания нейтральных компонентов плазмы наибольшее применение нашли гидродинамическая модель [3] и кинетические Монте-Карло модели [4]. Использование последних заметно усложняет расчёты и увеличивает время вычислений.

Гидродинамическая модель и модель Монте-Карло как для нейтралов, так и для заряженных частиц основываются на использовании кинетического уравнения Больцмана. Одним из эффективных методов решения уравнения Больцмана является метод Грэда. Он сочетает в себе полноту описания физических процессов с более высокой скоростью расчётов компьютерными кодами по сравнению с методом Монте-Карло

В настоящей работе предлагается модель частично ионизованной пристеночной плазмы токамака, в основе которой лежат уравнения переноса, получаемые в приближении 21N моментов метода Грэда. Эта модель используется для расчёта продольных компонентов силы трения и приведенного потока тепла для произвольного заряженного либо нейтрального компонента частично ионизованной плазмы. Кроме того, в рамках рассматриваемой модели исследуется влияние резонансной перезарядки на вязкость частично ионизованной плазмы.

2. Система уравнений переноса. В результате применения метода Грэда для многокомпонентной частично ионизованной плазмы в приближении 21N моментов получена система линеаризованных уравнений переноса, структура которых совпадает со структурой уравнений, приведенных в книге [2]. При этом предполагается, что параметры плазмы слабо

меняются на расстояниях порядка длины свободного пробега частиц смеси и столкновения частиц носят упругий характер.

В настоящей работе получены общие выражения для фигурирующих в правых частях уравнений переноса коэффициентов $G_{\alpha\beta}^{n}$ через Ω -интегралы кинетической теории в приближении 21N моментов для частично ионизованной плазмы.

Полученная система уравнений может быть использована для анализа режима работы дивертора с отрывом плазмы [5], для которого характерно наличие значительного количества нейтральных частиц в плазме.

3. Продольные компоненты силы трения и потока тепла для произвольного заряженного компонента плазмы. Выражения для продольных компонент силы трения и приведенного потока тепла имеют большое значение для расчета потоков тепла и частиц в режиме Пфирша-Шлютера, поскольку вклад именно продольной компоненты силы трения обуславливает квадратичную зависимость потоков от коэффициента запаса устойчивости q. Необходимость учета нейтральных частиц при вычислении полных потоков тепла, идущих на пластины дивертора, в режиме Пфирша-Шлютера была отмечена в работе [6]: согласно оценкам, уже при отношении концентраций нейтралов и ионов $n_a/n_i \sim 10^4$, потоки тепла, переносимые эти компонентами оказываются сравнимыми.

В настоящей работе получено общее выражение для силы трения, действующей на произвольный заряженный компонент плазмы:

$$\begin{split} \vec{R}_{\alpha Z} I_{\alpha Z}^{-1} = c_{\alpha}^{*} n_{\alpha} \nabla T_{\alpha Z} + c_{\alpha}^{-1} \vec{w}_{\alpha Z} - \sum_{\beta} \Biggl(\overline{\vec{w}}_{\beta} c_{\alpha\beta}^{-2} + \frac{\vec{h}_{\beta}}{p_{\beta}} c_{\alpha\beta}^{-3} + \frac{\gamma_{\beta} \vec{t}_{\beta}}{p_{\beta}} c_{\alpha\beta}^{-4} \Biggr) \\ - \frac{1}{d_{\alpha Z}} \sum_{a} \Biggl(\vec{w}_{a} c_{\alpha a}^{-2} + \frac{\vec{h}_{a}}{p_{a}} c_{\alpha a}^{-3} + \frac{\gamma_{a} \vec{t}_{a}}{p_{a}} c_{\alpha a}^{-4} \Biggr) \end{split}$$

где $\vec{w}_{\beta/a}$, $\vec{h}_{\beta/a}$, $\vec{t}_{\beta/a}$ - диффузионная скорость, приведенный тепловой поток, высший момент функции распределения для заряженного (нейтрального компонента) плазмы, $c_{\alpha\beta}^{n}$ - коэффициенты, являющиеся линейными комбинациями коэффициентов $G_{\alpha\beta}^{n}$, Z – зарядовое число ионов сорта « α ».

В работе получены также выражения для приведённых потоков тепла заряженных и нейтральных компонентов плазмы, которые ввиду громоздкости здесь не приводятся. Найденные выражения могут быть использованы для вычисления поперечных потоков частиц и тепла в режиме Пфирша-Шлютера в пристеночной частично ионизованной плазме токамака.

4. Влияние резонансной перезарядки на вязкость плазмы в приближении 21N моментов. Оператор столкновений для резонансной перезарядки в кинетическом уравнении является оператором Крука:

 $J_{\alpha\beta} = \iint \ f_{\alpha}' \ \vec{v}_{\beta} \ f_{\beta}' \ \vec{v}_{\alpha} \ - f_{\alpha} \ \vec{v}_{\alpha} \ f_{\beta} \ \vec{v}_{\beta} \ g \, \sigma^{CX} d\Omega d\vec{v}_{\beta}$

где f_{α} , \vec{v}_{α} - функция распределения и скорость частиц сорта « α » соответственно, g - величина относительной скорости частиц сорта « α » и « a», σ^{CX} - сечение перезарядки.

Анализ выражений для моментов интеграла столкновений относительно резонансной перезарядки показывает, что структура этих выражений полностью совпадает со структурой соответствующих членов для упругих столкновений. При этом коэффициенты $G_{\alpha\beta}^{\ n}$, вычисленные для резонансной перезарядки, могут быть получены из коэффициентов $G_{\alpha\beta}^{\ n}$ для упругих столкновений заменой входящих в них Ω - интегралов по следующему правилу:

$$\begin{split} \Omega_{\alpha Za}^{2n+1}, r &= 2\Omega_r^{CX}, \ \Omega_{\alpha Za}^{2n,r} = 0 \\ \\ \Gamma de \ \Omega_r^{CX} &= \left(\frac{2\pi}{\gamma_{\alpha Za}}\right)^{1/2} \int\limits_{0}^{\infty} e^{-\zeta^2} \zeta^{2r+3} \sigma^{CX}(\zeta) d\zeta^{-} \ ^{(nepesaps governorm}) \\ &\Omega - \text{ интеграл.} \end{split}$$

Полученные соотношения используются для анализа влияния резонансной перезарядки на вязкость изотермической частично-ионизованной плазмы, находящейся в состоянии ионизационного равновесия. Необходимость подобного анализа применительно к пристеночной плазме токамака была указана в работе [6]. При расчетах вязкости в настоящей работе предполагается, что плазма состоит из электронов, ионов и атомов одного сорта, магнитное поле отсутствует.

Выражение для полной вязкости плазмы и парциальной вязкости её отдельных компонентов имеет вид соответственно:

$$\eta = \sum_{\alpha} \eta_{\alpha}, \ \eta_{\alpha} = p_{\alpha} \sum_{\beta} BD^{-1}C - A \frac{1}{\alpha\beta} p_{\beta}$$

где матрицы A, B, C, D определяются линейными комбинациями коэффициентов $G_{\alpha^R}^{n}$.

Предложенные соотношения используются для расчета вязкости водородной плазмы с учетом и без учета резонансной перезарядки. Анализ результатов вычислений показывает, что учет процесса резонансной перезарядки приводит к снижению полной вязкости плазмы почти на порядок величины в широком диапазоне степеней ионизации плазмы.

5. Выводы. Предложена модель частично ионизованной пристеночной плазмы токамака, в основу которой положена система линеаризованных уравнений переноса для многокомпонентной частично ионизованной плазмы в приближении 21 моментов метода Грэда. Получены выражения для моментов интеграла столкновений с учётом столкновений нейтральных атомов с заряженными частицами и между собой и, в частности, с учетом резонансной перезарядки ионов на атомах. Найдены общие выражения для продольных компонентов силы трения, приведённого потока тепла и тензора вязких напряжений для произвольного компонента в частично ионизованной плазме. Специально анализируется влияние резонансной перезарядки на вязкость плазмы. Обнаружено, что учёт резонансной перезарядки приводит к значительному (на порядок величины) уменьшению вязкости плазмы в широком диапазоне степеней ионизации плазмы.

