

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Наноструктуры в установках управляемого термоядерного синтеза

В.И. Крауз, Ю.В. Мартыненко, Н.Ю. Свечников,
В.П. Смирнов, В.Г. Станкевич, Л.Н. Химченко

Показано, что наноразмерные и наноструктурные продукты эрозии в термоядерных установках не только влияют на их работу, но и в значительной мере определяют безопасность и экономичность будущих термоядерных реакторов. Рассмотрены механизмы образования, характеристики и свойства наноструктурных осаждённых плёнок и наноразмерной пыли, образующихся в токамаках.

PACS numbers: 52.27.Lw, 52.55.Fa, 68.37.-d

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201010c.1055

Содержание

1. Введение (1055).

1.1. Создание термоядерного реактора. 1.2. Влияние на работу термоядерных установок образующихся в них наноструктур. 1.3. Компоненты токамака, контактирующие с плазмой, и характеристики потоков частиц на них.

2. Эрозия компонентов токамака — причина образования наноструктур (1057).

3. Наноструктурированные плёнки в термоядерных установках (1058).

3.1. Переосаждение продуктов эрозии. 3.2. Нанорельеф плёнок. 3.3. Наноструктура гладких плёнок. 3.4. Водород в плёнках. 3.5. Теория образования рельефа осаждаемых плёнок. 3.6. Выводы.

4. Пыль — от нанометровой до микрометровой (1071).

4.1. Пыль в токамаках. 4.2. Образование пыли в модельных экспериментах. 4.3. Теория образования пыли. 4.4. Частицы пыли в плазме. 4.5. Стабилизация плазмы инжекцией пыли. 4.6. Взаимодействие пыли с поверхностью. 4.7. Выводы.

5. Заключение (1079).

Список литературы (1079).

1. Введение

1.1. Создание термоядерного реактора

В настоящее время, когда началось сооружение Международного термоядерного экспериментального реактора

В.И. Крауз, Ю.В. Мартыненко, Н.Ю. Свечников, В.П. Смирнов,
В.Г. Станкевич, Л.Н. Химченко. Российский научный центр
"Курчатовский институт",
пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация
E-mail: martyn@nfi.kiae.ru, vsmirnov@kiae.ru

Статья поступила 22 марта 2010 г.,
после доработки 16 апреля 2010 г.

ИТЭР (ITER) [1] и развитие концепции последующего демонстрационного энергетического реактора ДЕМО (DEMO), всё более актуальными становятся выбор материалов деталей, контактирующих с плазмой, и проблемы безопасности и экономической эффективности реактора. При этом стало понятным, что пыль и наноструктурные продукты эрозии материалов токамака имеют ключевое значение для термоядерного реактора. Мы ограничимся рассмотрением термоядерного реактора на основе токамака, поскольку это направление сейчас является наиболее продвинутым. Именно поэтому исследования пыли и наноструктурированных плёнок проводятся в основном в токамаках или в имитационных экспериментах, ориентированных на процессы в токамаках. При этом в качестве примера чаще всего будут указываться условия работы и требования, характерные для ИТЭР [2]. Хотя наноструктурные плёнки и наноразмерная пыль — это разные объекты, но во многом их роль одинакова, поэтому для краткости мы будем использовать единый термин — наноструктура.

1.2. Влияние на работу термоядерных установок образующихся в них наноструктур

Наноструктуры, образующиеся в результате эрозии элементов камеры токамака, обращённых к плазме, в основном играют отрицательную роль. Однако в последнее время появились работы, в которых предлагается использовать пыль для управления работой токамака.

В первую очередь, наноструктуры могут быть ответственны за захват и накопление трития в реакторе, что является проблемой как для безопасности реактора, ввиду радиоактивности трития, так и для экономичности реактора, ввиду высокой стоимости трития (цена 1 кг трития около 10 млн долларов). По проекту ИТЭР в токамаке не должно накапливаться более 300 г трития [3].

Во-вторых, наноструктуры с сильно развитой поверхностью представляют опасность при аварийных инцидентах, связанных, в частности, с прорывом воды в

© В.И. Крауз, Ю.В. Мартыненко, Н.Ю. Свечников, В.П. Смирнов,
В.Г. Станкевич, Л.Н. Химченко 2010

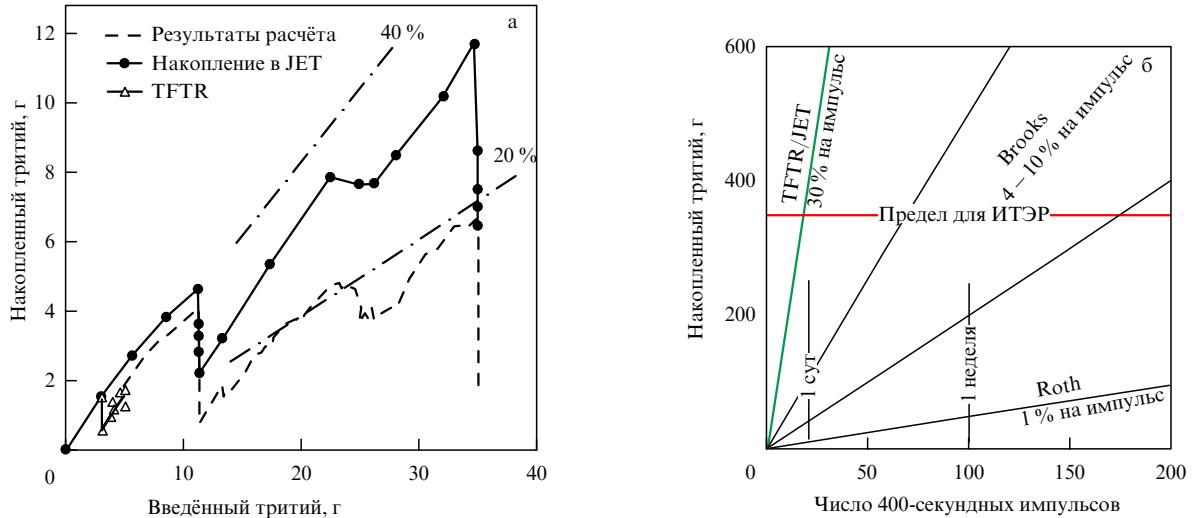


Рис. 1. Количество накопленного трития в современных установках в зависимости от его количества, введённого в установку (а), количество трития, накапленного в ИТЭР, в зависимости от числа импульсов длительностью 400 с при разных процентах удержания трития (б); Brooks предсказывает накопление 4–10 % трития за импульс, Roth — 1 % за импульс. (Презентация Международной группы по физике токамака (ITPA) по направлению пристеночной плазмы и дивертора (SOL/divertor).)

камеру реактора, как катализатор для разложения воды и образования взрывоопасного количества водорода [4].

В-третьих, радиоактивность пыли представляет собой опасность при вскрытии камеры [4].

В проекте ИТЭР установлены предельно допустимые количества пыли: для углеродной пыли с температурой $> 300^{\circ}\text{C}$ допустимый предел, согласно требованию химической активности, составляет 6 кг, для вольфрамовой пыли по требованию радиационной безопасности — 70 кг, для бериллиевой пыли — 11 кг [5].

Покажем остроту проблемы накопления трития в результате его захватаnanoструктурами на стенках камер современных установок, а также в ИТЭР.

На рисунке 1 приведено накопление трития в современных установках (рис. 1а) [6], а также его количество в зависимости от числа импульсов, рассчитанное для ИТЭР при разных процентах удержания трития (рис. 1б) [6]. Горизонтальная прямая указывает допустимый предел трития в камере, а также то, как часто нужно проводить чистку камеры. Данные, полученные на современных установках, показывают большой процент количества трития, накапливаемого в токамаках, и отсутствие насыщения при его накоплении. Это свидетельствует о важности проблемы накопления трития. Далее мы покажем, что накопление трития непосредственно связано с продуктами эрозии материалов и их структурой.

Следует заметить, что накопление трития в материалах сложно изучать из-за его радиоактивности и дороговизны, поэтому большинство исследований проводится на дейтерии или водороде. Изотопические эффекты хотя и существуют, например коэффициент диффузии изотопов водорода обратно пропорционален квадратному корню из массы изотопа, $D \sim M^{-1/2}$, но не влияют на суть получаемых результатов.

1.3. Компоненты токамака, контактирующие с плазмой, и характеристики потоков частиц на них

Поскольку образование пыли и наноструктурированных плёнок связано с процессом эрозии, которая сама по себе является проблемой, вначале остановимся на механизмах эрозии в токамаке.

На рисунке 2а приведён разрез камеры токамака ИТЭР [7]. Основными её компонентами, обращёнными к плазме, являются первая стенка (в настоящее время предполагается изготовить первую стенку из бериллия, но возможен вариант замены бериллия вольфрамом) и дивертор, расположенный в нижней части камеры ИТЭР (рис. 2б). Основная задача дивертора — отвод мощности плазменных потоков, а также гелия, образующегося при D, T-реакции, и примесей из основного объёма камеры, что осуществляется посредством конфигурации магнитного поля, в которой наружные магнитные силовые линии выводятся в область дивертора. Область, в которой магнитные силовые линии выходят в дивертор, называется SOL (Scrape Off Layer). Магнитные поверхности во внутренней части камеры отделены от SOL сепаратором — поверхностью с линией пересечения (X-point — точка пересечения (рис. 2б)). Отвод примесей и тепловых потоков из основной камеры осуществляется вдоль силовых линий SOL.

Вертикальные пластины дивертора ИТЭР на начальной стадии, при работе на дейтерии без трития, будут изготовлены из волокнистого углеродного композита CFC (Carbon Fiber Composite) (рис. 2б), а на последующей стадии, при работе с дейтерием и тритием, — из вольфрама (W). Остальные части дивертора будут состоять из вольфрама.

Согласно проекту ИТЭР [1] потоки энергии на первую стенку (т.е. стенку основной камеры токамака) во время рабочего импульса составят до $5 \text{ МВт} \text{ м}^{-2}$, а температура поверхности стенки, обращённой к плазме, при этом достигнет 285°C . Основной поток энергии на первую стенку приносит излучение плазмы, а бомбардирующие частицы — быстрые нейтральные атомы дейтерия, образующиеся при перезарядке ионов плазмы и нейтральных атомов газа, выделяющегося со стенки, — вызывают эрозию. Потоки атомов на первую стенку ИТЭР составят от 10^{19} до $10^{21} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а их энергии — от нескольких электронвольт до нескольких сотен электронвольт.

Потоки энергии на диверторные пластины во время рабочего импульса обусловлены в основном потоками плазмы SOL, и для ИТЭР потоки на графитовые плас-

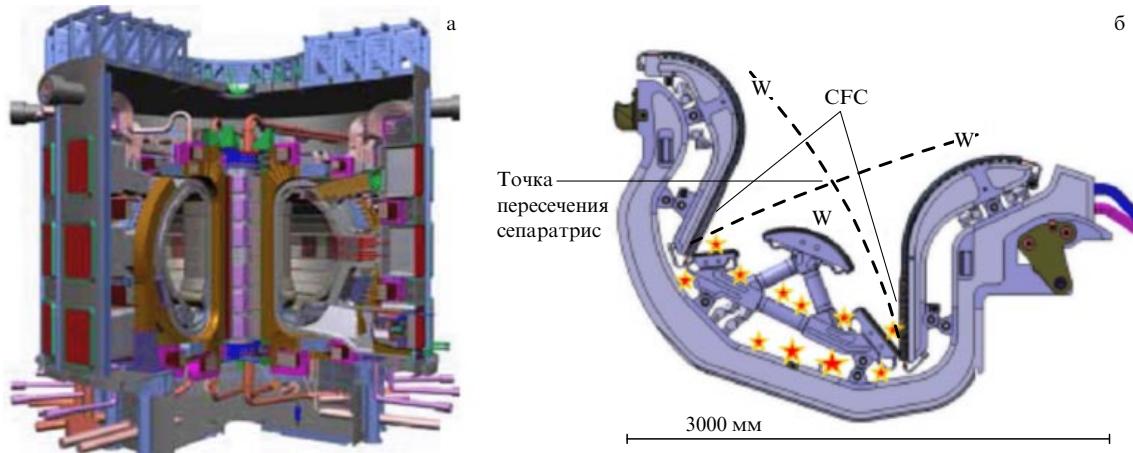


Рис. 2. Разрез камеры токамака ИТЭР (а) и дивертор (б), расположенный в нижней части камеры ИТЭР, звёздами показаны места осаждения продуктов эрозии. На первом этапе ИТЭР будет работать на водороде и дивертор будет иметь элементы из композита CFC, на втором этапе планируется работа на тритии и дивертор будет состоять только из вольфрама.

тины, несущие наибольшую тепловую нагрузку, составят до 10 МВт м^{-2} . При этом температура, в зависимости от положения на пластине, будет находиться в пределах от 460°C до 1280°C . Потоки ионов на пластины дивертора ИТЭР составят $10^{21} - 10^{22} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а их энергии — 5–100 эВ.

Таким образом, условия работы и материал разных деталей реактора, обращённых к плазме, различны, следовательно, различна и эрозия последних.

Кроме воздействия перечисленных выше факторов, обусловленных присутствием плазмы, на компоненты токамака, все материалы токамака будут подвергаться нейтронному облучению. В реакторах синтеза нейтроны имеют энергию 14,1 МэВ, тогда как в реакторах деления энергия нейtronов в основном не превышает 1 МэВ. Потоки быстрых нейtronов на первую стенку ИТЭР составят $\sim 2 \times 10^{18} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Нейтроны вызывают главным образом радиационные повреждения в объёме материала, но недавние работы [8, 9] показали, что радиационные повреждения, вызванные нейtronами, могут влиять и на эрозию поверхности.

2. Эрозия компонентов токамака — причина образования наноструктур

Эрозия в токамаке является источником как атомарных потоков, так и потоковnano- и микрочастиц, из которых и образуются наноструктурные плёнки и частицы пыли размером от нескольких нанометров до нескольких десятков микрометров [3]. Процессы эрозии в токамаке следующие:

- физическое распыление (изотопами H, атомами примеси) в результате бомбардировки поверхностей, обращённых к плазме, как ионами, так и нейтральными атомами, образующимися при перезарядке. Это основной механизм эрозии собственно первой стенки. В результате распыления образуются потоки атомов с поверхности в пристеночную плазму;
- блистеринг — образование газовых пузырей в результате накопления в поверхностном слое водорода и гелия, сопровождаемое отрывом крышечек блистеров;
- химическое распыление — эрозия материала в результате образования летучих соединений атомов

материала и изотопов водорода. Наиболее существенно химическое распыление для графитовых материалов в результате образования летучих углеводородов CH_n :

- радиационно-ускоренная сублимация графита — эрозия при высоких температурах ($> 100^\circ\text{C}$) при облучении ускоренными ионами или нейтральными атомами, результатом которой также является поток атомов в пристеночную плазму. Однако при нормальных режимах температуры не настолько высоки, а при нештатных энергонапряжённых режимах радиационно-ускоренная сублимация уступает другим механизмам эрозии;

- эрозия при ELMs (Edge Localized Modes) — импульсно-периодических неустойчивостях, развивающихся на поверхности плазменного шнуря, срывах плазмы — развале всего разряда, а также при униполлярных дугах, зажигающихся на стенах камеры. При таких режимах происходит выделение большой мощности на поверхности, температура поверхности повышается до нескольких тысяч градусов и основными процессами эрозии становятся испарение и капельная эрозия для металлов, хрупкое разрушение и эмиссия nano- и микрочастиц для графита. Такая эрозия наиболее существенна для элементов дивертора.

Большие срываы плазмы — события относительно редкие и, возможно, преодолимые, ELMs, постоянно сопровождающие разряд, считаются основной причиной эрозии пластин дивертора и источником пылевых частиц в токамаках. Длительность ELMs порядка 0,5 с, и за это время выделяется энергия $1 - 4 \text{ МДж м}^{-2}$. Длительность срыва плазмы порядка 1 с, и за это время выделяется энергия $20 - 40 \text{ МДж м}^{-2}$.

В то же время для композита CFC при ELMs с выделяемой энергией $0,5 \text{ МДж м}^{-2}$ хрупкое разрушение и эмиссия частиц пыли начинается после того, как произошло 100 событий ELMs, при 1 МДж м^{-2} — 50, при $1,5 \text{ МДж м}^{-2}$ — 10. Причём число ELMs за один разряд ИТЭР может достигать нескольких сотен [10].

Плавление краёв вольфрамовых пластин (tiles), из которых состоят детали дивертора, происходит уже при ELMs с выделяемой энергией $0,6 \text{ МДж м}^{-2}$, плавление всей поверхности вольфрама и образование перемычек между пластинами — при ELMs с энергией $1,4 \text{ МДж м}^{-2}$,

а при ELMs с энергией $1,8 \text{ МДж м}^{-2}$ начинается капельная эрозия вольфрама [11].

При работе токамака на поверхности его деталей существует много факторов, что приводит к появлению синергетических эффектов, осложняющих изучение процессов эрозии. Проявлением синергизма является упомянутая выше радиационно-ускоренная сублимация графита. Другим примером синергизма может быть увеличение коэффициента распыления графита ионами H^+ [12] при одновременном облучении электронами с энергией в несколько сотен электронвольт, которые сами по себе не вызывают распыления.

В термоядерном реакторе важнейшим фактором является нейтронное облучение, вызывающее радиационные повреждения, которые влияют не только на объёмные свойства материала, но и на процессы эрозии поверхности. В последнее время выполнен цикл работ [8, 9], в которых исследуется эрозия материалов с радиационными повреждениями. Получение высокого уровня радиационных повреждений осуществляется посредством моделирования нейтронного облучения быстрыми ионами ($1 - 60 \text{ МэВ}$), ускоренными в циклотроне. При применении этого метода за несколько дней работы циклотрона возможно накопление радиационных повреждений, эквивалентных повреждениям, полученным при облучении быстрыми нейтронами до дозы 10^{22} нейтронов на 1 см^2 . Исследованы углеродные материалы: пирографит, графит МПГ-8 (российский графит) и углеродный композит SEP NB-31 (кандидат в материалы ИТЭРа), а также вольфрам W (99,95 весовых процентов). Облучение углеродных материалов осуществлялось ионами углерода с энергией 5 МэВ, а вольфрама — альфа-частицами с энергией 3–4 МэВ. После облучения ионами на циклотроне исследуемые материалы с накопленными повреждениями на уровне 0,1–10 смешений на атом (сна) подвергались экспозиции в дейтериевой плазме установки с пучково-плазменным разрядом "Лента" при энергии ионов 100 эВ в случае углеродных материалов и 250 эВ в случае вольфрама до дозы $10^{21} - 10^{22}$ ионов на 1 см^2 . Обнаружено многократное увеличение коэффициента эрозии углеродных материалов: у композита SEP NB-31 — в два раза, а у пирографита — в пять раз, что, по-видимому, связано с сильным радиационным расщеплением этих материалов. Обнаружено также изменение поверхностной структуры вольфрама после облучения в циклотроне. Развитый в работах [8, 9] подход к исследованию термоядерных материалов, основанный на моделировании нейтронного облучения, представляется важным для дальнейшего изучения комбинированного эффекта воздействия нейтронов и плазмы на материалы термоядерного реактора, обращённые к плазме.

Итак, можно сказать, что основной причиной эрозии и основным "поставщиком" продуктов эрозии, из которых образуются плёнки и пыль, являются ELMs и срывы.

3. Наноструктурированные плёнки в термоядерных установках

3.1. Переосаждение продуктов эрозии

Продукты эрозии, возникающие в одних областях камеры токамака, переносятся и оседают в других её областях. Общими закономерностями переноса продуктов эрозии являются: 1) перенос вдоль силовых линий



Рис. 3. Области эрозии и осаждённых плёнок в диверторе французского токамака Tore Supra (LFS — Low-Field Side).

