

Альфа-спектрометрия и фрактальный анализ микроизображений поверхности для характеристики пористых материалов, применяемых при изготовлении мишеней для экспериментов с лазерной плазмой

А.А.Аушев, С.П.Баринин, М.Г.Васин, Ю.М.Дроздов, Ю.В.Игнатъев, В.М.Изгородин, Д.К.Ковшов, А.Е.Лахтиков, Д.Д.Луковкина, В.В.Маркелов, А.П.Моровов, В.В.Шишлов

Приведены результаты применения метода альфа-спектрометрии для определения характеристик пористых сред, используемых в мишенях для экспериментов с лазерной плазмой. Показано, что по энергетическому спектру альфа-частиц после прохождения их через пористые образцы можно найти распределение траекторий по их длине в остове пен. Описана процедура получения такого распределения, исключая его уширение вследствие статистического характера взаимодействия альфа-частиц с атомной структурой (страгглинг) и аппаратные эффекты. Проведён фрактальный анализ микроизображений поверхности тех же пористых образцов, которые изучались методом альфа-спектрометрии. Получены фрактальная размерность и распределение количества зёрен остова по их размерам. По этому распределению построено распределение суммарной толщины остова вдоль выбранного направления. Оно примерно совпадает с крылом распределения траекторий альфа-частиц по длине пути, соответствующим большему длине пути. Сделан вывод о том, что совместное использование метода альфа-спектрометрии и фрактального анализа изображений даст возможность судить о распределении зёрен остова (или пор) по размеру. Полученные результаты можно использовать как исходные данные при теоретическом рассмотрении распространения лазерного и рентгеновского излучений в конкретных пористых образцах.

Ключевые слова: мишени для исследования лазерной плазмы, пористые материалы, альфа-спектрометрия, фрактальный анализ поверхности.

1. Введение

Во многих лабораториях мира проводятся исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с малоплотными (пористыми) материалами [1–3]. Это связано с возможностью использования плазмы пористых сред для сглаживания неоднородностей при облучении мишени [4–12], увеличения температуры плазмы и эффективности конверсии лазерного излучения в рентгеновское по сравнению со случаем использования того же вещества нормальной плотности [13–16], управления спектральным составом и создания источников когерентного излучения рентгеновского диапазона. Кроме того, применение пористых сред позволяет моделировать астрофизические явления в лабораторных условиях и осуществлять исследование свойств и состояния вещества при динамических нагрузках в области давлений в несколько мегабар [17].

Для объяснения экспериментальных данных и проектирования мишеней из пористого материала с целью получения нужного эффекта (сглаживания неоднородностей, увеличения температуры плазмы и др.) требуется

знание характеристик пены. Это – средняя плотность, оптическая плотность, геометрическая толщина, распределение пор по размерам, распределение траекторий оптических лучей по длине в веществе и т.д. В настоящее время основным методом регистрации является качественный анализ микрофотографий, сделанных с помощью оптического или электронного микроскопа [2, 3]. Значительно реже для обработки микрофотографий применяется представление структуры пен в приближении фрактальных кластеров [18, 19]. Для характеристики малоплотных плёнок из вещества с большим атомным зарядом Z разрабатываются методы рентгеновского контроля [20].

Ранее [21] была отмечена возможность обнаружения трещин, повреждений или неоднородностей плотности в плёночных образцах нормальных и малоплотных материалов с помощью метода альфа-спектрометрии. Все эти дефекты приводят к изменению энергетического спектра пучка альфа-частиц после его прохождения через образец. В результате по спектрам можно получить распределение траекторий альфа-частиц по длине в остове пористого образца и сделать выводы о распределении пор по размерам.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования возможности применения альфа-спектрометрии для определения структуры пористых плёночных образцов. Кроме того, сделана попытка описания по микрофотографиям пористых образцов их структуры в приближении фрактальных кластеров, а также связи результатов фрактального анализа с результатами, полученными методом альфа-спектрометрии. Все

А.А.Аушев, С.П.Баринин, М.Г.Васин, Ю.М.Дроздов, Ю.В.Игнатъев, В.М.Изгородин, Д.К.Ковшов, А.Е.Лахтиков, Д.Д.Луковкина, В.В.Маркелов, А.П.Моровов, В.В.Шишлов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: vizgorodin@yandex.ru

Поступила в редакцию 14 июля 2014 г., после доработки – 5 сентября 2014 г.

исследования проводились с образцами из органического стекла.