Литература:

- [1] Брагинский С.И.. В сб.: Вопросы теории плазмы, Вып.1, М.: Госатомиздат, 1963, с. 183
- [2] Жданов В.М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме, М.: Физматлит, 2009
- [3] Knoll D.A., McHugh P.R., Krasheninnikov S.I., Sigmar D.J., "Simulation of dense recombining divertor plasmas with a Navier-Stokes neutral transport model", Phys. Plasmas, 1996, 3 (1)
- [4] Reiter D., J. Nucl. Mat., 1992, v. 241-243, p.80
- [5] Schneider R., Bonnin X., Borrass K., Coster D. P., Kastelewicz H., Reiter D., Rozhansky V. A., Braams B. J., "Plasma edge physics with B2-Eirene", Contrib. Plasma Phys., 2006, 46 No. 1-2, 3 – 191
- [6] Helander P., Catto Peter J., Connor J.W., Hazeltine R.D., "Transport in edge plasmas", ECA, 1998, Vol. 22C, 2018-2021

В.Е. НИКОЛАЕВА^{1,2}, Д.К. КОГУТ¹, В.А. КУРНАЕВ¹, В.П. БУДАЕВ^{1,2}, С.А. ГРАШИН², R. DEJARNAC³

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия ³Institute of Plasma Physics, Association EURATOM, Prague, Czech Republic

НАБЛЮДЕНИЯ АНОМАЛЬНО ВЫСОКОГО УРОВНЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА

Представлены результаты зондовых измерений на токамаках T-10 и COMPASS. Целью данной работы было получение данных о параметрах турбулентных образований повышенной плотности (так называемых блобов) и результатов сравнительного анализа параметров турбулентности пристеночной плазмы токамаков COMPASS (D – образное сечение плазмы), T-10 и HYBTOK-II (круглые сечения плазмы). Измерения проводились на внешнем и внутреннем обводах токамаков.

Замечено, что уровень турбулентности плазмы в токамаках, который определяется отношением амплитуды флуктуаций регистрируемого сигнала к его среднему уровню, и турбулентные потоки поперек магнитного поля возрастают в пристеночной области. Такое поведение является универсальным и наблюдается в термоядерных установках с самыми разными масштабами, конфигурациями и методами нагрева плазмы. Предполагается, что данный эффект обусловлен граничными условиями [1].

Сильная турбулентность плазмы в пристеночной области связана с наличием градиента давления плазмы поперек силовых линий магнитного поля и проявляется, в том числе, в виде флуктуаций плотности в диапазоне низких частот от ~ 0,1 кГц до ~1 МГц [2].

Турбулентность пристеночной плазмы характеризуется такими свойствами, как перемежаемость, негауссова статистика, аномальный перенос. Перемежаемость представляет собой локальное нарушение однородности турбулентности и наблюдается в виде наличия непериодических всплесков (пульсаций) большой амплитуды (т.н. «берстов») и нерегулярной формы на фоне стандартных флуктуаций временного изменения сигналов зондов, которые мы анализируем. Эти турбулентные пульсации обусловлены наличием в пристеночной плазме крупномасштабных структур повышенной плотности [3], размеры которых могут достигать нескольких сантиметров в полоидальном направлении. Данные структуры, называемые в литературе блобами, представлены в процессе с вероятностью значительно большей, чем предсказывается гауссовым законом (нормальным распределением)[4]. Двигаясь поперек магнитного поля, они вызывают аномальную диффузию, т.е. повышенный перенос плазмы поперек удерживающего её магнитного поля по сравнению с уровнем, предсказываемым моделью классической диффузии. Это, в свою очередь, приводит к снижению эффективности удержания плазмы и к повышенным тепловым нагрузкам, эрозии и разрушению обращенных к плазме элементов токамака.

Схожие результаты, полученные на различных плазменных установках, показывают, что поведение флуктуаций плазмы отличается от случайного, и поддерживают гипотезу об универсальности свойств турбулентности пристеночной плазмы. Несмотря на упорные исследования аномальной диффузии в токамаке, все еще не предложена теоретическая модель, которая могла бы объяснить имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные результаты и предсказать с необходимой детальностью условия эффективного удержания плазмы.

Токамак COMPASS D-образного сечения с диверторной конфигурацией имеет большой радиус 0,56 м и малый радиус 0,18 м. Для получения экспериментальных данных о турбулентности пристеночной плазмы использовалась зондовая диагностика, представляющая собой полоидальную сборку из 39-ти зондов Ленгмюра с расстоянием между соседними зондами 5 мм. Флуктуации сигналов ионного тока насыщения измерялись на периферии разряда, в так называемом скрэп-слое (scrape-off-layer или SOL) в области диверторных тайлов, вблизи последней замкнутой магнитной поверхности. На внутреннем обводе токамака COMPASS (т.е. в зоне с отрицательной кривизной магнитного поля, где, согласно теоретическим представлениям, ожидалось подавление низкочастотной дрейфовой турбулентности [5]), зарегистрирован высокий уровень турбулентности (до 50 %) в диапазоне частот ~1-100 кГц, что соответствует частотному диапазону дрейфовой турбулентности.

Результаты кросскорреляционного анализа сигналов ионного тока насыщения, измеренных зондами на внутреннем обводе токамака COM-PASS, приведены на рис. 1. По результатам корреляционного анализа сигналов с полоидально разнесенных зондов определена скорость движения турбулентных когерентных структур (блобов) в полоидальном направлении ~ 0,5 км/с. Подобные явления наблюдались также на круглых токамаках T-10 и HYBTOK-II (опубликованы ранее). Частотные спектры (рис. 2), демонстрируют отсутствие выделенных частот, что не позволяет однозначно интерпретировать вид спектров в пользу какой-либо модели турбулентности. Это связано со значительной перемежаемостью турбулентности пристеночной плазмы.

Рис.1. Корреляционный анализ сигналов ионного тока насыщения, токамак COMPASS.

Рис.2. Частотный спектр сигналов ионного тока насыщения, токамак Т-10.

Для более детального сравнительного анализа параметров турбулентности пристеночной плазмы разных токамаков использовалась функция распределения плотности вероятности (ФРПВ, probability density function PDF) амплитуд флуктуаций ионного тока насыщения, нормированного на величину его среднеквадратичного стандартного отклонения σ . ФРПВ для внутреннего и внешнего обводов токамаков T-10 и HYBTOK-II значительно отличаются от гауссового распределения. Не замечено существенного различия между функциями для внешнего и внутреннего обводов токамака, а также не наблюдается зависимости от величины магнитного поля установки.

Значительных различий по амплитуде и временному распределению сигналов ионного тока насыщения на внутреннем и внешнем обводах токамака не установлено. Анализ спектральных и ФРПВ характеристик сигналов показал, что берсты на внутреннем и внешнем обводах токамака идентичны по статистическим свойствам.

Проведено сравнение свойств турбулентности пристеночной плазмы на внутреннем обводе в токамаках COMPASS, T-10 и HYBTOK-II. Наблюдаемый при зондовых измерениях на внутренних обводах токамаков с лимитерной и диверторной конфигурациями аномально высокий уровень низкочастотной турбулентности плазмы не описывается известными теоретическими моделями. Приводятся результаты сравнения статистических свойств пристеночной турбулентности на внутреннем и внешнем обводах токамакаТ-10.

Работа выполнена при поддержке ГК «Росатом», Госконтракт Н.4б.45.90.11.1065.

Литература:

- [1] Fundamenski W., Power Exhaust in Fusion Plasmas, Cambridge University Press, 2009.
- [2] Budaev V.P., Generalized Scale Invariance and Log-Poisson Statistics for Turbulence in the Scrape-off-Layer Plasma in the T-10 Tokamak, Plasma Physics Reports, 799-814, 2008.
- [3] Krasheninnikov S., Multifaceted Physics of Edge Plasma In Magnetic Fusion Devices, ICPP International Congress LAWPP Latin American Workshop 2010.
- [4] Будаев В.П., Савин С.П., Зелёный Л.М., Наблюдения перемежаемости и обобщённого самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к
- [5] определению количественных характеристик переноса. Успехи Физических Наук, 181, №9, с. 905-949, 2011.
- [6] Кадомцев Б.Б., Шафранов В.Д., Магнитное удержание плазмы. Успехи Физических Наук, 139, вып.3, 399-431, 1983.

А.А. МАКАРОВ, В.А. КУРНАЕВ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ С-W СЛОЁВ МЕ-ТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

В проекте термоядерного ректора ИТЭР предполагалось использовать в диверторе наряду с вольфрамом также СС-композит в местах, где тепловой поток плазмы максимален. Графит в отличие от вольфрама не плавится при больших тепловых потоках, возникающих при срывах плазмы и локализованных на периферии плазмы неустойчивостях, что обеспечивает более высокую надежность работы реактора на первой стадии. Однако попадание в плазму атомов углерода и вольфрама приведёт к осаждению на обращенных к плазме элементах реактора углеродно-вольфрамовых плёнок. Для исследования формирования вольфрам-углеродных пленок, их стойкости к облучению корпускулярными потоками плазмы, а также и захвата в них изотопов водорода наряду с экспериментами целесообразно разработать программу компьютерного моделирования этих процессов.