магнитного поля и оседание в диверторе, 2) оседание на наиболее холодных поверхностях (в частности, в нижней части дивертора, как показано на рис. 2б и 3). Наблюдается тенденция переноса продуктов эрозии в область, ближайшую к вертикальной оси токамака (называемую внутренней), с внешней части токамака. Эти закономерности выражены не очень чётко. Так, на внешней части дивертора европейского токамака JET (Joint European Torus)[13] собралось 501 г осадка, а на внутренней — 625 г. Такие же закономерности наблюдаются и на других токамаках. Кроме того, распределение осадка неравномерно: области, покрытые плёнкой из продуктов эрозии, соседствуют с областями преимущественной эрозии даже на одной пластине дивертора (см. рис. 3). Это, по-видимому, является следствием турбулентности потоков.

3.2. Нанорельеф плёнок

В зависимости от условий осаждения — режима разряда, места осаждения, температуры поверхности — образуются плёнки различного типа. В токамаке Т-10 прослежено образование плёнок разного типа в зависимости от места осаждения и режима разряда.

Токамак Т-10 [14] имеет тороидальную камеру круглого сечения, изготовленную из нержавеющей стали; большой (малый) радиус 1,5 (0,41) м, тороидальное магнитное поле до 3 Тл, ток плазмы до 0,5 МА, длительность разряда до 1 с, рабочий газ — дейтерий. Для того чтобы ограничить контакт горячей плазмы с камерой токамака, используются кольцевая диафрагма и графитовый выдвижной лимитер, устанавливаемый на малом радиусе (0,3 м).

Вдали от лимитера при режимах разряда без перегрева лимитера ($T_{\text{lim}} \approx 300^\circ\text{C}$) на стенке ($T_w \approx 50^\circ\text{C}$) образуется гладкая слоистая плёнка (рис. 4а). Вблизи лимитера, но без его перегрева на стенке ($T_w \approx 50^\circ\text{C}$) образуется глобулярная плёнка (рис. 4б), состоящая из более мелких глобул; рельеф плёнки напоминает булыжную мостовую, пор в этой структуре не видно. Плёнка, осаждённая вблизи лимитера в режиме с нагревом лимитера до $T_{\text{lim}} \approx 2000^\circ\text{C}$, является пористой и имеет вид цветной капусты (рис. 4в). В последнем случае плёнка оседала на поверхность с температурой $T_w \approx 100^\circ\text{C}$ [15].

Плёнки с развитым рельефом наблюдались также в токамаках JT-60U, TEXTOR (Tokamak Experiment for Technology Oriented Research), JET, стеллараторе LHD (Large Helical Device), в линейной плазменной установке NAGDIS-II (Nagoya Divertor Simulator) и других термоядерных установках (рис. 5). При этом плёнки имеют несколько разновидностей: глобулярная [16], типа

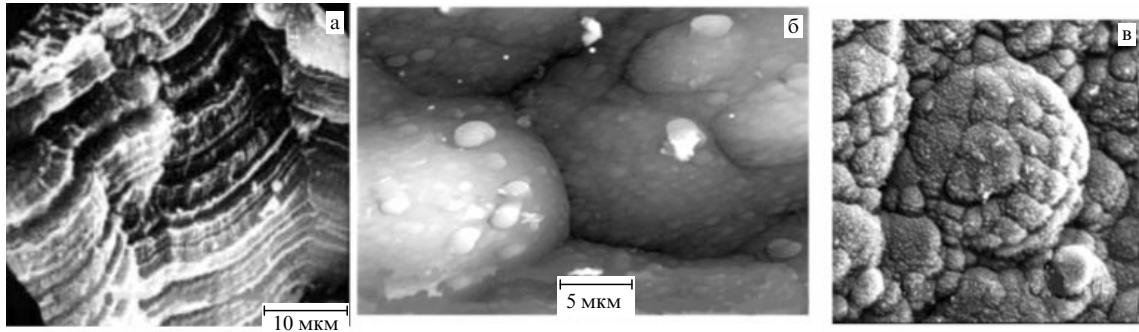


Рис. 4. Плёнки, осаждённые в токамаке Т-10: (а) слоистая плёнка вдали от диафрагмы, (б) глобулярная плёнка вблизи диафрагмы, (в) глобулярная плёнка вблизи диафрагмы при нагреве лимитера до $T_{lim} \approx 2000^{\circ}\text{C}$.

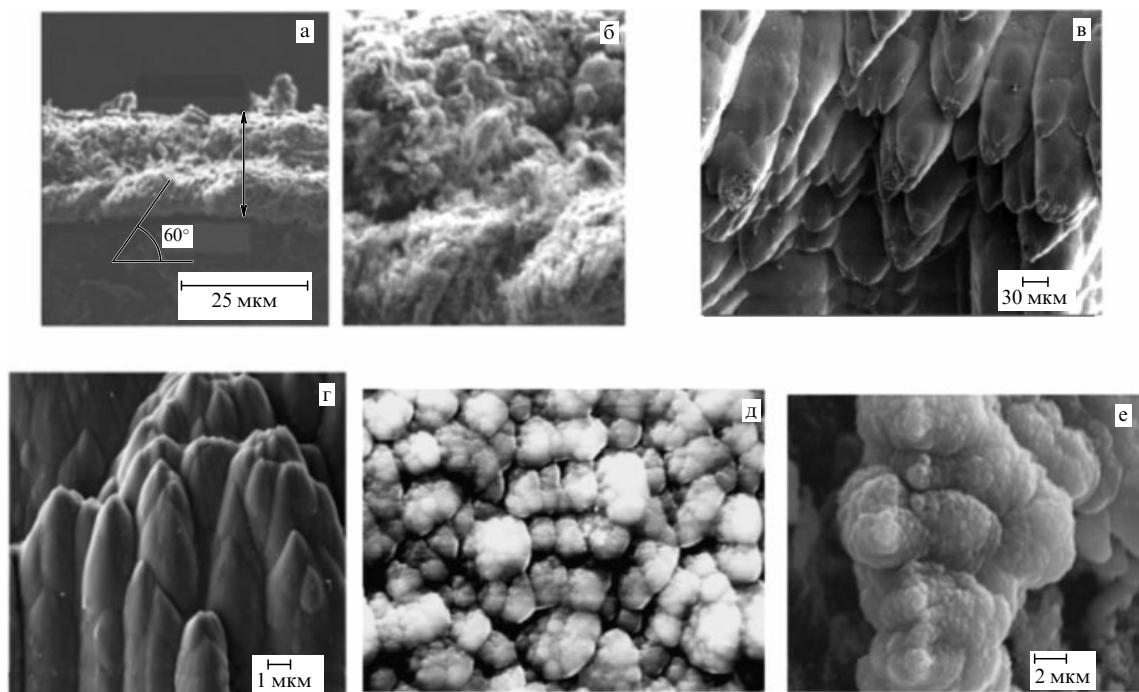


Рис. 5. Структуры осаждённых плёнок в токамаках: (а, б) японский токамак JT-60U [20], (в) французский токамак Tore Supra [18], (г) TEXTOR [21], (д) DIII-D, (е) NAGDIS II [17].

"цветная капуста" [16, 17], овоидальная [18], стратифицированная [19], колоннообразная [18].

В большинстве случаев плёнки с развитым рельефом имеют несколько иерархических уровней гранул. Крупные гранулы состоят из более мелких элементов, которые, в свою очередь, состоят из ещё более мелких. Зависимость числа гранул $N_i(r_i)$ от их размера r_i имеет вид $N_i(r) \sim r_i^{-d}$, что характерно для фрактальной структуры. На рисунке 6 в двойном логарифмическом масштабе показана зависимость $N(r)$ для плёнки "цветная капуста" из токамака Т-10. Полученная фрактальная размерность $d = \partial \log N_i / \partial \log r_i = 2,2$. Для большинства исследованных плёнок $d = 2,2 \pm 0,2$ [22].

Фрактальная структура рельефа плёнки получена также при моделировании воздействия ELMs на вольфрам в квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ) (поток мощности $1-1,5 \text{ МДж м}^{-2}$, длительность импульса $0,5 \text{ мс}$; образцы подвергались воздействию ≈ 100 импульсов) [23]. При этом фракталь-

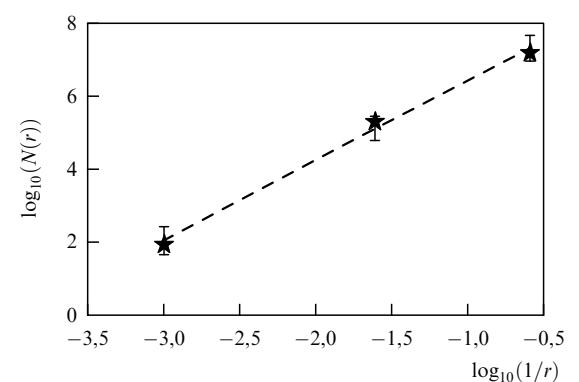


Рис. 6. Оценка фрактальной размерности плёнки из токамака Т-10. Зависимость $N(r)$ от $1/r$ в двойном логарифмическом масштабе.

ная размерность плёнки также $d = 2,2$. Отметим, что на поверхности вольфрамовой плёнки, полученной в этих экспериментах, содержится значительно больше приме-

сей (C, O, Ca, Fe, Cr, Cu), чем в её глубине. Существует представление, что примеси способствуют образованию развитой фрактальной структуры плёнок.

Принципиальным является вопрос о том, каков минимальный размер гранул во фрактальной структуре плёнок, поскольку именно минимальный размер гранул определяет удельную поверхность плёнок SSA (Specific Surface Area) и, следовательно, их адсорбционную способность и химическую активность. Удельная поверхность SSA фрактальной поверхности с распределением гранул по размерам $N_i(r) \sim r_i^{-d}$ выражается в виде

$$\text{SSA} = \frac{S_0}{\rho V} = \frac{\int Ar^{-\alpha} 4\pi a_0^2 (r/a_0)^d dr}{\rho \int Ar^{-\alpha} 4/3\pi a_0^3 (r/a_0)^d dr} = \frac{3}{\rho a_0}, \quad (1)$$

где ρ — плотность материала плёнки, A и α — константы в распределении частиц по размерам $f(r) = Ar^{-\alpha}$, a_0 — минимальный размер кластера в иерархии.

Определить минимальный размер гранул удалось благодаря использованию сканирующей зондовой микроскопии, впервые применённой для исследования плёнок токамака T-10 в Институте ядерного синтеза (ИЯС) Российского научного центра "Курчатовский институт" (РНЦ КИ). В частности, используется специально сконструированный миниатюрный сканирующий туннельный микроскоп, помещаемый в камеру токамака T-10. Сканирование рельефа плёнки, растущей в токамаке T-10, производится в интервалах между импульсами плазменных разрядов, что позволяет следить за процессом роста плёнки после каждого импульса.

Минимальный размер структур, обнаруженный сканирующей зондовой микроскопией, составляет ≈ 15 нм [23], что соответствует $\text{SSA} \approx 170 \text{ м}^2 \text{ г}^{-1}$ для углерода и $\approx 16 \text{ м}^2 \text{ г}^{-1}$ для вольфрама. Для сравнения отметим, что измеренная методом Брунауэра – Эммета – Тейлора

(БЭТ-метод) по адсорбции метана [18] удельная поверхность для углеводородной плёнки, извлечённой из токамака Tore Supra, составляет $\text{SSA} = 180 \text{ м}^2 \text{ г}^{-1}$. Близость величин SSA для T-10 и Tore Supra указывает на универсальность механизма роста плёнок в токамаках.

Скорость роста плёнок в токамаках с дивертором составляет от $1,5 \text{ нм с}^{-1}$ до 12 нм с^{-1} [3]. В токамаке T-10 после примерно 1000 разрядов длительностью ≈ 1 с образовывались плёнки толщиной до 10 – 50 мкм.

Наиболее наглядно образование структуры осаждённых слоёв удалось проследить в экспериментах [24], моделирующих условия осаждения плёнок в токамаках. Плёнка была получена одновременным осаждением ионов C_2H_2^+ с энергией 300 эВ и плотностью ионного потока $10^{21} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и атомов углерода — продуктов распыления графита в стационарном режиме. Осаджение проводилось на вольфрамовые и графитовые образцы при температуре 670 К. Структура соосаждённых плёнок на вольфраме изменяется от однородной гладкой при малых дозах облучения ($\leq 1 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$) до глобулярной при больших (10^{24} м^{-2}) (рис. 7). На графите уже при дозе облучения $2 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$ формируются плёнки с глобулярной структурой. Формирование глобулярных плёнок происходит путём зарождения отдельных мелких глобул и постепенного увеличения их плотности и размера. Плотность плёнок составляет 0,52 и 0,79 от плотности исходного графита для однородной и глобулярной структур соответственно. Плотность гладких однородных плёнок меньше вследствие того, что в них большую долю составляет водород (об этом будет сказано в разделе 3.4).

Эти эксперименты показали следующее.

- При малых дозах (10^{23} м^{-2}) образуются гладкие плёнки.

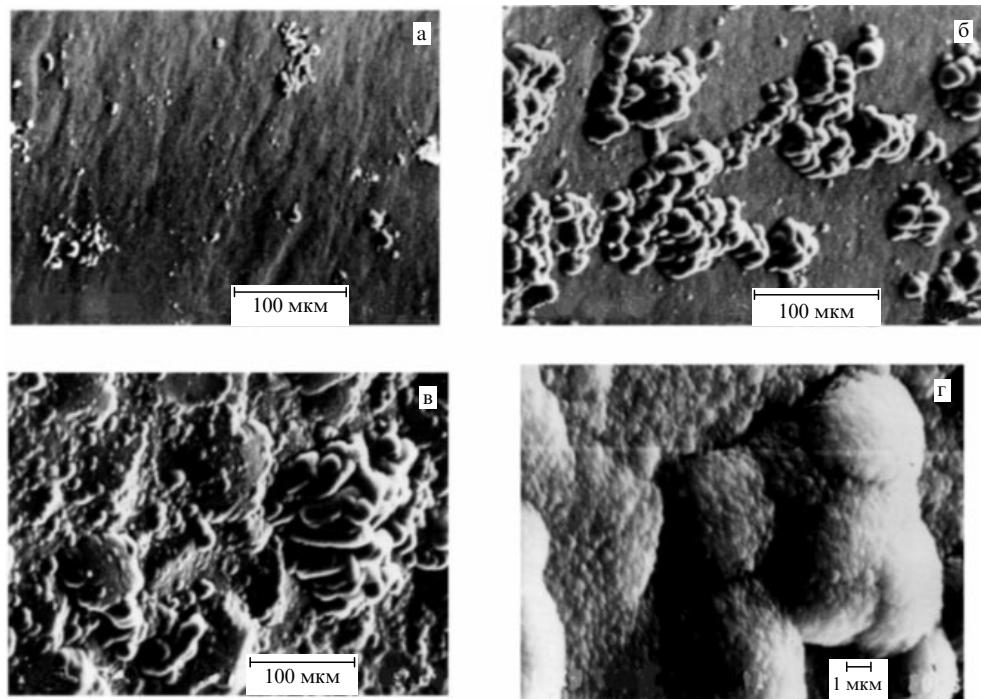


Рис. 7. Типичные микрофотографии поверхности соосаждаемых слоёв на вольфраме при дозах облучения (а) 10^{23} м^{-2} , (б) $4 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$, (в) 10^{24} м^{-2} и на графите МПГ-8 (г) при дозе облучения $2 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$.

2. При увеличении дозы ($4 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$) появляются островки — кластеры.
3. При больших дозах (10^{24} м^{-2}) образуется развитый рельеф плёнки.
4. Развитие рельефа зависит от подложки (рис. 7в, г).

3.3. Наноструктура гладких плёнок

Гладкие плёнки — основной накопитель изотопов водорода. Плёнки, собранные со стенки вакуумной камеры токамака Т-10, изучались в Курчатовском центре синхротронного излучения и нанотехнологий РНЦ КИ с помощью широкого набора методик, которые включали в себя следующие направления:

- рентгеновская дифракция (РД) и малоугловое рентгеновское рассеяние (МУРР) с использованием синхротронного излучения (СИ) накопителя "Сибирь-2";
- оптическая спектроскопия и люминесценция;
- инфракрасная (ИК) спектроскопия;
- спектроскопия комбинационного рассеяния (КР);
- рентгеновское поглощение (EXAFS — Extended X-ray Absorption Fine Structure, NEXAFS — Near edge Extended X-ray Absorption Fine Structure);
- термодесорбционная спектроскопия (ТДС);
- рентгенофлуоресцентный анализ (РФА) с использованием синхротронного излучения;
- электронный парамагнитный резонанс (ЭПР);
- вольт-амперные характеристики (ВАХ).

Исследовались однородные гладкие плёнки, т.е. "чешуйки", в основном золотистого цвета, из токамака Т-10 (кампания 2002 г., плёнки, собранные вблизи лимитера и кольцевой диафрагмы из графита МПГ-8). Данные углеродные плёнки имеют высокое относительное содержание дейтерия и протия, т.е. *атомное соотношение D/C ≈ 0,5–0,8* (*H/C ≈ 0,2–0,3*). Максимальное отношение *D/C ≈ 1,4* было получено для полупрозрачных плёнок ярко-жёлтого цвета, цвет которых связан с широкой запрещённой зоной E_g . У более тёмных плёнок ширина запрещённой зоны меньше и относительное содержание *D/C = 0,2–0,4*. Более тёмные плёнки образуются при более высоких температурах.

Толщина чешуйек 20–30 мкм, их размер около 0,5 см². Чешуйки имеют слегка изогнутую форму, вследствие напряжений, появляющихся при росте толщины плёнки в токамаке, т.е. вогнутая сторона обращена к плазме (далее — плазменная сторона), а выпуклая сторона — к стенке камеры (пристеночная сторона).

Ниже представлены основные экспериментальные результаты по исследованию данных плёнок, которые свидетельствуют о присутствии в плёнках с гладким рельефом многообразия элементов структур с наноразмерами.

В работе [25], выполненной с помощью методики рентгенофлуоресцентного анализа с использованием синхротронного излучения (РФА-СИ), было обнаружено 12 микропримесей, в основном переходных металлов 3d, 4d, 5d: Fe, Mo, Cr, Ni, Ti и др., с относительными концентрациями 50–7000 ppm и суммарной концентрацией 1,5 %, при этом почти половина примесей обусловлена атомами Fe. Последнее обстоятельство подтверждается также данными по ЭПР (9,9 ГГц, 6000 Гс, 300 К) от парамагнитных примесей с высокими концентрациями, как будет показано ниже.

Большинство микропримесей возникает при эрозии поверхности вакуумной камеры Т-10, изготовленной из

нержавеющей стали 03Х17Н14М3. Кроме того, микропримеси металлов, порядка нескольких десятых долей процента, имеются также в распыляемом графите МПГ-8, из которого изготовлены лимитер и кольцевая диафрагма. При этом элементы Fe, Ni, Ti, Mo, Nb, Cr, в принципе, могут образовывать карбиды Fe₃C, Ni₃C, TiC, MoC, NbC, CrC. Данная возможность для микропримеси Fe, имеющей наибольшую относительную концентрацию, была показана на основе анализа рентгеновских спектров поглощения EXAFS для Fe K-края в работе [26], где были найдены такие параметры, как расстояние Fe—C = 0,211 нм и координационное число 6,2, т.е. катионы Fe предположительно занимают октаэдрические позиции с окружением из шести атомов C. Средняя величина расстояния Fe—C оказалась довольно близкой к соответствующей величине для карбида железа Fe₃C, однако в ней отсутствуют черты далёких координационных сфер Fe—Fe. Таким образом, это указывает на наличие в плёнке кластеров Me—C, расположенных в углеводородной матрице sp³ + sp² CH, CD. На состав последней указывает колебательная структура, полученная из ИК-спектров, представленных на рис. 12 (см. раздел 3.4).

Структура рентгеновской дифракции, а также спектры малоуглового рентгеновского рассеяния плёнок показаны на рис. 8. Спектр рентгеновской дифракции (рис. 8а) в геометрии пропускания Дебая—Шеррера на длине волны $\lambda = 0,1072 \text{ нм}$, полученный на синхротронном источнике "Сибирь-2" на станции "Структурное материаловедение" (СТМ) Курчатовского центра синхротронного излучения и нанотехнологий, состоит из двух широких пиков, которые соответствуют межплоскостным расстояниям 0,7 и 0,23 нм. Эти данные коррелируют с результатами [27], полученными на рентгеновской трубке, где обнаружены межплоскостные расстояния 0,77 и 0,28 нм.

