

О ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ ОСАЖДЕННЫХ ПЛЕНОК В ТОКАМАКЕ

В. П. Будаев, Л. Н. Химченко*

*Институт ядерного синтеза, Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 апреля 2006 г.

Поверхность некоторых осажденных аморфных пленок в токамаке Т-10 анализировалась с помощью сканирующего туннельного микроскопа. Рельеф пленок на масштабах от 10 нм до 100 мкм имеет стохастическую топографию и иерархию гранулярности. Использовались методы фрактальной геометрии и статистической физики, для того чтобы исследовать многообразие нерегулярной формы пленок в рамках подхода масштабной инвариантности. Экспериментальные функции распределения для приращений высот поверхности близки к распределению Коши. Стохастическая топография поверхности пленок характеризуется показателем Херста 0.68–0.85, указывая на нетривиальное самоподобие структуры. Фрактальность (пористость) осажденных пленок следует рассматривать как важный вопрос накопления трития в международном термоядерном экспериментальном реакторе ИТЭР. Процесс роста пленок на поверхности, обращенной к плазме, рассматривается в рамках общей проблемы неоднородного роста поверхности. В токамаке сильная турбулентность пристеночной плазмы может возбуждать флуктуации в осаждаемом потоке, что приводит к фрактальному росту пленок с размерами от нано- до микрометров. Модель диффузионно-ограниченной агрегации привлекалась для интерпретации формы поверхности некоторых пленок, осажденных в токамаке. Для численного моделирования роста пленок в дисперсной модели диффузионно-ограниченной агрегации использовалась статистика, наблюдаемая в пристеночной турбулентности токамака. Такая усовершенствованная модель воспроизводит основные свойства поверхности аморфных пленок.

PACS: 52.55.Fa, 52.25.Gj, 61.43.Nv, 52.40.Hf, 52.77.Dq, 61.46.-w, 79.60.Jv, 81.07.-b

1. ВВЕДЕНИЕ

В токамаках интенсивная эрозия материальной поверхности, контактирующей с плазмой, приводит к формированию значительного количества аморфных пленок нерегулярной формы [1–11]. Пленки формируются в процессе модификации поверхности (блистеринг, флэкинг, перестройка поверхности ионной бомбардировкой и т. д.) или путем осаждения на материальные поверхности. Эродированные материалы из одного места камеры токамака переосаждаются в виде ионов примеси вместе с ионами основной плазмы на другое [12]. Классифицируются две основные микроструктуры переосажденных пленок: гранулированные («мягкие») и стратифицированные (гладкие или «твердые») [10, 11]. Пористость переосажденных пленок приводит к накоп-

лению изотопов водорода (рабочего газа токамака) в порах. Переосажденные пленки рассматриваются как основной накопитель трития в проекте международного термоядерного реактора ИТЭР [10]. Повышенное содержание трития в осажденных углеродородных пленках является критическим вопросом радиационной безопасности ИТЭР, связанным с накоплением трития в камере токамака.

В литературе (см. [2, 3, 10]), обсуждается влияние свойств пристеночной плазмы на рост пленок внутри камеры токамака. Плазма в токамаке обладает сложными нелинейными свойствами с самоорганизацией [13]. Сильная турбулентность плазмы приводит к аномальному переносу плазмы поперек магнитного поля и повышенным тепловым нагрузкам на лимитеры и диверторные пластины токамака. Конвективный транспорт и когерентные моды в периферийной плазме вносят существенный вклад

*E-mail: budaev@nfi.kiae.ru

в тепловую нагрузку на материальные поверхности, контактирующие с плазмой. Эти процессы приводят к эрозии материальных поверхностей и переосаждению эродированного материала на элементах вакуумной камеры, диверторных пластинах и лимитерах. В современных токамаках в качестве материала лимитеров и диверторных пластин используется в основном графит, при распылении которого углерод поступает в плазму и переосаждается вместе с изотопами водорода (рабочего газа) в виде углеводородных пленок на материальные поверхности камеры. Атомный процент содержания изотопов водорода в аморфных углеводородных пленках составляет величину от нескольких процентов до более чем 60 % [14]. Количество изотопов водорода в осаждаемой пленке зависит от шероховатости поверхности и ее пористости. Исследование неоднородных пористых пленок, наблюдаемых в экспериментах на современных токамаках, необходимо проводить для предсказания накопления трития в ИТЭР.

Множество образцов пленок, найденных в токамаках, имеют шероховатую поверхность с иерархической структурой. Наблюдаются пленки с нерегулярной формой такой, например, как глобулярная [1], типа «цветная капуста» [1], овоидальная [2], стратифицированная [11], колоннообразная [2]. Измерения в различных токамаках показали, что скорость роста пленок составляет величину в пределах от 1.5 до 12 нм/с [10, 11]. Пористость и шероховатость пленок приводит к эффекту захвата изотопов водорода в порах и на большой площади неоднородной поверхности. Аморфные пленки легко разрушаются, и это приводит к формированию пыли, содержащей рабочий газ. Поступление такой пыли в разряд может серьезно ухудшить свойства плазмы и работу большого токамака. Количество пыли в реакторе должно контролироваться.

В литературе (см. [3, 10] и ссылки в них) проблема пленок в термоядерных установках обычно обсуждается в рамках концепций, развитых для описания воздействия на материалы в устройствах с низкотемпературной плазмой, источниками ионов или других устройствах [15], не относящихся к системам магнитного удержания термоядерной плазмы. Как правило, в таких подходах не рассматриваются эффекты нестабильного роста самоподобной шероховатой поверхности. Из теории конденсированного состояния вещества хорошо известно [16], что существует очень сложная зависимость формы осаждаемой поверхности от условий роста: эволюция морфологии поверхности подвергается влиянию флуктуаций в осаждаемом потоке. Таким образом, проблема

роста пленок в токамаке должна быть исследована в эксперименте с учетом неоднородности и нестационарности потока осаждаемых ионов, молекул и атомов.

В науке о материалах множество статей посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию проблемы самоподобного роста и динамики поверхности твердого тела в процессе осаждения (см. [16]). Даже относительно малые флуктуации в осаждаемом потоке способны привести к нестабильности роста поверхности. Это формирует неоднородную поверхность. С другой стороны, существует, конечно, несколько механизмов, которые позволяют частицам двигаться по поверхности в процессе формирования пленок. Такая диффузия по поверхности стремится сгладить поверхность. Эти соревнующиеся эффекты формируют реальную поверхность, которая при определенных условиях может быть существенно неоднородной с наличием трехмерных нерегулярных структур. Были выполнены многочисленные компьютерные расчеты роста тонких пленок (см., [16, 17] и ссылки в них), которые воспроизводят наблюдаемые в экспериментах профили поверхности. Использовались модели разной степени сложности. Теоретическое рассмотрение нестабильности роста поверхности в процессе осаждения указывает на то, что скейлинги шероховатости и масштабной инвариантности поверхности должны быть универсальными.

Экспериментальное изучение роста пленок в различных процессах молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и химического переосаждения в растворе [16–19]) показали, что появляются неоднородные трехмерные структуры. Рост структур описывается законом $L \propto t^m$, где L — масштаб неоднородности. Из экспериментов был найден показатель $m \approx 0.16–0.33$ [19]. В МЛЭ осаждаемый поток обычно возмущен «белым» шумом (тепловыми флуктуациями), что и вызывает нестабильность роста пленок.

В токамаках наблюдается сильная турбулентность пристеночной плазмы, что приводит к нестабильности потоков на материальные поверхности. В стационарной стадии разряда токамака типичные значения потока частиц на элементы камеры и на лимитеры достигают величин $10^{15}–10^{16}$ частиц/см²·с, температура поверхности, на которую осаждаются пленки, составляет 300–1000 °С [10]. Эти условия близки к параметрам, которые используются в установках молекулярно-лучевой эпитаксии [18]. Поэтому следует исследовать проблему роста аморфных пленок в токамаке, принимая во внимание результа-

ты исследований самоподобного роста и динамики поверхности твердого тела в процессе осаждения.

Целью настоящей работы было исследование рельефа поверхности аморфных пленок из токамака Т-10 [1, 20, 21]. Образцы пленок из токамака Т-10 исследовались методами сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), атомного силового микроскопа [20, 21]. Это позволило выявить самоподобие рельефа поверхности пленок на масштабах высот примерно от 10 нм до 100 мкм. Мы использовали методы фрактальной геометрии и статистической физики (см. [22]), чтобы исследовать разнообразие форм пленок с точки зрения масштабной инвариантности поверхности. Полученные индексы (показатели) скейлингов самоподобия могут использоваться для создания модели фрактального роста поверхности при осаждении турбулентного потока на материальные поверхности в токамаке. Многочисленные экспериментальные измерения показали, что флуктуации плотности и электрического поля в пристеночной плазме токамака обладают негауссовой статистикой. Траектории осаждаемых частиц в турбулентных электрических полях являются не броуновским движением (классической диффузией), а стохастическим движением типа Леви с преимущественным вкладом пролетных траекторий [23]. Мы отмечаем важность такой аномальной диффузии в процессе фрактального роста пленок. Шероховатость пленки, по-видимому, связана со статистикой диффузии осаждаемых частиц. Мы не ставим цель предложить «универсальную» интерпретацию всех эффектов осаждения пленок в токамаке. Структуру некоторых пленок, наблюдаемых в токамаке, можно интерпретировать в рамках концепций, рассматривающих эрозию, бомбардировку ионами, распыление и деструкцию материалов, обращенных к плазме. В противоположность этому, свойства фрактальных поверхностей пленок, наблюдаемых в эксперименте [20, 21], по-видимому, объясняются механизмом фрактального роста. Для интерпретации отдельных особенностей рельефа и пористости некоторых осажденных пленок в токамаке Т-10 мы использовали дискретную модель диффузионно-ограниченной агрегации (ДОА, Diffusion Limited Aggregation) [24, 25] роста поверхности.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 рассматривается микроструктура пленок, осажденных в токамаке Т-10. Статистика осаждаемых из плазмы частиц анализируется в разд. 3. В разд. 4 приводится описание дискретной модели роста поверхности, описывается применение диффу-

зионно-ограниченной агрегации с негауссовой статистикой для моделирования роста пленок. В разд. 5 обсуждаются полученные результаты. В разд. 6 приведены выводы.

