

Низкокогерентная интерферометрия как метод оценки транспортных параметров случайно-неоднородных сред

Д.А.Зимняков, Дж.С.Сина, С.А.Ювченко, Е.А.Исаева, С.П.Чекмасов, О.В.Ушакова

Обсуждаются особенности применения низкокогерентного интерферометрического зондирования слоев случайно-неоднородных сред для определения транспортной длины распространения излучения как в диффузионном режиме, так и в случае оптически тонких слоев. Транспортная длина определяется по скорости экспоненциального спада интерференционного сигнала при увеличении разности хода световых пучков в опорном плече низкокогерентного интерферометра и в объектном плече, содержащем зондируемый слой в качестве диффузного отражателя. Представлены результаты экспериментальной проверки обсуждаемого подхода с использованием слоев плотноупакованных наночастиц двуокиси титана и политетрафторэтилена.

Ключевые слова: рассеяние, низкокогерентная интерферометрия, дисперсные системы, транспортная длина, диффузионное приближение, моделирование методом Монте-Карло.

1. Введение

Оптические свойства микро- и наноструктурированных дисперсных сред являются в последние три десятилетия объектом интенсивных исследований. Это обусловлено перспективами создания на их основе материалов с уникальными характеристиками в УФ, видимом и ИК диапазонах. Для сред с упорядоченной структурой подобная уникальность проявляется в существовании фотонных запрещенных зон [1–3], на основе которых в сочетании с нелинейно-оптическими свойствами структурных составляющих среды можно реализовать принципиально новые оптические элементы (например, селективные фильтры, преобразователи субпикосекундных лазерных импульсов и др. [4, 5]). Синтез структурно-упорядоченных сред, характеризующихся немонотонным поведением частотных зависимостей эффективных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей и их отрицательными значениями в определенных частотных интервалах, дает предпосылки к созданию так называемых левых сред (метаматериалов) в оптическом диапазоне [6–8].

Интерес к оптическим свойствам случайно-неоднородных дисперсных материалов обусловлен перспективами их применения в качестве высокоэффективных преобразователей излучения в фотоэлектрических устройствах [9], основы для создания лазерных сред с неупорядоченной структурой [10, 11], материалов для фотобиологических применений [12].

Д.А.Зимняков. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77, Институт проблем точной механики и управления РАН, Россия, 410024 Саратов, ул. Рабочая, 24; e-mail: zimnykov@mail.ru
Дж.С.Сина, С.А.Ювченко, Е.А.Исаева, С.П.Чекмасов, О.В.Ушакова. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77

Поступила в редакцию 31 июля 2013 г., после доработки – 6 октября 2013 г.

На перенос оптического излучения в слабопоглощающих изотропных случайно-неоднородных средах оказывают влияние транспортные параметры среды:

- транспортная длина распространения излучения l^* в среде, определяемая характерным масштабом преобразования направленной составляющей излучения в диффузную составляющую [13];
- длина рассеяния $l \ll l^*$ (среднее расстояние, на которое распространяются парциальные составляющие рассеянного поля между актами рассеяния) [13];
- эффективный показатель преломления среды n_{eff} [14], определяющий фазовую скорость парциальных составляющих в среде и, соответственно, коэффициенты отражения парциальных составляющих от границы «среда – свободное пространство».