Большая ширина пиков на рис. 8а указывает на аморфную структуру, т.е. отличную от кристаллической структуры графита с её узкими линиями. Известно, что наиболее интенсивная линия графита, которая является структурным прототипом для большинства углеродных материалов и соответствует регулярной упаковке графеновых слоёв, наблюдается при межплоскостном расстоянии для графеновых слоёв с регулярной упаковкой $d_{002} = 0,335–0,345 \text{ нм}$, а основная линия соответствует плоскостной гексагональной структуре с характерным размером $d_{100} = 0,214 \text{ нм}$. Позиции дифракционных структур, наблюдавшиеся в эксперименте, далеки от данных значений. Следовательно, углеродные плёнки из токамака сильно отличаются от графита. Разумно предположить, что наблюдавшиеся дифракционные компоненты с $d = 0,23$ и 0,7 нм соответствуют характерному размеру,циальному слабоупорядоченной структуре плёнок. Эти величины можно попытаться сопоставить с такими структурными элементами, как бензольное кольцо sp² C = C размером 0,28 нм и молекула фуллерена C₆₀ диаметром 0,71 нм, как показано в левой верхней части рис. 14 (см. раздел 3.4). На присутствие в плёнках ароматических (бензольных) и олефиновых (линейных) sp² CH-структур указывают ИК-спектры плёнок, а спектры возбуждения люминесценции плёнок, обусловленные их электронной структурой и наличием излучательных переходов, имеют определённую близость к спектрам фуллерена C₆₀, как будет показано ниже (рис. 10б).

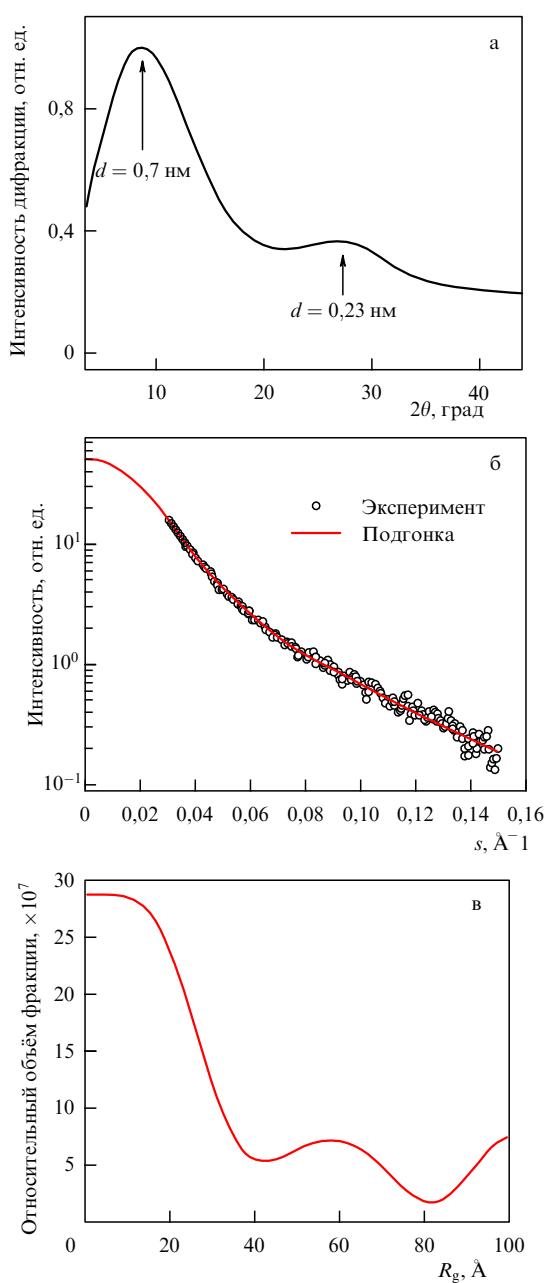


Рис. 8. Дифракционные спектры: (а) спектр рентгеновской дифракции гладких плёнок из токамака Т-10, (б) спектр МУРР плёнок, (в) относительный вклад в малоугловое рассеяние шаров с разными радиусами (в рамках модельного представления рассеивающих центров в виде твёрдых шаров).

На рисунке 8б в полулогарифмическом масштабе показан спектр МУРР золотистой плёнки в диапазоне переданных импульсов $s = 4\pi \sin \theta / \lambda = 0,03 - 0,15 \text{ \AA}^{-1}$ под углом θ . Важной особенностью кривой рассеяния $I(s)$ является отсутствие интервала значений s , в котором бы выполнялся известный закон Порода $I(s) \sim s^{-4}$, определяющий асимптотическое поведение рассеяния от гладкой поверхности частиц с линейным размером R_g при $s \gg R_g^{-1}$. Характер поведения $I(s)$ свидетельствует о том, что плёнка содержит рассеивающие частицы (материала или нанопор) разных размеров — от мелких, дающих вклад в рассеяние при больших s , до крупных, определяющих рассеяние при малых s . Действительно, наклон кривой $I(s)$ при её представлении в двойном

логарифмическом масштабе, $\Delta(\ln I) / \Delta(\ln s) = -2,66$, указывает на негладкие границы рассеивающих областей, поскольку для рассеивающих шаров имеет место закон Порода с наклоном, равным -4 , а для дисков наклон равен -2 . Следовательно, представление данной кривой рассеяния в виде распределения по размерам твёрдых шаров с радиусами R_g , согласно представлению Гинье $I(s) = I_0^* \exp(-s^2 R_g^2/3)$, достаточно условно. Из приведённой на рис. 8б кривой распределения относительного вклада в интенсивность рассеяния (рис. 8б) рассеивающих центров в виде твёрдых шаров разных радиусов R_g (модель твёрдых шаров Порода) видно, что имеются неоднородности структуры с характерными размерами (условно говоря, диаметром) около 4 нм и 12 нм.

Оказалось, что структурная неоднородность размером 4 нм коррелирует с экспериментальными результатами, получаемыми из данных по ЭПР (100 Гц) и термодесорбционной спектроскопии, которые будут рассмотрены ниже. Так, на рис. 9а представлены спектры ЭПР (9,9 ГГц, 100 Гц, 300 К) золотистых плёнок для трёх ориентаций магнитного поля относительно поверхности плёнки: перпендикулярно (H_\perp), параллельно ($H_{||}$) и под углом 45° (H_{45°) к поверхности, полученные в работе [28].

Как недавно было установлено для полимерных пленок а-C:H, имеющих определённое сходство с гладкими пленками из токамака с большим содержанием изотопов водорода, параметрические дефекты с неспаренными спинами, детектируемые с помощью ЭПР (100 Гц), связаны с Csp²-нанокластерами, состоящими из плоских ароматических колец (размеры кольца около 0,28 нм), а не с разорванными σ -связями (dangling bonds) в матрице

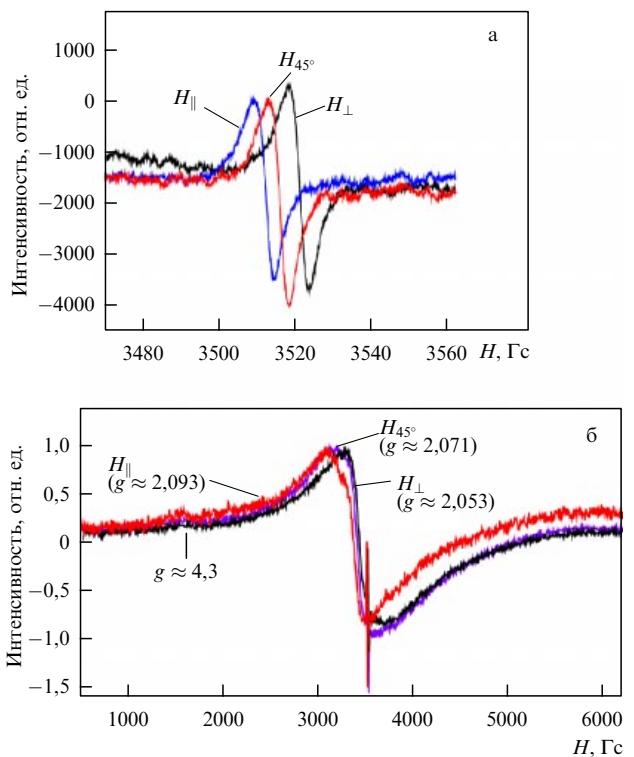


Рис. 9. Спектры ЭПР (а) в поле 100 Гц, связанные с Csp²-нанокластерами, и (б) в поле 6000 Гц, обусловленные микропримесями металлов. Спектры получены для трёх ориентаций поля относительно поверхности плёнки.

$(C-C)sp^3$ (расстояние $C-C \approx 0,145$ нм), как полагали ранее, так как σ -связи будут релаксировать в планарную sp^2 -конфигурацию [29]. Поскольку для углеродных плёнок а-С, а-С:Н создан солидный базис, благодаря экспериментальным и теоретическим работам на протяжении последних 20–30 лет, отметим лишь некоторые моменты. Известно, что образование sp^2 -кластеров, преимущественно с чётным числом орбиталей, приводит к выигрышу в энергии и увеличению энергии связи, т.е. к стабильности кластера с делокализованными π -электронами, в отличие от образования случайного распределения структур sp^2 и sp^3 . Согласно наиболее распространённой кластерной модели плёнок а-С:Н, электронная структура обусловлена ароматическими кольцами sp^2 , связанными с помощью π -электронов в плоские кластеры определённых размеров и погруженными в sp^3 -матрицу. При этом sp^2 -система, π -электроны которой находятся в области, лежащей примерно на 6 эВ ниже уровня Ферми E_F , определяет электронные свойства системы и оптическую щель, а sp^3 -матрица отвечает за механические свойства. Таким образом, кластерная модель обусловлена наличием слабого и дальнодействующего притяжения ансамбля π -электронов. Дефектные состояния, расположенные внутри щели вблизи E_F , могут быть либо пустыми, либо заполненными одним или двумя электронами, т.е. при заполнении одним электроном они становятся парамагнитными.

Показанные на рис. 9а линии ЭПР имели следующие величины g -факторов: $g_{||} = 2,00348 \pm 0,00010$, $g_{45^\circ} = 2,00340$, $g_{\perp} = 2,00338$. При этом анизотропия между линиями $H_{||}$ и H_{\perp} составила величину 9 Гс, что превышает ширину линии 6 Гс, т.е. намного превосходит величину анизотропии, обусловленную действием внутреннего размагничивающего поля, зависящего от геометрии образца, причём внутренняя анизотропия отсутствует только у сферического образца. Таким образом, обнаруженная небольшая анизотропия g -фактора плёнки для ЭПР (100 Гс) может быть обусловлена неизотропной пространственной ориентацией неспаренных спинов у sp^2 -нанокластеров.

Для упоминавшегося выше ЭПР (9,9 ГГц, 6000 Гс, 300 К) [25] для трёх направлений магнитного поля (параллельно поверхности плёнки, перпендикулярно и под углом 45°) широкие интенсивные линии показаны на рис. 9б со следующими величинами g -факторов: $g = 2,0534 - 2,0930 (\pm 0,0002)$, что соответствует ионам Fe^{3+} в симметричном орторомбическом состоянии (т.е. в объёме плёнки). Вторая, слабая, линия с $g \approx 4,3$ ($S = 5/2$) соответствует ионам Fe^{3+} в сильно искажённом орторомбическом состоянии (т.е. на поверхности плёнки или в порах). В данном случае величина анизотропии (≈ 200 Гс), в отличие от таковой при ЭПР с полем в 100 Гс, не превышает ширины линии (400 Гс).

Плотность дефектов с неспаренными спинами для sp^2 -нанокластеров для ЭПР в поле 100 Гс составила $n_s \sim 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что при допущении их изотропного распределения по объёму плёнки соответствует среднему расстоянию между нанокластерами около 4 нм.

Далее, из рис. 9а видно отсутствие влияния электронов проводимости, которое может привести к большой анизотропии, как это имеет место в случае кристаллического графита, для которого $g_{||} = 2,0028$ и $g_{\perp} = 2,0400$, или поликристаллического графита со средней величиной $g = 2,0182$ [30]. При этом лоренцева форма линии

указывает на слабое взаимодействие между парамагнитными центрами и на наличие делокализованных π -дефектов, как и в случае полимерных плёнок а-С:Н. Как известно, ширина линии ЭПР зависит от взаимодействия магнитного момента электрона с магнитными моментами окружающих ядер и электронов. Наблюдаемая ширина линии 6 Гс для sp^2 -нанокластеров свидетельствует об отсутствии заметного обменного спин-спинового взаимодействия между соседями, приводящего к сужению линии, или дипольного уширения, как в случае указанного выше ЭПР (6000 Гс) с линиями иона Fe^{3+} , когда широкие линии (≈ 400 Гс) обусловлены разным расстоянием между неспаренными спинами и примесными атомами металлов.

Отметим, что ЭПР-результаты по плёнкам из токамака несколько отличаются от результатов для полимерных плёнок а-С:Н (с большим содержанием водорода), для которых наблюдается почти изотропия g -фактора, находящегося в пределах $g = 2,0028 - 2,0032$ для стандартной частоты 9,4 ГГц, при довольно близких к нашим ширинам линии и концентрации дефектов, как следует из работы [29]. Кроме того, в этой работе в случае более высокочастотного ЭПР (94 ГГц) была обнаружена более тонкая структура парамагнитных центров в плёнке а-С:Н, состоящая из двух sp^2 -кластеров с размерами около 3–4 нм. Далее, в работе [31] была установлена зависимость возрастания g -фактора от увеличения размера sp^2 -кластеров, а также получена величина $g = 2,0050$ для кластеров размером 7,5 нм. Относительная близость средней величины g -фактора плёнок из токамака [28] $g_{av} = g_{\perp} + (g_{||} - g_{\perp})/3 = 2,00341$ к величине $g = 2,00300 \pm 0,00020$ из работы [30] указывает на размер sp^2 -кластера для плёнок из токамака порядка 4 нм.

Заметим также, что для плёнок а-С:Н (как для гладких плёнок из токамака) нам не известны сведения по обнаружению микропримесей металлов, за исключением случаев искусственного внедрения примесей в плёнку а-С:Н.

Как было найдено, указанная выше концентрация парамагнитных спинов $n_s \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ коррелирует с результатами по спектрам фотолюминесценции и возбуждения люминесценции плёнок из токамака, представленными на рис. 10а [32], т.е. с полученной из данных спектров величиной диэлектрической щели $E_g \approx 3$ эВ. Корреляция между n_s и E_g известна из литературных данных по плёнкам а-С:Н [29]. Как видно из рис. 10а, полуширина спектра фотолюминесценции (при энергии возбуждения 3,3 эВ) равна 0,5 эВ, что намного превышает величину $k_B T \sim 0,025$ эВ, и это указывает на сильное электрон-фононное взаимодействие и на возможность заметной локализации электронно-дырочной пары, образующейся при фотовозбуждении с энергией $\hbar\omega \geq E_g$, с последующей электронно-дырочной рекомбинацией. Слабое перекрытие спектров люминесценции и возбуждения, вместе с заметным стоксовым сдвигом между максимумами возбуждения и люминесценции, т.е. $3,3 - 2,9 = 0,4$ эВ $\gg k_B T \sim 0,025$ эВ, свидетельствуют о существовании определённой вероятности безызлучательной рекомбинации на примесных центрах внутри диэлектрической щели E_g , которая в данном случае обусловлена большой плотностью дефектов (оценённой с помощью ЭПР), а последние являются центрами тушения люминесценции. Поскольку максимум спектра

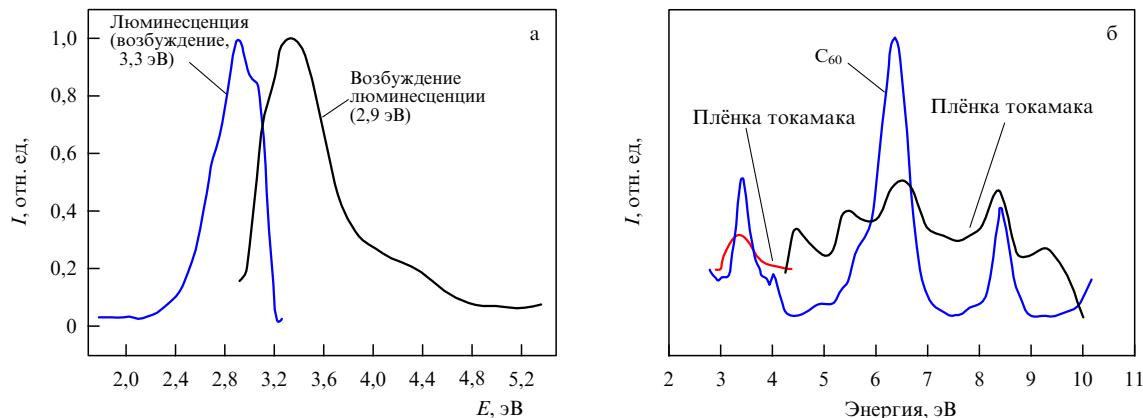


Рис. 10. (а) Спектры фотолюминесценции и возбуждения люминесценции плёнок из токамака. (б) Спектры возбуждения фотолюминесценции плёнок из токамака и фуллерена C_{60} в широком интервале энергий возбуждения (3–10 эВ).

возбуждения составляет 3,35 эВ, а высокоэнергетичный край люминесценции — 3,2 эВ, то ширина запрещённой зоны $E_g \approx 3$ эВ.

Всё это говорит о том, что имеется электронная система $sp^2 + sp^3$ с $E_g \approx 3$ эВ. В итоге, наблюдаемая фотолюминесценция плёнок из токамака, как и плёнок а-С:Н, имеет экситонный характер и оказывается связанный с $C2p\pi - \pi^*$ -переходами в нанокластерах sp^2 , которые являются центрами люминесценции и в которых имеются также центры тушения люминесценции на дефектах.

Сравнение экспериментально полученных характеристик золотистых гладких плёнок из токамака (ширина линии ЭПР в поле 6 Гц, величина $E_g \approx 3$ эВ, концентрация дефектов $\approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, отсутствие заметного обменного сужения или дипольного уширения линии ЭПР, изотопный состав данной плёнки (соотношение атомов D/C = 0,57, H/C = 0,23)) с соответствующими литературными данными по плёнкам а-С:Н позволяет сделать вывод о близости плёнок из токамака к широкозонным плёнкам а-С:Н или тетраэдralным плёнкам та-С:Н с высоким содержанием состояний sp^3 ($\approx 70\%$) и долей состояний sp^2 , равной $\approx 30\%$ [28, 33, 34]. Недавно соотношение между состояниями sp^3 и sp^2 нами было получено непосредственно из спектров рентгеновского поглощения NEXAFS для края C1s гладких плёнок из токамака — $sp^3 \approx 63\%$, $sp^2 \approx 37\%$, что согласуется с предыдущими оценками из других экспериментов и литературных источников.

Сопоставление спектров возбуждения люминесценции плёнок из токамака и плёнок фуллерита C_{60} в широком интервале энергий возбуждения (рис. 10б) указывает на их определённую близость по позициям многих пиков, как показано в работе [34]. Спектры возбуждения получены на синхротронном источнике "Сибирь-2" на станции D'4.2 "Спектр" оптической вакуумно-ультрафиолетовой (ВУФ) спектроскопии для исследования твёрдых тел (Курчатовский центр синхротрона излучения и нанотехнологий) в области чувствительности детектора 200–800 нм, причём низкоэнергетичная часть спектра плёнок из Т-10 представляет собой спектр возбуждения, показанный на рис. 10а.