2. Использование метода альфа-спектрометрии для определения параметров пористых образцов

Для выяснения связи параметров основной из характеристик пучка альфа-частиц – энергетического спектра – с параметрами плёнок проведено экспериментальное исследование прохождения альфа-частиц через плёночные образцы из органического стекла ($C_5H_8O_2$). При движении в среде альфа-частицы теряют свою энергию. По величине потерь энергии можно судить о длине пути. Если среда не сплошная и имеет пустоты, то энергия прошедших через среду частиц будет зависеть от их траекторий. Таким образом, регистрируя спектр альфа-частиц, мы преобразуем распределение пор в среде по размерам в энергетическое распределение частиц. Однако дело усложняется тем, что в силу атомного строения вещества потери энергии имеют статистический характер и спектр прошедших через среду частиц уширяется. Это явление называется страгглингом [22, 23]. Кроме того, на регистрируемый спектр оказывают влияние аппаратное уширение, непараллельность траекторий альфа-частиц в пучке и исходный спектр источника. Поэтому для выделения вклада пор среды нужно учесть влияние этих факторов.

2.1. Экспериментальная установка

Измерения спектров образцов проводились с помощью спектрометра, состоящего из кремниевого поверхностного барьерного детектора серии PD (Detector PD100-12-300AM), предусилителя Model 2003BT (Canberra), спектрометрической модульной аппаратуры NIM-стандарта (Canberra) и цифрового анализатора сигнала Multiport II. Данные с цифрового анализатора сигнала поступали на обрабатывающий компьютер. Набор и обработка спектров осуществлялись с использованием программы Genie. Детектор и предусилитель конструктивно были объединены в один модуль, размещаемый в вакуумной камере. Энергетическое разрешение для альфа-частиц с энергией 5 МэВ составляет ~ 11 кэВ.

Схема измерений образцов представлена на рис.1. В качестве источника альфа-частиц использовался образцовый спектрометрический источник альфа-излучения Pu-238. Спектр излучения Pu-238 состоит из двух линий с энергиями альфа-частиц 5499 и 5456 кэВ при относительной интенсивности соответственно 70.9% и 29%. Активная область источника представляет собой круглое пятно площадью 1 см^2 в центре металлической подложки. Диаметр образцов составлял 5–6 мм. Все измерения проводились в вакууме ($p \sim 10^{-2}$ мм рт. ст.). Число измерительных каналов достигало 16384, энергетическая ширина канала равнялась ~ 0.4 кэВ. Контрольные эксперименты по определению изменения характеристик спектрометрического тракта с течением времени показали, что дрейф максимума энергетического распределения за 4 ч составляет менее 10 каналов анализатора (менее 4 кэВ), что находится в пределах энергетического разрешения спектрометра. Для измерений использовались шесть образцов пористого органического стекла в виде пластин толщиной 0.014–0.016 см. Пластины были вырезаны из одного

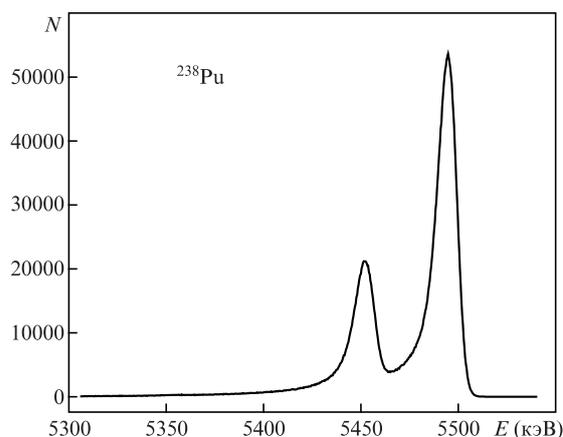
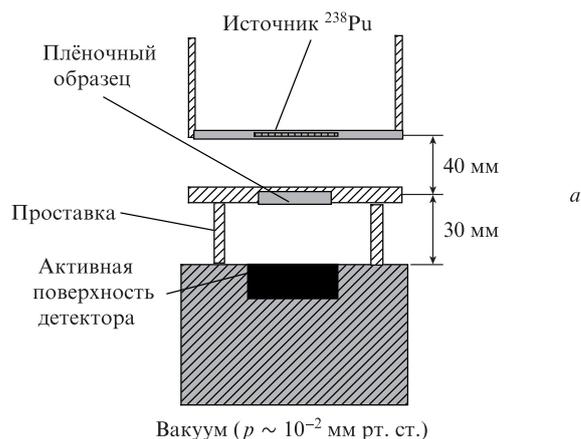


Рис.1. Схема регистрации (а) и спектр источника альфа-частиц (б).

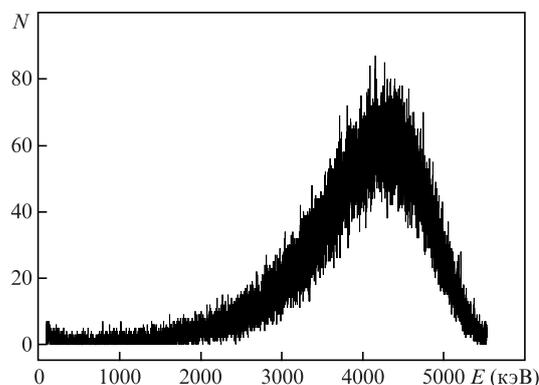


Рис.2. Энергетический спектр альфа-частиц, прошедших через пористый образец.