В работе описываются результаты моделирования осаждения C-W слоёв методом молекулярной динамики. Процесс моделирования был организован на компьютерном кластере НИЯУ МИФИ. Для этого был выбран код LAMMPS, который удовлетворяет следующим требованиям: доступность кода и легальность его использования; возможность интегрирования в код всех необходимых сторонних функций и, в частности, потенциала взаимодействия W-C атомов, учитывающего образование карбидов; наличие в коде оптимизации работы под многопроцессорные системы распределённых вычислений; наличие у кода гибкого интерфейса, позволяющего приспособить код под специфику данной задачи.

Код был собран из исходного кода на кластере МИФИ. Его возможности были протестированы с помощью пробного запуска процесса моделирования с использованием потенциала Леннарда-Джонса.

Для получения корректных результатов было необходимо внедрить в код потенциал, учитывающий специфику взаимодействий С и W атомов. Выбранный потенциал учитывает направленность связей и образование карбидов. После внедрения и отладки было проведено несколько тестовых запусков для определения правильности работы нового кода. Тесты показали, что код LAMMPS выполняется без ошибок, выполняется закон сохранения энергии, а энергии взаимодействия атомов при различных конфигурациях совпадают со значениями, приведёнными в литературе.

Для напыления C-W слоёв сначала была «подготовлена» W подложка. Для этого кристаллическая решётка W с периодическими граничными условиями по всем координатам была расплавлена. После этого она «охлаждалась» до комнатных температур. Затем с координаты Z было снято граничное условие, что соответствует появлению границы, и моделирование продолжалось до релаксации всех неустойчивостей.

На полученную подложку производилось напыление потока атомов W и C со стороны оси Z с соотношением W:C = 1:1. Энергии налетающих частиц были заданы тепловыми и соответствующими температуре 400° C. Распределение частиц по энергиям было взято максвелловским с обрезкой положительных проекций скоростей по оси z (брались только налетающие атомы). Время между созданием отдельных атомов было взято больше, чем время релаксации атома на поверхности. Для определения времени релаксации были проведены дополнительные серии моделирований. Атомы, рассеявшиеся от поверхности, удалялись из системы.

В результате моделирования был получен устойчивый слой, сформированный из атомов углерода и вольфрама. Результаты моделирования сравниваются с результатами по напылению вольфрам –углеродных слоев, полученными ранее на экспериментальном напылительном стенде. Предполагается также промоделировать методом молекулярной динамики взаимодействие изотопов водорода с С-W слоями. Е.Д. МАРЕНКОВ¹, В.А. КУРНАЕВ¹, К. НОРДЛУНД² ¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Университет Хельсинки, Финляндия

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ СЛОИ УГЛЕРОДА

Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами термоядерных реакторов имеет принципиальное значение для осуществления управляемого термоядерного синтеза. Если характерные параметры взаимодействия протонов кэвных энергий с веществом, такие как сечения взаимодействия, удельные потери энергии и др., хорошо изучены и введены в широко применяемые компьютерные коды, то для молекулярных ионов база данных ограничена. В основном предполагается, что их взаимодействие с конденсированным веществом можно описать заменой молекулярного иона суммой атомарных ионов с той же скоростью.

В то же время в экспериментах по измерению энергетических спектров частиц, прошедших через тонкие углеродные фольги при их бомбардировке ионами H^+ , H_2^+ , H_3^+ , было показано, что по мере увеличения числа атомов в ионе энергетический спектр уширяется тем больше, чем меньше начальная скорость частиц, т.е. наблюдается «молекулярный эффект» в торможении частиц [1]. Авторы предположили, что причиной уширения спектров молекулярных ионов может быть кулоновское расталкивание протонов в среде с малой плотностью свободных электронов (как у углерода), что приводит к появлению как более быстрых, так и более медленных частиц.

Широко используемые для моделирования взаимодействия ионов с конденсированной средой коды Монте Карло SRIM [2] или SCATTER [3] применимы только для описания проникновения одиночных частиц через вещество. Кроме того, в этих кодах не учитывается структура вещества мишени. Следовательно, моделирование молекулярного эффекта подобными методами невозможно.

В настоящей работе мы представляем результаты моделирования проникновения молекулярных ионов водорода через ультратонкие углеродные пленки методом молекулярной динамики. Моделирование проводилось с помощью кода PARCAS [4] на кластере CSC университета Хельсинки. Для описания взаимодействия С-Н и Н-Н использовался потенциал Бреннера [5]. Потери энергии на электронное торможение вычислялись с помощью классической модели Линдхарда с учетом флуктуаций электронных потерь энергии [6,7].

Для моделирования слоя углерода с параметрами, близкими к экспериментальным, использовалась следующая процедура. Решетка алмаза (размеры ячейки составляли 60 х 60 х 40 А, число атомов 34816; по всем направлениям применялись периодические граничные условия, что соответствует плоскому образцу бесконечно большого размера) нагревалась до температуры 6000К, выдерживалась при этой температуре 2 пс, а затем охлаждалась с различными скоростями охлаждения, лежащими в диапазоне 0,001 – 0,1 К/фс. В течение всего процесса поддерживалось посто-

янное давление 1300 кбар. Для каждой скорости охлаждения определялась средняя потенциальная энергия (суммарная энергия взаимодействия всех частиц в ячейке, деленная на их число) полученного материала. Зависимость этой энергии от скорости охлаждения показана на рис. 1 (точки, соответствующие «измеренным» значениям,

соединены отрезками прямых для удобства). Видно, что начиная со скорости охлаждения ~ 0.005 К/фс средняя энергия перестает уменьшаться. Поэтому этой скорости достаточно для получения равновесной конфигурации материала мишени.

Полученный таким образом образец затем релаксировался в три этапа.

На первой стадии, сохраняя периодические граничные условия по всем размерам ячейки, образец выдерживался при температуре 300 К при нулевом внешнем давлении с фиксированным давлением вдоль оси *z*, направленной вдоль самого короткого ребра ячейки. На второй стадии производилась похожая релаксация, но с контролем давления по всем трем направлениям. На

третьей стадии убирались периодические граничные условия по направлению z (т.е. открывались две поверхности образца), после чего образец оставлялся при температуре 300 К без контроля давления для релаксации поверхностей. В результате была получена пленка толщиной 42 А, плотностью 1.9 г/см³ и отношением sp³/sp² порядка 0.01. Эти параметры соответствуют одной из пленок, используемых в эксперименте [1].

Затем моделировалось проникновение H⁺ и H₂⁺ через полученную таким образом пленку. Пример такого расчета для частиц с энергией 3860 эВ/нуклон показан на рис. 2. Здесь маркеры соответствуют экспериментальным значениям, сплошная линия – спектры потерь H⁺, пунктирная – H₂⁺. Значительные флуктуации в полученных распределениях связаны с недостаточно большой статистикой проникающих частиц (2000 атомов). Видно, что, как и в эксперименте, наблюдается уширение пика H₂⁺ по сравнению с пиком H⁺. При этом полуширина пиков и положение максимума согласуются с экспериментами. Сдвиг расчетных спектров в сторону больших энергий может быть объяснен различием между толщиной пленки, использовавшейся в эксперименте, и толщиной смоделированной пленки.

2°

E(H-H).

Сравнение спектров проникновения H⁺ с учетом флуктуаций электронных потерь энергии и без них показывает, что эти флуктуации вносят основной вклад в ширину пиков. В отличие от [1] мы видим, что учет флуктуаций электронных потерь достаточен для объяснения полуширины экспериментальных пиков. Нужно также

отметить, что уширение пика при проникновении молекулярных ионов наблюдается и без учета этих флуктуаций.

На рис. З показано изменение энергии Н⁺, составляющих вначале молекулярный ион с энергией 3860 эВ/нуклон, при прохождении через пленку. До пленки (что соответствует временам $0 - 1 \phi c$), атомы движутся вместе из-за наличия связи между ними, причем их энергия постоянна. Ось иона при этом направлена перпендикулярно к поверхности пленки. При приближении к поверхности энергия притяжения атомов водорода к друг другу ослабевает из-за взаимодействия с электронами материала пленки, как это видно из рис.4, на котором показано изменение энергии взаимодействия Н-Н со временем. Когда молекулярный ион оказывается под поверхностью, энергия взаимодействия Н-Н становится положительной, т.е. атомы Н начинают отталкиваться друг от друга – происходит диссоциация иона. Расстояние между ними увеличивается (рис. 5) и становится больше радиуса отсечки для взаимодействия водород-водород в использованном потенциале, поэтому энергия взаимодействия, начиная с этого момента, остается равной нулю (см. рис. 4), т.е. протоны начинают двигаться независимо.