Как видно из рис. 10б, пики спектра возбуждения для плёнки из токамака с максимумами при энергиях возбуждения 3,34, 5,47, 6,5 и 8,43 эВ близки по положению к пикам спектра плёнки C_{60} , которые можно отнести,

соответственно, к известным состояниям $C2p$: π - и смешанным $\pi + \sigma$ -состояниям, расположенным на двойных связях $C = C$ ароматических колец, являющихся одинаковыми структурными элементами для гладких плёнок из токамака и системы C_{60} . Пик спектра при энергии 5,47 эВ плёнки близок к плечу пика спектра C_{60} при энергии 5,75 эВ. Область более высоких энергий возбуждения, 10–13 эВ, обычно относят к σ -состояниям $C2p$, которые для плёнок из токамака связаны с матрицей, имеющей электронную структуру sp^3 для системы CH + CD, а для системы C_{60} , состоящей из ароматических колец и пентагонов с электронной структурой sp^2 , — к σ -связям пентагонов. В то же время различие электронных структур C_{60} ($E_g \approx 1,8$ эВ) и плёнок из токамака ($E_g \approx 3$ эВ) должно привести к большему вкладу электронных возбуждений в sp^3 -подсистеме для плёнок из токамака в интервале энергий 6–10 эВ, что и наблюдается на рис. 10б. Кроме того, в электронной структуре C_{60} преобладают sp^2 -состояния, которые, как известно из литературы [34], являются более локализованными, чем делокализованные состояния углеродной сетки в плёнках а-С:Н, что и проявляется в наличии более узких и чётко выраженных пиков в спектре C_{60} на рис. 3б. В то же время размер молекулы C_{60} (в данном случае равный 0,71 нм) и размер ароматического кольца sp^2 C = C 0,28 нм коррелируют с данными рентгеновской дифракции, представленными на рис. 8а.

3.4. Водород в плёнках

Распределения водорода в плёнках, полученных в результате соосаждения углерода и водорода [24] (рис. 11), были измерены методом ядер отдачи ионов He^+ с энергией 2,2 МэВ. Эти измерения показали:

1) водород в плёнках на вольфраме равномерно распределён по толщине плёнки, что указывает на накопление водорода в результате соосаждения углерода и водорода, а не в результате адсорбции или внедрения бомбардирующих ионов. Механизм соосаждения объясняет также отсутствие насыщения при накоплении триития и в современных токамаках (см. рис. 1);

2) концентрация водорода в плёнке на вольфраме убывает с увеличением дозы ионов $C_2H_2^+$ и толщины плёнки от 23,5 атомных процентов (ат. %) для меньшей дозы, когда осаждаемая плёнка является гладкой (рис. 7а), до 10 ат. % для максимальной дозы, когда

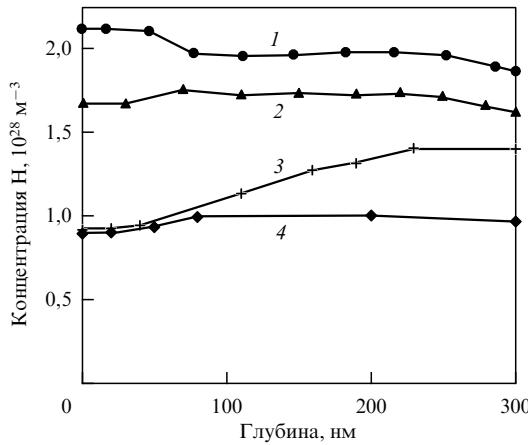


Рис. 11. Распределение водорода по глубине в соосаждённом углеродном слое на вольфраме при различных дозах облучения ионами $C_2H_2^+$: 1 — $1 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$ (рис. 7а), 2 — $4 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$ (рис. 7б), 4 — $1 \times 10^{24} \text{ м}^{-2}$ (рис. 7в), и на графите: 3 — $2 \times 10^{23} \text{ м}^{-2}$ (рис. 7г).

плёнка имеет фрактальную структуру (рис. 7в). Это является следствием образования развитого рельефа плёнок, при котором водород легче выделяется;

3) концентрация водорода (см. рис. 11) вблизи поверхности углеродного слоя (кривая 3), соосаждённого из плазмы на графите МПГ-8, практически совпадает с концентрацией водорода в углеродном слое на вольфраме с глобуллярной структурой, развивающейся на всей облучаемой поверхности при большой дозе (кривая 4). При этом на поверхности углеродного слоя концентрация приблизительно в 1,5 раза меньше, чем на глубине 300 нм, где она близка к концентрации водорода в плёнке, образующейся на вольфраме при промежуточной дозе облучения (кривая 2).

То, что концентрация водорода у облучаемой поверхности в плёнке на графите меньше, чем в глубине, а также уменьшение концентрации водорода в плёнке на вольфраме по мере увеличения дозы и образования развитой поверхности свидетельствуют о более интенсивной десорбции водорода с развитой поверхности.

Результаты этих экспериментов даны в таблице, где приведены также интегральное содержание водорода в плёнках N_H (число атомов Н на 1 см^2), толщина плёнки d ,

Таблица. Характеристики соосаждённых углеродных слоёв на вольфраме и графите МПГ-8

Материал подложки	Доза, $C_2H_2, \text{ м}^{-2}$	$N_H, \text{ м}^{-2}$	$d, \text{ мкм}$	ρ_s/ρ_0	Структура плёнки
W	1×10^{23}	$7,2 \times 10^{21}$	1,0	0,52	Однородная (рис. 7а)
W	4×10^{23}	$5,8 \times 10^{21}$	3,3	0,79	Одиночные глобулы (рис. 7б)
W	1×10^{24}	$3,2 \times 10^{21}$	10,0	0,79	Глобуллярная (рис. 7в)
Графит МПГ-8	2×10^{23}	$3,8 \times 10^{21}$			Глобуллярная (рис. 7г)

её плотность относительно плотности графита ρ_s/ρ_0 и её структура.

Исследование отношения D/C в плёнках, собранных в разных местах дивертора токамака JET [13], также показало, что максимальное отношение D/C, достигающее значения 0,8–0,9, наблюдается в наиболее холодной нижней части дивертора. В более горячих местах дивертора, на которые приходится поток плазмы, $D/C = 0,1–0,2$.

Колебательная структура золотистых гладких плёнок из токамака Т-10, отражающая их адсорбционный состав, представлена на инфракрасных спектрах отражения на рис. 12а в интервале частот $4000–700 \text{ см}^{-1}$, а низкоэнергетичный фрагмент для частот $1800–700 \text{ см}^{-1}$ приведён на рис. 12б, причём для обеих сторон плёнки — вогнутой, т.е. обращённой к плазме (плазменной), и выпуклой, т.е. обращённой к стенке (пристеночной) [25]. Для удобства сравнения интенсивность более слабых мод пристеночной стороны умножена на 20.

Как видно, для плазменной стороны минимальный уровень сигнала оказался в 2–3 раза больше, чем для пристеночной, а максимумы различаются в 10–20 раз. Кроме того, колебательные моды плазменной стороны имеют большую ширину и являются сильно гибридизованными вследствие их перекрытия и сильного поглощения, что наиболее заметно для интервалов частот $3500–2500 \text{ см}^{-1}$ и $1700–700 \text{ см}^{-1}$, а пристеночная сторона имеет более узкие и слабые моды C—H, C—D, C—C, C—O, O—H и др. Это различие можно объяснить наличием на

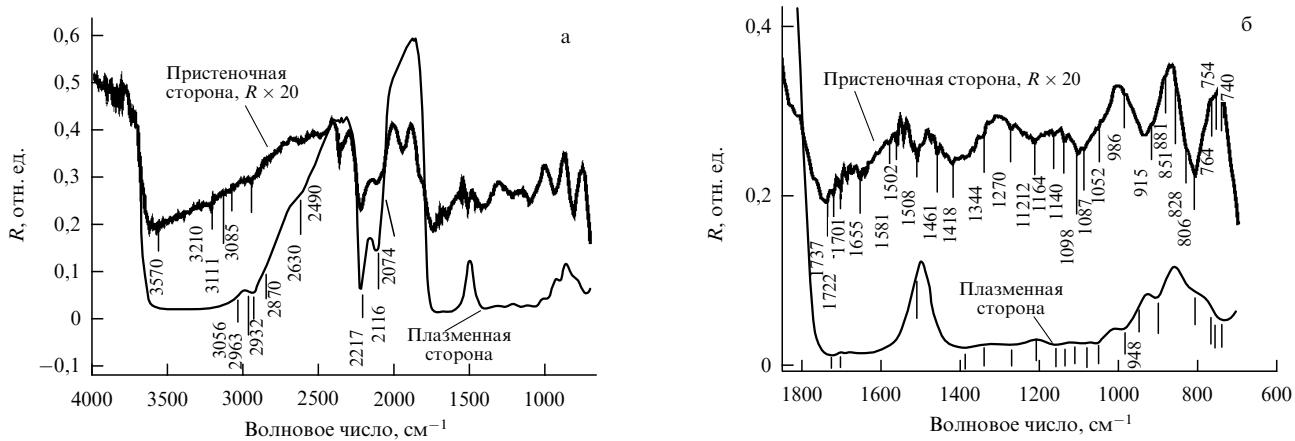


Рис. 12. Инфракрасные спектры отражения плёнки из токамака Т-10 для плазменной и пристеночной сторон плёнки в областях спектра $4000–700 \text{ см}^{-1}$ (а) и $1800–700 \text{ см}^{-1}$ (б).

пристеночной стороне плёнки поверхностного слоя с малым количеством изотопов водорода H, D и преобладанием состояний Csp^2 , на что наглядно указывает слабая интенсивность основных дейтериевых мод — растягивающих мод $sp^3CD_{2,3}$ около частот 2200–2100 см^{-1} , а также растягивающих мод $sp^3CH_{1,2,3}$ в частотном интервале 2963–2870 см^{-1} для пристеночной стороны.

Слабые моды внеплоскостных деформационных ароматических sp^2CH -колебаний в области частот 900–700 см^{-1} более заметны для пристеночной стороны. Слабые деформационные моды sp^3CD_2 на частотах 1098, 1087, 1052 см^{-1} , наблюдаемые для обеих сторон плёнки, имеют в 3–4 раза меньшую интенсивность для пристеночной стороны. Растягивающие моды C = O на частотах 1701, 1722, 1740 см^{-1} сильно гибридизованы для плазменной стороны. На плазменной стороне не заметно ароматических растягивающих C–H-мод на частоте 3056 см^{-1} , однако для пристеночной стороны имеются слабые ароматические растягивающие моды на частотах 3085, 3116 см^{-1} . Для плазменной стороны наблюдается широкий спад интенсивности в результате насыщения в области растягивающих мод O–H в интервале частот 3200–3600 см^{-1} .

Таким образом, основное различие в ИК-спектрах обеих сторон плёнки сводится к преобладанию для пристеночной стороны плёнки ароматических sp^2 -групп и уменьшению концентраций изотопов водорода, гидроксилов, C = O-групп, по сравнению с таковыми для плазменной стороны. Колебательная структура пристеночной стороны имеет более слабые C–C-скелетные, C–H-деформационные и C = C–H-олефиновые моды и состоит в основном из C–H-ароматических растягивающих мод. Следовательно, там имеются более короткие участки структур углеродного каркаса со слабыми модами C–H(D), поскольку меньше концентрация адсорбированного H(D), что приводит к преобладанию чисто углеродного каркаса. Нарушению структуры углеродного каркаса может способствовать, кроме того, присутствие микропримесей атомов металлов, концентрация которых может быть выше для пристеночной стороны.

Различие между двумя сторонами плёнки ещё более наглядно проявилось при измерении ВАХ для темнового тока, снятых по стандартной четырёхзондовой схеме для обеих сторон плёнки — плазменной и пристеночной [25]. В частности, установлено наличие разных зарядовых состояний для разных сторон плёнки — высокоомного с $\rho \approx 10^8$ – 10^9 Ом см (плазменная сторона) и менее высокомного с $\rho \approx 10^5$ – 10^7 Ом см (пристеночная сторона). Для плазменной стороны имеет место квазиомический характер ВАХ: ток $I \sim V^{0.9}$, т.е. ток ограничен ловушками зарядов с большим временем жизни, а для пристеночной стороны — полупроводниковая ВАХ: $I \sim V^{2.3}$. Кроме того, для плазменной стороны плёнки наблюдается гистерезис, т.е. при спаде напряжения имеет место спад тока до более низкого значения, по сравнению с величиной тока при подъёме напряжения, а для пристеночной стороны — гистерезис обратного типа. При этом разные зарядовые состояния связаны с различной структурой дефектов для разных сторон плёнки. Так, полупроводниковая ВАХ с более низким ρ обусловлена преобладанием ароматической структуры Csp^2 и возможным влиянием микропримесей металла, а квазиомическая

ВАХ с более высоким ρ — преобладанием алмазной Csp^3 -структурой.

Данную картину можно объяснить исходя из рассмотрения процесса формирования плёнок в токамаке. Обращённая к камере токамака сторона плёнки, имеющая меньшее удельное сопротивление и преобладание углеродного состава sp^2 , по-видимому, содержит несколько большую концентрацию примесей атомов металла, чем плазменная сторона. Это может быть обусловлено тем, что атомы металла при совместном осаждении с частицами эродирующего графита, особенно в начальный момент роста плёнки на поверхности камеры, имеют высокую вероятность прилипания к металлической поверхности камеры, поскольку у примесей металла выше коэффициент прилипания к металлу и менее вероятна диффузия тяжёлых атомов металла, по сравнению с таковыми для более легких адсорбатов из изотопов водорода и групп C–H(D). Плазменная сторона плёнки в большей степени подвергается бомбардировке плазменными частицами, что приводит к наблюдаемому преобладанию sp^3 -структуре, и в дальнейшем образующийся адсорбционный слой, толщина которого превысит длину пробега наиболее энергетичных ионов и атомов, будет защищать пристеночную сторону плёнки, в которой будет преобладать sp^2 -структура. Атомы металла, попадающие на адсорбционный слой с плазменной стороны плёнки, имеют большую вероятность дальнейшего переосаждения, чем атомы металла на пристеночной стороне.

Для тёмных плёнок из токамака T-10 с соотношением атомов D/C = 0,2–0,4 указанная выше разница между ВАХ для разных сторон плёнки заметно снижается, и обе ВАХ имеют полупроводниковый характер, причём при более низком удельном сопротивлении, чем для золотистых плёнок.

Указанные выше моды $sp^3CD_{2,3}$ в области частот 2200–2100 см^{-1} , наиболее интенсивные среди дейтериевых мод, чувствительные к изменению температуры при нагреве плёнки, могут быть использованы в практических целях для контроля *in situ* процесса накопления изотопов водорода (дейтерия и трития) в гладких плёнках токамака, а также при чистке вакуумной камеры [28].

ИК-спектры тёмных плёнок [27] показали, по сравнению с ИК-спектрами золотистых плёнок, меньшую концентрацию адсорбированных изотопов водорода, углеводородов, что приводит преимущественно к преобладанию углеродного каркаса в тёмных плёнках. Тёмные плёнки имеют более слабосвязанную, хрупкую структуру адсорбатов со слабой C–H-гибридизацией и короткие фрагменты углеродного каркаса. Спектр составлен в основном из C–H-ароматических растягивающих мод. Наиболее интенсивными оказались растягивающие моды $CD_{2,3}$ около частот 2200–2100 см^{-1} , хотя их интенсивность несколько слабее, чем для золотистых плёнок. Эти моды не коррелируют по интенсивности с очень слабыми модами углеродного каркаса, а указывают на наличие концевых фрагментов CD_2 , CD_3 , присоединённых к разупорядоченному углеродному каркасу.

Вышеупомянутые процессы адсорбции изотопов водорода и углеводородов, приводящие к образованию гладких плёнок в токамаке, были исследованы с помощью метода термодесорбционной кнудсеновской масс-спектроскопии в работе [27], где, в частности, были

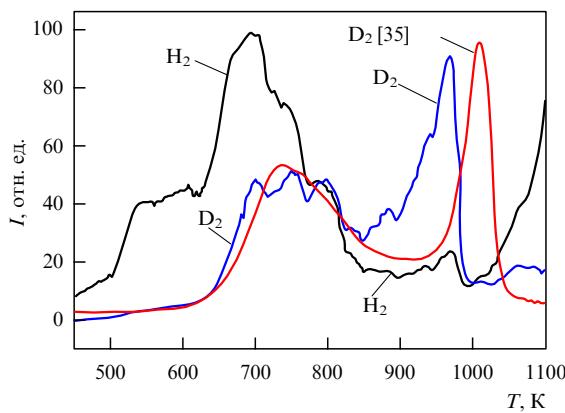


Рис. 13. Спектры термодесорбции H_2 и D_2 плёнок из токамака, а также D_2 из работы [35], полученные при скорости нагрева 10 К мин^{-1} .

получены также некоторые параметры структуры плёнки, коррелирующие с указанными на рис. 8а.

Спектры термодесорбции (ТД) H_2 и D_2 для золотистых плёнок, полученные при постоянной скорости нагрева 10 К мин^{-1} (рис. 13), состоят из двух групп пиков: широкой группы пиков в области температур $450–800\text{ К}$ и узкой в области $T = 900–1000\text{ К}$ (с максимумом около температуры 970 К), с большей интенсивностью удейтерия. Обе группы пиков имеют тонкую структуру; анализ также показал, что наблюдается небольшой изотопный сдвиг (величиной около 6 К для группы в области температур $450–800\text{ К}$ и величиной около 3 К для группы в области температур $900–1000\text{ К}$, определяемый разницей энергий нулевых колебаний H_2 и D_2) между коррелирующими друг с другом элементами тонкой структуры спектров H_2 и D_2 . Эти спектры оказались близки к ТД-спектрам нанографита, полученного длительным помолом на шаровой мельнице в атмосфере H_2 (D_2) до достижения размера кристаллитов менее 4 нм , согласно работе S. Oriomo и др. [35], при такой же скорости нагрева 10 К мин^{-1} ; спектр ТД дейтерия из этой работы также приведён на рис. 13. Для D_2 видны две группы пиков, при этом первые группы пиков с центром около $T = 750\text{ К}$ почти совпадают между собой, а пики около $T = 1000\text{ К}$ сдвинуты относительно друг друга на 40 К . Подобная спектральная близость, а также близость КР-спектров для обоих случаев свидетельствуют и о близости термодесорбционных процессов, что позволило для интерпретации спектров в данной работе использовать результаты работ [35, 36] по энергии активации десорбции H_2 .

Причина появления узкого десорбционного максимума около $T = 970\text{ К}$ была выяснена с помощью нижеследующей модели термодесорбции H_2 . При формировании плёнок на свободных валентностях углерода имеются фрагменты с соседними С–Н–связями. При нагреве до $T \approx 970\text{ К}$ две соседние осциллирующие связи С–Н рвутся, что приводит к быстрому образованию молекулы H_2 и её термодесорбции. Данная модель ТД исходит из наличия разрыва существующих химических связей вследствие колебательных возбуждений С–Н, С–D и образования новых химических связей, т.е. описывает процесс резонансного типа. Эта особенность молекулярной десорбции проявляется в ансамбле узких ТД-пиков около $T = 970\text{ К}$ (по сравнению с группой широких максимумов около $T \approx 700\text{ К}$). Более того, предлагаемая модель соответствует кинетике первого порядка, дающей асимметричную форму ТД-пика, что соответствует наблюдаемым пикам около $T = 970\text{ К}$.

С помощью экспериментально полученного изотоп-сдвига и взятых из литературы значений энергии активации десорбции были оценены энергии колебательных состояний С–Н(D) для узкого ТД-пика около $T = 970\text{ К}$, которые составили $\sim 2400\text{ см}^{-1}$ для связей С–Н и $\sim 1700\text{ см}^{-1}$ для связей С–D. Эти величины оказались ниже приведённых на рис. 12а энергий растягивающих мод С–Н около частоты 2900 см^{-1} и мод С–D около частоты $2200–2100\text{ см}^{-1}$. Таким образом, величина колебательной энергии двух соседних С–Н(D)-связей вполне достаточна для эффективного участия в молекулярной десорбции резонансного типа с энергией активации $\approx 1,25\text{ эВ}$ на атом Н для области $T = 900–1000\text{ К}$.