куска пены в трёх взаимно перпендикулярных направлениях. Средняя плотность, определённая гравиметрически, была равна 0.092 г/см^3 . На рис.2 представлен энергетический спектр альфа-частиц после прохождения через один из образцов пористого органического стекла толщиной 0.015 см.

2.2. Обработка спектра альфа-частиц

Не вызывает сомнений, что широкий энергетический спектр обусловлен главным образом большим разнообразием длин траекторий альфа-частиц в остовах пен. Однако чтобы выделить чистый вклад пор (или остова) и

построить распределение траекторий альфа-частиц по длине в остане образца, нужно преобразовать экспериментальный спектр так, чтобы устранить влияние всех других сопутствующих факторов, упомянутых выше. Такая процедура обработки спектра была проведена для всех шести образцов.

Плотность распределения альфа-частиц по длине их траектории в остане s для всей площади пористого образца определяется выражением [24]

$$\varphi(s) = \int_0^\infty p_s(s/E)\psi_E(E)dE, \tag{1}$$

где $p_s(s/E)$ – условная плотность распределения по длине пути в остане для альфа-частиц с энергией E после прохождения через пену; $\psi_E(E)$ – экспериментальный энергетический спектр альфа-частиц после прохождения через пенообразный образец. Поскольку траектории альфа-частиц в направлении оси z расположены на плоскости xu случайным образом, то это распределение можно считать распределением для пены по толщине остова в направлении оси z . Величина $p_s(s/E)$ определялась по формуле Бейеса

$$p_s(s/E) = \frac{\eta(s)p_\eta(E/s)}{\int_0^\infty p_\eta(E/s)\eta(s)ds}, \tag{2}$$

где $\eta(s)$ – плотность распределения траекторий по длине для сплошного образца в выделенном направлении; $p_\eta(E/s)$ – условная плотность распределения альфа-частиц по энергии после прохождения ими пути s в сплошном образце. Принимая во внимание то, что распределение по длине траектории в сплошном, непористом образце $\eta(s) = \text{const}$, получаем

$$p_s(s/E) = \frac{p_\eta(E/s)}{\int_0^\infty p_\eta(E/s)ds}. \tag{3}$$

Определение расчётным путём плотности распределения $p_\eta(E/s)$, которое учитывает страгглинг, спектр альфа-источника и аппаратное уширение, является сложной задачей. Поэтому распределение $p_\eta(E/s)$ было найдено экспериментально при регистрации энергетического спектра альфа-частиц, прошедших через ступенчатый плёночный образец из сплошного материала. Образец составлен из шести наложенных друг на друга плёнок одинаковой толщины (3 мкм), как показано на рис.3,а. Энергетический спектр альфа-частиц после прохождения через такой образец состоит из шести пиков, максимумы которых на энергетической шкале расположены в соответствии со средними потерями энергии частиц при прохождении через одну, две и т. д. сплошные плёнки (рис.3,б).

Вид функции $p_\eta(E/s)$ выбираем из следующих соображений. Во-первых, спектр источника имеет хорошо выраженные два пика. Кроме того, уширение спектра вследствие страгглинга имеет, вообще говоря, асимметричный характер относительно максимума. Поэтому представляем пики спектра в виде суммы двух логарифмически нормальных распределений:

$$p_\eta(E/s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}E'} \left\{ \frac{1}{\sigma_1} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln E' - \ln E'_{m1}}{\sigma_1}\right)^2\right] + \right.$$

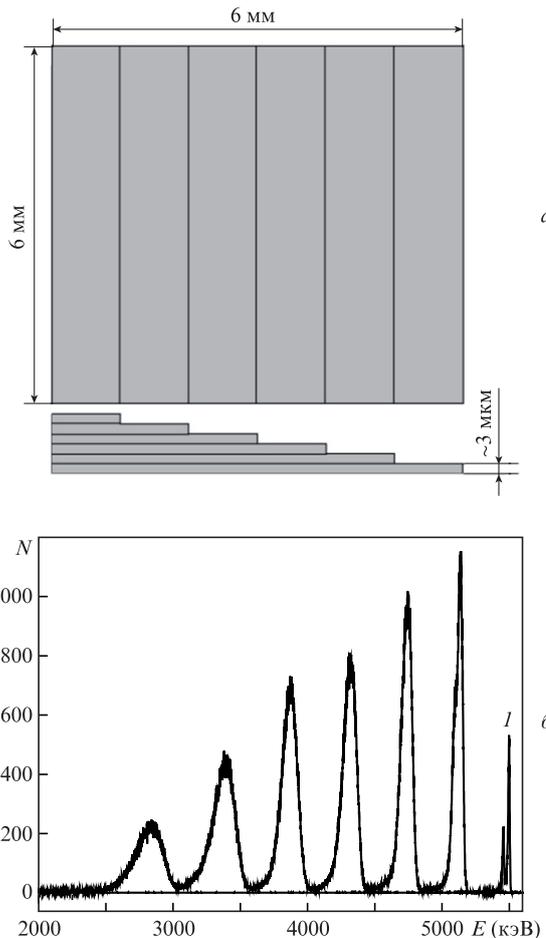


Рис.3. Схематичное изображение сборки из шести сплошных плёнок (а) и спектр альфа-частиц после прохождения через этот образец (б). Кривая 1 – пик источника альфа-частиц.