2. МИКРОСТРУКТУРА ПЛЕНОК И ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ ТОПОГРАФИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Мы исследовали рельеф поверхности некоторых нерегулярных пленок [21], найденных в токамаке Т-10. Токамак Т-10 [26] 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. Чтобы ограничить контакт горячей плазмы с камерой токамака, используется графитовый лимитер, устанавливаемый на малом радиусе 0.3 м. Инспекция графитового лимитера после примерно 1 года работы (общее время контакта с горячей плазмой было более 1000 с) показывала, что поверхность графитового лимитера подвержена эрозии. Продукты эрозии осаждаются в виде тонких углеводородных пленок на поверхностях камеры и лимитера, обращенных к плазме. Характерная толщина пленок составляет величину около 10–100 мкм. Много образцов пленок имеют нерегулярную форму с изрезанной топографией и разными масштабами гранулярности. Спектроскопические исследования подобных пленок [27] показали, что их структура очень сложная, содержит ароматические кольца в качестве структурных элементов, т. е. значительно отличается от структуры графита.

Анализировались образцы пленок, осажденных на графитовом лимитере, тест-лимитере вблизи стенки камеры (СОЛе) и на нержавеющей камере в далеком СОЛе. Использовался сканирующий туннельный микроскоп с разрешением около 10 нм для анализа поверхности пленок на масштабах примерно от 10 нм до 7 мкм [21]. Исследовалось большое количество образцов пленок. Типичные рельефы аморфных пленок из камеры токамака Т-10 показаны на рис. 1–3. Это так называемые «мягкие» пленки. Самоподобие (а не тривиальный беспорядок) иерархии наблюдается на четырех порядках масштабов примерно 0.01–100 мкм. Наблюдались различные типы самоподобных топографических поверхностей [12]. На рис. 1 показан рельеф пленки с поверхностью типа «цветная капуста». Подобные формы нерегулярной поверхности наблюда-

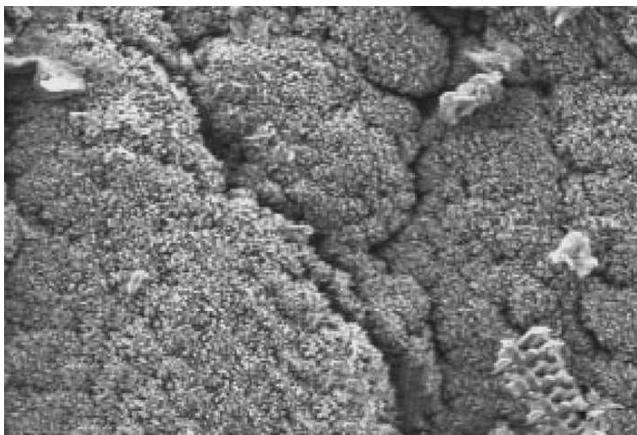


Рис. 1. Фотография СЭМ углеводородной пленки с формой типа «цветной капусты», обнаруженной в токамаке T-10 [21].

лись и на других токамаках [2–9, 11]. На рис. 2, 3 представлены СТМ-изображения рельефа, которые демонстрирует иерархию гранул и нетривиальное самоподобие.

На рис. 2 показано полученное СТМ-изображение пленки, сформированной на поверхности камеры в сечении «Б» токамака T-10. Пленка имеет шероховатую поверхность, коэффициент шероховатости $\sigma = 0.034$ мкм (σ определяется как среднеквадратичное отклонение от средней величины, $\sigma = \langle (h(x) - \langle h \rangle)^2 \rangle^{1/2}$, $h(x)$ — высота в x). Типичный профиль высот поверхности на рис. 4, 5 имеет нетривиальную нерегулярность в диапазоне высот примерно 50–1000 нм. Наблюдается иерархичность масштабов. Необходимо особо отметить, что это не структура кристалла. В то же время она не является тривиальной беспорядочной структурой. Другой тип пленки с тест-лимитера, установленного в плазме вблизи камеры токамака, показан на рис. 3. Его рельеф также имеет гранулярную иерархическую структуру.

Неоднородность поверхности пленок может быть исследована методами статистической физики. Один из таких методов заключается в исследовании функции распределения приращений высот в соседних точках поверхности $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$, где h_i — высоты. Функция распределения строится как гистограмма для Δh_i . Чтобы исследовать стохастический объект (процесс), экспериментальная функция распределения сравнивается с гауссовым распределением (т.е. нормальным распределением тривиального «белого» шума) или с другой функцией распределения, известной из теории

вероятности. Функции распределения для приращений высот пленок токамака показаны на рис. 6, 7. Гауссова функция $G(\Delta h, \sigma) \sim \exp(-(\Delta h)^2/\sigma^2)$, где σ — стандартное отклонение экспериментальных данных, не описывает форму экспериментальной функции распределения. Это означает, что мы наблюдаем нетривиальный стохастический объект. Экспериментальная функция распределения близка (см. рис. 6, 7) к функции распределения Коши [28]

$$P(x, m, b) = \frac{1}{\pi} \frac{b}{(x - m)^2 + b^2},$$

где m — среднее значение, b — масштабный параметр полуширины на полувысоте. Распределение Коши известно в физике как распределение Лоренца. В физике эта функция рассматривается как решение дифференциального уравнения, описывающего нелинейный осциллятор. Распределение Коши является степенным законом, оно рассматривается в моделях самоорганизации, таких как самоорганизованная критичность [29].

Пленки, наблюдаемые в токамаке, можно сравнивать с пленками, которые не имеют никакой организации. Для сравнения мы исследовали поверхность пленки хрома, осажденного на поликоре в процессе термического переосаждения в промышленной установке магнетронного напыления. Рельеф этой пленки показан на рис. 8. Он демонстрирует беспорядок и отсутствие иерархии или гранулярности в структуре поверхности. Функция распределения высот этой поверхности близка к гауссовой функции (рис. 9), иллюстрируя тривиальную стохастическую топографию поверхности. Это распределение отличается от функций распределения на рис. 6, 7.

Чтобы количественно описать шероховатость и нерегулярность аморфных пленок, мы будем использовать концепцию самоподобия и фракталов [31, 32]. Это позволяет сфокусировать внимание на (возможно, универсальных) макроскопических аспектах шероховатости и пористости. Самоподобие может быть регулярным (точным) и статистическим. Точное самоподобие наблюдается, когда форма повторяет себя при различном увеличении. Статистическое самоподобие наблюдается, когда только статистические свойства формы (например, функция распределения высоты поверхности) инвариантны относительно изменения масштабов.

Для описания иерархической структуры пленки использовалась фрактальная размерность как мера самоподобия и инвариантности объекта относительно масштабного преобразования. Рассматривается покрытие (так называемый box-counting method,

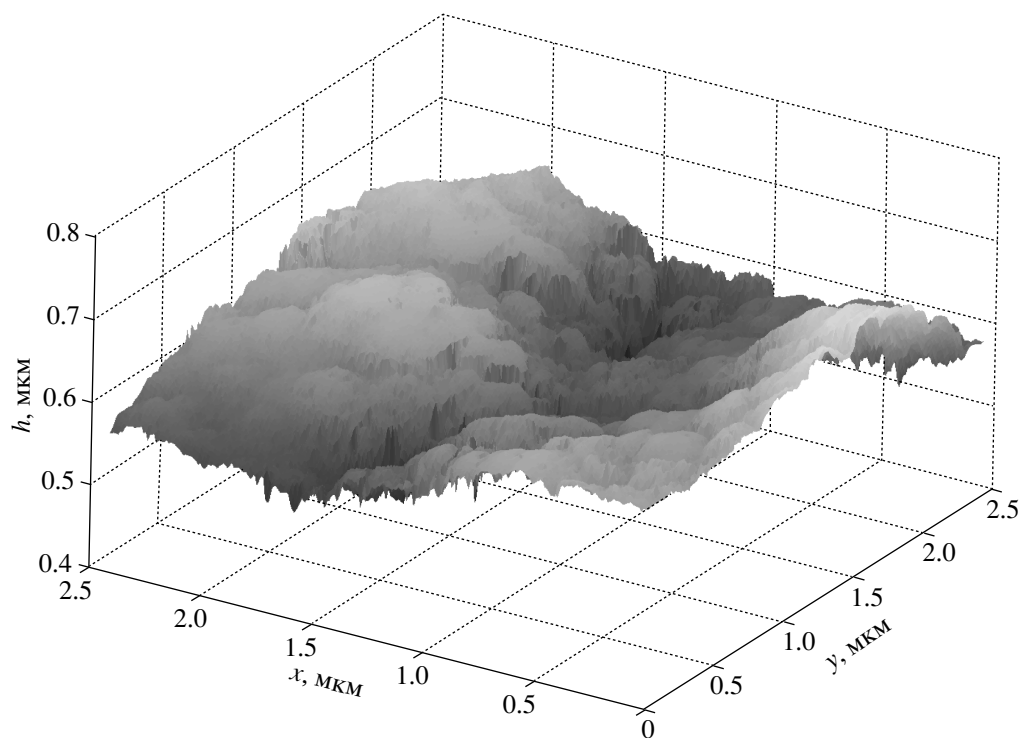


Рис. 2. Поверхность углеводородной пленки, осажденной на элементах вакуумной камеры токамака Т-10. Изображение получено с помощью сканирующего туннельного микроскопа