В результате диссоциации выделяется энергия порядка энергии связи, E_b . Элементарный расчет показывает, что эта дополнительная энергия, полученная фрагментами после распада иона, приводит к разнице в энергии фрагментов (в лабораторной системе) порядка $\sqrt{E_0E_b}$, где E_0 – начальная энергия иона [9], что качественно соответствует наблюдаемому увеличению полуширины пиков.

Литература:

- [1] Гриднева Е.А., Курнаев В.А., Трифонов Н.Н., Жданов С.К., Письма в ЖЭТФ, 2003, том 77, в. 1, с. 15-17
- [2] Ziegler J.F., Biersack J.P., Ziegler M.D., SRIM, The Stopping and Range of Ions in Solids, SRIM Co., Chester, MD, USA, 2009.
- [3] Kuzovlev A.I., Kurnaev V.A. et al., Nucl. Instr. And Meth. B, v. 135, (1998), pp. 477-481
- [4] Nordlund K., Ghaly M., Averback R. S. et al. Phys. Rev. B. 1998, V. 57, N. 13, p. 7556-7570.
- [5] Brenner D., Phys. Rev. B, V. 42. N. 15. 1990.
- [6] Luukkainen A., Hautala M., Rad. Effects, 1982, V. 59, pp. 113-117
- [7] Lindhard J., Scharff M.. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 1953, v. 27, n. 15
- [8] Koborov N., Kuzovlev A. et al., Nucl. Instr. and Meth. B, 129 (1997) 5-10
- [9] Гриднева Е.А., Курнаев В.А., Трифонов Н.Н., Изветия РАН: Серия физическая, 70 (2006) 838-841

Д.И. МАТВЕЕВ^{1,2}, А. КИРШНЕР³, Д.В. БОРОДИН³, В.А. КУРНАЕВ¹, Г. ВАН ООСТ²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ²Кафедра прикладной физики, Гентский Университет, Бельгия ³НИИ энергетических исследований – Институт физики плазмы, Исследовательский центр Юлих, Германия

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОСАЖДЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ УГЛЕРОДА В ЩЕЛЯХ ТЕСТ-ЛИМИТЕРА НА ТОКАМАКЕ ТЕКСТОР

введение

В современных установках по изучению термоядерного синтеза области, удаленные от плазмы, выступают в качестве основных центров формирования и накопления водородо-содержащих пленок. Особенно это касается области дивертора, где узкие щели между элементами кладки по внутренней площади в несколько раз превосходят поверхности, непосредственно обращенные к плазме [1, 2]. Осаждение трития в таких щелях в составе углеродных и бериллиевых пленок может стать серьезной проблемой для экспериментального реактора ИТЭР, так как может привести к превышению допустимого уровня накопления трития в установке [3]. Так эксперименты, проведенные на токамаках ТЕКСТОР [4], DIII-D [5] и ASDEX-Upgrade [2], показали, что осаждение примесей в щелях может быть значительным. В данной работе представлены результаты компьютерного моделирования эксперимента по осаждению примесей в щелях, проведенного на токамаке ТЕКСТОР.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Подробное описание эксперимента представлено в статье [6]. В эксперименте был использован тест-лимитер, сделанный из вольфрама и имеющий две обращенные к плазме поверхности со щелями. С одной стороны лимитера щели были сформированы прямоугольными блоками размером 10х10 мм с зазором между блоками 0.5 мм и глубиной щели 15 мм. Блокам на второй стороне лимитера была придана специальная форма для предотвращения прямого попадания ионов плазмы в зазоры между ними. Для этого верхняя часть каждого блока была срезана на 3 мм под углом 20 градусов к изначальной поверхности. Ширина зазоров между блоками в
данном случае также составила 0.5 мм при глубине 15/12 мм (см. иллюстрацию на Рис.1).



Рис.1. Фотография тест-лимитера с обозначением блоков и щелей между ними (слева). Схематический вид блоков и щелей с указанием размеров (справа).

Для удобства описания стороны лимитера, а также соответствующие им блоки и щели будем называть «неформованными» («non-shaped») для случая прямоугольных блоков и «формованными» («shaped») для случая срезанных блоков. В зависимости от ориентации щелей относительно магнитного поля установки различают «полоидальные» и «тороидальные» щели. В данной работе приводятся результаты моделирования для полоидальных щелей по обоим сторонам лимитера, расположенных перпендикулярно линиям магнитного поля (Puc.1).

КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ

Для моделирования осаждения примесей в щелях был применен компьютерный код 3D-GAPS [7], использующий метод Монте-Карло для расчета траекторий движения нейтралов с учетом реальной трехмерной формы щелей. 3D-GAPS учитывает такие процессы взаимодействия частиц с поверхностью, как отражение, осаждение, физическое распыление и химическая эрозия. Для коэффициентов отражения и распыления частиц используется база данных кода TRIM [8]. Потоки частиц на лимитер и в щели рассчитываются с помощь кинетического моделирования по методу частиц в ячейке (Particle-in-Cell) с помощью компьютерного кода SPICE2 [9]. Предполагается, что распределения для ионов примесей (углерод) соответствуют распределениям для ионов плазмы (дейтерий) и 3%-ной концентрации примесей в пристеночной плазме.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для сравнения результатов моделирования с экспериментом обратимся к профилям осаждения водорода внутри щелей, представленным на Рис.2. Квадратами обозначены значения поверхностной концентрации углерода вдоль внутренних поверхностей щели за вычетом фоновой концентрации углерода в образцах. Профили, полученные в результате моделирования, обозначены линиями. Результаты моделирования хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Количество осажденного углерода максимально в непосредственной близости от края щели и быстро уменьшается вглубь. Край правой стороны неформованной щели подвержен бомбардировке ионами плазмы и выступает в качестве основного источника вторичных частиц. Большая часть отраженных и распыленных частиц осаждается на противоположной стороне щели. В случае формованной щели ионы плазмы не попадают внутрь, однако вторичные частицы могут осаждаться на затененной от плазмы левой стороне (первые 3 мм, выступающие над срезанной правой частью), будучи отраженными от сильно наклонной верхней поверхности правого блока, образующего щель. Таким образом, осаждение примесей углерода в щели происходит за счет многоступенчатого процесса отражения от стенок щели, сопровождаемого также химической эрозией при бомбардировке атомами и ионами водорода. В таблице 1 приведено сравнение общего количество углерода, осажденного в формованных и неформованных щелях по итогам



Рис.2. Сравнение профилей осаждение углерода в неформованных (а) и формованных (b) щелях, измеренных в эксперименте (квадраты) с помощью МЯР (NRA) и ВИМС (SIMS) и полученных в результате моделирования (линии). Размер экспериментальных точек отражает размер ионного пучка и соответствующую погрешность в его позиционировании.

Таблица 1. Сравнение полного количества осажденного углерода в формован	[-
ных и неформованных щелях по итогам эксперимента и моделирования.	

Углерод, 10 ¹⁷ ат.	Полоидальная неформо-	Полоидальная фор-
	ванная щель	мованная щель
Эксперимент	1.6	1.4
Моделирование	3.4	1.8

эксперимента и по результатам моделирования. Основное различие в результатах наблюдается в случае неформованной щели. По графику на Рис.2 видно, что в моделировании переоценивается количество углерода, осаждаемого у края щели, подверженного бомбардировке ионами плазмы. Наиболее вероятной причиной подобного расхождения является усиленное распыление осаждаемых пленок в этой области в эксперименте за счет нестабильности положения плазмы, приводящей к более глубокому проникновению ионов в щель. Стоит отметить малую эффективность формовки щелей, использованной в эксперименте для подавления осаждения. Это связано с тем, что была использована достаточно сильная формовка, при которой имеется большая площадь, затененная от плазмы, но открытая потокам вторичных частиц. По результатам моделирования можно предположить, что при формовке, в которой блоки будут срезаны не на 3 мм, как в описанном эксперименте, а на десятые доли миллиметра, можно добиться значительного подавления осаждения примесей в щелях.