Широкий ТД-пик в работе [25] для наноструктурированного графита, который по форме и положению максимума близок к полученным нами пикам около $T = 700\text{ К}$, был объяснён молекулярной диффузией H_2 через границы кристаллитов с энергией активации диффузии $E_a \approx 1,3\text{ эВ}$ на молекулу H_2 . Мы объяснили причину низкотемпературных пиков ТД с помощью механизма прыжковой диффузии водорода вдоль характерных структурных элементов, на признаки которых указывают вышеупомянутые результаты исследований. Диффундирующая молекула (или атом) совершает прыжки между двумя эквивалентными потенциальными ямами с высотой барьера U_a , расположенными на расстоянии λ .

Важно отметить, что механизм молекулярной диффузии $H_2(D_2)$ в работе [36], как и в других работах по графиту, предполагает присутствие молекулы H_2 в объёме углеродного материала при нормальных условиях как результат физической адсорбции в микропорах. Адсорбция H_2 имеет место для многих типов графита, а также для углеродных нанотрубок, однако в этих случаях молекулы H_2 наблюдаются в спектрах комбинационного рассеяния $H_2(D_2)$ только при низких температурах и высоких давлениях. Однако ни наши КР-спектры, ни известные литературные данные по гладким плёнкам из токамака не показали следов присутствия физически сорбированных H_2 и D_2 в структуре плёнок, наличие которых характерно для графита и углеродных нанотрубок. Для объяснения ТД в области $T = 450–800\text{ К}$ рассматриваемая модель была конкретизирована для случая атомарной прыжковой диффузии Н(D). Согласно простой модели, диффундирующий атом прыгает между двумя соседними потенциальными параболическими ямами с высотой барьера U_a при колебательной энергии ω частицы внутри ямы и расстоянии λ между ямами, а энергия активации диффузии $E_a = U_a + \omega/2$. Далее, в результате диффузии происходит быстрая рекомбинация атомов на общем дефекте с образованием молекулы $H_2(D_2)$. Оценки, сделанные на основе экспериментальных данных по изотоп-сдвигу и величины E_a , которая для атомарной диффузии составляет половину от величины $E_a \approx 1,3\text{ эВ}$ на одну молекулу H_2 для молекулярной диффузии, т.е. $E_a \approx 0,65\text{ эВ}$ на один атом Н, дают величину колебательной энергии атома $\omega \approx 308\text{ см}^{-1} = 38\text{ мэВ}$. Эта величина колебательной энергии соответствует слабосвязанному состоянию водородного атома, а данная модель отличается от описан-

ной выше модели резонансного обменного механизма с разрывом химических связей C–H(D) при десорбции H₂(D₂) при $T = 970$ К. При этом величина прыжка между ямами составляет $\lambda \approx 3,4$ нм, что коррелирует с приведённой выше по ЭПР в поле 100 Гс оценкой расстояния ~ 4 нм между sp²-нанокластерами с неспаренным спином, на которых и может иметь место атомарная рекомбинация с последующей десорбцией H₂ и D₂.

Таким образом, обеим группам ТД-пиков были приписаны два основных адсорбционных состояния: для области $T = 450$ –800 К — слабосвязанное состояние, т.е. состояние с низкой колебательной энергией (≈ 30 мэВ) атома H в модельной адсорбционной потенциальной яме и с энергией активации десорбции для данной ямы в расчёте на атом H около 0,65 эВ, а также сильносвязанное (хемосорбированное) состояние с энергией активации $\approx 1,25$ эВ на атом H для области ТД 900–1000 К. Предложено также два механизма десорбции изотопов водорода: прыжковая атомарная диффузия вдоль характерных структурных элементов для слабосвязанных состояний (450–800 К) и резонансный механизм для сильносвязанных состояний (900–1000 К).

Отметим, что спектры ТД тёмных плёнок с D/C = 0,2–0,4 по структуре близки к спектрам золотистых плёнок, т.е. их адсорбционные состояния имеют схожие черты.

Результаты исследований собранных в токамаке Т-10 гладких золотистых плёнок, выполненных методами диагностики Курчатовского центра синхротронного излучения и нанотехнологий (КЦСИ и НТ) РНЦ КИ, для большей наглядности представлены в виде схемы на рис. 14, где по оси абсцисс в логарифмическом масштабе в интервале 0,1–12 нм указаны геометрические размеры наблюдаемых элементов структуры. Ниже горизонтальной оси отмечены методики исследования, а над осью — наиболее близкие по своим параметрам к плёнке из токамака структурные элементы известных углеродных наносистем.

Основные результаты исследований гладких плёнок и водорода в плёнках методами диагностики КЦСИ и НТ следующие.

1. Структура гладких плёнок CH_x является аморфной, существенно отличается от структуры графита и

содержит кластеры (дефекты структуры) размерами 0,23 нм, 0,7 нм, ~ 4 нм и 12 нм.

2. Гладкие углеводородные плёнки способны эффективно накапливать изотопы водорода, включая используемые в термоядерной реакции D и T, что может осложнить осуществление проекта Международного термоядерного реактора ИТЭР. В гладких тёмных CH_x-плёнках отношение D/C = 0,2–0,4, в золотистых CH_x-плёнках D/C = 0,5–0,9.

3. Гладкие плёнки из токамака по электронной структуре близки к широкозонным плёнкам а-C:H или к тетраэдральным плёнкам а-C:H с высоким содержанием состояний sp³ ($\approx 70\%$) и долей sp²-состояний $\approx 30\%$. В то же время гладкие плёнки из токамака имеют большую ширину диэлектрической щели (3 эВ), чем а-C:H-плёнки (1,8 эВ), которые формируются в условиях низкотемпературной плазмы.

4. Имеются определённые отличия гладких плёнок из токамака от плёнок а-C:H, которые формируются в условиях низкотемпературной плазмы, а именно:

— наличие в золотистых гладких плёнках микропримесей, в основном переходных d-металлов: Fe, Mo, Cr, Ni, Ti и др., с суммарной концентрацией 1,5 %, почти половина которых обусловлена атомами Fe. Последние образуют в плёнках кластерную структуру Me–C с величиной расстояния Fe–C = 0,211 нм и координационным числом 6,2. Присутствие ионов Fe³⁺ зафиксировано также в линиях ЭПР в поле 6000 Гс. Большинство микропримесей возникает при эрозии поверхности вакуумной камеры (нержавеющая сталь);

— наличие в золотистых гладких плёнках небольшой анизотропии в ориентации электронных неспаренных спинов для Csp²-нанокластеров (для ЭПР в поле 100 Гс);

— различие между свойствами адсорбатов для двух сторон золотистой плёнки, обнаруженное с помощью колебательной ИК-спектроскопии и измерения вольтамперных характеристик. Так, пристеночная сторона плёнки имеет полупроводниковую ВАХ с более низким удельным сопротивлением ρ , которая обусловлена преобладанием ароматической структуры Csp² и уменьшением концентрации адсорбатов, состоящих из изотопов водорода, углеводородов, гидроксилов, C = O-групп, а также нарушением углеродной сетки вследствие возможного влияния микропримесей металлов при осаждении плёнки, концентрация которых может быть выше для пристеночной стороны. Плазменная сторона плёнки имеет более высокое ρ с квазиомической ВАХ, связанное с преобладанием алмазной Csp³-структурой и более высокой плотностью адсорбатов, что обусловлено тем, что она в большей степени подвергается бомбардировке плазменными частицами, которые разрушают ароматическую Csp²-структуру и способствуют образованию Csp³-структур. Этим обусловлены и разные типы зарядовых ловушек для обеих сторон плёнки, которые связаны с дефектными состояниями, а последние служат также центрами адсорбции изотопов водорода, углеводородов и др.

5. Дейтериевые колебательные моды sp³CD_{2,3} около частоты 2200–2100 см^{−1}, "чувствующие" изменение температуры при нагреве плёнки, могут быть использованы в практических целях для контроля *in situ* процесса накопления изотопов водорода (дейтерия и трития) в гладких плёнках токамака, а также при чистке вакуумной камеры.

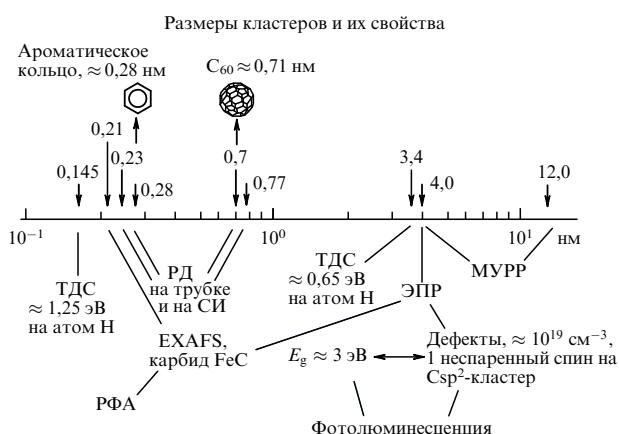


Рис. 14. Условная схема, показывающая основные экспериментальные результаты по пространственной и электронной структуре гладких плёнок из токамака Т-10.

6. Инфракрасные спектры тёмных плёнок указывают на более слабую, хрупкую структуру адсорбатов со слабой C–H-гибридизацией, на наличие коротких фрагментов углеродного каркаса и на преобладание C–H-ароматических растягивающих мод. Разница между ВАХ для разных сторон плёнки у них заметно уменьшается, ВАХ обеих сторон имеют полупроводниковый характер с более низким удельным сопротивлением, чем у золотистых плёнок.

7. В молекулярном виде D₂ и H₂ в гладких плёнках не обнаружены (отсутствуют соответствующие пики в спектрах комбинационного рассеяния плёнок).

8. Обнаружены два основных адсорбционных состояния изотопов водорода в гладких золотистых плёнках: слабосвязанное состояние с энергией активации ≈ 0,65 эВ на атом H и сильносвязанное (хемосорбированное) с энергией активации ≈ 1,25 эВ на атом H. Предложено два механизма термодесорбции: прыжковая диффузия для слабосвязанных состояний и резонансный механизм для сильносвязанных состояний. Термодесорбционные спектры тёмных плёнок имеют структуру, близкую к структуре спектров золотистых плёнок, т.е. их адсорбционные состояния имеют схожие черты.

3.5. Теория образования рельефа осаждаемых плёнок

Большинство исследователей считает, что эродированный материал осаждается в виде атомов или ионов. Доля пылевых частиц относительно невелика. Задачей теории является объяснение рельефа и структуры осаждённых плёнок в зависимости от режима осаждения, а именно выяснение того, когда образуются гладкие плёнки, а когда — фрактальные.

Существуют два основных подхода к объяснению образования фрактальных структур плёнок. В первом подходе рост фрактальной структуры рассматривается как результат непосредственного осаждения и прилипания атомов к поверхности. Подробно развитие такого подхода даётся в обзоре [22]. Во втором подходе считается, что развитие структуры рельефа является следствием роста дендритов в результате диффузионной подвижности адатомов (адсорбированных атомов) на поверхности [37]. Идея роста дендритов на распыляемой поверхности, которая ранее использовалась при обсуждении механизмов образования конусов и вискеров [38], оказалась плодотворной для объяснения образования развитого рельефа осаждаемых плёнок.

В первом подходе используется достаточно наглядная аналогия наблюдаемых структур типа "цветной капусты" и типа снежинок, которые растут за счёт ограниченной диффузией агрегации (ОДА) (Diffusion Limited Aggregation, DLA). Суть этого механизма агрегации состоит в том, что структура растёт пропорционально диффузионному потоку оседающих на её поверхность частиц:

$$D \operatorname{grad} C, \quad (2)$$

где D — коэффициент диффузии, C — концентрация оседающих частиц вблизи растущей поверхности. Рост гладкой поверхности неустойчив — появление выступа размером r на гладкой поверхности приводит к увеличению градиента концентрации около выступа:

$$\operatorname{grad} C \sim \frac{C}{r}, \quad (3)$$

что вызывает ускоренный рост выступа. Ветвление является результатом неустойчивости роста линейного выступа. Моделирование на компьютере такого процесса приводит к структурам действительно похожим на цветную капусту.

Однако в случае реальных термоядерных установок и соответствующих модельных экспериментов длины пробегов атомов и ионов значительно больше характерных размеров структур, и поэтому нельзя говорить о диффузии в обычном понимании. В работе [22] было замечено, что из-за сильной турбулентности плазмы движение атомов и ионов носит характер блужданий. Однако движение ионов в пристеночной плазме не является классической диффузией. Существуют пролётные траектории оседающей частицы, прямолинейные на размерах, больших размеров формируемой структуры. Компьютерное моделирование показало, что и в баллистическом режиме, при котором оседающие частицы приходят на поверхность структуры по прямолинейным траекториям, также получается структура, похожая на цветную капусту. Суть механизма роста фрактальной структуры в баллистическом режиме заключается в том, что выступающие части структуры "видят" больший телесный угол пространства, откуда приходят оседающие атомы, и поэтому, так же как и в режиме ОДА, растут быстрее. Если предположить, что оседающие атомы могут диффундировать на некоторое расстояние вдоль поверхности, прежде чем закрепиться, то возможности моделирования наблюдаемых рельефов ещё более возрастают. Однако такой подход не может объяснить зависимость структуры плёнок от потока оседающих атомов и ионов и температуры поверхности.

Во втором подходе [37] характеристики рельефа осаждённых плёнок объясняются на основе процессов, происходящих на поверхности сначала подложки, а потом и самого покрытия, растущего за счёт осаждения одиночных атомов. Осаждённые на поверхности атомы образуют двумерный газ. Концентрация C таких адсорбированных атомов на поверхности, в предположении отсутствия их удаления с поверхности (испарения или распыления), определяется потоком атомов на поверхность q из вакуума, их уходом (диффузией) на стоки и объединением в кластеры. Объединение адатомов в кластеры происходит за счёт либо флуктуационного объединения нескольких атомов в структуру размером вплоть до размера критического зародыша, либо их присоединения к примесям, которые служат центрами образования зародышей. Согласно теории конденсации [39], критический размер зародыша

$$r_{\text{cr}} = \frac{2\gamma a^2}{T \ln S} = \frac{2\gamma a^2}{H - T \ln N/C}, \quad (4)$$

где $S = C/C_0$ — пересыщение, характеризующее превышение концентрацией адатомов равновесной концентрации при данной температуре $C_0 = N \exp(-H/k_B T)$, N — поверхностная плотность атомов, H — энергия, необходимая для перемещения атома из положения в слое гладкой поверхности в положение адсорбированного атома на поверхности, γ — линейное натяжение границы кластера, оцениваемое как энергия связи ближайших атомов, a — атомный размер, T — температура в энергетических единицах. Кластеры размером менее критического, $r < r_{\text{cr}}$, распадаются в результате отрыва от них адатомов, а кластеры с $r > r_{\text{cr}}$ растут. На чистой

поверхности время флюктуационного образования кластеров критического размера t_{cr} , согласно классической теории [39], выражается в виде

$$t_{\text{cr}} = (DC)^{-1} \exp\left(\frac{\pi r_{\text{cr}}^2 \gamma}{aT}\right), \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии адатомов по поверхности, C — их поверхностная концентрация. Время флюктуационного образования кластера критического размера t_{cr} возрастает с увеличением температуры и пересыщения. При малых температурах и пересыщении время флюктуационного образования новых зародышей t_{cr} больше времени заполнения слоя атомов

$$t_L = \frac{1}{a^2 q}, \quad (6)$$

где q — поток оседающих на поверхность атомов, преобладает рост гладкой поверхности кристалла, плоскость за плоскостью. При больших T критические зародыши успевают образоваться и появляется возможность формирования развитого рельефа. Этим объясняется тот факт, что развитая фрактальная структура плёнок в токамаке Т-10 наблюдалась вблизи выдвижного лимитера, поставляющего больше всего продуктов эрозии, в особенности при режимах с перегревом лимитера, а вдали от лимитера образовывались гладкие плёнки.

Однако кластеры-зародыши могут образовываться и около примесей на поверхности. То, что в экспериментах [24] (см. рис. 7) после некоторой экспозиции рост гладких плёнок сменяется образованием развитого рельефа, указывает на накопление примесных атомов на поверхности. Причём поток примесных атомов из плазмы постоянен, а смена режима происходит при экспозициях значительно больших, чем время осаждения одного атомного слоя. Если бы поступление примесей на поверхность происходило только из плазмы, то их концентрация была бы постоянной, равной $n_a = q_a/q$ (где q_a — поток примесных атомов, q — поток основных атомов на поверхность), как на начальной стадии, когда наблюдается рост гладкой плёнки, так и в дальнейшем при любых дозах. О накоплении примесных атомов на поверхности говорят также результаты анализа состава плёнок переосаждённого вольфрама (см. рис. 7 [23]).

Накопление примеси на поверхности можно объяснить перемещением примесного атома из глубины плёнки к её поверхности по мере увеличения толщины плёнки, в результате чего на поверхности накапливаются примесные атомы и при больших дозах образуется развитый рельеф покрытия.

Причиной перемещения примесных атомов к поверхности может быть выталкивающая сила, направленная к поверхности вследствие убывания плотности плёнки по направлению к поверхности, обусловленной, в частности, тепловым расширением.

Перенос примесных атомов происходит в направлении, противоположном градиенту коэффициента диффузии D , который зависит от температуры T явно и неявно через зависимость энергии активации диффузии E_a от температуры, $D \sim \exp(-E_a(T)/T)$,

$$\begin{aligned} \text{grad } D &\sim \frac{\partial \exp(E_a/k_B T)}{\partial x} = \\ &= \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \left(\frac{E_a}{T^2} - \frac{\partial E_a}{\partial T} \frac{1}{T}\right) \text{grad } T. \end{aligned} \quad (7)$$

Изменение энергии активации диффузии E_a при изменении температуры можно оценить как $\partial E_a / \partial T \approx -K\Omega\alpha$ (K — модуль упругости, Ω — атомный объём, α — коэффициент линейного расширения). Тогда при температуре

$$T > \frac{K\Omega\alpha}{E_a} \sim 1000 \text{ К}$$

перенос примесных атомов направлен в сторону возрастания температуры, т.е. к верхним, наиболее горячим, местам кластеров. Таким образом, при достаточно высоких температурах примесные атомы скапливаются на поверхности растущей плёнки и инициируют образование кластеров-зародышей и, как следствие, появление развитого рельефа.

Как отмечалось, развитый рельеф чаще всего представлен двумя типами: "булыжная мостовая" (рис. 4б) и "цветная капуста" (рис. 4в). "Булыжная мостовая" образуется, когда кластеры разрастаются в основном вширь за счёт присоединения к ним адатомов. Это происходит при не очень высоких температурах. При более высоких температурах преобладает направленный перенос адатомов "наверх" по поверхности рельефа, также к наиболее горячим местам рельефа. При этом кластеры растут в основном вверх. Таким образом растут вискеры [38], наблюдавшиеся на распыляемых мишениях при повышенной температуре, а также столбчатые структуры (рис. 5в, г). Если на поверхности растущего вверх столба образуется новый кластер-зародыш с критическим размером, то происходит ветвление растущей ветви и в итоге получается фрактальная структура "цветная капуста". Такой рост фрактальной структуры аналогичен росту дерева, у которого перенос "строительного материала" обусловлен капиллярными силами, стремящимися переносить соки к концам ветвей с наиболее тонкими капиллярами. В рассматриваемом случае движущей силой является градиент температуры.

Интересно найти области применимости модели образования фрактальных структур за счёт диффузионной подвижности адатомов и модели образования фрактальных структур вследствие осаждения из объёма плазмы. Для этого надо сравнить поток атомов, приходящий на кластер по поверхности, и поток атомов на кластер, поступающий из объёма плазмы. Такое сравнение показывает, что первая модель применима на начальной стадии, когда расстояние между кластерами больше их размера, а вторая модель является более адекватной, когда структура уже сформировалась и кластеры вплотную примыкают друг к другу.