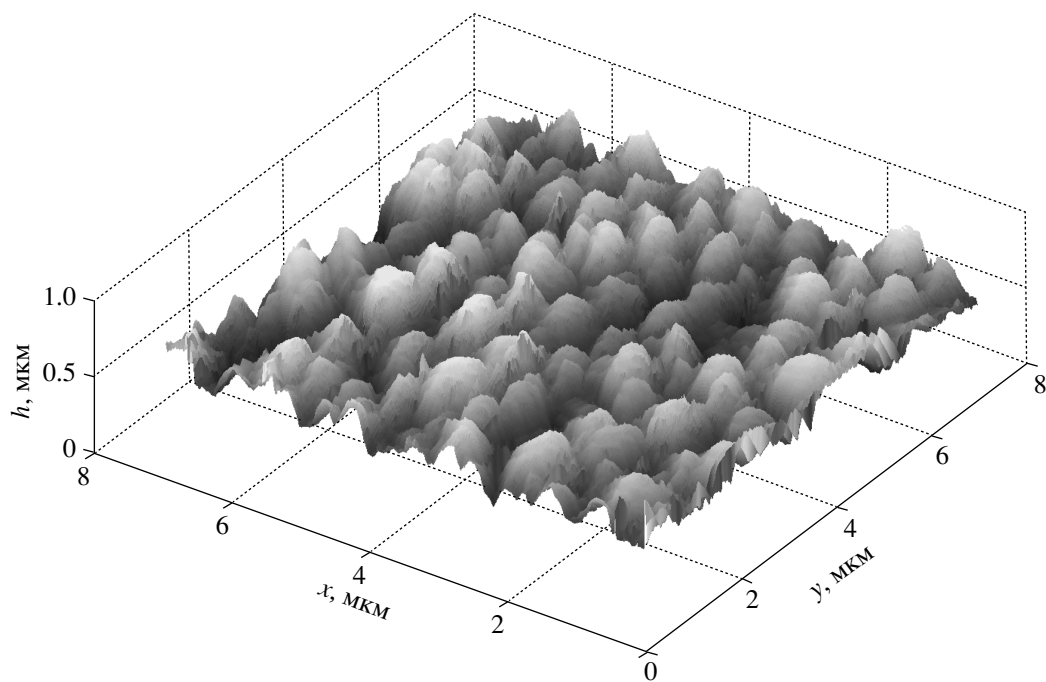


Рис. 3. Поверхность углеводородной пленки, осажденной на тест-лимитере в далеком СОЛ в токамаке Т-10. Изображение получено с помощью сканирующего туннельного микроскопа

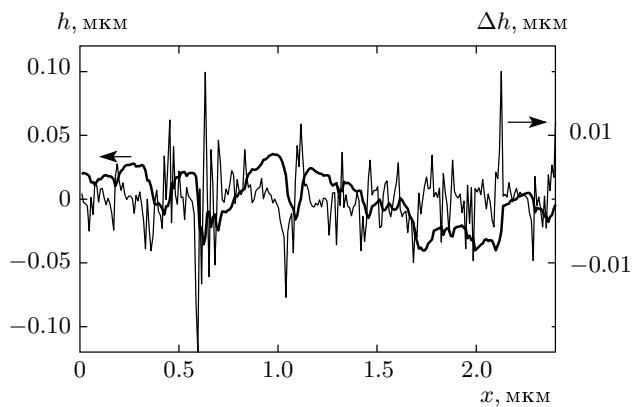


Рис. 4. Профиль высот h (жирная линия) и приращения высот $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$ (тонкая линия) пленки, показанной на рис. 2. Самоподобие рельефа характеризуется показателем Херста $H = 0.73$

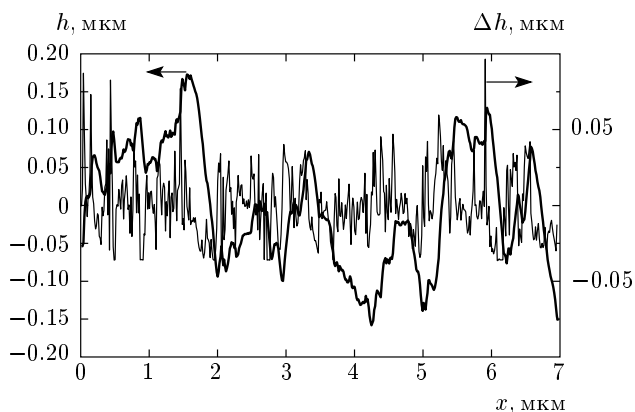


Рис. 5. Профиль h (жирная линия) и приращения высот $\Delta h_i = h_{i+1} - h_i$ (тонкая линия) пленки, показанной на рис. 3. Самоподобие рельефа характеризуется показателем Херста $H = 0.82$

см. [33]) исследуемого объекта элементами объема l^E , где E — эвклидова размерность пространства, в котором расположен объект. Пусть $N(l)$ — число элементов, необходимых для покрытия всего объекта. Фрактальная размерность d_f объекта определяется как показатель зависимости $N(l) = 1/l^{d_f}$ в пределе $l \rightarrow 0$. Фрактальная размерность d_f вычисляется из наклона графика $\lg(N(l))$ в зависимости от $\lg(1/l)$. Для фрактального объекта фрактальная размерность d_f будет нецелым числом.

На рис. 1 наблюдается несколько иерархических уровней гранул (с размерами 0.1–5 мкм). Для этой структуры мы нашли число гранул $N(l)$ в зависимости от их радиуса l . В двойном логарифмическом

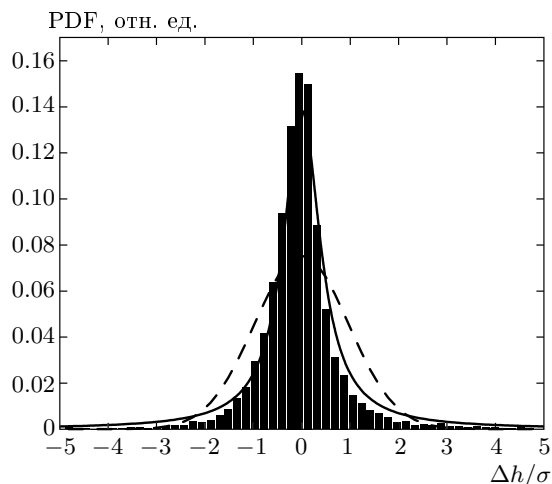


Рис. 6. Функция распределения плотности вероятности для приращений высот (нормированных на величину стандартного отклонения), показанных на рис. 4. Аппроксимация распределениями Коши–Лоренца (линия) и Гаусса (штрихи)

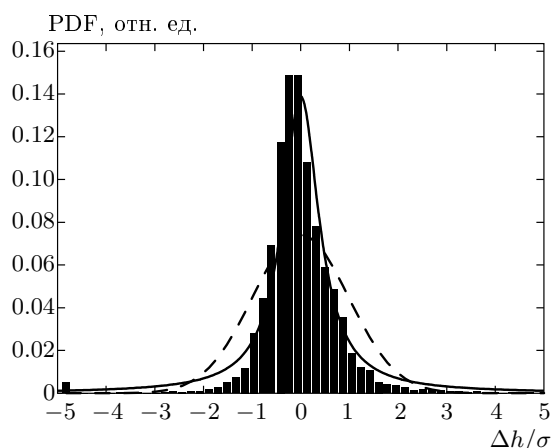


Рис. 7. Функция распределения плотности вероятности для приращений высот (нормированных на величину стандартного отклонения), показанных на рис. 5. Аппроксимация распределениями Коши–Лоренца (линия) и Гаусса (штрихи)

масштабе график такой зависимости аппроксимируется линейной функцией (рис. 10) с $d_f = 2.32 \pm 0.11$, ошибка определена в процедуре подгонки экспериментальных данных линейной функцией. Для нескольких других образцов пленок оценка d_f составила величину в пределах от 2.15 до 2.32.

Фрактальная поверхность может быть исследована с использованием формализма фрактальной броуновской функции (ФБФ) (см. [32, 34]) с показате-

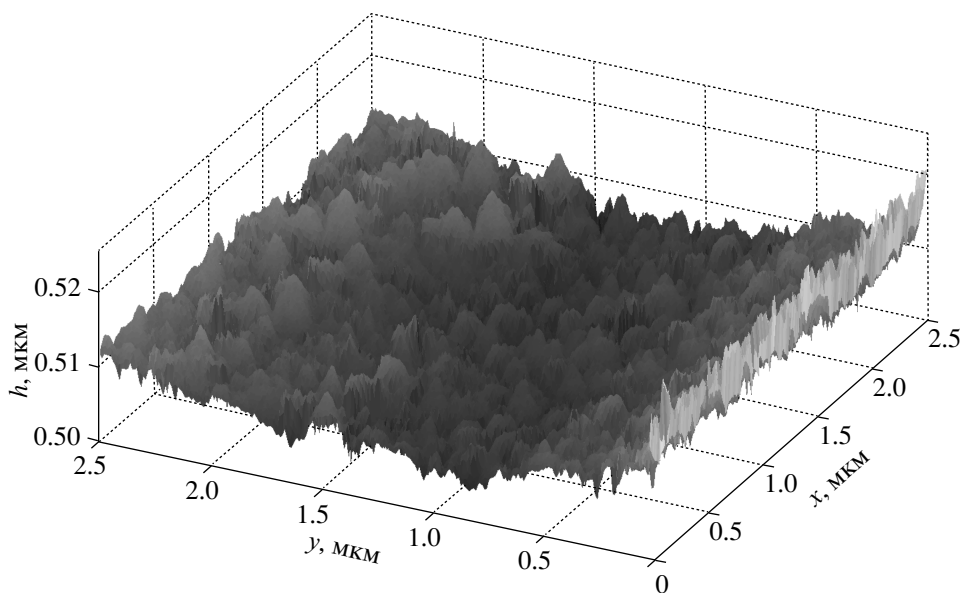


Рис. 8. Поверхность пленки хрома на поликре, полученной методом термического переосаждения в неплазменной установке. Изображение получено с помощью сканирующего туннельного микроскопа

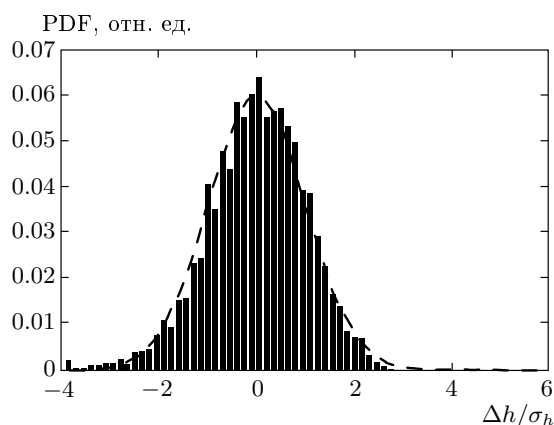


Рис. 9. Функция распределения плотности вероятности для высот пленки хрома, показанной на рис. 8. Линия — аппроксимация распределением Гаусса

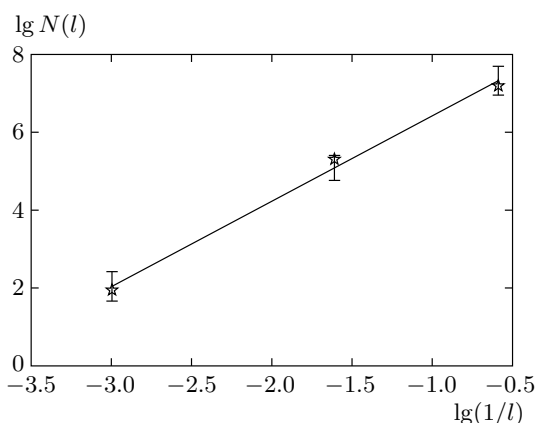


Рис. 10. Оценка фрактальной размерности пленки, показанной на рис. 1. График $N(l)$ (плотность гранул радиуса l) от $1/l$ в двойном логарифмическом масштабе