$$+ \frac{1}{\sigma_2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln E' - \ln E'_{m2}}{\sigma_2}\right)^2\right], \tag{4}$$

где $E' = E_0 - E = \text{const}$, $E'_{m1,m2} = E_0 - E_{m1,m2} = \text{const}$ и $E_0 = \text{const}$ для одинаковых условий эксперимента, а $E_{m1,m2}$ и $\sigma_{1,2}$ являются функциями s . На рис.4 представлены семейства распределений $p_\eta(E/s)$ (выражение (4)) и $p_s(s/E)$ (выражение (3)), с помощью которых по формуле (1) вычисляется плотность распределения по толщине остова в пористом образце в направлении оси z . Это распределение представлено ниже на рис.9 (кривая 1). При вычислениях величина E_0 принималась равной 5500 кэВ (положение пика источника).

Распределение по толщине остова в пористом образце можно также получить с помощью выражения

$$\varphi_a(s) = \int_{E_s}^{E_0} (dE/ds)^{-1}\psi_E(E)dE, \tag{5}$$

где E_s – энергия альфа-частиц в конце траектории длиной s ; dE/dx – тормозная способность вещества образца; $\psi_E(E)$ – экспериментальный спектр пористого образца (рис.3). Распределение $\varphi_a(s)$ не учитывает вкладов страгглинга и аппаратного уширения спектра; оно также приводится ниже на рис.9 (кривая 2). Видно, что распределение без поправки на страгглинг, аппаратное уширение и спектр источника отличается от распределения, полученного с

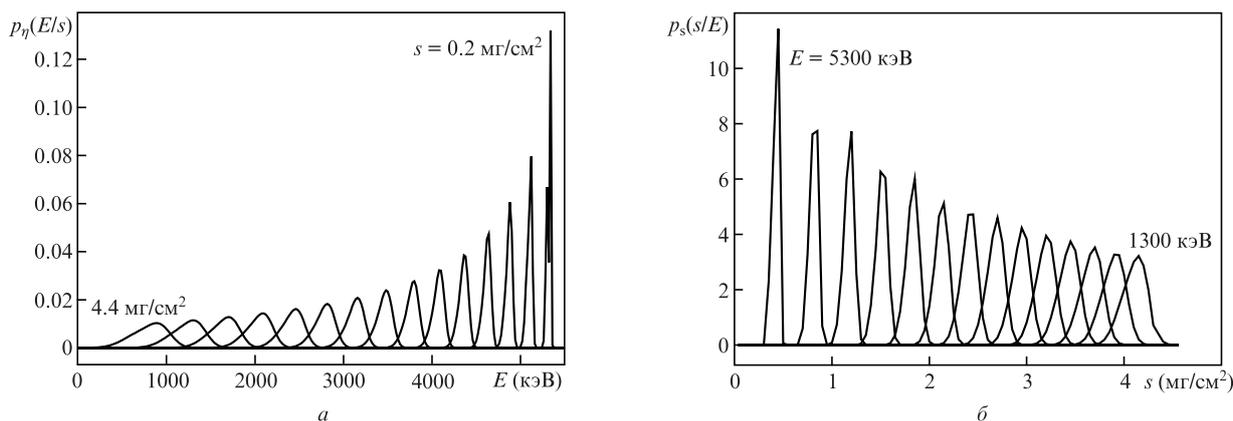


Рис.4. Семейство кривых $p_{\eta}(E/s)$ (а) для двух оптических длин траектории и $p_s(s/E)$ (б) для двух энергий альфа-частиц.

учётom этих поправок. Это связано главным образом с несимметричной формой уширения. Если бы страгглинг и спектр источника были гауссовыми, то этого различия практически не было бы.

3. Фрактальный анализ микроизображений поверхности пористых образцов

В природе чистые геометрические фракталы не встречаются. В применении к пористым структурам использование фрактального анализа ограничено пределами дробления частей – размер поры не может превышать размера образца, а минимальный размер зерна остова не может быть меньше размера атома. Поэтому понятие фрактальной структуры может использоваться лишь в некоторых пределах. Мы применили относящееся к этому случаю понятие скейлингового фрактала [19, 25, 26] для анализа микрофотографий поверхности тех же пористых образцов, которые были исследованы методом альфа-спектрометрии.