Литература:

- [1] Daenner W. et al, Fusion Eng. Des., 61-62 (2002) 61
- [2] Krieger K. et al, J. Nucl. Mater., 363-365 (2007) 870
- [3] Rubel M. et al, Phys. Scr., T111 (2004) 112
- [4] Litnovsky A. et al, J. Nucl. Mater., 367-370 (2007) 1481
- [5] Rudakov D. L. et al, Phys. Scr., T128 (2007) 29
- [6] Litnovsky A. et al, J. Nucl. Mater., 390-391 (2009) 556
- [7] Matveev D. et al, Plasma Phys. Control. Fusion, 52 (2010) 075007
- [8] Eckstein W., Report IPP 9/132, Garching, 2002
- [9] Dejarnac R., Gunn G. P., J. Nucl. Mater., 363-365 (2007) 560

М. А. АЛХИМОВА, И.В. ВИЗГАЛОВ, Д.В. КОЛОДКО, В.А. КУРНАЕВ, Н.В. МАМЕДОВ, Д.Н. СИНЕЛЬНИКОВ. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ВСТРАИВАЕМЫЙ МАЛОГАБАРИТНЫЙ ИСТОЧНИК ПЛАЗМЫ

Для реализации методики анализа поверхности на установке БММ «МИФИ» [1] с помощью спектроскопии ионного рассеяния в процессе плазменного воздействия было принято решение разработать встраиваемый источник плазмы и ее компонент, совместимый с методикой ионного рассеяния и позволяющий расширить возможности ее применения путем изменения положения источника относительно оси ионного монохроматора. Было решено создать источник на основе Пеннинговского разряда с постоянными магнитами и экранирующим поле магнитопроводом [2]. Выбор данного типа разряда обусловлен особыми требованиями к вакуумной системе установок по исследованию отражения ионов от поверхности твердых тел. Поэтому конструктивные материалы источника прогреваемы и сделаны из материалов с низкой удельной скоростью газовыделения.

Особенностью этого источника является возможность работы при низком (~ 10⁻⁴ Торр) давлении рабочего газа. Поэтому при таком рабочем давлении и при выходном отверстии площадью в 7мм² поток рабочего газа (без учета эффекта плазменного затвора) в случае использования аргона составит $3 \cdot 10^{-3}$ л·торр, при котором давление нейтрального аргона в камере взаимодействия не превысит (3-5)·10⁻⁵Торр

Анализ поверхности мишени с помощью ионного пучка после воздействия на нее плазмой такого генератора возможен немедленно после выключения разряда, т.е. в секундном интервале времени. Синхронизация питания генератора с компьютерным управлением ионным пучком позволят осуществить это в автоматическом программируемом режиме.

Для создания магнитного поля были использованы постоянные магниты с напряженностью поля вдоль оси 50Гс. Из-за ограничений в размерах источника (не более 100х70х70 мм) было принято решение не «развязывать» гальванически магнит и катоды. Для уменьшения возможности зажигания СВЧ разряда между магнитом и анодом расстояние между ними сведено к минимуму. Для фокусировки ионного пучка предусмотрен фокусирующий электрод с отдельным выводом, при вытягивании плазмы он замыкается с корпусом источника или заземляется. Общий чертеж источника представлен на рисунке 1.



Рис.1. Общий чертеж плазменного источника

- 1. Катод
- Фокусирующий электрод
- 3. Анод
- 4. Катод

На рисунке 2 представлена схема подключения. В качестве блока питания разряда был использован блок БП-138 с регулировкой выходного напряжения от 0 до +7кВ с помощью встроенного в схему реостата и максимальной мощностью 1,4кВт. Катод и анод источника были «оторваны» от земли и помещены под положительный потенциал относительно корпуса установки. Для этого БП-138 был размещен на диэлектрической подставке, питание осуществлялось через разделительный трансформатор, рассчитанный на напряжение пробоя 10кВ. Положительное смещение подавалось с помощью блока питания Matsusada RB-30P с компьютерноуправляемым выходным напряжение от 30В до +30кВ. Для того, чтобы уменьшить тепловую нагрузку на источник и не перейти точку Кюри магнитов, в схему установлено балластное сопротивление с R=50кОм. Охлаждаемое воздухом сопротивление представляет собой керамический стержень (длиной = 50см и с диметром = 2см) с нанесенным на поверхность графитовым слоем. Ток в цепи источника при этом ограничен 40мА

Для измерения тока из источника в камеру взаимодействия через шлюзовой ввод установлена мишень – прямоугольная пластинка размером 5х10мм. Мишень может находиться на различных расстояниях от источника, но для проведения экспериментов по спектроскопии ионного рассеяния мишень должна находиться в центре камеры на расстоянии 30мм от источника. В такой геометрии проводились измерения параметров извлекаемой плазмы.

Была снята вольт-амперная характеристика зонда (мишени) в диапазоне напряжении от -300В до +300В при различных напряжениях



Рис.2. Схема подключения

смещения плазменного источника и давления. Измеренные ВАХ представлены на рис. 3. Как видно из представленных графиков (см. рис. 3) ионный и электронный токи достигают насыщения. Согласно методике обработки ВАХ [3], необходимо определить ионный ток насыщения, экстраполировать его зависимость от напряжения из области больших смещений в переходную область и из полного зондового тока выделить электронную составляющую. По зависимости электронной составляющей тока от смещения зонда в переходной области, считая зависимость экспоненциальной, определена электронная температура плазмы по формуле:

$$I_{e} = \frac{1}{4} en_{e} \langle V_{e} \rangle S exp\left(\frac{-e \phi_{p} - U}{kT_{e}}\right)$$
(1)

где $\left< V_e \right> = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$, $~\phi_p$ – потенциал плазмы , S – площадь зонда, n -

концентрация плазмы, $T_{\rm e}$ – электронная температура плазмы, U - потенциал зонда.



Рис.3. Типичные вольт-амперные характеристики плазмы, выходящей из источника

Затем по формуле
$$I_{+} = 0.4 \text{enS} \sqrt{\frac{2kT_{e}}{M}}$$
 (2) (где I_{+} - ионный ток на-

сыщения, М – масса иона) определялась плотность плазмы. Значения, определенные данным методом, составили $T_e = 50$ в и $n = 10^8$ см3.

Таким образом, созданный источник полностью удовлетворяет предъявленным требованиям и может быть использован для анализа состава поверхности мишени с помощью спектроскопии ионного рассеяния непосредственно после или даже в процессе плазменного воздействия.

Литература:

- Курнаев В.А., Мамедов Н.В. Модернизированная установка для исследования взаимодействия с поверхностью ионов с энергия до 40кэВ. «Краткие сообщения по физике» №4 (2010) с.45
- [2] Габович М.Д., Плазменные источники ионов, Киев, Наукова думка, (1964) 65с.
- [3] Визгалов И.В. и др. Методы генерации и диагностики плазмы, «Лабораторный практикум», Москва, МИФИ, (2008) с. 52-54

О.Н. АФОНИН¹, В.А. КУРНАЕВ²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук ²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТЕЧЕЙ В ПЕРВОЙ СТЕНКЕ РЕАКТОРА ИТЭР ПО СПЕКТРАМ СВЕЧЕНИЯ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Проблема оперативного обнаружения микротечей в вакуумной камере была отмечена в заключительном отчете по техническому проекту ИТЭР, как одна из существенных задач, не получивших пока решения. Здесь имеются в виду микротечи в системе охлаждения, через которые происходит натекание паров воды. В результате сделанных оценок и проведенных экспериментов было предложено установить предельно допустимую границу локального натекания на уровне 10^{-5} Па*м³*с⁻¹ (или $2 \cdot 10^{15}$ с⁻¹). Тем самым задан необходимый уровень обнаружительной способности системы поиска, измерения и мониторинга микротечей, которую следует создать. Эта система должна обладать также достаточным пространственным разрешением, чтобы контролировать по возможности каждую из индивидуальных частей камеры по отдельности.

Для любого метода диагностики микротечи, включая предложенный нами, нужно будет решить две задачи:

- 1. Качественная обнаружение течи, т.е. нужно определить место, откуда поступает вода.
- 2. Количественная оценка скорости натекания.