лем (индексом) Херста H . По определению, показатель Херста $0 < H < 1$ является универсальной мерой самоподобия. Процесс $X(t)$ называется самоподобным с показателем H , если для любого $\lambda > 0$, процесс, полученный путем масштабного преобразования $\lambda^{-H} X(\lambda t)$, имеет такую же функцию распределения, что и $X(t)$. Тривиальный случайный процесс (например, классическая диффузия) характеризуется индексом $H = 1/2$. Примеры одномерных

стохастических процессов с различными показателями Херста показаны на рис. 11. Если показатель Херста находится в пределах $1/2 < H < 1$, диффузия является процессом с памятью и длинномасштабными корреляциями. Показатель Херста H связан с фрактальной размерностью d_f объекта: $H = E + 1 - d_f$, где E — эвклидова размерность ($E = 0$ — для точки, $E = 1$ — для линии, $E = 2$ — для поверхности) [31–33]. Двумерная броуновская поверхность

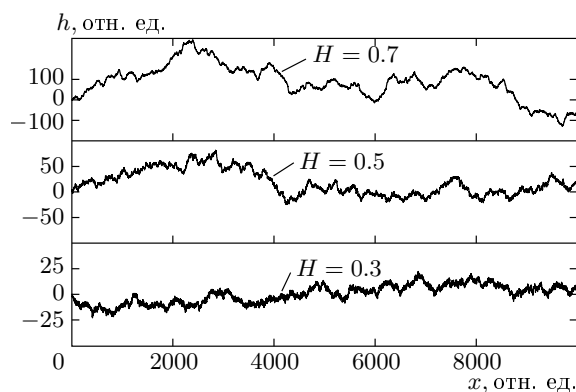


Рис. 11. Численное моделирование броуновской функции $h(x)$ с различными показателями Херста $H = 0.3, 0.5, 0.7$

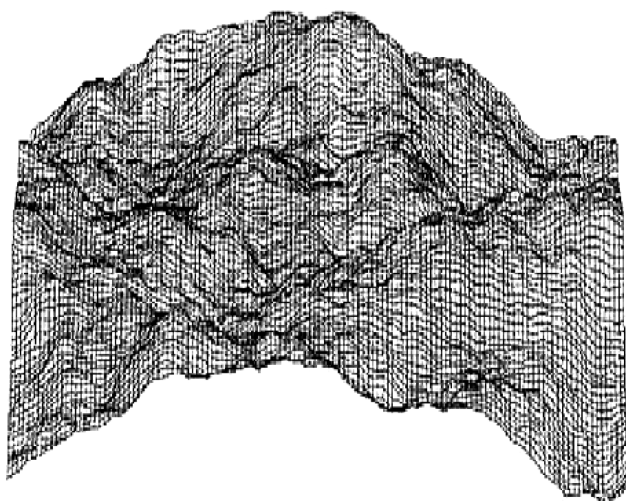


Рис. 12. Численное моделирование двумерной стохастической броуновской поверхности с показателем Херста $H = 0.9$

может быть построена для разных показателей Херста. На рис. 12 показан рельеф такой поверхности с $H = 0.9$, построенной методом Восса [35]. Рельеф на рис. 12 качественно похож на поверхность, изображенную на рис. 2.

Используя полученные выше характеристики фрактальной поверхности пленок, мы можем оценить показатель Херста как $H = E + 1 - d_f$ где $E = 2$ — эвклидова размерность поверхности. В результате мы находим $H = 0.68-0.85$ для пленок из токамака Т-10. Независимо мы оценили показатель Херста также из анализа профилей высот (рис. 4, 5), используя процедуру, описанную в [36]. Для

профилей на рис. 4 и 5 величина показателя Херста составила соответственно $H = 0.73$ и $H = 0.82$. Результат можно интерпретировать следующим образом. Показатель Херста необходимо сравнить с величиной $H = 1/2$, которой обладает стохастическая поверхность, характеризуемая гауссовой статистикой распределения приращений высот. Экспериментальное наблюдение показателя Херста $H > 1/2$ означает, что вариации высот поверхности имеют, вероятно, тот же знак, что и предыдущие. Именно это свойство соответствует глобулярной форме и форме типа «цветная капуста» пленок, наблюдаемых в токамаке. Поверхность пленок может быть описана двумерной фрактальной броуновской функцией с показателем Херста $H > 1/2$. Полученная оценка показателя Херста может использоваться как критерий при выборе адекватной модели роста поверхности.

3. СТАТИСТИКА ПРИСТЕНОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Влияние параметров пристеночной плазмы (таких как плотность примесей и молекулярных радикалов, электронной температуры, рециклинга и т. д.) на скорость роста и баллистического осаждения ионов углерода исследовалось в работах [2, 3, 37] и других. В этом разделе мы обсуждаем свойства пристеночной турбулентности плазмы. Мы отмечаем возможность влияния статистики турбулентности плазмы на формирование рельефа пленок, осажденных из плазмы.

В токамаке пристеночная плазма находится в сильно турбулентном состоянии [13, 23]. Заряженные частицы (ионы водорода/дейтерия, ионы примесей и электроны) движутся в турбулентных электрических полях, генерируемых электростатической турбулентностью. В пристеночной плазме токамака неустойчивости приводят к сильным флуктуациям плотности плазмы и электрических полей. Типичные амплитуды электрических полей примерно 1–50 В/см, частотный диапазон флуктуаций приблизительно 1–1000 кГц, длины волн примерно 1–50 мм [38]. Поперек магнитного поля заряженные частицы движутся в турбулентных ячейках со скоростью в диапазоне приблизительно 0.1–1 км/с. Пристеночная турбулентность плазмы в токамаке характеризуется такими свойствами как перемежаемость, негауссова статистика, перенос типа супердиффузии с наличием всплесков амплитуды [36, 39–42]. Плазма у стенки в токамаке

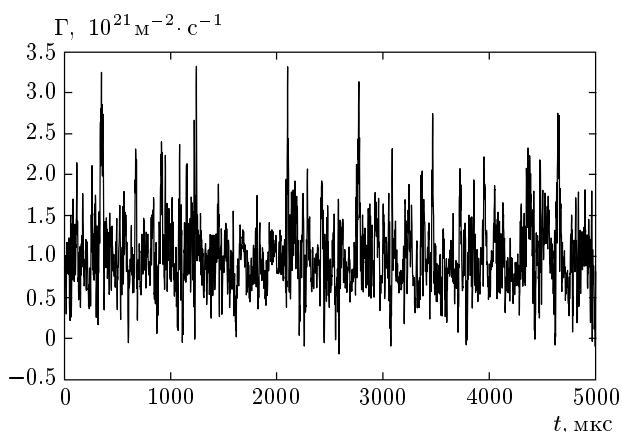


Рис. 13. Сигнал флуктуирующего потока частиц на стенку, пристеночная плазма токамака Т-10, разряд #29451, омический нагрев, $r = 34$ см

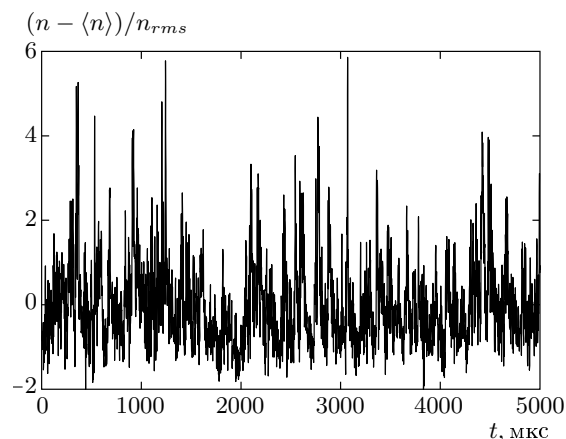


Рис. 14. Нормированный сигнал ионного тока насыщения (соответствующий плотности плазмы) в тени лимитера токамака Т-10, разряд #29451, омический нагрев, $r = 34$ см

является стохастической системой с динамикой типа Леви с пролетными траекториями [23]. Это означает, что движение ионов в пристеночной плазме не является классическим броуновским движением (классической диффузией). Свойства пристеночной турбулентности в токамаке Т-10 подробно изучались ранее в работах [23, 38]. Для иллюстрации мы приводим ниже спектральные и фрактальные характеристики пристеночной турбулентности плазмы в тени лимитера токамака Т-10. Исследовались временные сигналы ионного тока насыщения на ленгмюровский зонд, I_{sat} , и потока Γ частиц поперек магнитного поля (оцененного из сигналов плотности n и радиальной скорости дрейфа плазмы $v_{E \times B} = (E_p \times B)/B^2$, вызванного полоидальным электрическим полем E_p , $\Gamma(t) = n(t)v_{E \times B}(t) \sim n(t)E_p(t)$). Типичные сигналы ионного тока насыщения I_{sat} на зонд и поток частиц Γ показаны на рис. 13, 14. Они показывают, что поток ионов на материальную поверхность имеет свойство перемежаемости с наличием частых всплесков большой амплитуды. Эта перемежаемость вызвана статистикой флуктуаций электрических полей в пристеночной плазме. Несмотря на то что преимущественный вклад в суммарный ток насыщения дает поток ионов водорода, следует предположить, что подобную перемежаемость имеет также поток ионов углерода и молекулярных радикалов.

Для того чтобы исследовать перемежаемость пристеночной турбулентности, мы используем методы статистической физики [36]. Сигналы $I_{sat}(t)$ и потока частиц $\Gamma(t)$ на стенку исследовались путем

сравнения функции распределения амплитуд флуктуаций с гауссовой функцией, чтобы определить, насколько сигнал отклоняется от тривиального случайного процесса («белого» шума). Функция распределения экспериментальных сигналов отклоняется от гауссовой функции (рис. 15–17), свидетельствуя, что положительные флуктуации случаются чаще, чем ожидается для «белого» шума. Функция распределения для приращений потока частиц (рис. 17) близка к функции распределения Коши, что может указывать на самоорганизацию в процессе.