3.1. Микроизображения поверхности пористых образцов

Микрофотографии были получены с помощью сканирующего электронного микроскопа. Перед проведением анализа образцы покрывались слоем золота толщиной ~20 нм. Для уменьшения радиационного воздействия сканирующего электронного пучка на структуру образцы

исследовались в щадящем режиме электронного зонда: при напряжении на аноде 7 кВ и токе электронов в пучке ~10 пА. Были получены изображения приповерхностной структуры при увеличении от 30× до 10000×. На рис.5 представлены микрофотографии поверхности в центре образца с тремя различными увеличениями. Видно, что структура образована плёночными элементами – перепонками – толщиной от нескольких десятков до сотен нанометров.

3.2. Определение фрактальной размерности

Определение фрактальной размерности проводилось методом «площадей» [18, 19] с помощью специальной компьютерной программы обработки изображений. Перед обработкой на изображениях вручную убирались шумы. Процесс нахождения размерности можно разбить на два этапа.

На первом этапе оригинальное изображение, полученное изначально в градациях серого, переводилось в изображение, в котором присутствуют только два цвета – чёрный и белый. Для этого по всему изображению определялась средняя яркость по формуле

$$I = \frac{\sum_i^M n_i i}{M}, \tag{6}$$

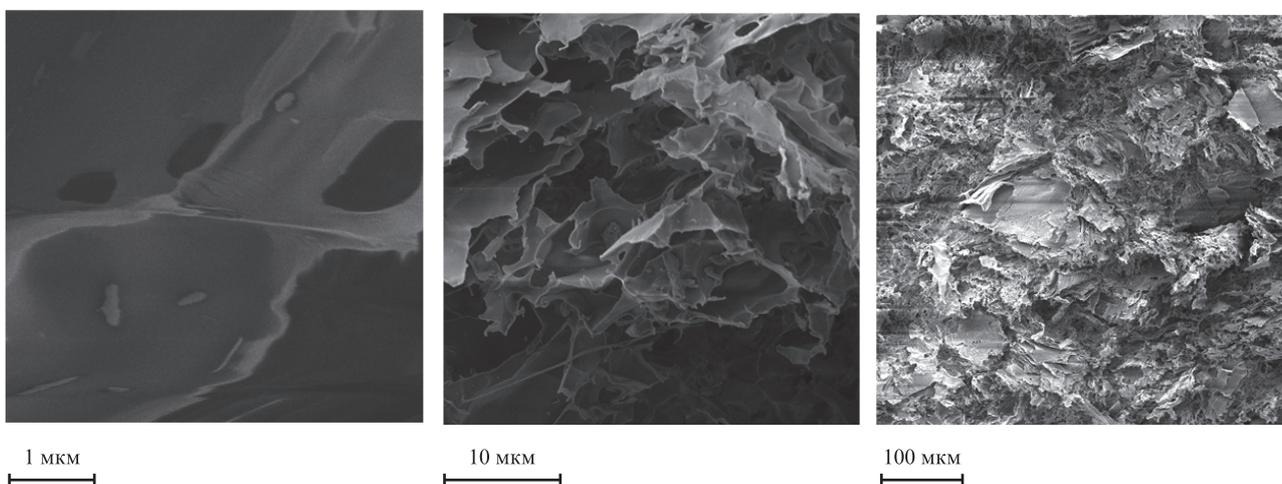


Рис.5. Микроизображения поверхности образца с различным увеличением.

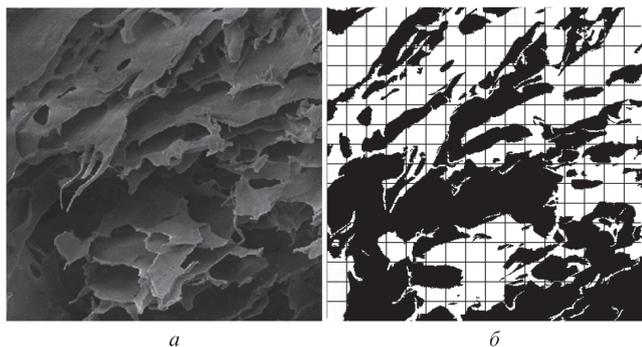


Рис.6. Микроизображения поверхности образца в сером (а) и чёрно-белом (б) цвете. Параметр разбиения изображения $\delta = 16$.

где i – яркость, изменяющаяся от 0 (чёрный цвет) до 255 (белый цвет); n_i – число пикселей изображения с яркостью i ; M – число пикселей изображения (в нашем случае 768×768). При построении чёрно-белого изображения все пиксели, яркость которых была меньше I , считались чёрными, а пиксели с яркостью больше I – белыми. Результат такого преобразования серого изображения в чёрно-белое представлен на рис.6,а,б (размер каждого рисунка 40×40 мкм). Чёрные участки изображения соответствуют порам, а белые – остову пористого образца.