Идея спектроскопического метода обнаружения течи воды основана на том, что путем воздействия на стенку плазмой или потоком электронов можно разложить вытекающие пары воды и возбудить свечение той компоненты, некоторый характерный участок спектра которой $\Delta\lambda$ можно наблюдать и измерять при минимальном уровне помех. Если параметры действующей электронной компоненты достаточны для эффективного возбуждения, то над течью образуется "шапка", хорошо излучающая в области $\Delta\lambda$. В этом случае решение поставленной задачи сводится к выбору наблюдаемой компоненты и оптимизации условий возбуждения и наблюдения ее спектра $\Delta\lambda$. Удобнее это сделать в процессе обработки внутренней поверхности камеры вспомогательным разрядом, хотя возможен и непрерывный мониторинг в штатном режиме работы ИТЭР.

Вторая часть наиболее сложна именно с учетом условий ИТЭР. Поскольку величина микротечи задана на уровне 1 мкм и выше (этот выбор обусловлен разумным подходом к стоимости диагностики и времени ее проведения), то это соответствует натеканию на уровне 10⁻⁵ Па/м³с.

Поток излучения на фотоприемник из плазмы может быть записан в следующем виде:

$$I_{f} = \frac{n}{vr_{k}} N_{e} \overline{\sigma_{OH}} \overline{v_{e}} \frac{s \cdot h \cdot A \cdot \tau_{os}}{8\pi^{2}}$$
(1)

где $\dot{\mathbf{n}}$ - скорость натекания, v -скорость молекул воды, r_k -размер микротечи, N_e - концентрация электронов, σ_{OH} -сечение возбуждения OH, v_e - скорость электронов, s и h — ширина и высота входной щели спектрометра, A — входная апертура спектрометра; τ_{os} — пропускание фокусирующей системы; здесь считается, что апертура системы OS согласована с A.

Обнаружительная способность рассматриваемого спектроскопического метода может быть оценена теперь на основе соотношения (1). В этом соотношении первый множитель характеризует течь, второй – эффективность возбуждения ОН* в процессе $H_2O + e \rightarrow OH^* + H + e$ быстрыми электронами, а третий – оптическую систему наблюдения.

В выражении (1) есть три группы множителей, первый отвечающий за течь мы пытаемся найти нашим методом, третий целиком зависит от оптической системы, используемой на конкретной установке для регистрации спектров (т.е. это каждый раз требует расчета в каждом конкретном случае, в зависимости от приборов и условий наблюдения, но это довольно просто, так как все параметры, входящие в выражение известны). Наибольшую трудность вызывает второй множитель, который отвечает за эффективность возбуждения, в нашем примере мы выбрали гидроксил, но это может быть и газ, который растворен в воде и просто другие компоненты воды. Т.е. первый шаг будет заключаться в выборе компоненты, спектр которой мы хотим регистрировать. Если условия позволяют, то удобно выбрать гидроксил. Второй шаг – провести исследования параметров разряда, с помощью которого планируется возбуждать спектры ОН или другой компоненты (если выбрали не гидроксил). В нашем случае параметры разряда задает заказчик. Если этого нет, то необходимо провести измерения на своей установке.

Работа поддержана грантом РФФИ №10-08-00886-а, и грантом Президента РФ МК-2352.2012.2.

Л.Н. ХИМЧЕНКО¹, А.М. ЖИТЛУХИН², Н.С. КЛИМОВ², В.Л. ПОДКОВЫРОВ², И.Б. КУПРИЯНОВ³, А.В. КРАСИЛЬНИКОВ¹, В.М. САФРОНОВ¹, В.П. БУДАЕВ⁴

¹ЧУ «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия ²ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Моссковская область, Россия ³ОАО ВНИИНМ, Москва, Россия ⁴НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

ПЛАЗМЕННЫЕ ИСПЫТАНИЯ РОССИЙСКОГО БЕРИЛЛИЯ ДЛЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР НА УСТАНОВКЕ КСПУ-ВЕ

В создаваемом термоядерном реакторе ИТЭР российская часть первой стенки составляет 40% или 270 м². Это один из самых напряженных конструктивов термоядерного реактора. Первая стенка должна быть не только совместимой по примесному составу с плазмой, но и осуществлять съем энергии плазмы. В последние годы на крупных токамаках проводились интенсивные исследования физики образования плазменных сгустков (ELM, blob...) в периферийной области, переноса их на стенку и возможного воздействия на материалы. Экстраполяция на ИТЭР показала, что до первой стенки может доходить значительная энергия как в ELM, так и при срывах плазмы, не сопоставимая с тепловыми нагрузками в существующих токамаках.

В докладе представлен современный взгляд на роль ELM и срывов в распылении бериллиевой стенки ИТЭР. Описывается установка, на которой можно моделировать поведение бериллия в ИТЭР-подобных условиях, – плазменная пушка КСПУ-Ве. Приводятся результаты экспериментального воздействия плазменных сгустков с удельной энергией 0.5 – 2.5 МДж/м² и длительности 0.5 мсек на российский сорт бериллия ТГП-56ПС, сертифицированный для ИТЭР. Приводится план исследований для ИТЭР.

Испытания показали, что бериллий при больших тепловых нагрузках (рис.1а) и среднем числе разрядов при каждой энергии около 100 проявляет те же свойства, что и материал дивертора ИТЭР – вольфрам. Появляются трещины в бериллии, порог их появления – 0.2 МДж/м². На образование трещин влияет чистота обработки поверхности. В «пятне контакта» при 1 МДж/м² поверхность бериллия становится пористой с крупными трещинами (рис.1b). Характерный размер пор – 0.1-100 мкм. На поверхности обнаружена наноструктурированная бериллиевая пыль с характерным размером около 1 мкм, состоящая из агломерированных кластеров

со средним размером 20-50 нм (рис.1с). Так же на поверхности видны потоки и капли расплавленного металла, которые заливают разъединительные прорези (gaps), предназначенные для компенсации механических напряжений. Представлены результаты профилометрии облученной поверхности бериллия. Приводится зависимость потери массы от числа разрядных импульсов.



Рис.1. Облученная поверхность бериллия - а), трещины – б) и бериллиевая пыль – с)

С.А. БАРЕНГОЛЬЦ, Г.А. МЕСЯЦ, М.М. ЦВЕНТУХ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ИНИЦИИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ - ЭКТОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ НА ПЕРВУЮ СТЕН-КУ И ИХ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ

Инициирование импульсов взрывной электронной эмиссии – эктонов – является механизмом инициирования и горения вакуумного разряда, в том числе униполярных дуг [Barengolts *et al* 2010 *Nucl. Fusion* 50 125004]. Поверхность первой стенки с сильно развитой микроструктурой, такой как сетка нановолокон вольфрама, а также интенсивный поток плазмы на поверхность в виде ELM-ов существенно облегчают инициирование взрывной эмиссии. При этом поток энергии на поверхность более ~100 MBT/см² (плотность и температура D-плазмы 10^{16} см⁻³ и 1 кэВ) инициирует взрывной перегрев за ~10 нс даже на «чистой» поверхности [Баренгольц *и др.* 2008 \mathcal{W} ЭТФ **134** 1213]. Таким образом, воздействие ELM-а быстро (100 нс) формирует плотную эрозионную плазму, экранирующую поток энергии на стенку, снижая его со ~100 MBт/см² до ~1 MBт/см².

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.А. ГОРДЕЕВ, А.В. ГРУНИН, А.Е. ЕВСИН, П.А. ШИГИН

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УСТАНОВКА ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ И ИХ АНАЛИЗА МЕТОДОМ ТЕРМОДЕСОРБЦИИ

Установка предназначена для плазмо-ассистированного напыления покрытий, плазменного облучения и последующего термодесорбционного анализа. Установка состоит из камеры осаждения покрытий, ТДС камеры, шлюзовой камеры. На установке предусмотренно два вакуумных ввода движения для транспортировки образцов, что делает возможным проведение одновременных и независимых друг от друга операций по напылению покрытий и анализу образцов. Установка допускает вариацию в широких пределах условий осаждения покрытий, включая состав рабочего газа, модификацию поверхности, скорость осаждения, ассистирование осаждения ионной бомбардировкой, одновременное или последовательное осаждение атомов различных элементов, создавая тем самым многокомпонентные и многослойные покрытия.

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, Б.А. КЛЮС, А.А. КУЗЬМИН, А.М. МИЩЕНКО Нацональный иследовательский ядерный унивеситет «МИФИ»

ПЛАЗМЕННОЕ ОСАЖДЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ И ВОЛЬФРАМ-УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК НА НЕРЖАВЕЮЩУЮ СТАЛЬ И ВОЛЬФРАМ

Исследование формирования углеродных (С) и углеродновольфрамовых (С-W) слоёв, напылённых в плазме, и захвата газа в них. Аргон, кислород и дейтерий использовались в качестве рабочих газов. Атомы, распылённые с W- и С- мишеней, напылялись на подложки из нержавеющей стали (SS) и вольфрама (W). Подложки держались под плавающим потенциалом при температуре 250°С. Захват газа в пленках регистрировался методом термодесорбции.