Свойства турбулентности исследуются методом фурье-анализа. Форма фурье-спектра, $S(f) = |\Gamma(f)|^2$, позволяет сделать вывод о том, является ли спектр степенной функцией типа $S(f) \sim f^{-\gamma}$ с показателем γ . В теории турбулентности, развитой Колмогоровым (К41) [43], предсказывается существование инерционного диапазона с показателем $\gamma = 1$. В экспериментах на Т-10 спектры имели сложную зависимость с несколькими диапазонами степенной зависимости, отличными от закона $1/f$ (рис. 18). Подобный вид фурье-спектров является типичным для пристеночной турбулентности плазмы в токамаке [41, 42]. Поведение спектров иллюстрирует нетривиальное самоподобие процесса, его необходимо исследовать методом фрактального анализа.

Мы применяли методы фрактального анализа с использованием вэйвет [38], для того чтобы оценить показатель Херста как меру самоподобия сигнала. Показатель Херста H интерпретируется как индекс закона диффузии частицы в турбулентной

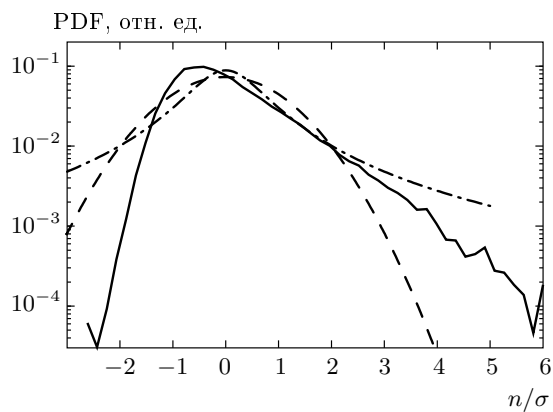


Рис. 15. Функция распределения плотности вероятности (линия) сигнала плотности плазмы (нормированной на величину стандартного отклонения). Аппроксимация распределением Гаусса (штрихи) и распределением Коши (штрихпунктир). Наблюдается значительное отклонение от гауссовского распределения, что отражает сильную перемежаемость турбулентности. Т-10, разряд #29451, омический нагрев, $r = 34$ см

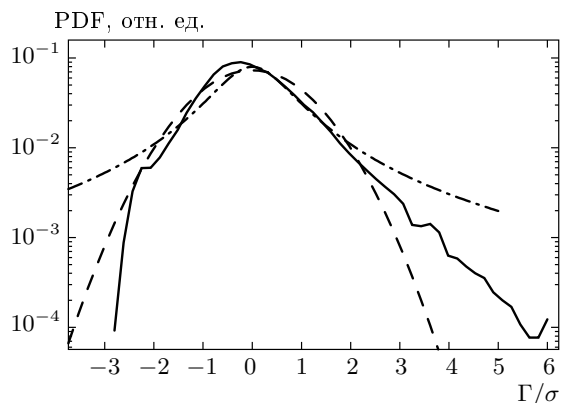


Рис. 16. Функция распределения плотности вероятности (линия) потока частиц, нормированного на величину стандартного отклонения. Аппроксимация распределением Гаусса (штрихи) и распределением Коши (штрихпунктир). Наблюдается значительное отклонение от гауссовского распределения, что отражает сильную перемежаемость турбулентности. Т-10, разряд #29451, омический нагрев, $r = 34$ см

среде: среднеквадратичное смещение зависит от времени как $\langle x^2 \rangle^{1/2} \propto t^H$. Для броуновского движения (классической диффузии) $H = 1/2$. Результат анализа экспериментальных сигналов с токамака Т-10 приведен на рис. 19. Показатель Хер-

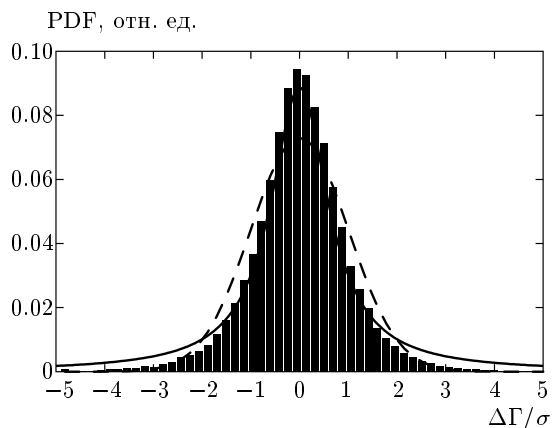


Рис. 17. Функция распределения плотности вероятности (темная гистограмма) приращений потока частиц, нормированного на величину стандартного отклонения. Аппроксимация распределением Гаусса (штрихи) и распределением Коши (линия). Т-10, разряд #29451, омический нагрев, $r = 34$ см

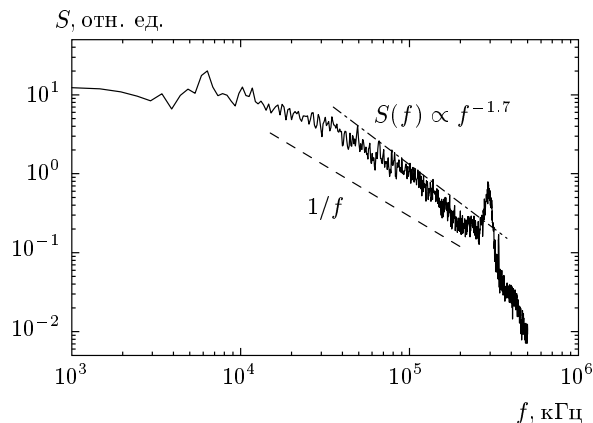


Рис. 18. Фурье-спектр $S(f) = |\Gamma(f)|^2$ потока частиц, $r = 34$ см. Для сравнения показан степенной закон $1/f$ (штрихи) и аппроксимация степенным законом в области высоких частот (штрихпунктир). Т-10, разряд #29451, омический нагрев, $r = 34$ см

ста для турбулентности пристеночной плазмы имеет значение 0.6–0.8, наблюдается тенденция его увеличения по направлению к стенке, т.е. величина $H > 1/2$ наблюдается для области малого радиуса ($30 \text{ см} < r < 35 \text{ см}$). Величина $H > 1/2$ является типичной для пристеночной плазмы термоядерных установок [36, 42]. Это соответствует характеру супердиффузии с преимущественным вкладом крупномасштабных пролетных траекторий.

На рис. 19 радиальный профиль показателя

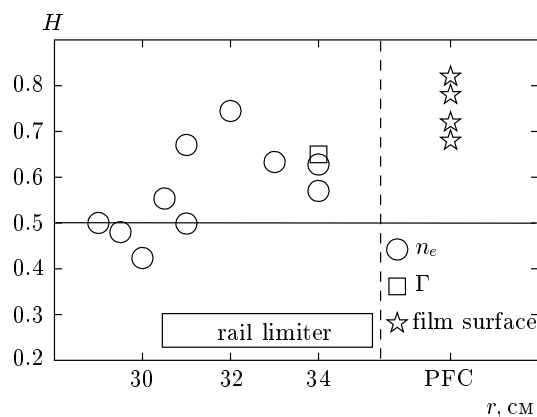


Рис. 19. Показатель Херста H для плазмы и осажденных пленок. Радиальный профиль H в плазме (для плотности n_e и потока поперек магнитного поля Γ , разряды ##29451, 29009–29011, омический нагрев) и H для осажденных пленок на материалах, обращенных к плазме в токамаке Т-10. Для сравнения показана линия $H = 0.5$, что соответствует броуновскому движению (классическая диффузия)

Херста для пристеночной турбулентности токамака Т-10 приведен наряду с данными, полученными в предыдущем разделе для фрактальных пленок, осажденных на материалах. Мы отмечаем, что все данные имеют показатель $H > 1/2$; т. е., турбулентность плазмы и рельеф пленок могут быть описаны стохастической функцией (например, фрактальной броуновской функцией) с показателем Херста $H > 1/2$. В следующем разделе приведен обзор теоретических моделей роста поверхности при осаждении, которые рассматривают влияние флуктуаций в потоке на рост неоднородной поверхности. Приведенный на рис. 19 результат может быть использован для выбора адекватной модели и интерпретации наблюдаемой фрактальной структуры пленок в токамаках.

4. ДИФFUЗИОННО-ОГРАНИЧЕННАЯ АГРЕГАЦИЯ С НЕГАУССОВОЙ СТАТИСТИКОЙ

Было развито много моделей роста неоднородной поверхности различной степени общности [16]. Теоретический подход заключается в исследовании эволюции функции высот $h(x, t)$ (для пространственной координаты x и времени t). В непрерывных моделях вблизи равновесия уравнение эволюции получается из вариации функционала энергии:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \eta(\mathbf{x}, t) + \Psi(h, \nabla h, \nabla^2 h, \dots). \quad (4.1)$$

Осаждение частиц описывается первым членом, $\eta(x, t)$ — случайная функция, средняя величина которой дает средний поток в x , а ее флуктуации представляют шум в осаждении. Релаксационный процесс на поверхности описывается функционалом Ψ , он зависит от вариаций высоты ∇h или кривизны $\nabla^2 h$. В непрерывных моделях предполагается, что релаксация локальна, т. е. процесс можно адекватно описать несколькими первыми членами разложения Ψ по переменной h и ее градиентам, что приводит к нелинейному уравнению Кардара–Паризи–Жанга [44].

4.1. Дискретная модель диффузионно-ограниченной агрегации

В общем случае сложно развить непрерывную модель роста поверхности и затем решить полученное дифференциальное уравнение. Поэтому дискретные модели играют важную роль для предсказания роста поверхности и воспроизведения рельефа, наблюдаемого в эксперименте. Модель диффузионно-ограниченной агрегации [24, 25] — это очень простая дискретная модель, которая широко применяется для описания многих явлений в природе, таких как электроосаждение металлов, иней на стекле, диэлектрический пробой, распределение материалов в геологических минералах, форма колоний бактерий и других. В модели ДОО процесс стартует с зародыша. Затем внедряется следующая частица на большом расстоянии от зародыша, она случайно блуждает до тех пор, пока не прилипнет к зародышу или удалится в бесконечность. Затем третья частица вводится в систему, она случайно блуждает, пока не прилипнет к кластеру из двух частиц либо удалится в бесконечность. Этот процесс агрегации повторяется много раз, генерируя кластер с фрактальной структурой. Модель ДОО предполагает, что в процессе каждый раз участвует одна частица и что в процессе транспорта диффузия доминирует над конвекцией. Этот случай противоположен классическому примеру турбулентной конвекции Рэля–Бенара, которая генерирует регулярные ячейки.