На втором этапе определялась фрактальная размерность по формуле [25]

$$D = \lim_{\delta \rightarrow \infty} \frac{\ln L}{\ln \delta} + 1, \tag{7}$$

где L – число заполненных ячеек для данного разбиения; δ – число разбиений стороны квадрата (δ^2 – число ячеек при данном разбиении). Для этого на полученное чёрно-белое изображение образца накладывалась равномерная регулярная сетка с заданным количеством квадратных ячеек (рис.6,б). Далее определялось число заполненных ячеек при каждом значении пороговой яркости, которое изменялось от 10 до 250. Эта процедура проводилась следующим образом. Вычислялось среднее значение яркости для каждой отдельной ячейки, этой ячейке приписывалась минимальная пороговая яркость, выше которой оказывалась её средняя яркость, а затем для каждого значения пороговой яркости вычислялись число соответствующих ей ячеек L и отношение $D_a = \ln L / \ln \delta$. Далее размер ячейки сетки уменьшался так, чтобы параметр δ был в два раза

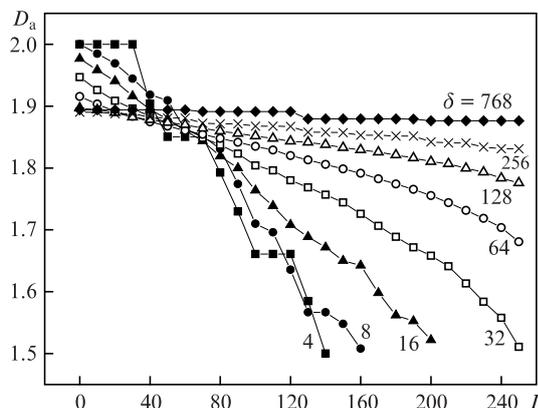


Рис.7. Зависимости величины D_a от критерия яркости I при различных значениях параметра разбиения δ .

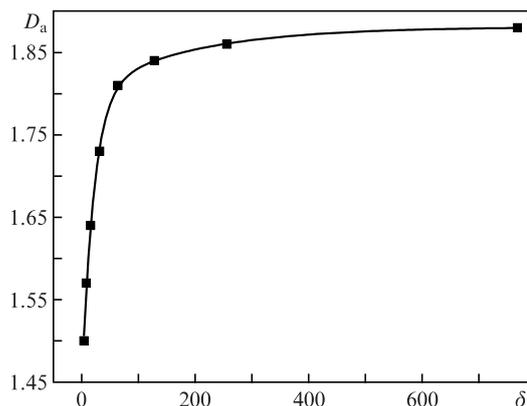


Рис.8. Зависимость D_a от параметра разбиения δ .

меньше предыдущего, и описанный выше процесс повторялся снова. На рис.7 приведена группа характерных зависимостей отношения D_a от контрольного значения яркости при параметрах разбиения $\delta = 4, 8, 16, \dots, 256$ и 768 . Выбирая значение D_a , среднее по линейному участку каждой кривой, получаем зависимость D_a от параметра разбиения δ (рис.8). В качестве фрактальной размерности используется величина $D = D_a + 1$ при стремлении δ к бесконечности.

Подобная процедура проводилась для всех шести образцов по нескольким изображениям, полученным для одного и того же образца при разном увеличении. Увеличения для первого и последнего изображений различались в 200 раз. Среднее значение фрактальной размерности по всем изображениям образцов составило 2.85 ± 0.02 . Для некоторых пористых образцов фрактальная размерность по описанному нами алгоритму не определяется; это означает, что структура не имеет фрактального характера.

4. Связь фрактальной размерности с распределением альфа-частиц по длине пути в остове пористых образцов

Распределение числа зёрен вещества в пенах по размеру для фрактальных структур определяется выражением [25, 19]

$$n(\rho) \approx a\rho^{-D}, \tag{8}$$

где $\rho = r/h$; r – размер зерна; h – высота образца (в направлении распространения пучка альфа-частиц); a – нормировочный множитель. Относительная плотность зёрен размером от ρ до $\rho + d\rho$ в образце объёмом V_0 есть

$$\frac{dV_\rho}{V_0} \sim \frac{\rho^3 n(\rho)}{V_0} d\rho. \tag{9}$$

Вероятность того, что траектория альфа-частицы попадёт в зерно размером ρ , вычисляется по формуле

$$\frac{S_\rho}{S_0} \sim \frac{\rho^2}{S_0}, \tag{10}$$

где S_0 – площадь основания образца. Распределение траекторий альфа-частиц по размеру зёрен $p_s(\rho)d\rho$ определя-

ется произведением плотности зёрен на вероятность попадания траектории в зерно:

$$p_s(\rho)d\rho \sim \rho^{5-D} d\rho. \tag{11}$$

Связь толщины зёрен вещества с их размером задаётся выражениями

$$ds \sim \rho n(\rho) d\rho, \quad s(\rho) \sim \int_{\rho}^1 \rho n(\rho) d\rho = a \frac{1-\rho^{2-D}}{2-D}, \tag{12}$$

где величина s нормирована на mh (m – плотность вещества зёрен пены). Для получения распределения траекторий по их длине в веществе пен нужно выразить ρ через s и $d\rho$ через ds :

$$\rho \sim \left(1 + \frac{D-2}{a}s\right)^{\frac{1}{2-D}}, \quad d\rho \sim \left(1 + \frac{D-2}{a}s\right)^{\frac{D-1}{2-D}} ds. \tag{13}$$