Однако подвижность адатомов на поверхности оказывает влияние и на стадии роста развитой фрактальной структуры, сглаживая ветвистую фрактальную структуру, растущую за счёт атомов, поступающих из объёма плазмы. Учёт диффузионной подвижности адатомов позволяет найти минимальный размер кластера во фрактальной структуре, который определяет удельную поверхность структуры SSA и её сорбционную способность (см. (1)).

На поверхности, обладающей неоднородностью с радиусом кривизны r , где имеется избыточное давление $P = 2\sigma/r$ (σ — поверхностное натяжение, поверхностная энергия), существует поток адатомов, уходящих с кластера вследствие выталкивания этим давлением, и поток, обусловленный градиентом концентрации, которая на

кластере меньше. Равенство потоков выполняется при

$$r_{\min} = \frac{2\sigma a^3}{T}, \quad (8)$$

где T — температура поверхности, a — атомный размер. Размер r_{\min} и является минимальным размером для существования кластера — при меньшем размере кластер исчезает вследствие ухода из него адатомов.

Для большинства металлов $\sigma a^3 \approx a$ [эВ], т.е. при $T = 500 - 700$ К $r_{\min} \approx 15 - 20$ нм, что хорошо согласуется с наблюдаемым минимальным элементом фрактальной структуры.

3.6. Выводы

1. В токамаках и в экспериментах, моделирующих условия работы токамаков, из продуктов эрозии образуются плёнки CH_x и W, имеющие как гладкую, так и развитую фрактальную структуру рельефа.

2. Отмечены следующие тенденции: гладкие плёнки образуются при малых потоках оседающих частиц и низких температурах подложки, фрактальные плёнки — при больших потоках оседающих частиц и высоких температурах подложки. Однако требуются количественные данные относительно условий образования плёнок различного типа.

3. Фрактальная размерность плёнок $2,2 \pm 0,2$. Удельная поверхность фрактальных плёнок SSA = $3/\rho a_0$, ρ — плотность плёнок, минимальный размер кластера фрактальной плёнки $a_0 \approx 15$ нм, что соответствует SSA(CH_x) ≈ 170 м² г⁻¹, SSA(W) ≈ 16 м² г⁻¹.

4. Структура гладких плёнок CH_x является аморфной, существенно отличается от структуры графита и содержит кластеры (дефекты структуры) размерами 0,23 нм, 0,7 нм, ≈ 4 нм и 12 нм.

5. Содержание водорода во фрактальных плёнках относительно невелико: D/C < 10 %. В гладких тёмных CH_x-плёнках D/C = 0,2–0,4, в золотистых CH_x-плёнках D/C = 0,5–0,9.

6. Гладкие плёнки из токамака по электронной структуре близки к широкозонным плёнкам а-C:H или к тетраэдриальным плёнкам а-C:H с высоким содержанием состояний sp³ (≈ 70 %) и долей состояний sp² ≈ 30 %. В то же время гладкие плёнки из токамака имеют большую ширину диэлектрической щели (3 эВ), чем а-C:H-плёнки (1,8 эВ), которые формируются в условиях низкотемпературной плазмы.

7. Дейтериевые колебательные моды sp³CD_{2,3} в области частот 2200–2100 см⁻¹, чувствующие изменение температуры при нагреве плёнки, могут быть использованы в практических целях для контроля *in situ* процесса накопления изотопов водорода (дейтерия и трития) в гладких плёнках токамака.

8. В молекулярном виде D₂ и H₂ в гладких плёнках не обнаружены.

9. Обнаружены два основные адсорбционные состояния изотопов водорода в гладких плёнках: слабосвязанное состояние с энергией активации $\approx 0,65$ эВ на атом H и сильно связанное (хемосорбированное) состояние с энергией активации $\approx 1,25$ эВ на атом H. Предложено два механизма термодесорбции: прыжковая диффузия для слабосвязанных состояний и резонансный механизм для сильно связанных.

10. Накопление H в вольфрамовых переосаждённых плёнках изучено плохо.

11. Плохо изучены такие свойства плёнок, как:

- а) каталитическая активность;
- б) адгезия — возможность их отрыва во время работы токамака, при тренировочных разрядах и при вскрытии камеры.

4. Пыль — от нанометровой до микрометровой

4.1. Пыль в токамаках

В процессах эрозии в токамаках образуются не только плёнки, но и пыль. Однако в токамаках не образуется пылевой плазмы в классическом понимании [40, 41]. Пыль в токамаках накапливается на поверхностях камеры. Единичные пылинки, попадая в плазму, быстро испаряются, поэтому образование пылевой плазмы в токамаке невозможно. Концентрация пылинок в плазме не превышает $\sim 10^{-5}$ см⁻³ [42–44].

В то же время частицы пыли влияют на работу токамака:

- 1) пылинки охлаждают плазму, попадая в центральную часть, вследствие излучения тяжёлых примесей;
- 2) частицы пыли инициируют малые вихри (blobs) в периферийной плазме, усиливают транспорт частиц и энергии на стенку и тем самым способствуют охлаждению плазмы и возникновению ELMs;
- 3) однако в последнее время появились идеи стабилизации разряда за счёт инъекции пыли.

Опасность наличия пыли при вскрытии камеры реактора определяется её летучестью, содержанием трития, радиоактивностью, а также возможной токсичностью, как в случае бериллиевой пыли.

Основной источник пыли — корпускулярная эрозия при ELMs и срывах плазмы. Однако возможно образование пылевых частиц в результате отшелушивания плёнок. Пыль скапливается в основном на дне вакуумной камеры.

Используются разные способы сбора пыли в токамаках для исследования. Наиболее простой метод сбора пыли [45, 46] — это очистка камеры токамака, которая проводится как вручную, так и с помощью пылесосов. Для получения информации о размерах пыли используются фильтры. В более аккуратных способах сбора пыли применяются специальные сборники пыли в виде пластин, чаще всего кремниевых, или волокнистых фильтров (базальтового, стекловолоконного, кварцевого волоконного, в виде медной сетки) которые затем изучаются с помощью оптических или электронных микроскопов [16].

По мере совершенствования методов исследования пыли появлялись данные о всё более мелкой дисперсности пыли. Так, первоначальные исследования с помощью оптического или сканирующего электронного микроскопа (SEM) выявляли пыль лишь размером более 1 мкм. Изучение тонких слоёв базальтовых фильтров с осевшими на них частицами пыли в просвечивающем электронном микроскопе (TEM) выявило частицы пыли размером вплоть до 10 нм (рис. 15).

Для пыли, собранной в токамаках, характерны распределения по размерам частиц типа гауссова, либо описываемые убывающей степенной функцией с показателем степени, близким к 2,2. Вид распределения зависит от места сбора пыли, а возможно, и от метода сбора и

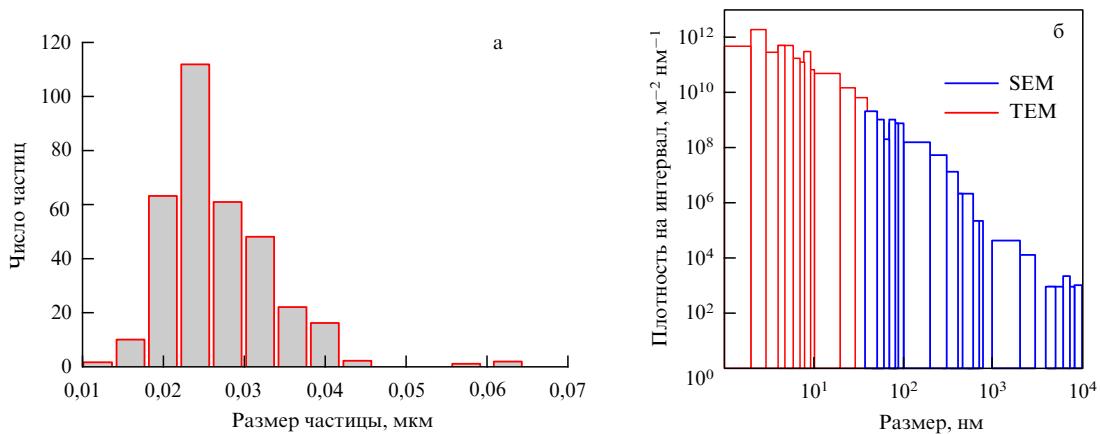


Рис. 15. Распределение пыли по размерам: (а) пыль, собранная в токамаке Т-10, (б) пыль, собранная в японском стеллараторе LHD [47].

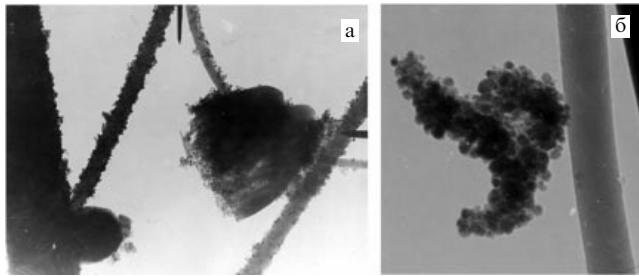


Рис. 16. (а) Пыль, собранная на кварцевом фильтре Т-10, (б) агломерат частиц пыли, собранной в Т-10.

подсчёта частиц. Частицы субмикронной фракции объединяются в агломераты (рис. 16) и при счёте частиц агломерат может быть идентифицирован как одна частица. Однако всегда большинство частиц пыли имеет размеры, не превышающие нескольких десятков нанометров.

Структурный анализ больших агломератов показывает, что они состоят из меньших агломератов. Агломераты могут объединяться в более крупные, при этом образуется фрактальная структура, аналогичная структурам, наблюдаемым в покрытиях.

4.2. Образование пыли в модельных экспериментах

Наряду со сбором пыли в токамаках, проводились исследования образования пыли в установках, имитирующих срывы плазмы и ELMs в токамаках. Впервые эрозия графита под воздействием потока плазмы исследовалась в плазменном электродинамическом ускорителе (плотность плазмы $\approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, длительность импульса 60 мкс, число импульсов 10, энергия ионов 1–2 кэВ) [48–50]. Продукты эрозии разных сортов графита: CFC, РГТ (российский графит с содержанием титана, ≈ 7 весовых % титана) и МПГ-8, собирались на монокристалл кремния и базальтовый фильтр. Анализ продуктов эрозии проводился оптическим, сканирующим и просвечивающим (базальтовый фильтр) электронными микроскопами.

В образце графитового композита после воздействия импульсов произошли значительные изменения: наполняющий графитовый материал сильно растрескался и отшелушился, но волоконная структура осталась непо-

вреждённой. Распределение пылевых частиц — продуктов эрозии СFC — по размерам имеет два максимума: при 0,01–0,03 мкм и при 2–4 мкм. Графит РГТ, имеющий ориентированную структуру зёрен, после воздействия импульсов плазмы становится испещрённым тонкими трещинами и порами, а пылевые частицы, образующиеся при его эрозии, имеют размеры от 1 до 10 мкм. Это показывает влияние структуры материала, взаимодействующего с плазмой, на характер его эрозии и её продуктов.

Свойства материала и характер его эрозии зависят также от предыстории его взаимодействия с плазмой. В работе [50] исследованы эрозия и изменение поверхности графита РГТ при воздействии на неё стационарной дейтериевой плазмы и последующего облучения мощными импульсами дейтериевой плазмы в плазменном электродинамическом ускорителе МКТ. Эксперименты имитировали условия работы ИТЭР: нормальный режим и срывы плазмы. Облучение стационарной плазмой проводилось на установке "Лента" с энергией ионов дейтерия 200 эВ при температуре поверхности 700 °C, при которой эрозия происходит за счёт физического распыления, и при температуре 1100 °C, при которой имеет место радиационно-ускоренная сублимация. Плотность ионного тока составляла $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, доза — 10^{22} см^{-2} . После облучения в стационарной плазме при температуре 700 °C на поверхности графита образуется структура, похожая на щётку, состоящую из конусов. Такая структура наиболее устойчива к термоударам. Поэтому после воздействия шести мощных импульсов плазмы существенных изменений поверхности не произошло.

На поверхности образца после облучения в стационарной плазме при температуре 1100 °C образовалась периодическая структура типа террас высотой 10–30 мкм. После импульсного облучения на поверхности появились следы сколов и хрупкого разрушения.

Распределение числа частиц по размерам при импульсном воздействии во всех случаях имеет два максимума — при 0,2–0,4 мкм и при 1–2 мкм. Однако в образцах, облучённых в стационарной плазме при $T = 1100 \text{ }^{\circ}\text{C}$, количество частиц больше, и в этих образцах обнаружены также крупные частицы размером до 40 мкм. В последнем случае многие пылевые частицы имеют форму чечевицы, похожую на форму зёрен,

наблюдаемых на поверхности после стационарного облучения. Наличие подобных продуктов эрозии подтверждает хрупкое разрушение графита.

Температура $T \approx 700^{\circ}\text{C}$ наиболее благоприятна для роста конусов при облучении ионами, что приводит к образованию на поверхности щёткообразной структуры, стойкой к термоударам. При $T > 1000^{\circ}\text{C}$ имеет место радиационно-ускоренная сублимация, которая возникает в результате диффузии к поверхности междоузельных атомов [51]. Междоузельные атомы могут также диффундировать к границам зёрен и ослаблять межзёренные связи [48], что также способствует хрупкому разрушению и увеличению эрозии.

При воздействии мощных плазменных потоков на поверхности металлов образуется расплавленный слой, однако характер эрозии и её продуктов — совершенно иной. Наряду с испарением наблюдается капельная эрозия вследствие образования капиллярных волн и развития неустойчивости расплавленного слоя. Распределение капель по размерам является более узким, чем распределение частиц продуктов хрупкого разрушения графита (рис. 17). Максимум распределения капель по размерам находится при $\approx 1 \text{ мкм}$.

Характер и скорость эрозии при ELMs и срывах сильно зависят от экранирования облучаемой поверхности облаком испарённого вещества. Этот вопрос детально изучался во многих работах, где было показано, что при срывах только несколько процентов энергии первоначального потока плазмы доходит до поверхности, причём, чем больше мощность первоначального потока, тем меньшая доля энергии достигает поверхности. Для ознакомления с основными результатами этих исследований можно рекомендовать обзор [52].

В экспериментах [53, 54] показано влияние экранирующего слоя на число и распределение частиц — продуктов эрозии — по размерам. Две мишени, из вольфрама и CFC, расположенные рядом, облучались одновременно мощным импульсным потокомдейтериевой плазмы в плазменном электродинамическом ускорителе (300 кДж м^{-2} на импульс, 10 импульсов). Распределения частиц по размерам различны при облучении мишени из одного материала и мишени из двух материалов (см. рис. 17). В последнем случае распределение

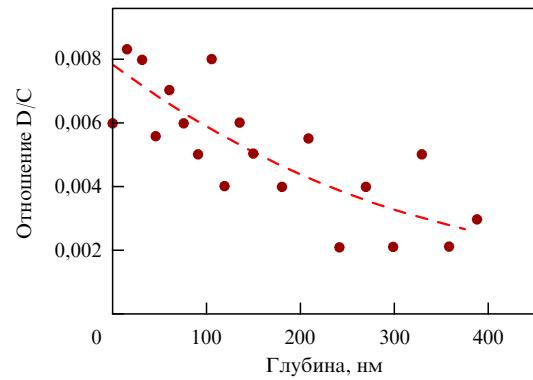


Рис. 18. Распределениедейтерия вграфитовой пылинке.

частиц по размерам является более узким, чем при одной графитовой мишени, хотя среди частиц явно видны как капли сферической формы, так и частицы неправильной формы, характерные для эрозии графита. Это можно объяснить испарением мелких частиц в экранирующей плазме, которая при наличии паров вольфрама является более плотной и излучает сильнее, чем при облучении только одного графита. Кроме того, возрастает число частиц, генерируемых в случае составной мишени. Общее число частиц всех размеров, осевших на площади в 1 см^2 сборника, составляет $5 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$ для W, $5,5 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$ для CFC и $1,75 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ для CFC + W.

Представляет интерес также пространственное распределение вылетающих частиц. В экспериментах [55] исследовались пылевые продукты эрозии вольфрама в плазменном электродинамическом ускорителе, собранные, во-первых, на кремниевом детекторе, улавливающем капли, отлетающие параллельно поверхности мишени, во-вторых, капли, вернувшиеся на вольфрамовую мишень, и, в-третьих, частицы, отлетающие почти по нормали к поверхности и собирающиеся на базальтовом фильтре.

Мелкие капли или возвращаются на поверхность, или отлетают параллельно поверхности. Крупные капли отлетают в направлении, близком к нормальному к поверхности. Объяснение этому даёт теория, изложенная в разделе 4.3.

Исследование содержания водорода в пыли показало [56], что водорода в пыли мало и он распределён вблизи поверхности пылинок. Это видно из рис. 18, на котором показано распределениедейтерия вграфитовой пылинке [56].

Отношение D/C на поверхности пылинки составляет менее 1 % и убывает с глубиной.

4.3. Теория образования пыли

Механизм хрупкого разрушения графита под действием потока энергии с большой мощностью впервые был предложен в работе [57] исходя из того, что энергия, выделенная на поверхности графита в экспериментах, меньше энергии атомизации эродированного слоя и, следовательно, продукты эрозии должны содержать пылевые частицы. Позднее было показано [48], что причиной хрупкого разрушения и эмиссии нано- и микрочастиц является термонапряжение между соседними зёренами. Разрушение наступает, когда

$$T(\alpha_1 E_1 - \alpha_2 E_2) > \sigma_{\text{ср}}, \quad (9)$$

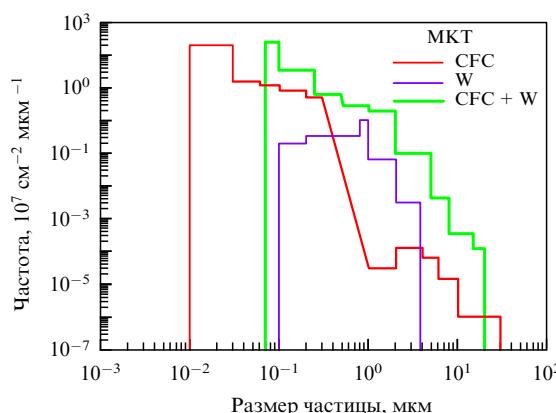


Рис. 17. Распределение частиц по размерам при облучении в плазменном электродинамическом ускорителе мишеней из вольфрама, графитового композита CFC и одновременно двух мишеней (CFC + W).

где α_1 , E_1 и α_2 , E_2 — соответственно коэффициенты теплового расширения и модули сжатия соседних зёрен, σ_{cr} — предел прочности. Эта оценка соответствует экспериментально полученным значениям потока мощности, при которых начинается хрупкое разрушение и эмиссия частиц графитового материала. На основе модели хрупкого разрушения была определена начальная скорость отлетающих частиц графита [58]:

$$v_0 \approx \alpha T c \approx 10^4 \text{ см с}^{-1}, \quad (10)$$

где c — скорость звука. В работе [59] исследовалось хрупкое разрушение графитовых пеллет в стеллараторе и была измерена скорость отлетающих от пеллеты частиц: $\approx 10^4 \text{ см с}^{-1}$.

Анизотропные марки графита с зёренами, ориентированными в одном направлении, более стойки к хрупкому разрушению, поскольку различие в тепловом расширении одинаково ориентированных зёрен меньше.