Концентрации дейтерия и водорода (D/C и H/C) в С плёнках зависели от типа подложек и количества кислорода в разряде. Добавление кислорода привело к увеличению захвата дейтерия в плёнке на W-подложке. На SS-подложке наблюдалось обратное явление.

Захват в W-C плёнки меньше захвата в С-плёнки, что было обусловлено образованием карбидов, препятствующих захвату.

> Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.В. ВЛАСЮК, В.Н. ЕРМАКОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАСЫЩЕНИЯ И УДАЛЕНИЯ РАБОЧИХ ГАЗОВ ИЗ ЭЛЕКТРОДОВ И МИШЕНЕЙ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК

В работе методом термодесорбционной спектрометрии исследовались циркониевые аноды разрядного промежутка нейтронных трубок, а также молибденовые мишени с активным поверхностным слоем титана. Анализировались образцы (на наличие дейтерия и водорода) до и после насыщения и после эксплуатации нейтронной трубки. Получены данные о распределении дейтерия и водорода по поверхности и глубине анодов и мишеней, о характере потери ими дейтерия в процессе эксплуатации нейтронных трубок. Предложены способы повышения эффективности и срока службы нейтронного генератора.

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, А.А. ГОРДЕЕВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, И.К. КУСТОВ, И.Н. МОСКАЛЕНКО Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ОКСИДНЫХ СЛОЕВ НА ХАРАКТЕР ТЕРМОДЕСОРБЦИИ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА ИЗ ЦИРКОНИЯ

В процессе исследования наводораживания образцов циркония выяснилось, что температура выхода водорода из циркония растет, при увеличении времени выдержки образцов в атмосфере перегретого пара с 1300°С для чистого циркония, до 1470°С для образцов, выдержанных 1000 часов. Целью данной работы стало определение причины этого роста. Для выяснения роли оксидного слоя в изменении температуры выхода водорода проводилось распыление оксидного слоя в аргоновой плазме, а затем термодесорбция. После распыления оксидного слоя снизилась температура выхода водорода, что позволяет сделать выводы о повышение температуры выхода водорода вследствие образования оксидного слоя на поверхности образца. Также в работе будут представлены зависимости температуры выхода водорода из циркония от времени выдержки их в атмосфере перегретого пара.

Л.Б. БЕГРАМБЕКОВ, М.Л. ДУБРОВ, А.С. КАПЛЕВСКИЙ, Б.А. КЛЮС, А.А. КУЗЬМИН, А.М. МИЩЕНКО, П.А. ШИГИН Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

ЗАВИСИМОСТЬ ЗАХВАТА ВОДОРОДА В УГЛЕРОДНЫЕ ПЛЕНКИ ОТ СКОРОСТИ НАПЫЛЕНИЯ

В работе проведено напыление углеводородных пленок методом распыления графитовой мишени в плазменном разряде на аргоне с добавлением водорода. Содержание водорода и кислорода в пленках измерялось методом термодесорбционного анализа. Обнаружено, что с увеличением скорости напыления захват водорода в пленках уменьшается. Количество захваченного при напылении кислорода было примерно одинаковым во всех пленках. Результаты сравниваются с ранее полученными данными [1] и анализируются на основе современных представлений о захвате водорода в углеродных материалах.

Литература:

[1] Begrambekov L., Kuznetsov A., Shigin P., J. Nucl. Mat., 390-391 (2009) 685

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

ХОЛОДНАЯ ЭМИССИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ С ПОРИСТОГО ГРАФИТА

Напряженность электрического поля в пристеночном слое термоядерных установок может быть достаточной для эмиссии отрицательных токов с поверхности обращенных к плазме материалов. Исследованы массспектры отрицательных ионов с пористого МПГ-8 графита при напряженности электрического поля до 4·10⁶В/м, а также состав поверхности мишени методом спектроскопии ионного рассеяния. Измерена зависимость массового состава отрицательной ионной эмиссии и остаточного газа от температуры образца, и установлена корреляция между интенсивностью эмиссии отрицательных ионов водорода и десорбцией воды. Установлено, что интенсивность токов отрицательных ионов зависит от состава остаточного газа и особенно от наличия паров воды. Температурная зависимость эмиссии отрицательных ионов и кластеров углерода и углеводородов качественно соответствует химической эрозии графита.

А.В. СПИЦЫН¹, А.В. ГОЛУБЕВА¹, Н.П. БОБЫРЬ¹, Д.И. ЧЕРКЕЗ¹, Ю.М. ГАСПАРЯН², В.С. ЕФИМОВ², М. МАЙЕР³, В.М. ЧЕРНОВ⁴

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» ²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ³Институт физики плазмы, г. Гархинг, Германия ⁴ВНИИНМ им А.А. Бочвара, Москва

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА С НИЗКОАКТИВИРУЕМЫМИ СТАЛЯМИ И СПЛАВОМ ВАНАДИЯ

Исследовано взаимодействие изотопов водорода с низкоактивируемыми материалами – ферритно-мартенситной сталью ЭК-181 (Русфер) и сплавом V-4Cr-4Ti при взаимодействии с газообразным дейтерием $(10^{-5}-10^4 \text{ Пa})$ и облучении дейтериевой плазмой (300 эВ) в диапазоне температур RT-600 C⁰. Захват водорода определялся методами термодесорбции и ядерных реакций. При высоких давлениях дейтерия захват дейтерия сплавом ванадия определялся по падению давления в газовой камере. Установлено, что в одинаковых условиях сплав ванадия захватывает на 3-5 порядков величины большее количество водорода, чем сталь ЭК-181.

Приведены данные о потоках, проникающих из газовой фазы сквозь стенки трубки из стали Русфер в диапазоне температур 300 – 700 К.

Исследованы структурные изменения ферритно-мартенситных сталей Русфер и Еврофер при прогреве в вакууме и в атмосфере водорода. Установлено, что при прогреве при температуре 873 К (что на 150 К ниже максимальной рабочей температуры материала) в течение часа происходят заметные структурные изменения в указанных сталях.

СОДЕРЖАНИЕ

А.В. Рогов, М.Ю. Нагель, Ю.В. Мартыненко	
Разравнивание поверхности оптических металлических зеркал при	
распылении с переосаждением продуктов эрозии	3
А.С. Александрова, А.П. Кузнецов, В.Н. Петровский, В.Г.	
Штамм, И.И. Архипов, О.И. Бужинский, С.А. Грашин	
Лазерная очистка поверхностей зеркал от осажденных пленок для	0
оптических диагностик на ИТЭР	9
Т.Р. Мухаммедзянов, К.Ю. Вуколов, И.И. Орловский, А.Ю.	
Гаранченко, А.М. 100енгауз, А.М. Зимин, С.Е. Кривицкии	
Ресурсные испытания макета узла входного зеркала оптическои ди-	10
агностики ИТЭР в магнетронной установке	13
С.Е. Кривицкий	
Своиства металло-углеводородных пленок, получаемых при тестиро-	15
вании прототипов диагностических зеркал и ГЭР	15
н.и. Архипов, С.В. Карелов, И.М. Позняк, В.М. Сафронов, Д.А.	
Топорков	
Формирование и динамика примесси вольфрама в условиях, харак-	17
Перных для переходных плазменных процессов в ИТОТ	1/
Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Молець образования «пуха» на поверхности вош фрама	10
Ко.в. Мартыненко, М.Ю. нагель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В С. Ефимор. А.А. Малинсов. Ю.М. Гаспарац. А.А. Писарав. О.В.	19
Ко.в. Мартыненко, М.Ю. нагель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова	19
 Ю.в. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтер- 	19
 Ю.в. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме 	<u>19</u> 24
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, 	<u>19</u> 24
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. нагель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев 	<u>19</u> 24
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном 	<u>19</u> 24
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде 	<u>19</u> 24 28
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде М.С. Зибров, Д.Д. Бернт, Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, А.А. 	19 24 28
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде М.С. Зибров, Д.Д. Бернт, Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, А.А. Писарев 	19 24 28
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде М.С. Зибров, Д.Д. Бернт, Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, А.А. Писарев Свойства защитных покрытий, нанесенных на алюминий плазмен- 	19 24 28
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде М.С. Зибров, Д.Д. Бернт, Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, А.А. Писарев Свойства защитных покрытий, нанесенных на алюминий плазменными методами 	19 24 28 31
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде М.С. Зибров, Д.Д. Бернт, Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, А.А. Писарев Свойства защитных покрытий, нанесенных на алюминий плазменными методами В.С. Авилкина, Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, 	19 24 28 31
 Ю.В. Мартыненко, М.Ю. натель Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде М.С. Зибров, Д.Д. Бернт, Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, А.А. Писарев Свойства защитных покрытий, нанесенных на алюминий плазменными методами В.С. Авилкина, Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, Ю.С. Виргильев, Е.С. Машкова, П.Н. Черных 	19 24 28 31
 Модель образования «пуха» на поверхности вольфрама В.С. Ефимов, А.А. Медников, Ю.М. Гаспарян, А.А. Писарев, О.В. Огородникова Влияние примесей азота в дейтериевой плазме на накопление дейтерия в вольфраме Ю.М. Гаспарян, С.А. Крат, М.С. Зибров, И. Тимофеев, М. Майер, А.А. Писарев Соосаждение пленок Li-D в магнетронном дейтериевом плазменном разряде М.С. Зибров, Д.Д. Бернт, Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, А.А. Писарев Свойства защитных покрытий, нанесенных на алюминий плазменными методами В.С. Авилкина, Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, Ю.С. Виргильев, Е.С. Машкова, П.Н. Черных Исследование методом РОР измененного слоя высокоориентирован- 	19 24 28 31