После подстановки (13) в (11) имеем

$$p(s)ds \sim \left(1 + \frac{D-2}{a}s\right)^{\frac{4}{2-D}} ds. \tag{14}$$

Значение коэффициента a оценивается из условия нормировки

$$a \int_{\rho_{\min}}^1 \frac{d\rho}{\rho^D} = a \frac{1-\rho_{\min}^{1-D}}{1-D} = 1, \tag{15}$$

и при $\rho_{\min} \ll 1$ получаем $a \approx (D-1)\rho_{\min}^{D-1}$. Теперь распределение (14) можно записать в виде

$$p(s)ds \sim \left(\frac{D-2}{D-1}\rho_{\min}^{1-D}s\right)^{\frac{4}{2-D}} ds = bs^{\frac{4}{2-D}} ds. \tag{16}$$

Как было сказано выше, фрактальная размерность нашей пены $D = 2.85$. Тогда $p(s) = b/s^{4.7}$. Функция распределения $p(s)$ (16) приведена на рис.9 (кривая 3) вместе с распределением траекторий альфа-частиц по длине в остане пористого образца $\varphi(s)$, полученным из энергетического спек-

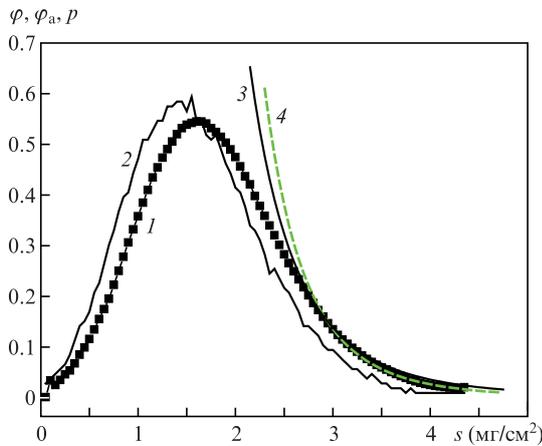


Рис.9. Распределения траекторий по длине оптического пути для пористого образца: распределение $\varphi(s)$, полученное из спектра альфа-частиц с учётом страгглинга, спектра источника и аппаратного уширения (формула (1)) (1), распределение $\varphi_a(s)$, полученное из спектра альфа-частиц с учётом только потерь энергии (формула (5)) (2), распределение $p(s)$, полученное из фрактального анализа изображений (формула (14)) (3) и степенная зависимость $p(s) = b/s^{4.7}$ (4).

тра альфа-частиц. Величина b (или ρ_{\min}) выбрана такой, чтобы кривая $p(s)$ касалась кривой $\varphi(s)$.

Можно было ожидать, что кривая 3 будет хорошо описывать ниспадающую часть зависимости 1. Однако наилучшим образом этот участок аппроксимируется степенной зависимостью $p(s) = b/s^{4.7}$ (кривая 4). Расхождение можно объяснить анизотропией структуры пены, состоящей из произвольно ориентированных плёночных образований, а также погрешностью оценки величины D . Оценка минимального размера зёрен, влияющих на распределение числа траекторий по длине остова при $s \approx 2.8-4.5$ мг/см², даёт $\rho_{\min} \approx 0.01$ (или $r \sim 10^{-4}$ см) для наших условий.

В рамках описанного выше формализма оценка среднего значения размера зёрен даётся выражением

$$\bar{\rho} \approx \int_{\rho_{\min}}^1 \rho n(\rho) d\rho \approx \frac{D-1}{D-2} \rho_{\min}. \tag{17}$$

Полный объём зёрен (вещества остова) определяется по формуле

$$V_s \approx \int_{\rho_{\min}}^1 s^3(\rho) n(\rho) d\rho \approx \frac{(D-1)^4}{(D-2)^3(4D-7)} \rho_{\min}^3, \tag{18}$$

где $s(\rho)$ взято в виде (12). Здесь везде предполагается, что $\rho_{\min} \ll 1$. Переходя от безразмерных величин к размерным, из (17) и (18) получаем связь среднего размера зерна \bar{r} с объёмом вещества остова V_s в виде

$$\frac{\bar{r}}{h} \approx \left(\frac{4D-7}{D-1} \frac{V_s}{V_0}\right)^{1/3}. \tag{19}$$

Если считать, что толщина образца пены h пропорциональна среднему размеру поры d_0 , а объём пены примерно равен объёму пор, то зависимость отношения средних размеров зерна остова и поры от отношения полных объёмов зёрен остова и пор будет иметь вид $\bar{r}/d_0 \sim (V_s/V_0)^{0.33}$. Это не согласуется с похожим соотношением в работах [10, 11], где показатель степени принят равным 0.8. Различие вызвано разным определением размеров поры и зерна. В работах [10, 11] под отношением \bar{r}/d_0 понимается отношение толщины к длине мембран или нитей, из которых состоит остов пены. В настоящей работе – это отношение средних размеров зерна остова и поры. При этом под размером зерна понимается не какой-либо конкретный размер в конкретной пористой структуре, а размер, определяемый путём статистической обработки в рамках приближения фрактальных кластеров.