Капельная эрозия металлов происходит в результате плавления поверхностного слоя. На жидким слое возникают волны, индуцированные движением плазмы, в том числе плазмы испарённого вещества, над поверхностью расплавленного металла. Существует порог потока мощности для начала плавления металла [60]. По мере увеличения потока мощности образуется плазма — пар испарённого вещества, возникает поток плотной плазмы — пара над поверхностью расплавленного слоя. В результате развивается неустойчивость Гельмгольца расплавленного слоя и возникают волны [61]. При ещё большем увеличении потока мощности и плотности плазмы-пара гребешки волн срываются плазменным ветром над поверхностью. Давление плазменного ветра $p = \rho' U^2$, где U и ρ' — скорость и плотность плазмы над поверхностью соответственно. Рассчитанный по такой модели размер капель

$$r_1 \approx \lambda \left(\frac{v^2 \rho}{6\pi^3 \lambda \alpha} \right)^{1/4} \quad (11)$$

(λ — длина волны, v — кинематическая вязкость, ρ — плотность расплавленного металла, α — поверхностное натяжение) составляет $\sim 1 \text{ мкм}$, что совпадает с экспериментальными данными. Начальная скорость отлёта капли, параллельная поверхности,

$$V_{||} = U \left(\frac{\rho'}{2\pi\rho} \right)^{1/2} \approx 3 \times 10^2 \text{ см с}^{-1}, \quad (12)$$

а начальная скорость, нормальная к поверхности,

$$v_0 \approx a\gamma \approx 10^3 \text{ см с}^{-1}, \quad (13)$$

где a — амплитуда, γ — инкремент волн. В результате скорость отлёта капли

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_\perp + \mathbf{V}_{||}, \quad V \approx 10^3 \text{ см с}^{-1}.$$

4.4. Частицы пыли в плазме

Приведённые в разделе 4.3 характеристики частиц относятся к моменту отлёта от эродирующей поверхности. При пролёте через плазму, в том числе через плазму ионизованного пара испарённого вещества мишени,

происходит изменение скорости и размера частиц. Вблизи поверхности материала, в кнудсеновском слое плазмы, существует направленный поток частиц из плазмы на поверхность, тормозящий отлетающие частицы. В результате скорость зерна уменьшается и после прохождения кнудсеновского слоя становится равной [61]

$$v = \left(v_0^2 - \frac{1,5pl}{\rho R} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где $p = nT$ — давление плазмы, тормозящее отлетающие частицы, $l = 1/(\eta\sigma)$ — толщина данного слоя, равная длине пробега электронов и ионов.

Таким образом, существует минимальный размер зёрен, которые могут преодолеть этот слой:

$$R_{min} = \frac{1,5pl}{\rho v_0^2}. \quad (15)$$

Этим объясняется преобладание мелких капель среди возвратившихся на поверхность образца и осевших на кремниевый сборник, расположенный рядом с образцом, в экспериментах [50].

Заметим, что скорость капель вольфрама, $\sim 10^3 \text{ см с}^{-1}$, примерно на порядок меньше скорости графитовых частиц, отлетающих в результате хрупкого разрушения. Это приводит к тому, что капли за время действия импульса отлетают от поверхности на расстояние всего $\approx 5 \times 10^{-2} \text{ см}$, где температура экранирующей плазмы невелика, и не "сгорают" за время импульса. Этим объясняется лучшая наблюдаемость вольфрамовых капель по сравнению с наблюдаемостью графитовых частиц, например, в установке МК-200.

Частицы, прошедшие через кнудсеновский слой, попадают в плазму, где на них действует сила вязкого трения

$$F_t = 6\pi\eta Rv, \quad (16)$$

где η — коэффициент динамической вязкости. Отсюда можно получить характерное время торможения пылевой частицы и увлечения её потоком плазмы:

$$t_t \approx \frac{2\rho R^2}{9}, \quad (17)$$

а также расстояние, на котором частица теряет направленную скорость:

$$l = v_0 t_t \approx \frac{2v_0 \rho R^2}{9}. \quad (18)$$

Для приповерхностной плазмы с $T = 10 \text{ эВ}$ характерное время торможения частицы размером 1 мкм составляет $\sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}$. За это время частица удаляется от поверхности менее чем на $l \approx 1 \text{ см}$. Более мелкие частицы тормозятся ещё быстрее, и их максимальное удаление от поверхности ещё меньше. Более крупные частицы тормозятся медленнее, причём если частица пролетит за время импульса холодный слой слабоионизированной плазмы у стенки, то в плазме с большим зарядом ионов Z её торможение резко замедляется, поскольку вязкость $\eta \sim Z^{-4}$.

Кроме того, частица в плазме испаряется. Скорость испарения частицы dr/dt может быть определена из уравнения баланса частиц:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{Q}{\rho H}, \quad (19)$$

где ρ — плотность частиц, H — энергия сублимации на единицу массы. Частицы размером менее длины пробега электронов и ионов в плазме не экранируются паром испарённого вещества. Для типичных параметров плазмы-пара ($n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 5-10 \text{ эВ}$) длина пробега $\lambda \approx 10^{-2} \text{ см}$, поэтому на частицы пыли поступает неискажённый поток электронов и ионов. В простейшем, наиболее распространённом, приближении поток энергии на частицу полагают равным

$$Q = 2T_e n_e v_e \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_e}\right) + (2T_i + e\varphi) n_i v_i, \quad (20)$$

где T_e и T_i — температура электронов и ионов, n_e и n_i — их плотности в плазме пара испарённого вещества частицы, v_e и v_i — скорости электрона и иона, e — заряд электрона, φ — потенциал частицы, $\varphi \approx 3,5 T_e/e$. При таких параметрах экранирующей плазмы частица испаряется со скоростью $dr/dt \approx 1 \text{ см с}^{-1}$ и пробег графитовой частицы даже размером 10 мкм не превысит нескольких сантиметров. Отсюда следует, что только частицы, отлетающие по периферии факела плазмы испарённого вещества, могут достичь сборников частиц. В этом заключается ещё одна причина того, что в экспериментах [50] сборника, расположенного близко к нормали мишени, достигают только крупные частицы и их концентрация на два порядка меньше, чем концентрация частиц, отлетающих параллельно поверхности мишени.

Важной характеристикой частицы в плазме является её заряд q , который связан с потенциалом частицы φ , $q = \varphi r$. Традиционно полагается [62], что потенциал частицы определяется балансом потоков на ней электронов и ионов:

$$n_e v_e \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_e}\right) + n_i v_i = 0. \quad (21)$$

Тогда при $n_e = n_i$ $e\varphi = -T_e / \ln(v_e/v_i)$.

Однако, последнее время стало понятно, что потенциал частицы определяется как потоками заряженных частиц на неё, так и потоками заряда с частицы [63, 64]. Потоки заряда с частицы могут быть вызваны вторичной электронной [65] и ионно-электронной эмиссией, а также фотоэлектронной [63] и термоэлектронной [65, 67, 68] эмиссиями. Для горячей частицы в плазме определяющей является термоэлектронная эмиссия. Причём, поскольку термоэлектронная эмиссия зависит от температуры, а последняя определяется балансом потоков энергии на частицу, которые, в свою очередь, зависят от потенциала частицы, задачу о заряде и температуре частицы надо решать самосогласованно. В работе [68] в результате самосогласованного решения уравнений баланса заряда и энергии наночастицы в плазме найден её потенциал и равновесная температура T_p с учётом термоэлектронной эмиссии. Показана возможность существования при определённых параметрах плазмы

5*

двух устойчивых состояний наночастицы: одно с более низкой температурой и отрицательным потенциалом, другое — с более высокой температурой и положительным потенциалом. Реализация того или иного состояния определяется начальными условиями. При положительном потенциале нет барьера для электронов, приходящих на частицу, и термоэлектронная эмиссия результирует нагревом частицы, поскольку каждый электрон эмиссии уносит энергию, равную работе выхода w , а взамен из плазмы приходит электрон, принося энергию $2T_e + w$, поэтому положительно заряженная частица имеет температуру, превышающую температуры ионов и нейтральных атомов. Критические степени ионизации плазмы α_{cr} , начиная с которых возможен только положительный потенциал наночастиц, составляют менее 1 % при температуре электронов $T_e = 0,5 \text{ эВ}$ и плотности паров $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, причём α_{cr} убывает при возрастании T_e и уменьшении n . Отсюда следует, что при степенях ионизации, реально существующих в плазме испарённого вещества, конденсация пара невозможна, даже если атомы пара охлаждены, т.е. частицы пыли не могут образоваться в объёме, а основная масса эродированного вещества осаждается на поверхности в виде атомов или ионов.

Агломерация частиц пыли в плазме впервые теоретически была рассмотрена в работе [69], где полагалось, что отрицательно заряженные частицы левитируют в электрическом поле над поверхностью стенки и слипаются до тех пор, пока их заряд не увеличится настолько, что кулоновское отталкивание будет преодолевать слияние. При этом максимальный размер частиц оценивался в 1 мкм. Во время левитации частица растёт за счёт осаждения атомов и ионов и принимает сферическую форму. Левитация прекращается при некотором критическом размере частицы, когда гравитационные силы, пропорциональные кубу размера частицы, и/или сила ионного потока, пропорциональная квадрату размера, не превысят действующую на заряд силу, пропорциональную размеру частицы, в электрическом поле стенки. Однако остаётся неясным, почему отрицательно заряженная частица левитирует вблизи стенки, а не уходит в центральную область плазмы с положительным потенциалом.

Агломерация более крупных частиц ($\sim 10 \text{ мкм}$), рассмотренная в работе [41], предполагает притяжение частиц в результате термофореза — движения частицы от горячей области к более холодной. При этом без аргументов полагается, что частица холоднее окружающей нейтральной компоненты.

Агломерацию частиц пыли, левитирующих над поверхностью стенки, легче понять, полагая, что потенциал частиц в плазме является положительным. Такие частицы притягиваются к стенке с отрицательным потенциалом, но когда частица приближается на расстояние $\sim 1 \text{ нм}$, туннельный ток со стенки перезаряжает частицу до отрицательного потенциала стенки. После этого частица удаляется от стенки и снова приобретает положительный заряд, в соответствии с балансом заряда и энергии описанным выше, и опять притягивается к стенке. Таким образом, частица всё время колеблется около положения, при котором туннельный ток на частицу равен току электронов из плазмы. При этом смена заряда частиц способствует их притяжению и агломерации. Частица, левитирующая над поверхностью, растёт

за счёт потока на неё ионов и нейтральных атомов эродирующего вещества. Авторы [41] полагали, что при таком росте частица принимает сферическую форму. Однако сферическая форма реализуется только при большой подвижности атомов на поверхности частицы. В противном случае оседающие атомы закрепляются в том месте, где они осели на частицу, и растёт фрактальная структура. Это наиболее чётко показано в работах Будаева [15].

Крупные частицы, в соответствии с [41], должны оседать на поверхность под действием сил гравитации и давления ионных потоков. Частицы пыли, осевшие на поверхность, покрываются атомами эродирующего материала и атомами изотопов водорода. При этом возможно образование плёнки с хорошей адгезией. Однако при некоторых режимах осаждения частицы пыли остаются слабо связанными с поверхностью и легко мобилизуются в процессе работы токамака или при тренировочных разрядах. Вопрос о количестве легко мобилизируемой пыли и режимах её образования важен как для работы токамаков, так и для обеспечения безопасности токамака.

4.5. Стабилизация плазмы инъекцией пыли

Большой интерес представляет влияние пыли на поведение плазмы. До недавнего времени в основном исследовалась низкотемпературная "пылевая" плазма. Значительные успехи достигнуты в исследованиях пылевой плазмы в условиях лабораторного высокочастотного (ВЧ) разряда, тлеющего разряда постоянного тока, в космической и радиоактивной плазме [70]. Однако недавно было показано, что не менее важную роль пыль может играть в высокотемпературной плазме [71–75]. В этих экспериментах на пинчевой установке типа "плазменный фокус" (ПФ) впервые было показано, что наличие в разряде пылевой фракции способствует существенному увеличению магнитно-гидродинамической (МГД) стабильности формируемого пинча. Эксперименты проводились на установке ПФ-3, представляющей собой плазменный фокус типа ПФ Филиппова (плоская геометрия электродов) [76]. Полная ёмкость источника питания 9,2 мФ, максимальное зарядное напряжение 25 кВ, максимальная запасаемая энергия 2,8 МДж. Фактически, это магнитный накопитель, в котором энергия источника питания трансформируется в магнитную энергию тока на стадии движения токово-плазменной оболочки (ТПО) к оси разрядной системы с последующим размыканием тока и обострением мощности в результате развития в образовавшемся на оси плотном пинче сильных токовых неустойчивостей и выделением накопленной энергии на плазменной нагрузке.

Схема эксперимента показана на рис. 19а. Пылевая мишень формируется на оси системы в виде свободно падающего потока мелкодисперсного порошка. Формирование пылевой мишени с требующимися параметрами представляет собой самостоятельную, достаточно сложную задачу. Основная сложность заключается в слипании пылинок и образовании агломератов больших размеров. В экспериментах на установке ПФ-3 использовалось специальное устройство для формирования пылевого потока, которое располагалось на верхней крыше (катоде) разрядной камеры и состояло из резервуара с пылью, электромагнита, формирующей пролётной трубы и вакуумного затвора. Источник пыли после

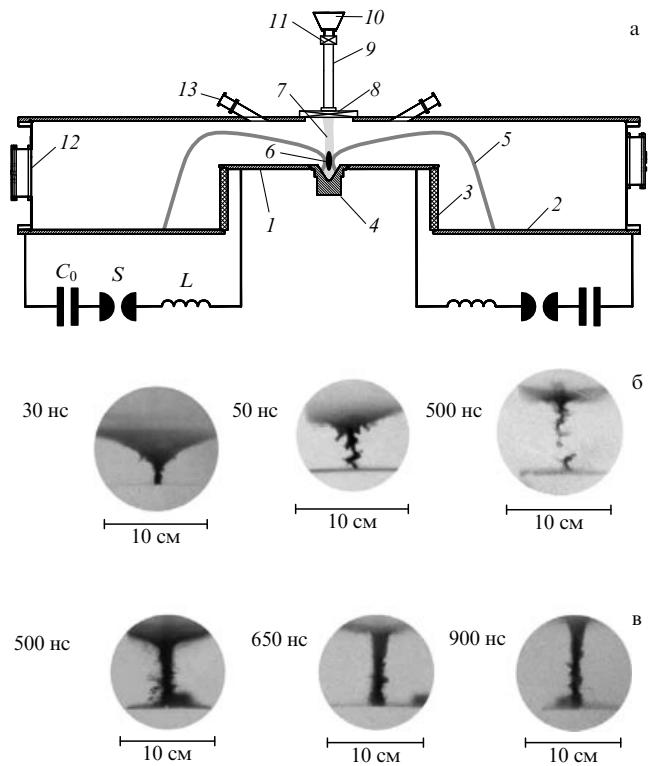


Рис. 19. Эксперимент на установке ПФ-3. (а) Схема эксперимента на установке ПФ-3. 1 — анод, 2 — катод, 3 — изолятор, 4 — анодная вставка, 5 — токово-плазменная оболочка; 6 — пинч, 7 — пылевой столб, 8 — шибер, 9 — формирующая пролётная труба, 10 — резервуар с пылью, 11 — электромагнитный затвор, 12, 13 — диагностические окна, C_0 — конденсаторная батарея, S — разрядник низкого давления, L — внешняя индуктивность. (б) Последовательные фотографии разряда без пыли. Отсчёт времени относительно пика на производной тока. (в) Последовательные фотографии разряда с пылью. Отсчёт времени относительно пика на производной тока.

заправки герметизируется, откачивается, а затем через шлюзовой затвор подсоединяется к разрядному объёму, заполненному рабочим газом (Ne , $P \approx 1-3$ торр). В качестве пыли в основном использовался Al_2O_3 с различной дисперсностью (2–6 мкм и 10–50 мкм). Оксид алюминия указанной дисперсности характеризуется достаточно низким сопротивлением сдвиговой деформации и равномерно истекает под действием силы тяжести через узкую коническую кольцевую щель, открывающуюся при подъёме якоря электромагнита. Изменением высоты щели регулировался массовый расход порошка из резервуара и соответственно плотность пылевого потока в области взаимодействия с токовой оболочкой. Для формирования нужного профиля пылевого потока использовались различные сопла на выходе из резервуара, а также пролётные трубы различной формы. Далее пылевой поток свободно распространялся вплоть до поверхности анода. В условиях реального эксперимента пролётная труба заполнялась рабочим газом при том же давлении, что и рабочая камера, т.е. частицы пыли двигались в газовой среде при давлении в несколько торр на участке от источника пыли до анода длиной ≈ 75 см. При этом образовавшиеся агломераты и крупные частицы пролетают этот промежуток со скоростью свободного падения за несколько десятых долей

секунды. Для частиц размером ~ 10 мкм существенную роль играет вязкость, в результате чего устанавливается свободно-молекулярный режим падения. Оценки показывают, что для типичных размеров пылинок и рабочего давления в несколько десятых торр достаточно быстро (за несколько десятых долей секунды) достигается равновесная скорость падения, когда сила тяжести уравновешивается силой вязкости. При этом установившаяся (равновесная) скорость и падения определяется выражением [75] $v \sim 10a/P$, где a — размер частицы, P — давление газа.

Таким образом, происходит сепарация частиц по их размерам на длине пролёта. Поскольку полная длительность ПФ-разряда составляет всего около 10 мкс, в течение времени разряда пылевую мишень можно рассматривать как квазистационарную. Изменяя время задержки между открытием клапана источника и иницированием разряда (обычно несколько секунд), можно целенаправленно изменять параметры пылевой мишени, с которой взаимодействует высокотемпературная плазма пинча.

Эксперименты выполнены с неоном в качестве рабочего газа при давлении 1–3 торр и разрядном токе 2,5–2,8 МА. Энергия, запасаемая в ёмкостном источнике питания, ≥ 500 кДж. Для исследования динамики токово-плазменной оболочки использовался четырёхканальный наносекундный электронно-оптический преобразователь (ЭОП). Фотографирование производилось перпендикулярно оси камеры ПФ-3.

Из снимков, полученных с помощью ЭОП, видно, что уже на ранних стадиях разряда без пыли после максимального сжатия пинч подвержен развитию различных МГД-неустойчивостей, приводящих к развалу пинча (рис. 19б). Однако в случае разрядов с плотным пылевым столбом на оси в течение длительного времени сохраняется устойчивое плазменное образование. После схлопывания на оси пинч не разваливается, а существует в стабильном состоянии более 1 мкс. После сжатия на оси оболочка поднимается вдоль пылевого столба, увеличивая высоту пинча. Как следствие, процессы формирования пинча могут значительно видоизменяться при наличии пылевой нагрузки. При этом появляется возможность целенаправленного управления их течением для решения выбранных задач.

Схема эксперимента такова, что пылевая мишень "видит" токовую оболочку, сжимающуюся по направлению от кромки анода ($R = 46$ см) к оси, в течение длительного времени (≈ 10 мкс). В случае использования газов с большим Z пылинки подвергаются воздействию интенсивного излучения оболочки ещё до непосредственного контакта плазмы с пылью. Оценки показали [75], что при использовании в качестве рабочего газа, например, неона, достаточно температуры плазмы оболочки в 10–15 эВ для того, чтобы полностью испарить пылинки Al_2O_3 радиусом 10–20 мкм. С приходом токово-плазменной оболочки в область расположения пылевой мишени физическую картину взаимодействия с пылью дополняют другие явления, такие как передача импульса и энергии при ударно-волновом взаимодействии высокоскоростной плотной плазмы с пылевыми частицами, ионное распыление, ионизация нейтральных частиц электронным ударом и др.

Таким образом, благодаря объёмному характеру взаимодействия пылинок с плазмой и излучением, про-

исходит достаточно эффективное испарение и ионизация пылинок, обеспечивающие наличие дополнительных источников плазмы в области пинча, "сглаживающих" развитие МГД-неустойчивостей. Степень стабильности возрастает с повышением погонной массы мишени. В предположении полного испарения частиц пыли плотность газа в области формирования пинча может на два порядка превосходить начальную плотность заполнения камеры неоном. Это, естественно, сказывается на динамике ТПО и параметрах формируемого пинча. Увеличение погонного числа частиц неизбежно приводит также к уменьшению температуры плазмы.

Таким образом, основными факторами стабилизации разряда относительно МГД-неустойчивостей являются увеличение плотности плазмы и уменьшение её температуры.

Недавно на токамаке ASDEX (Axially Symmetric Divertor Experiment) [77] были проведены эксперименты по исследованию воздействия этих факторов — увеличения плотности и уменьшения температуры пристеночного слоя плазмы, в котором магнитные силовые линии выходят в область дивертора (SOL), — на стабилизацию разряда. Для этого в дивертор напускался азот. Результатом явилось увеличение частоты и уменьшение амплитуды ELMs, что, в свою очередь, может привести к тому, что поток плотности мощности ELMs станет ниже порога эрозии. Кроме того, напуск азота привёл к общей стабилизации разряда токамака ASDEX. При этом увеличение излучения, вызванное напуском азота, наблюдалось только в области дивертора.