В свою очередь величины l^* , l и n_{eff} определяются длиной волны λ излучения, объемной долей рассеивающих центров f в среде, их средним размером \bar{r} и показателями преломления рассеивателей n_c и заполняющей пустоты между ними матричной среды n_f (для слабопоглощающих сред мнимые части n_c и n_f можно считать равными нулю). Транспортные параметры среды характеризуют ее свойства как дисперсного оптического материала, в связи с чем проблема их определения является одной из ключевых в синтезе подобных систем с заданными оптическими характеристиками. Одним из наиболее популярных методов оценки l^* и l является измерение диффузного (T_d) и коллимированного (T_c) пропускания слоя среды, а также его диффузного отражения R_d с вычислением на основе полученных данных коэффициента рассеяния $\mu_s = 1/l$ и транспортного коэффициента рассеяния $\mu'_s = 1/l^*$. Для этого могут быть применены различные подходы к приближенному решению обратной задачи переноса излучения в слое (метод добавления удвоения, инверсный метод Монте-Карло и др. [15–17]). Простой и элегантный метод определения l^* с использованием лазерного пучка, наклонно падающего на среду, был предложен Л.Вангом и С.Жаком [18]. В работах [19, 20] обсуждается спекл-корреляционный метод оценки транспортной длины в слу-

чайно-неоднородных средах, основанный на бинарной частотной модуляции зондирующего лазерного излучения и анализе декорреляции спекл-структур в рассеянном излучении в зависимости от сдвига частоты при модуляции. В работе [21] рассмотрен иной подход к спекл-корреляционной оценке l^* для нестационарных случайно-неоднородных сред с использованием локализованного источника зондирующего когерентного излучения и пространственной фильтрации спекл-модулированного изображения поверхности зондируемого объекта с помощью кольцевых фильтров с различными радиусами.

Необходимо отметить, что при измерениях l^* как методом Ванга–Жака, так и упомянутыми спекл-корреляционными методами полученные результаты также зависят от n_{eff} , что приводит к необходимости применения независимых методов определения данного параметра. Аналогичная проблема возникает и при использовании, например, частотно-модуляционных методов [22, 23] определения μ_s и μ'_s .

В работе [24] предложен метод оценки n_{eff} на основе анализа поляризационно-зависимых угловых распределений интенсивности света, диффузно рассеянного средой. Метод позволяет получить значения n_{eff} , согласующиеся с исходными данными о структуре и диэлектрических свойствах исследуемых материалов. Вместе с тем следует отметить определенную сложность инструментальной реализации этого метода, а также трудоемкость измерений и интерпретации полученных результатов.

В настоящей работе рассмотрен метод оценки транспортных параметров случайно-неоднородных сред на основе интерферометрического зондирования слоя среды толщиной L , используемого в качестве диффузного отражателя в объектном плече интерферометра с источником низкокогерентного излучения. Показано, что, в отличие от упомянутых выше методов, оценки l^* и n_{eff} по зависимости интерференционного сигнала от разности хода пучков z в опорном и объектном плечах интерферометра могут быть осуществлены без каких-либо дополнительных независимых измерений как для оптических толстых образцов с $L \gg l^*$, так и при $L \ll l^*$. В последнем случае экспоненциальное затухание интерференционного сигнала при больших z связано с существованием в оптически тонком слое составляющих, которые распространяются вдоль слоя на расстояния, существенно превышающие как L , так и l^* (пространственно-ограниченная диффузия излучения). Для интерпретации полученных данных использованы два подхода – на основе модели эффективной среды при $L \gg l^*$ и статистическое моделирование переноса излучения в оптически тонких слоях.

2. Методика проведения эксперимента и экспериментальные данные

Интерферометрический метод анализа слоистых сред с использованием частично когерентного излучения в настоящее время широко применяется в биологии и медицине для визуализации структуры поверхностных слоев биотканей (оптическая когерентная томография, [25, 28]), а также в метрологии и материаловедении (см., напр., [29, 30]). Зондируемый слоистый объект играет роль отражателя в объектном плече двухлучевого интерферометра (обычно применяется схема Майкельсона), а оптическая длина хода опорного пучка в интерферометре периодически изменяется (например, в результате продольного воз-