С.А. Крат, Ю.М. Гаспарян, М. Майер

изучение эрозии и осаждения на внутреннеи стенке и в диверторе JET	39
В.П. Будаев, Н.С. Климов, С.А. Грашин, А.В. Карпов, С.В. Краевский, Л.Н. Химченко, А.М. Житлухин, В.Л. Подковыров, Д.В. Коваленко, Ю.В. Мартыненко, Н.Е. Белова Формирование фрактальной структуры материалов в термоялерных	
установках	42
С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, А.М. Белов, И.Е. Люблинский	
Обзор последних достижений литиевой программы Т-11М	43
И.Е. ЛЮОЛИНСКИИ, А.В. ВЕРТКОВ, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мириов, В.Б. Дазарав	
С.Б. мирлов, Б.Б. этазарев Вертикальный литиевый лимитер для экспериментов на токамаке T-11M	45
В.Б. Лазарев, С.В. Мирнов, А.Н. Костина, Н.Т. Джигайло, В.М.	
Нестеренко, И.Е. Люблинский, А.В. Вертков	
Изучение особенностей циркуляции лития волизи литиевого лимите-	
ра 1-11М с использованием дополнительного кольцевого коллекто-	18
И.Е. Люблинский. А.В. Вертков. В.А. Евтихин. В.Г. Балакирев.	40
Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мир-	
Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мир- нов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева	
Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мир- нов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярно-	
Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мир- нов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярно- пористых систем	55
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко 	55
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной 	55
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Б. Цимостров, В.К. Корит, В.А. Кириссов, В.Ц. Бидоор, С.А. 	<u>55</u> 58
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Гранин В Dejarnac 	55 58
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Грашин, R. Dejarnac Наблюления аномально высокого уровня турбулентности пристеночноч- 	<u>55</u> 58
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Грашин, R. Dejarnac Наблюдения аномально высокого уровня турбулентности пристеночной плазмы токамака 	<u>55</u> <u>58</u> 62
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Грашин, R. Dejarnac Наблюдения аномально высокого уровня турбулентности пристеночной плазмы токамака А.А. Макаров, В.А. Курнаев 	55 58 62
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Грашин, R. Dejarnac Наблюдения аномально высокого уровня турбулентности пристеночной плазмы токамака А.А. Макаров, В.А. Курнаев Моделирование осаждения из плазмы С-W слоёв методом молеку- 	<u>55</u> 58 62
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Грашин, R. Dejarnac Наблюдения аномально высокого уровня турбулентности пристеночной плазмы токамака А.А. Макаров, В.А. Курнаев Моделирование осаждения из плазмы С-W слоёв методом молекулярной динамики 	55 58 62 66
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Грашин, R. Dejarnac Наблюдения аномально высокого уровня турбулентности пристеночной плазмы токамака А.А. Макаров, В.А. Курнаев Моделирование осаждения из плазмы С-W слоёв методом молекулярной динамики Е.Д. Маренков, К. Нордлунд, В.А. Курнаев 	<u>55</u> 58 62 66
 Д.Я. Ионов, Н.И. Ежов, М.Ю. Жарков, В.В. Семенов, С.В. Мирнов, В.Б. Лазарев, И.Л. Тажибаева Макет литиевого дивертора токамака КТМ на основе капиллярнопористых систем В.М. Жданов, А.А. Степаненко Уравнения переноса для многокомпонентной частично ионизованной пристеночной плазмы токамака В.Е. Николаева, Д.К. Когут, В.А. Курнаев, В.П. Будаев, С.А. Грашин, R. Dejarnac Наблюдения аномально высокого уровня турбулентности пристеночной плазмы токамака А.А. Макаров, В.А. Курнаев Моделирование осаждения из плазмы С-W слоёв методом молекулярной динамики Е.Д. Маренков, К. Нордлунд, В.А. Курнаев Моделирование прохождения ионов водорода низких энергий через углеролные фольги 	<u>55</u> <u>58</u> <u>62</u> <u>66</u> <u>68</u>

Д.И. Матвеев, А. Киршнер, Д.В. Бородин, В.А. Курнаев, Г. Ван	
Оост	
Компьютерное моделирование процесса осаждения примесей угле-	72
рода в щелях тест-лимитера на токамаке ТЕКСТОР	
М.А. Алхимова, И.В. Визгалов, Д.В. Колодко, В.А. Курнаев, Н.В.	
Мамедов, Д.Н. Синельников	
Встраиваемый малогабаритный источник плазмы	76
О.Н. Афонин, В.А. Курнаев	
Определение микротечей в первой стенке реактора ИТЭР по спек-	
трам свечения пристеночной плазмы	80
Л.Н. Химченко, А.М. Житлухин, Н.С. Климов, В.Л. Подковыров,	
И.Б. Куприянов, А.В. Красильников, В.М. Сафронов, В.П. Будаев	
Плазменные испытания российского бериллия для первой стенки	
итэр на установке КСПУ-ВЕ	82
С.А. Баренгольц, Г.А. Месяц, М.М. Цвентух	
Инициирование импульсов взрывной эмиссии – эктонов при воздей-	
ствии плазмы на первую стенку и их роль в формировании эрозион-	
ной плазмы	83
Л.Б. Беграмбеков, А.А. Гордеев, А.В. Грунин, А.Е. Евсин, П.А.	
Шигин	
Установка для осаждения защитных покрытий и их анализа методом	
термодесорбции	84
Л.Б. Беграмбеков, А.С. Каплевский, Б.А. Клюс, А.А. Кузьмин,	
А.М. Мищенко	
Плазменное осаждение углеродных и вольфрам-углеродных пленок	
на нержавеющую сталь и вольфрам	84
Л.Б. Беграмбеков, А.В. Власюк, В.Н. Ермаков, А.С. Каплевский	
Исследование процессов насыщения и удаления рабочих газов из	
электродов и мишеней нейтронных трубок	85
Л.Б. Беграмбеков, А.А. Гордеев, А.С. Каплевский, И.К. Кустов,	
И.Н. Москаленко	
Влияние поверхностных оксидных слоев на характер термодесорб-	
ции изотопов водорода из циркония	85
Л.Б. Беграмбеков, В.А. Барсук, М.Л. Дубров, А.М. Житлухин,	
А.С. Каплевский, Н.С. Климов, Б.А. Клюс, Д.В. Коваленко, А.А.	
Кузьмин, А.М. Мищенко, В.Л. Подковыров, П.А. Шигин	
Зависимость захвата водорода в углеродные пленки от скорости	

напыления	86		
Д.В. Иванов, В.А. Курнаев, Н.В. Мамедов, Д.Н. Синельников			
Холодная эмиссия отрицательных ионов с пористого графита	86		
А.В. Спицын, А.В. Голубева, Н.П. Бобырь, Д.И. Черкез,			
Ю.М. Гаспарян, В.С. Ефимов, М. Майер, В.М. Чернов			
Взаимодействие изотопов водорода с низкоактивируемыми сталями			
и сплавом ванадия	87		
Содержание	88		

МАТЕРИАЛЫ XV КОНФЕРЕНЦИИ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

Москва, НИЯУ «МИФИ», 2-3 февраля 2012 г.

Редакционная коллегия:

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