Прямое численное моделирование ДОО-кластеров предоставляет инструмент для моделирования множества реальных объектов, которые случайны и самоподобны. В современных работах число частиц, формирующих ДОО-кластер, достигает порядка 10^6 . Недавние исследования методов кон-

формных итераций [45] дают возможность аналитического рассмотрения проблемы морфологии ДОА-кластеров. Для описания ДОА-кластера используется среднеполевое приближение [46].

Несмотря на простоту алгоритма, фундаментальное понимание большинства свойств ДОА-кластера все еще отсутствует. Теоретическое рассмотрение ДОА основано на уравнении диффузии. Предположим, мы имеем плотность частиц $\rho(r, t)$, которые диффундируют до тех пор, пока не достигнут растущего кластера и не осядут на него. Тогда имеем:

$$\partial\rho/\partial t = D\nabla^2\rho, \quad (4.2)$$

$$\partial\rho/\partial n \propto v_n, \quad (4.3)$$

т. е. ρ удовлетворяет уравнению диффузии; D — коэффициент диффузии. Скорость нормального роста поверхности v_n пропорциональна потоку на поверхность, $\partial\rho/\partial n$. Оценка величины члена $\partial\rho/\partial t$ для типичной скорости роста v : $\partial\rho/\partial t \propto v\delta\rho/\delta x$. Теперь $|\nabla^2\rho| \approx (v/D)|\partial\rho/\partial n|$. В ДОА мы запускаем всякий раз одну частицу для осаждения, т. е. скорость стремится к нулю. Следовательно, уравнение сводится к уравнению Лапласа,

$$\nabla^2\rho = 0. \quad (4.4)$$

Фактически, мы должны решить электростатическую задачу, если рассматривать аналогию между поверхностью и электрическим полем в каждой точке. Это называется квазистатическим, или лапласовским, режимом роста. В лапласовском режиме константа диффузии выпадает из задачи. Рост кластера достаточно медленный, и уравнение Лапласа (а не уравнение диффузии) используется для моделирования процесса роста, в котором диффузия управляет процессом. В дополнение к этим условиям необходимы граничные условия для ρ . Для ДОА это чистое поглощение поверхностью, $\rho_s = 0$. Граничные условия для ρ вдали от кластера, $\rho \rightarrow \rho_\infty$.

Уравнения (4.2)–(4.4) описывают более сложный процесс, чем просто рост со временем гладкой поверхности. Если мы стартуем с гладкой поверхности, она становится шероховатой из-за нестабильности роста, присущей диффузионно-ограниченному росту. Эта нестабильность была открыта в металлургии Маллинзом и Секеркой [47]. Если рост стартует с плоской поверхности, она растет со временем (как $v \propto t^{1/2}$), но это решение нестабильно. Рассмотрим маленький бугорок на плоской поверхности. Этот бугорок может сформироваться осаждаемыми частицами. Мы можем привлечь электростатическую интерпретацию этой задачи, как упоминалось выше. Нам нужно найти потенциал ρ вблизи

заземленного проводника с бугорком. Как известно из элементарной электростатики, поверхностное электрическое поле (которое есть $\partial\rho/\partial n$ на поверхности) максимально вблизи бугорка, т. е. рост поверхности со скоростью $\partial\rho/\partial n$ максимален у бугорка, что приводит к нестабильности роста. Эффекты ветвления приводят к росту фрактала. В процессе ДОА нет характерного пространственного масштаба. ДОА формирует самоподобие и фрактальную структуру, в которой флуктуации важны до произвольно малых масштабов. Результатом ДОА является фрактальная геометрия кластера, чья фрактальная размерность связана с динамикой частиц, которые диффундируют на поверхность.

4.2. Рост пленок на материальной поверхности, обращенной к плазме в токамаке: диффузионно-ограниченная агрегация с негауссовой статистикой

Модель ДОА хорошо подходит для интерпретации рельефа некоторых наблюдаемых пленок в токамаке. Поверхность пленок (рис. 1–3) имеет некоторые характерные черты, которые могут воспроизводиться моделью ДОА. Много результатов моделирования ДОА, описанных в литературе [48], получены с использованием случайного броуновского движения (классическая диффузия с гауссовой статистикой), которое совершает частица до момента осаждения на поверхность или кластер. Чтобы моделировать рост пленок на материалах, обращенных к плазме в токамаке, мы модифицировали модель ДОА, приняв реальную статистику диффузии осаждаемых частиц. Как описано в разд. 3, вблизи поверхности движение ионов вызвано дрейфом в турбулентных электрических полях. Движение ионов не является тривиальным случайным блужданием: это процесс с негауссовой статистикой. Ионы пристеночной плазмы включены в процесс супердиффузии с пролетами. Такие пролеты вносят специфический вклад в процесс роста пленок. В качестве модели аномальной диффузии мы можем принять фрактальное броуновское движение с показателем Херста $H > 1/2$. Использование фрактального броуновского движения в ДОА-модели роста пленок дает в результате богатую морфологию, в том числе форму подобную форме «цветной капусты».

На рис. 20 две траектории (классическая диффузия и фрактальное броуновское движение) осаждаемых частиц показаны схематически, чтобы иллюстрировать доминирующие факторы роста фракталов. Траектории моделируются методом численной

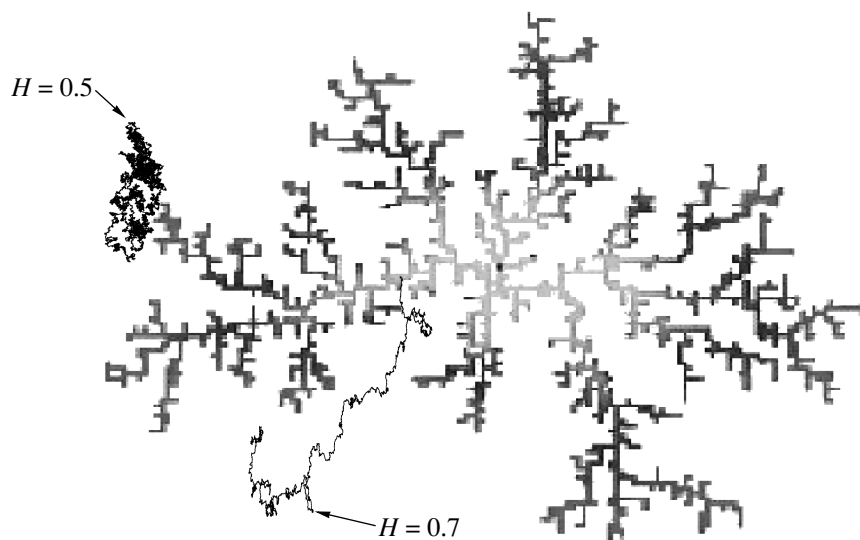


Рис. 20. Демонстрация важности статистики в процессе фрактального роста. Фрактальный кластер (результат ДОА) показан серым цветом. Схематически показаны траектории (черным цветом) частиц, обладающие гауссовой ($H = 0.5$) и негауссовой ($H = 0.7$) статистикой

аппроксимации стохастического интеграла [34], эта процедура позволяет генерировать различные траектории случайного блуждания в зависимости от показателя Херста. Классическая диффузия (показатель Херста $H = 1/2$) приводит к тенденции прилипания частицы к вершинам ветвей кластера. Такое осаждение приводит к древоподобной фрактальной структуре. Этот результат ДОА широко известен из литературы [48]. Напротив, фрактальное броуновское движение ионов (супердиффузия с $H > 1/2$) в пристеночной плазме приводит к проникновению осаждаемых частиц в щели и полости кластера (см. иллюстрацию на рис. 20). Такая преимущественная тенденция проникновения дает в результате более гладкую (типа «цветная капуста») форму фрактального кластера.

Чтобы продемонстрировать важность статистики диффузии осаждаемых частиц в процессе формообразования, проведено численное моделирование роста поверхности в модели диффузионно-ограниченной агрегации. На рис. 21 показан результат ДОА фрактального роста на двумерной плоскости. Процесс роста стартовал с нескольких зародышей. Используя различную статистику диффузии осаждаемых частиц, их траектории вычисляли путем численной аппроксимации стохастического интеграла по методу, описанному в [34]. Использовались три типа статистики диффузии: броуновское движение (классическая диффузия)

с показателем Херста $H = 1/2$ (рис. 21а), фрактальное броуновское движение (супердиффузия) с $H = 0.6$ (рис. 21б) и $H = 0.8$ (рис. 21в). Результат показывает, как форма кластера зависит от статистики диффузии осаждаемых частиц. Классическая диффузия с $H = 1/2$ приводит к древоподобным структурам (рис. 21а). Структуры с формой типа «цветная капуста» получают только при фрактальном броуновском движении осаждаемых частиц с $H > 1/2$ (рис. 21б, в). Рельеф на рис. 21в качественно похож на рельеф некоторых пленок, наблюдаемых в токамаке Т-10 (см. рис. 1).