вратно-поступательного движения отражателя опорного плеча интерферометра). В случае применения источника частично когерентного излучения глубина интерференционной модуляции интенсивности выходного пучка максимальна при совпадении оптических длин распространения в интерферометре опорного и отраженного от границы между соседними слоями объектного пучков (т.е. при нулевой разности хода). С ростом абсолютной величины разности хода в результате движения отражателя в опорном плече глубина интерференционной модуляции уменьшается до нуля, при этом выходной сигнал интерферометра в случае разностей хода, превышающих длину когерентности источника, определяется суммой интенсивностей некогерентных объектного и опорного пучков. При зондировании прозрачного объекта со слоистой структурой выходной сигнал интерферометра представляет собой последовательность интерференционных «пакетов», положение которых на временной развертке сигнала определяется глубиной залегания соответствующих слоев в объекте, а их огибающая – формой функции когерентности используемого источника излучения. Максимальная глубина интерференционной модуляции для каждого пакета определяется коэффициентом амплитудного отражения зондирующего излучения от соответствующей границы между соседними слоями, т.е. отношением показателя преломления слоев. Анализ временной развертки интерференционного сигнала позволяет получить данные о положении и значениях относительных показателей преломления слоев в объекте.

Отметим, что в случае традиционного анализа частично прозрачных слоистых сред стохастическая составляющая регистрируемого сигнала, обусловленная диффузным рассеянием зондирующего излучения из объема среды в объектный канал интерферометра, является негативным фактором, снижающим предельно возможную глубину зондирования среды и приводящим к паразитной спекл-модуляции сигнала. В рассматриваемых же в данной работе случаях низкокогерентного интерференционного зондирования многократно рассеивающих сред анализируются именно зависимости доминирующего вклада диффузно рассеянных составляющих в интерференционных сигнал от глубины зондирования.

Эксперименты по низкокогерентному зондированию слоев случайно-неоднородных сред проводились с использованием оптического когерентного томографа Thorlabs OCS1300SS (центральная длина волны 1325 нм, длина когерентности в воздухе 6 мм). Исследуемыми образцами служили фторопластовая лента ФУМ толщиной 100 мкм, для которой ожидаемое значение транспортной длины сопоставимо с толщиной образца, и слои полидисперсных частиц диоксида титана со средним размером не более 25 нм (нанопорошок TiO₂ для приготовления слоев – Aldrich 637254, Sigma-Aldrich, США) между стеклянными подложками (толщина подложки 1.0 мм, толщина слоя частиц задавалась прокладками и составляла 200–250 мкм). Волнометрические тесты нанопорошка показали, что его насыпная плотность равна 0.293 ± 0.005 г/см³. Паспортные значения насыпной плотности для продукта Aldrich 637254 существенно ниже и составляют 0.04–0.06 г/см³, что позволяет предположить существование в исходном материале значительного количества агрегатов наночастиц со средним размером, превышающим 25 нм. По оценке, исходное значение f составляет 0.075, после сжатия слоев между подложками $f \approx 0.23$.

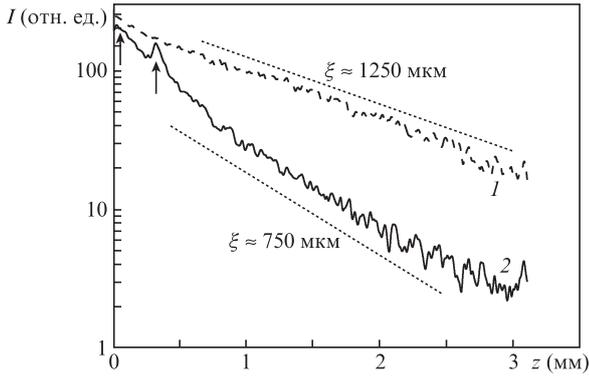


Рис.1. Зависимости выходного сигнала низкокогерентного интерферометра от геометрической разности хода пучков в опорном и объектном плечах при использовании в качестве диффузного отражателя в объектном плече зондируемых слоев частиц TiO_2 толщиной ~ 230 мкм и ленты ФУМ (стрелками показаны пики френелевского отражения от верхней и нижней границ ленты) (2). Пунктиром показаны зависимости $I(z) \propto \exp(-z/\xi)$.