На японской установке NAGDIS-II [78], в которой пучково-плазменный разряд используется для изучения взаимодействия плазмы с материалами, проведены эксперименты по напуску пыли. Пыль C_xH_y диаметром $d < 5$ мкм высыпалась сверху на плазменный цилиндр.

Испарение пыли также приводило к уменьшению температуры плазмы. Плотность плазмы увеличивалась незначительно. В результате инъекции пыли потоки энергии из плазмы на стенку уменьшились в среднем на 20 %.

Таким образом, сейчас уже продемонстрирована возможность стабилизации разрядов в токамаках посредством инъекции пыли.

Предлагался также пылевой дивертор, в котором мощность плазменных потоков должна приниматься струёй шариков или пыли [79]. При этом пыль будет играть, наряду с дивертором, роль модератора ELMs и стабилизатора разряда.

Для решения проблем дивертора предлагалось использовать в качестве взаимодействующих с плазмой элементов дивертора капиллярно-пористые системы (КПС) с жидким литием [80]. В этом случае испарённый литий играет ту же роль, что и испарённая пыль, и так же ослабляет действие ELMs и стабилизирует разряд. В результате поток энергии на дивертор уменьшается. Кроме того, твёрдая КПС с возобновляемым жидким литием на поверхности устойчива к радиационным повреждениям как при нормальных режимах, так и при наличии ELMs и срывов. Материалы твёрдой КПС с высоким атомным номером не будут попадать в плазму, что снижает радиационное охлаждение плазмы. Эксперименты с литиевым дивертором на токамаке T-11 [81, 82] показали уменьшение потока примеси в централь-

ную плазму и улучшение параметров разряда. При этом авторы [81] утверждают, что за счёт капиллярных сил жидкого лития в КПС будет происходить подавление разбрызгивания жидкого лития с образованием капель, в отличие от того, как это происходит при взаимодействии высокозернистого потока плазмы со свободной поверхностью жидкого лития при ELMs и срывах. Можно даже ожидать, что образовавшиеся капли лития, будут легко испаряться, так что использование жидкого лития в качестве материала, контактирующего с плазмой, возможно, открывает путь к уменьшению образования пыли в токамаках.

4.6. Взаимодействие пыли с поверхностью

При инжекции пыли в плазму часть частиц не успевает испариться и попадает на поверхность деталей токамака, обращённых к плазме. Возникает проблема взаимодействия пылевых частиц, ускоренных плазменными потоками или электрическими полями, с поверхностями. В связи с этим представляют интерес результаты работ [75] по инжекции пыли в "плазменный фокус", в которых также исследовались плёнки на коллекторах, образующиеся при осаждении пылевых потоков.

Характер осаждённых плёнок существенно зависит от плотности пылевой мишени и соответственно от энерговклада на одну пылевую частицу, которые можно было изменять, варьируя время открытия клапана напуска пыли относительно времени разряда пинча, а также от положения коллектора, на который осаждалась плёнка. Однако во всех случаях пыль перерабатывалась в частицы с меньшим размером, т.е. в нано- и микрочастицы, из которых образовывались плёнки на коллекторах.

Наличие капельных треков на коллекторе, расположенным под углом к падающему потоку (плотность потока меньше, чем на коллекторе, перпендикулярном потоку), и круглых капель на коллекторе, перпендикулярном потоку, показывает, что часть пылевых частиц не испаряется полностью, а попадает на коллектор в расплавленном виде.

Наряду с этими каплями, при инжекции в разряд большого потока микронной пыли на коллекторах обнаружены частицы размером 200 нм, которые можно идентифицировать как нанокластеры, образовавшиеся из пересыщенного пара. Их пространственное распределение указывает на изотропность потока разлетающегося пара. Элементный анализ показал, что состав осаждённой плёнки соответствует составу пыли Al_2O_3 .

При инжекции в разряд меньшего потока пыли и соответственно при большем энерговкладе на частицу поверхностная плотность 200-нанометровых кластеров увеличилась почти до предела — 20 частиц на 1 мкм². Это соответствует почти полной упаковке поверхности кластерами.

Наиболее интересные структуры поверхности плёнки наблюдались при наибольшем энерговкладе на одну частицу пыли. На поверхности коллектора, перпендикулярного потоку, образовались домены из упорядоченных кластеров, составляющих решётку (рис. 20а). Как правило, эти домены возникали внутри области с резко очерченными границами. Размер доменов около 5 мкм. Характерный шаг решётки внутри домена 0,5 мкм. Причём решётка могла быть как прямоугольного, так и кругового типа. Но в обеих структурах шаг решётки одинаков. Поверхностная плотность кластеров составляла 6 кластеров на 1 мкм². При этих режимах не были найдены частицы расплава — по-видимому, удельного энерговклада на частицу было достаточно для полного испарения исходного порошка. Внутри некоторых доменов поверхность плёнки покрылась трещинами, которые разбили материал на ячейки с характерным размером 1–2 мкм. На краю доменов кластеры, ограниченные такими трещинами, имели вид снежинок или фрактальных кластеров (рис. 20б). Трещины могут образовываться при появлении напряжения растяжения в остывающих плёнках. Рисунок трещин, напоминающий снежинки, обусловлен тем, что при этом за счёт минимальной общей длины трещин снимается напряжение на максимальной площади плёнки, аналогично снятию напряжения сжатия в напылённых плёнках за счёт образования морщин [83].

На коллекторе, расположенном под углом к падающему потоку, в режиме максимального энерговклада образуются частицы круглой формы диаметром около 1 мкм в результате агломерации частиц меньшего размера (≈ 200 нм) (рис. 20в). Аналогичные фрактальные частицы с большой сорбционной поверхностью были получены также в энергонапряжённых плазменных разрядах токамака Т-10 [22] и плазменной пушке квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ) [83].

Таким образом, показано, что при инжекции пыли во всех экспериментах пыль перерабатывалась в частицы с меньшим размером, т.е. в нано- и микрочастицы, из которых образовывались плёнки на коллекторах. Найдены условия, при которых материал пыли оседает

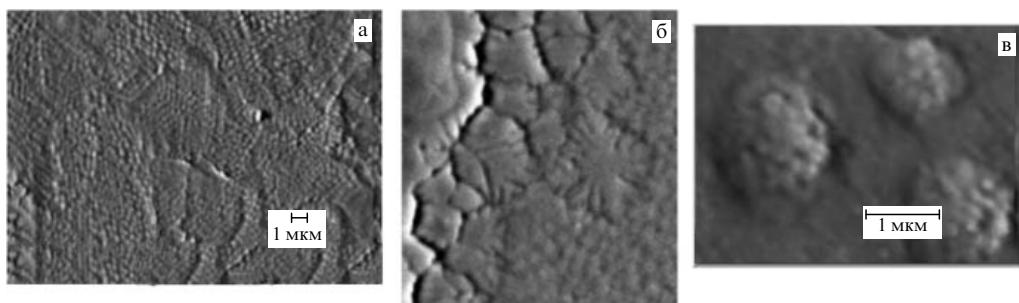


Рис. 20. Структуры плёнок, образующиеся при осаждении пылевых потоков: (а) домены из упорядоченных кластеров, образующих решётку, (б) трещины на плёнках, имеющие вид снежинок или фрактальных кластеров, (в) агломераты частиц размером ≈ 1 мкм, состоящие из 200-нанометровых частиц.

на коллекторы в виде фрактальных частиц, или нанокластеров, самоорганизующихся в структуры решётчатого типа. Такие структуры имеют очень развитую поверхность, что крайне важно для каталитической активности плёнок и может представлять интерес не только для термоядерного реактора, но и для различных технологических применений.

4.7. Выводы

1. Установлено наличие пыли в токамаках и преобладание фракции наночастиц.
2. Показано, что содержание водорода в пыли невелико, $D/C < 1\%$.
3. Имеются убедительные модели образования пыли.
4. Продемонстрирована возможность стабилизации плазмы инжекцией пыли.
5. Пыль, инжектируемая в плазму, перерабатывается в частицы меньшего размера и пар, оседающие на поверхностях, обращённых к плазме, в виде фрактальных частиц, или нанокластеров, самоорганизующихся в структуры решётчатого типа. Такие структуры имеют сильно развитую поверхность.
6. Недостаточно данных о количестве образующейся пыли.
7. Мало сведений о мобилизации пыли во время рабочих импульсов и тренировочных разрядов.

5. Заключение

Итогом исследованийnanoструктур в термоядерных установках сегодня является обширная база данных о nanoструктурных плёнках и пыли, образующихся в термоядерных установках. Сейчас известно, как происходит образование nanoструктурных плёнок и пыли и где они накапливаются в токамаках, где больше всего накапливаются дейтерий и тритий.

Достигнуто понимание того, как уменьшить или оптимизировать образование nanoструктурных плёнок и пыли с помощью выбора режимов разрядов токамаков, выбора материалов, а возможно, путём применения таких новых подходов, как использование жидкокометаллической или капельной стенок.

Наметилась возможность стабилизации разрядов токамака специальной инжекцией пыли в токамаки.

В то же время такие вопросы, как накопление водорода в вольфрамовых переосаждённых плёнках, адгезия и прочность nanoструктурных плёнок и мобилизуемость пыли, а также химическая активность nanoструктурных плёнок, должны быть ещё внимательно изучены.

Список литературы

1. ITER Physics Basis Editors et al. *Nucl. Fusion* **39** 2137 (1999)
2. Wesson J *Tokamaks* 2nd ed. (Oxford: Clarendon Press, 1997)
3. Federici G et al. *Nucl. Fusion* **41** 1967 (2001)
4. Bartels H-W et al. (Eds) *Accident Analysis Specifications for GSSR (AAS-3)* (Safety, Environment and Health Group, Garching ITER Joint Central Team, July, 2000)
5. Cristescu I R et al. *Nucl. Fusion* **47** S458 (2007)
6. Loarer T et al. *Nucl. Fusion* **47** 1112 (2007)
7. Kukushkin A S et al. *Nucl. Fusion* **49** 075008 (2009)
8. Koidan V S et al. *J. Nucl. Mater.* **386–388** 261 (2009)
9. Khrapunov B I et al. *J. Nucl. Mater.* **390–391** 921 (2009)
10. Leonard A W et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** A149 (2006)
11. Bazylev B et al. *12th Intern. Workshop on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications, Jülich, Germany, 11–14 May, 2009 Phys. Scripta* **T138** 014061 (2009)
12. Гусева М И и др. *Поверхность. Физика, химия, механика* (4) 97 (1986)
13. Likonen J et al. *J. Nucl. Mater.* **363–365** 190 (2007)
14. Alikoae V V et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **30** 381 (1988)
15. Будаев В Р, Химченко Л Н *ЖЭТФ* **131** 711 (2007) [Budaev V P, Khimchenko L N *JETP* **104** 629 (2007)]
16. Romanov P V et al. *J. Nucl. Mater.* **307–311** 1294 (2002)
17. Ohno N et al. *J. Nucl. Mater.* **337–339** 35 (2005)
18. Delchambre E et al., in *Proc. 30th EPS Conf. Contr. Fus. Plasma Phys. St. Petersburg, 7–11 July, 2003 ECA Vol. 27A* (2003) p. 3.169
19. Rubel M et al. *Nucl. Fusion* **41** 1087 (2001)
20. Gotoh Y et al. *J. Nucl. Mater.* **313–316** 370 (2003)
21. Rubel M et al. *J. Nucl. Mater.* **266–269** 1185 (1999)
22. Budaev V P, Khimchenko L N *Physica A* **382** 359 (2007)
23. Khimchenko L N et al. *21th IAEA Fusion Conf., Chengdu, 16–21 October, 2006*
24. Guseva M I et al. *Vacuum* **67** 253 (2002)
25. Свешников Н Ю и др. *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* **12** 14 (2008) [Svechnikov N Yu et al. *J. Surf. Invest. X-Ray, Synchr. Neutron. Tech.* **2** 826 (2008)]
26. Свешников Н Ю и др. *Поверхность. Рентгенено синхротрон. и нейтрон. исслед.* (1) 17 (2007) [Svechnikov N Yu et al. *J. Surf. Invest. Z-Ray, Synchr. Neutron Tech.* **1** 13 (2007)]
27. Svechnikov N Yu et al. *J. Nucl. Mater.* **376** 152 (2008)
28. Svechnikov N Yu et al. *Plasma Dev. Operat.* **14** 137 (2006)
29. Robertson J Mater. Sci. Eng. R **37** 129 (2002)
30. von Bardeleben H J *Appl. Phys. Lett.* **78** 2843 (2001)
31. Arnold G M *Carbon* **5** 33 (1967)
32. Свешников Н Ю др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (3) 3 (2004)
33. Svechnikov N Yu et al. *Fusion Eng. Design* **75–79** 339 (2005)
34. Clausing R E et al. (Eds) *Diamond and Diamond-like Films and Coatings* (NATO ASI Series., Ser. B, Vol. 286 (New York: Plenum Press, 1991)
35. Orimo S et al. *J. Appl. Phys.* **90** 1545 (2001)
36. Atsumi H, Tauchi K *J. Alloys Compounds* **356–357** 705 (2003)
37. Мартыненко Ю В, Нагель М Ю *Российские нанотехнологии* **4** (9–10) (2009)
38. Беграмбеков Л Б, в сб. *Распыление* (Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело, Т. 7, Под ред. Ю В Мартыненко) (М.: ВИНИТИ, 1993)
39. Френкель Я И *Кинетическая теория жидкостей* (Л.: Наука, 1975) Гл. 7 [Frenkel J *Kinetic Theory of Liquids* (Oxford: Pergamon Press, 1946)]
40. Fortov V E et al. *Phys. Rep.* **421** 1 (2005)
41. Winter J, Gebauer G J. *Nucl. Mater.* **266–269** 228 (1999)
42. Krasheninnikov S I *Phys. Lett. A* **283** 368 (2001)
43. Krasheninnikov S I et al. *Phys. Plasmas* **11** 3141 (2004)
44. Krasheninnikov S I, Soboleva T K *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** (5A) A339 (2005)
45. Carmack W J et al. "DIII-D dust particulate characterization", National Engineering and Environmental Laboratory, INEEL/EXT-97-00702 (November 1997)
46. Carmack W J "DIII-D dust particulate characterization", Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, INEEL/EXT-99-00095 (January 1999)
47. Shiratani M et al., "Characterizations of dust particles ranging in size from 1 nm to over 10 μm collected from LHD", *Proc. 17th Plasma Surface Interactions Conf., Hefei, China, 22–26 May, 2006*
48. Гусева М И и др. *ЖТФ* **66** (6) 106 (1996) [Guseva M U et al. *Tech. Phys.* **41** 578 (1996)]
49. Гусева М И и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (1–2) 83 (1997)
50. Martynenko Yu V et al. *J. Nucl. Mater.* **258–263** 1120 (1998)
51. Roth J, Maller W *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **7–8** 788 (1985)
52. Hassanein A, Konkashbaev I, in *Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion Vol. 5* (Vienna: IAE, 1994) p. 163
53. Гуреев В М и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (1) 12 (2001)
54. Kolbasov B N et al. *Fusion Eng. Design* **54** 451 (2001)

55. Гусева М И и др. *ЖТФ* **72** (7) 48 (2002) [Guseva M I et al. *Tech. Phys.* **47** 841 (2002)]
56. Мартыненко Ю В, Московкин П Г *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (4) 17 (1991)
57. Мартыненко Ю В, Московкин П Г *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (2) 31 (1999)
58. Сергеев В Ю и др. *ЖТФ* **76** (11) 66 (2006) [Sergeev V Yu et al. *Tech. Phys.* **51** 1462 (2006)]
59. Климов Н С и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (2) 52 (2009)
60. Мартыненко Ю В, Московкин П Г *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (1) 65 (2000)
61. Цитович В Н, Винтер Дж УФН **168** 899 (1998) [Tsytovich V N, Winter J *Phys. Usp.* **41** 815 (1998)]
62. Samarian A A et al. *Phys. Rev. E* **64** 056407 (2001)
63. Козырев А В, Шишкиров А Н *Письма ЖТФ* **28** (12) 33 (2002) [Kozyrev A V, Shishkov A N *Tech. Phys. Lett.* **28** 504 (2002)]
64. Попель С И и др. *Физика плазмы* **27** 831 (2001) [Popel S I et al. *Plasma Phys. Rep.* **27** 785 (2001)]
65. Морозов А И, Савельев В В *Физика плазмы* **30** 330 (2004) [Morozov A I, Savel'ev V V *Plasma Phys. Rep.* **30** 299 (2004)]
66. Смирнов Б М УФН **173** 609 (2003) [Smirnov B M *Phys. Usp.* **46** 589 (2003)]
67. Огнев Л И *Письма ЖТФ* **33** (22) 64 (2007) [Ognev L I *Tech. Phys. Lett.* **33** 972 (2007)]
68. Мартыненко Ю В, Нагель М Ю, Орлов М А *Физика плазмы* **35** 542 (2009) [Martynenko Yu V, Nagel' M Yu, Orlov M A *Plasma Phys. Rep.* **35** 494 (2009)]
69. Boufendi L, Bouchoule A *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 262 (1994)
70. Фортов В Е и др. УФН **174** 495 (2004) [Fortov V E et al. *Phys. Usp.* **47** 447 (2004)]
71. Krauz V I et al., in *Intern. Symp. PLASMA-2001: Research and Applications of Plasmas, Warsaw, Poland, 19–21 September 2001*
72. Fortov V E et al., in *5th Int. Conf. on Z-pinches, Albuquerque, New Mexico, 23–28 June 2002; AIP Conf. Proc.* **651** 37 (2002)
73. Виноградов В П и др. *Физика плазмы* **32** 699 (2006) [Vinogradov V P et al. *Plasma Phys. Rep.* **32** 642 (2006)]
74. Крауз В И и др. *Физика плазмы* **34** 47 (2008) [Krauz V I et al. *Plasma Phys. Rep.* **34** 43 (2008)]
75. Myalton V V et al., in *Intern. Symp. PLASMA-2001: Research and Applications of Plasmas, Warsaw, Poland, 19–21 September 2001*
76. Zohn H, in *22nd IAEA Fusion Energy Conf., Geneva, Switzerland, October 13 2008, Talk OV/2-3*
77. Ohno N et al. *J. Nucl. Mater.* **390–391** 61 (2009)
78. Муравьев Е В *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (1(7)) 85 (1981)
79. Евтихин В А, Голубчиков Л Г "Жидкометаллический дивертор термоядерного реактора-токамака", Патент РФ 2051430 с приоритетом от февраля 1995 г.
80. Evtikhin V A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 955 (2002)
81. Apicella M L et al. *J. Nucl. Mater.* **363–365** 1346 (2007)
82. Carter G, Martynenko Yu, Moscovkin P *Thin Solid Films* **287** 275 (1996)
83. Khimchenko L et al. *Proc. 34th EPS Conf. Plasma Phys., Warsaw, Poland, 2007*, O2-006

Nanostructures in controlled thermonuclear fusion devices

V.I. Krauz, Yu.V. Martynenko, N.Yu. Svechnikov, V.P. Smirnov,
V.G. Stankevich, L.N. Khimchenko

Russian Research Center "Kurchatov Institute",
pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
E-mail: martyn@nfi.kiae.ru, vsmirnov@kiae.ru

It is shown that the presence of nanosized and nanostructured erosion products not only affects the operation of thermonuclear devices but also to a large extent determines the safety and economy of future thermonuclear reactors. The formation mechanisms and the characteristics and properties of deposited films and nanosized dust that form in tokamaks are reviewed.

PACS numbers: 52.27.Lw, 52.55.Fa, **68.37.-d**

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201010c.1055

Bibliography — 83 references

Received 22 March 2010, revised 16 April 2010

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (10) 1055–1080 (2010)

Physics – Uspekhi **53** (10) (2010)