Для более детального описания структуры всех наблюдаемых в токамаке фрактальных пленок требуется разработать непрерывную модель роста с учетом всех физических механизмов, вовлеченных в процесс роста. В том числе следует рассмотреть релаксационные процессы на поверхности, диффузию по поверхности, ресорбцию и другие. То, насколько релаксационные процессы являются доминирующими, зависит от конкретных условий (например, от температуры поверхности). Как было отмечено выше, теоретическое рассмотрение проблемы неустойчивости роста предсказывает, что реальная структура пленки будет формироваться в результате двух эффектов: релаксации на поверхности и флуктуаций в падающем потоке, имеющем в токамаке негауссову статистику. Поэтому в непрерывной модели следует использовать индексы (показатели Херста) мас-

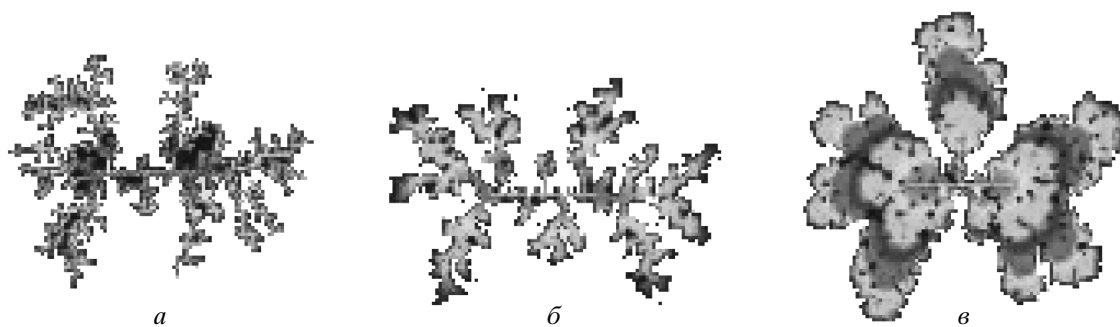


Рис. 21. Диффузионно-ограниченная агрегация с вариацией статистики диффузии осаждаемых частиц. Моделирование при $H = 0.5$ (а), $H = 0.6$ (б), $H = 0.8$ (в). Поколения осаждаемых частиц показаны различным цветом

штабной инвариантности, полученные в данной работе.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для использования дискретной модели послойного роста поверхности (такой как ДОА) необходимо проверить допущения этой модели. Одним из допущений является условие релаксации [49] (достижения термического равновесия путем поверхностной диффузии или механизмов осаждения–испарения) верхнего слоя поверхности до начала момента роста следующего слоя. Мобильность осаждаемых ионов/атомов в активном слое на поверхности материала, обращенного к плазме в токамаке, остается открытым вопросом. В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о свойствах миграции ионов/атомов по неоднородной поверхности углеводородных пленок. Теоретическая оценка коэффициента диффузии водорода в пористом графите [50, 51] учитывает его зависимость от температуры: от $D \sim 10^{-16} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (графит при $T = 300^\circ\text{C}$) до $D \sim 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (графит при $T \approx 1000^\circ\text{C}$). Мы можем использовать эти данные для оценки времени релаксации $t_r = l^2/D$, где масштаб миграции по поверхности может быть принят $l \approx 100 \text{ нм}$ — это один из типичных размеров глобул (масштабов неоднородностей) на поверхности (см. рис. 5). Таким образом, оценка величины времени релаксации осаждаемого слоя составляет $t_r \approx 1\text{--}10^{-11} \text{ с}$. Как измерено в токамаках, скорость роста пленок $1.5\text{--}12 \text{ нм/с}$ [10, 14], т. е. примерно $1\text{--}10$ монослоев в секунду. Таким образом, время осаждения одного слоя ($1\text{--}0.1 \text{ с}$) может при определенных условиях превышать время локальной релаксации. Это может удовлетворять условиям, принятым в модели ДОА.

Модель ДОА можно привлекать для интерпретации рельефа фрактальных пленок на материальных поверхностях, контактирующих с турбулентной плазмой в токамаке; при этом, конечно, необходимо детально анализировать условия осаждения в каждом случае. В будущем необходима детальная экспериментальная проверка этого вопроса.

В процессе осаждения из плазмы ионы движутся через приповерхностный слой. Детальное обсуждение движения ионов в этом слое не входит в цели данной статьи. Свойства турбулентности плазмы в слое не исследованы. В литературе рассматриваются несколько типов неустойчивостей (см., например, [52]), которые могут в нелинейном режиме приводить к сильной турбулентности. Такая турбулентность может приводить к дополнительному вкладу в шум, что может влиять на траектории осаждаемых на поверхность частиц. Вблизи поверхности часть частиц заперта несколькими силами (электростатическими полями, градиентами давления, термофорезом и др.) [3]. На движение ионов влияют флуктуации потенциала (например, глубины потенциальной ямы) вблизи поверхности. Реальное электрическое поле над неоднородной поверхностью с фрактальной структурой, вероятно, является очень сложным. Это приводит к нерегулярным траекториям заряженных частиц и пространственно-временной неоднородности потока на поверхность. Эти эффекты приводят к нестабильности роста поверхности и шероховатости, что обсуждалось выше.

Проблема накопления трития в материалах, обращенных к плазме в ИТЭР, широко исследовалась до настоящего времени (см. [10] и ссылки в ней). Мы не предлагаем универсальную интерпретацию всех эффектов осаждения пленок в токамаке. Структура части наблюдаемых пленок в токамаке (см. [14])

может быть объяснена в рамках концепции эрозии, ионной бомбардировки, разрушения и перестройки поверхности с регулярной структурой графита; эти механизмы являются доминирующими в определенных местах камеры токамака и при известных определенных условиях (например, при большом срыве или ЭЛМах типа I). Формирование же пленок с фрактальной поверхностью может быть объяснено механизмом фрактального роста.

Оценки аккумуляции трития на шероховатой поверхности и в объеме пористых материалов первой стенки токамака необходимы для определения поступления трития в разряд, его аккумуляции в пленках и оценки уровня радиационной безопасности ИТЭР. Здесь мы приводим оценку увеличения накопления трития в пористой фрактальной поверхности в сравнении с ламинарной пленкой. Рассмотрим увеличение фрактальной поверхности в сравнении с площадью ее проекции на плоскость. Отношение Q реальной площади фрактальной структуры A_r к площади ее проекции на плоскость A_p можно записать как [53]

$$Q = A_r(\varepsilon)/A_p = \varepsilon^{2-d_f},$$

где ε — параметр масштабирования, d_f — фрактальная размерность. Чтобы оценить Q , мы можем принять максимальный размер гранул $R_g \approx 1000$ нм, а минимальный масштаб связан с атомными размерами [54] $a \approx 1$ нм (см. рис. 4, 5). Таким образом, параметр $\varepsilon = a^2/R_g^2 \approx 10^{-6}$. Для пленки на рис. 1 фрактальная размерность $d_f = 2.32$. Тогда фактор $Q = \varepsilon^{2-d_f} \approx 83$ характеризует увеличение сорбционной поверхности фрактальной пленки в сравнении с ламинарной (гладкой) пленкой. Увеличения сорбционной емкости фрактальной поверхности необходимо принять во внимание при оценке накопления трития в пленках в ИТЭР. В современных токамаках доля «мягких» пленок составляет от нескольких до десятков процентов [3, 14]. Таким образом, в ИТЭР следует ожидать накопления трития в переосажденных пленках в несколько раз большего, чем принимается в современном проекте [10]. Для количественной оценки этого эффекта в ИТЭР следует провести детальный анализ условий возникновения неустойчивости роста переосажденных пленок на материальных поверхностях, обращенных к плазме, и модельные расчеты фрактального роста пленок.

Следует изменить подходы к проблеме очистки первой стенки в ИТЭР. В настоящее время предлагаются методы очистки поверхности от рабочего газа путем термического воздействия на поверхность, подразумевая классические законы переноса газа. В

случае роста фрактальных пленок необходимо пересмотреть такие методы. Перенос в пористой фрактальной структуре отличается от переноса в свободном газе. Конвективный перенос в таких системах отсутствует [55]. Эффективность переноса меньше, так как он определяется столкновениями молекул запертого в порах рабочего газа со структурой фрактального кластера, а не только столкновениями между молекулами газа. Эти факторы могут изменить характер транспорта и откачки запертого в порах пленок изотопов водорода.

Аморфные пленки легко разрушаются и образуются пыль, содержащая рабочий газ. Поступление такой пыли в разряд может серьезно ухудшить свойства плазмы большого токамака. Свойства пылевых частиц исследовались во многих токамаках [10]. В литературе сообщалось об исследовании пылевых частиц с размерами 0.5–100 мкм. Металлические микрочастицы имели гладкую форму. Пылевые частицы, содержащие углерод, имели, как правило, нерегулярную форму с повышенной пористостью. Необходимо отметить, что в большинстве токамаков использовался графит в качестве материала, контактирующего с горячей плазмой. Пыль в токамаке ТФТР имела удельную площадь поверхности 7–27 м²/г [10], что значительно больше (почти на два порядка) теоретически оцененной площади для плотных графитовых или молибденовых сфер. Это свидетельствует о значительной пористости пылевых частиц, найденных в токамаке. В них аккумулируется повышенное количество изотопов водорода (рабочего газа). Необходимо отметить, что во всех предыдущих работах исследовались частицы пыли с размерами не менее 0.5 мкм, так как не применялись диагностики для исследования наночастиц.

Фрактальные структуры имеют большую удельную площадь поверхности и поэтому большой удельный запас энергии, сопоставимый с соответствующей удельной энергией взрывчатых веществ [55]. Возможно уплотнение структуры, при этом удельная поверхностная энергия системы уменьшается. При таком процессе выделяемая энергия идет на нагревание системы и разрушение структуры. Возможен взрыв этих структур (например, при локальной термической нагрузке) [55] с образованием большого количества пылевых частиц не только микрометровых, но и нанометровых (10–200 нм, см. структуру гранулярности на рис. 2, 3) размеров. Следует предположить, что массовая доля наночастиц в сравнении с микрометровыми может быть довольно высокой, так как дезинтеграция малой частицы требует меньшей энергии. Распределение плотности вероят-

ности наночастиц должно определяться фрактальной структурой пленки, а именно, степенным законом (функция распределения масштабов гранул в иерархической структуре). Такой степенной закон распределения числа пылевых частиц в зависимости от их размера наблюдался в стеллараторе LHD [56].

При разрушении фрактальной структуры «мягких» пленок возможно формирование наночастиц размерами 10–20 нм (см. профиль на рис. 5). Их структура и физико-химические свойства определяются, по-видимому, особенностями фрактальной структуры и условиями роста в токамаке. Образование частиц такого размера и с особой структурой представляет интерес в области нанотехнологий, что является отдельным направлением исследования.

В проекте ИТЭР [10] и в большом токамаке JET предлагается использовать бериллий в качестве материала первой стенки и вольфрам в качестве материала дивертора. Проблема накопления изотопов водорода в металлической стенке токамака [10] изучается в настоящее время лишь в рамках концепции, рассматривающей имплантацию энергичных частиц в поверхность металла и миграцию по поверхности. Отсутствуют теоретические и экспериментальные исследования проблемы осаждения металлических пленок на материалы, обращенные к плазме в токамаке. Принимая во внимание неустойчивости (возможно универсальные) роста поверхности, можно ожидать неоднородного переосаждения пленок из эродированного бериллия и вольфрама на компоненты первой стенки, контактирующие с плазмой. Учитывая, что время экспозиции материалов в ИТЭР будет на порядки больше длительности экспериментов в современных токамаках, вероятность фрактального роста поверхности переосажденных пленок будет возрастать, так как теоретически предсказывается, что шероховатость поверхности имеет степенную зависимость от времени [16]. Пористость таких неоднородных пленок может приводить к повышенному накоплению трития. Молекулярные радикалы (метана и др.) и ионы металлов должны быть рассмотрены в проблеме роста пленок в токамаке. В случае моделирования двух сортов осаждаемых частиц (например, углерод/бериллий/вольфрам и водород) могут использоваться дискретные модели бинарного роста [57].