На рис.1 представлены зависимости амплитуды интерференционного сигнала от разности хода пучков z в опорном и объектном плечах (значения z приведены для свободного пространства, без учета коэффициента преломления $n_{\text{эф}}$ зондируемой среды). Особенностью приведенных зависимостей является экспоненциальный спад интенсивности с ростом z ($I(z) \propto \exp(-z/\xi)$), имеющий место при таких разностях хода, когда отношение сигнал/шум превышает единицу. Интервалы экспоненциального спада сигналов для исследуемых образцов перекрывают не менее 1.5 декад. Другой особенностью зависимости для образцов ФУМ является пик, обусловленный френелевским отражением зондирующего пучка от нижней границы слоя (максимумы сигнала, обусловленные отражениями от границ, показаны стрелками). Для слоев TiO_2 наночастиц этот пик не наблюдается, поскольку $L \gg l^*$. Согласно оценкам, $\xi = 750 \pm 30$ мкм для образцов ФУМ и 1250 ± 50 мкм для слоев частиц двуокиси титана.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

3.1. Низкокогерентное интерферометрическое зондирование случайно-неоднородных сред в режиме $L \gg l^*$

Существуют аналогии между временным откликом среды в режиме детектирования обратнорассеянного излучения при зондировании коротким световым импульсом и интерференционным сигналом, регистрируемым в низкокогерентном интерферометре с зондируемой средой в объектном плече [31]. Применительно к используемой в настоящей работе методике низкокогерентное зондирование с длиной когерентности источника 6 мм эквивалентно импульсно-модуляционному зондированию с длительностью импульса $\sim 2 \times 10^{-11}$ с. В диффузионном приближении [13] временной отклик оптически толстого слоя среды в режиме детектирования обратнорассеянного излучения описывается следующим выражением [31]:

$$R_d(t) = \frac{3D}{l^* \tilde{L}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_a}\right) \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp\left(-\frac{D\pi^2 n^2}{\tilde{L}^2} t\right) \left[1 - \cos\left(\frac{l^* + Z_1}{\tilde{L}} 2\pi n\right) \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь $D = l^* v_E / 3$ – коэффициент диффузии излучения; v_E – скорость переноса энергии излучения в среде; τ_a – характерное время поглощения (для сред с малым поглощением $\tau_a \rightarrow \infty$); $\tilde{L} = L + l^*(Z_1 + Z_2)$;

$$Z_{1,2} = \frac{2 + \int_0^1 4\mu R_{1,2}(\mu) d\mu}{3 - \int_0^1 9\mu^2 R_{1,2}(\mu) d\mu} \quad (2)$$

– безразмерные коэффициенты, определяемые отражательной способностью границ слоя [32]; $\mu = \cos\theta$; θ отсчитывается от нормали к поверхности внутри слоя, а $R_{1,2}(\mu)$ равны френелевским коэффициентам отражения границ для неполяризованного света при угле падения θ на границы.

При $\tau_a = \infty$ и $t > \tilde{L}^2 / (\pi^2 D)$ асимптотическое поведение $R_d(t)$ описывается экспоненциальной функцией $R_d(t) \sim \exp(-t/\tau_d)$ с τ_d , определяемым выражением

$$\tau_d \approx \frac{3\tilde{L}^2}{\pi^2 l^* v_E}. \quad (3)$$

При низкокогерентном зондировании сред с малыми материальной и структурной дисперсиями между временем распространения светового импульса в среде и разностью хода пучков в интерферометре существует следующая взаимосвязь: $z = v_E t \approx ct/n_{\text{эф}}$. Таким образом, в диффузионном приближении

$$\xi \approx \frac{3}{\pi^2} \frac{n_{\text{эф}} \{L + l^*[Z_1(n_{\text{эф}}) + Z_2(n_{\text{эф}})]\}^2}{l^*}. \quad (4)$$