5. Заключение

Итак, метод альфа-спектрометрии, помимо контроля целостности и оценки неоднородности толщины плёночных образцов, может быть применён для получения распределения траекторий альфа-частиц по длине пути в веществе остова. Анализ микроизображений срезов пористых образцов показал, что их структура имеет фрактальный характер при изменении относительного масштаба увеличения в пределах 1–200; определена фрактальная размерность для зёрен остова. Распределение траекторий по длине в остане, полученное с использованием фрактальной размерности, близко к распределению траекторий, полученному из альфа-спектров, в правой спадающей

щей области распределения. Это даёт основание полагать, что для малопористых участков распределение зёрен по размеру имеет характерный для фрактальных структур вид ρ^{-D} . Приведенные данные можно использовать как исходные при теоретическом рассмотрении распространения лазерного и рентгеновского излучений в конкретных пористых образцах.

1. Lindl J. *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
2. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В., Гольцов А.Ю., Гуськов С.Ю., Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г., Пергамент М.И., Петряков В.М., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **111**, 903 (1997).
3. Khalenkov A.M., Borisenko N.G., et al. *Laser Part. Beams*, **24**, 283 (2006).
4. Nuckolls J.H., Thiessen A.R., Dahlbacka G.H. US Patent 4376752 (1983).
5. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **108**, 548 (1995).
6. Koch J.A., Esrtbrook K.G., Bauer J.D., et al. *Phys. Plasmas*, **2C**, 3820 (1995).
7. Dresselberger M., Jones M.W., Edwards J., Dunne M., Willi O. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2961 (1999).
8. Гаранин С.Г., Деркач В.Н., Шнягин Р.А. *Квантовая электроника*, **34**, 427 (2004).
9. Depierreux S., Labaune C., Michel D.T., Stenz C., Nicolai P., Grech M., Raizuelo G., Weber S., Riconda C., Tikhonchuk V.T., Loiseau P., Borisenko N.G., Nazarov W., Huller S., Pesme D., Casanova M., Limpouch J., Meyer C., Di-Nicola P., Wrobel R., Aloyz E., Romary P., Thiell G., Soullie G., Reverdin C., Villette B. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 195005 (2009).
10. Gus'kov S.Yu. *J. Russ. Laser Res.*, **31**, 574 (2010).
11. Gus'kov S.Yu., Limpouch J., Nikolai Ph., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **18**, 103114 (2011).
12. Борисенко Н.Г., Меркульев Ю.А., Орехов А.С., Чаурасия Ш., Трипати С., Мунда Д.С., Гупта Н.К., Даришвар Л.Дж., Пименов В.Г. *Физика плазмы*, **38** (8), 752 (2013).
13. Ge L., Nagai K., Njrimatsu T., et al. *J. Phys. Conf. Ser.*, **112**, 032065 (2008).
14. Гуськов С.Ю., Меркульев Ю.А. *Квантовая электроника*, **31**, 311 (2001).
15. Rosen M.D., Hammer J.H. *Phys. Rev. E*, **72**, 056403 (2005).
16. Борисенко Н.Г., Громов А.И., Меркульев Ю.А., Орехов А.С., Чаурасия Ш., Трипати С., Мунда Д.С., Гупта Н.К., Даришвар Л.Дж. *Препринт ФИАН № 29* (М., 2011).
17. Koenig M., Bondenne J.M., Batini D., Benuzzi A., Bossi S., Temporal M., Atzeni S. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2260 (1995).
18. Шмидт Ф.К. *Фрактальный анализ в физико-химии гетерогенных систем и полимеров* (Иркутск: изд-е Иркутского ун-та, 2001).
19. Мосолов А.Б., Динариев О.Ю. *ЖТФ*, **58**, 233 (1988).
20. Акимова И.В., Борисенко Н.Г., Громов А.И., Меркульев Ю.А., Орехов А.С. *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, вып. 2, 122 (2012).
21. Izgorodin V.M., Abzaev F.M., Balyaev A.P., Bessarab A.V., Cherksova I.N., Chulkov V.V., Fenoshin D.Yu., Garanin S.G., et al. *Laser Part. Beams*, **27**, 657 (2009).
22. Landau L. *J. Phys.*, **8**, 201 (1944).
23. Comfort J.R., Decker J.F., Link E.T., Scully M.O., Quinton A.R. *Phys. Rev.*, **150**, 249 (1966).
24. Гнеденко Б.В. *Курс теории вероятностей* (М.: Наука, 1965).
25. Mandelbrot B.B. *The Fractal Geometry in Nature* (San-Francisco: W.N.Freeman, 1982).
26. Яблоков М.Ю. *Журн. физической химии*, **73**, 214 (1999).