6. ВЫВОДЫ

В статье анализируется рельеф поверхности некоторых аморфных углеводородных пленок, обнаруженных в токамаке. Структура поверхности образцов пленок исследовалась сканирующим

туннельным микроскопом. Анализ рельефа пленок на масштабе от 10 мкм до 100 мкм выявил стохастическую топографию и иерархию гранулярности поверхности. Проведен количественный анализ неоднородности поверхности пленок. Использовались методы фрактальной геометрии и статистической физики для изучения разнообразия наблюдаемых пленок в рамках концепции масштабной инвариантности. Экспериментальные функции распределения вариаций высот поверхности близки к функции распределения Коши. Это можно интерпретировать как наблюдение самоподобия и самоорганизации в системе. Для количественного описания неоднородности аморфных пленок использовалась концепция самоподобия и фрактальности. Фрактальная поверхность может изучаться с использованием формализма фрактальных броуновских функций. Характеристикой стохастического объекта или процесса, описываемого фрактальными броуновскими функциями, является показатель Херста. Он используется для характеристики поверхности пленок, имеющих самоподобную геометрию. Показатель Херста исследованных образцов пленок с токамака T-10 имеет величину $H = 0.68-0.85$. Это наблюдение $H > 0.5$ соответствует длинномасштабным корреляциям в системе и отклонению от тривиального самоподобия. Свойство фрактальности приводит к увеличению поверхности (в десятки раз) в сравнении с площадью ее проекции на плоскость. В ИТЭР следует ожидать накопления трития в переосажденных пленках в несколько раз большего, чем принимается в современном проекте. При разрушении фрактальной структуры «мягких» пленок возможно формирование пылевых частиц не только микронных размеров, но и с размерами около 10–100 нм.

Как известно из теории конденсированного состояния вещества, самоподобие поверхности есть результат универсальных неустойчивостей, вызванных шумом в осаждаемом потоке. «Белый» шум генерирует древовидную стохастическую поверхность. В токамаках пристеночная турбулентность плазмы может формировать пленки с формой типа «цветной капусты», что вызвано негауссовой статистикой флуктуаций в осаждаемом потоке. Эксперименты показали, что флуктуации плотности и электрического поля в пристеночной плазме токамака имеют негауссову статистику. Траектории осаждаемых частиц в турбулентном электрическом поле не являются простым броуновским движением (классической диффузией), а являются стохастической диффузией.

ей типа Леви с преимущественным вкладом пролетных траекторий. Статистика пристеночной турбулентности характеризуется показателем Херста 0.6–0.8. Это влияет на шероховатость осаждаемой поверхности из-за неустойчивости ее роста из турбулентного потока осаждаемых частиц.

Мы использовали модель диффузионно-ограниченной агрегации (простая дискретная модель роста поверхности) для интерпретации наблюдаемого рельефа некоторых осажденных пленок в токамаке. Результат ДОО — это фрактальная геометрия, размерность которой связана с динамикой частиц, осаждаемых на поверхность. В численном моделировании ДОО мы использовали негауссову статистику пристеночной турбулентности токамака. Такая модифицированная модель генерирует большее разнообразие форм поверхности, чем стандартная модель агломерации в тривиальном случайном процессе. Основные свойства исследованных пленок, такие как фрактальность поверхности и форма типа «цветной капусты», воспроизводятся компьютерным моделированием процесса роста. Для более детального описания структуры фрактальных пленок требуется разработать непрерывную модель роста с учетом всех физических механизмов, в том числе таких как релаксационные процессы на поверхности, диффузия по поверхности и другие. В такой модели следует использовать показатели (индексы) масштабной инвариантности, полученные в данной работе.

Принимая во внимание нестабильность роста (возможно универсальную) поверхности из турбулентного потока, неоднородность осажденных пленок ожидается в токамаках с вольфрамовой или бериллиевой стенкой. Фрактальность (пористость) нерегулярных пленок следует рассматривать как критический аспект накопления в них трития и связанную с этим проблему радиационной безопасности в ИТЭР.

Авторы выражают благодарность М. И. Гусевой и группе токамака Т-10 за плодотворные дискуссии и помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке Департамента атомной науки и техники Росатома РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. R. Romanov et al., J. Nucl. Mat. **307–311**, 1294 (2002).

2. E. Delchambre et al., Proc. 30th EPS Conf. Contr. Fus. Plasma Phys. St. Petersburg, 7–11 July, 2003 ECA Vol. 27A, P-3.169 (2003).
3. V. N. Tsytovich and J. Winter, Physics-Uspechy **168**, 899 (1998).
4. W. Jacob, Thin Solid Films **326**, 1 (1998).
5. J. N. Brooks et al., J. Nucl. Mater. **290–293**, 260 (2001).
6. В. Х. Алинов и др., Вопросы атомной науки и техники, серия «Термоядерный синтез», вып. 2, 45 (2000).
7. K. Maruyama, W. Jacob, and J. Roth, J. Nucl. Mater. **264**, 56 (1999).
8. J. Winter and G. J. Gebauer, Nucl. Mater. **266–269**, 228 (1999).
9. O. I. Buzhinskij et al., J. Nucl. Mater. **266–269**, 793 (1999).
10. G. Federici et al., Nucl. Fusion **41**, 1967 (2001).
11. M. Rubel et al., Nucl. Fusion **41**, 1087 (2001).
12. V. Philipps et al., Vacuum **67**, 399 (2002).
13. В. В. Kadomtsev, *Tokamak Plasma: a Complex Physical System*, IOP Publishing (1992).
14. M. Rubel et al., J. Nucl. Mater. **266–269**, 1185 (1999).
15. M. Lieberman and A. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Wiley (1994).
16. A. L. Barabasi and H. E. Stanley, *Fractal Concepts in Surface Growth*, Cambridge, University Press (1995).
17. B. Drossel and M. Kardar, Phys. Rev. E **55**, 5026 (1997).
18. Leroy L. Chang, *NATO Asi Series 87: Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures* (2002).
19. Jason T. Drotar, Y.-P. Zhao, T.-M. Lu, and G.-C. Wang, Phys. Rev. B **64**, 125411 (2001).
20. L. N. Khimchenko, V. P. Budaev, M. I. Guseva et al., Proc. 31st EPS Conference on Plasma Phys. London, 28 June–2 July, 2004 ECA Vol 28G P-4.146 (2004).
21. L. N. Khimchenko et al., Proc 30th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics St. Peterburg, 2003, July 7–11, 2003 V. 27A, P-3.119 (2003).
22. J. Feder, *Fractals*, Plenum Press New-York London (1998).

23. *Стохастические модели структурной плазменной турбулентности*, под ред. В. Ю. Королева, Н. Н. Скворцовой, Изд-во МГУ, Москва (2003).
24. T. Witten and L. Sander, *Phys. Rev. B* **27**, 5686 (1983).
25. T. Witten and L. Sander, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1400 (1981).
26. V. V. Alikaev et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **30**, 381 (1988).
27. Н. Ю. Свешников и др., *Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез*, вып. 3, 3 (2004).
28. M. R. Spiegel, *Theory and Problems of Probability and Statistics*, McGraw-Hill, New York (1992), p. 114.
29. P. Bak, C. Tang, and K. Wiesenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 381 (1987).
30. M. Carlson and J. Doyle, *Phys. Rev. E* **60**, 1412 (1999).
31. H. M. Hastings and G. Sugihara, *Fractals: a User's Guide for the Natural Sciences*, Oxford University Press, Oxford, England (1993).
32. B. B. Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, W. H. Freeman & Company (1982).
33. M. B. Isichenko, *Rev. Mod. Phys.* **64**, 961 (1992).
34. B. B. Mandelbrot et al., *Fractional Brownian Motions, Fractional Noises and Applications*, SIAM Review, 10, 4, 422 (1968).
35. R. F. Voss, in *Fundamental Algorithms in Computer Graphics*, ed. by R. A. Earnshaw, Springer-Verlag, Berlin (1985), p. 805.
36. V. P. Budaev et al., *Nucl. Fusion* **44**, S108 (2004).
37. P. D. Haalandts et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* **3**, 381 (1994).
38. V. P. Budaev et al., *Nucl. Fusion* **46**, S181 (2006).
39. R. A. Moyer et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **38**, 1273 (1996).
40. V. Budaev et al., *Plasma Physics and Controlled Fusion* **3**, 429 (1993).
41. G. Y. Antar et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 065001 (2001).
42. B. A. Carreras et al., *Phys. Plasmas* **8**, 3702 (2001).
43. А. Н. Колмогоров, *ДАН СССР* **30**, 9 (1941).
44. M. Kardar et al., *Phys. Rev. Lett.* **56**, 889 (1986).
45. M. B. Hastings and L. S. Levitov, *Physica D* **116**, 244 (1998).
46. М. Б. Рябов, Е. Б. Постников, А. Ю. Лоскутов, *ЖЭТФ* **128**, 292 (2005).
47. W. W. Mullins and R. F. Sekerka, *J. Appl. Phys.* **34**, 323 (1963).
48. Th. C. Halsey, *Physics Today* **53**, 36 (2000).
49. B. Drossel and M. Kardar, *Phys. Rev. E* **55**, 5026 (1997).
50. M. Warrier et al., *Contrib Plasma Phys* **44**, 307 (2004).
51. J. Roth, *J. Nucl. Mater.* **266-269**, 51 (1999).
52. A. B. Mikhailovsky, in: *Basic Plasma Physics: Selected Chapters*, Handbook of Plasma Physics, Vol. 1, 2, ed. by A. A. Galeev and R. N. Sudan, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1983), p. 299.
53. V. C. Pandolfelli, *Materials Research* **1**, 47 (1998).
54. M. Tanaka, *J. Mat. Sci.* **31**, 749 (1996).
55. Б. М. Смирнов, *УФН* **161**, 171 (1991).
56. M. Shiratani et al., *Int. Conf. on Plasma Surface Interaction*, in *Controlled Fusion Devices*, Hefei, China, May 21-26, O-29 (2006).
57. B. Drossel and M. Kardar, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 614 (2000).