Анализируя случай зондирования оптически толстых слоев частиц TiO_2 (рис.1), отметим, что одни и те же значения ξ могут быть получены при разных сочетаниях параметров l^* и $Z_1(n_{\text{эф}}) = Z_2(n_{\text{эф}}) = Z(n_{\text{эф}})$. Другими словами, измеренному в эксперименте ξ на координатной плоскости ($n_{\text{эф}}, l^*$) будет соответствовать кривая $l^* = \varphi(n_{\text{эф}})$. С другой стороны, для заданных λ и f различными значениями среднего размера частиц в слое соответствуют различные значения l^* и $n_{\text{эф}}$. Подобная взаимосвязь также описывается некоторой кривой $l^* = \psi(n_{\text{эф}})$. Точка пересечения кривых $l^* = \varphi(n_{\text{эф}})$ и $l^* = \psi(n_{\text{эф}})$ позволяет определять параметры $n_{\text{эф}}$ и l^* , характеризующие зондируемую среду.

Одним из возможных подходов к определению l^* и $n_{\text{эф}}$ при заданных λ, f и $\langle r \rangle$, а также значений показателя преломления частиц и базовой среды является применение модели эффективной среды. При использовании данного подхода для нахождения транспортных параметров случайно-неоднородных сред с большой объемной долей рассеивающих центров, погруженных в непоглощающую матричную среду и состоящих из непоглощающего материала, рассматривается модельная пространственно-однородная среда с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Неизвестные параметры эффективной среды $\varepsilon', \varepsilon''$ определяются из условия равенства коэффициентов затухания при распространении плоской электромагнитной волны в реальной и модельной средах. В процессе моделирования некоторый объем эффективной среды замещается эквивалентным объемом моделируемой рассеивающей среды (пробным рассеивающим центром), представляющим собой случайным образом выбранную рассеивающую частицу в оболочке из матричной среды.

Для изотропных случайно-неоднородных сред, состоящих из сферических и сфероидальных частиц, пробный рассеивающий центр выбирается в форме сферического ядра из материала рассеивателей, окруженного сферической оболочкой из матричной среды. Радиус сферического ядра и толщина оболочки выбираются исходя из данных о размерах рассеивателей и их объемной доле в моделируемой среде [33]. Погружение пробного рассеивающего центра в эффективную среду не должно приводить к изменению условий распространения в такой среде электромагнитного поля по сравнению с распространением поля в пространственно-однородной эффективной среде. Для обеспечения этого условия могут быть применены различные подходы, в частности подход на основе минимизации амплитуды рассеяния вперед $A(0)$ [13, 14] для пробного рассеивающего центра [34]. Величина $A(0)$ для заданных радиуса ядра и толщины оболочки пробного рассеивателя, а также диэлектрических проницаемостей ядра, оболочки и эффективной среды рассчитывается с помощью известного алгоритма решения задачи о рассеянии электромагнитной волны шаром в оболочке (см., напр., [14]). С использованием рекурсивной процедуры параметры эффективной среды ϵ', ϵ'' изменяются до достижения $A(0)$ наиболее близкого к нулю значения. Для полидисперсных рассеивающих систем используется критерий минимизации усредненного по всем возможным размерам рассеивателей значения $\langle |A(0)| \rangle$.

В процессе нахождения ϵ', ϵ'' для эффективной среды определяется комплексное волновое число для распространяющегося в среде излучения $\tilde{k} = k' + i/2l$ [33], удовлетворяющее критерию минимальности $\langle |A(0)| \rangle$. Эффективный показатель преломления моделируемой среды определяется как $n_{\text{eff}} = \text{Re} \tilde{k} / k_0$ (k_0 – волновое число зондирующего излучения в вакууме), а длина рассеяния – как $l = 1/(2\text{Im} \tilde{k})$. Затем с помощью найденных значений n_{eff} и l определяется транспортная длина l^* . Для этого используется рекурсивная процедура минимизации разности $\langle \sigma_t \rangle - \langle \sigma_{\text{as}} \rangle$ [34], где $\langle \sigma_t \rangle, \langle \sigma_{\text{as}} \rangle$ – сечение экстинкции и параметр асимметрии [14] для пробного рассеивающего центра, получаемые в результате усреднения по всем возможным размерам рассеивающих частиц. В частности данный подход успешно применялся для интерпретации результатов измерений T_d и угловой ширины пиков когерентного обратного рассеяния для сред на основе плотноупакованных частиц TiO_2 [35].

На рис.2 приведены зависимость $l^* = \varphi(n_{\text{eff}})$, соответствующая полученному в эксперименте значению $\xi \approx 1250$ мкм для слоя частиц TiO_2 толщиной 230 ± 5 мкм, и зависимость $l^* = \psi(n_{\text{eff}})$ для модельной системы из сферических частиц с различными значениями радиуса $\langle r \rangle$ и фиксированным $f = 0.23$. Зависимость $l^* = \psi(n_{\text{eff}})$ получена с использованием описанной выше модели эффективной среды; показатель преломления рассеивателей для $\lambda = 1325$ нм в соответствии с [36] принят равным ~ 2.75 . Точка пересечения кривых $l^* = \varphi(n_{\text{eff}})$ и $l^* = \psi(n_{\text{eff}})$ дает $l^* \approx 21.2 \pm 1.3$ мкм и $n_{\text{eff}} \approx 1.283 \pm 0.002$. Соответствующее значение $\langle r \rangle$ составляет 85–90 нм, что позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе в рассеяние агрегатов наночастиц. В низкочастотном пределе $\langle r \rangle / \lambda \rightarrow 0$ вычисляемые с использованием модели эффективной среды значения асимптотически стремятся к величине, даваемой для зондируемой дисперсной системы моделью Максвелла–Гарнетта [14] ($n_{\text{eff}} \approx 1.250$; отмечено на рис.2 вертикальной пунктирной линией), оставаясь несколько больше нее.

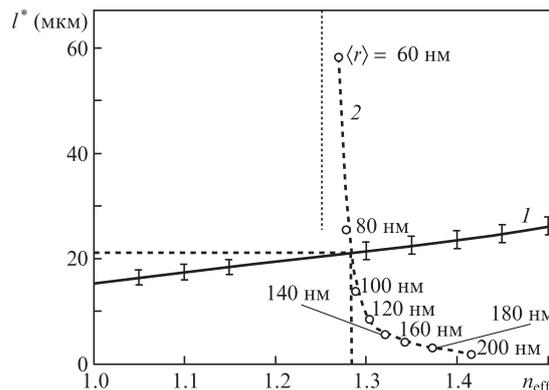


Рис.2. Зависимость $l^* = \varphi(n_{\text{eff}})$ (1), полученная для $\xi \approx 1250$ мкм (слой частиц TiO_2 , рис.1) с использованием выражения (4), и зависимость $l^* = \psi(n_{\text{eff}})$ (2), полученная с использованием модели эффективной среды на основе минимизации амплитуды рассеяния вперед для пробного рассеивающего центра в форме сферической частицы в оболочке. Вертикальная пунктирная линия соответствует даваемому моделью Максвелла–Гарнетта значению n_{eff} в низкочастотном пределе. Отмеченные на кривой 2 точки – результат расчета с разными значениями $\langle r \rangle$.

Измерения l^* для $\lambda = 1325$ нм с помощью других методов не проводились, однако полученное значение может быть сопоставлено с данными по диффузному пропусканию T_d и отражению R_d аналогичных по значению f слоев нанопорошка Aldrich 637254 в интервале длин волн 450–1050 нм. Измерения проводились с использованием спектрометра Ocean Optics QE65000 и интегрирующей сферы Thorlabs IS236A-4, значения l^* и n_{eff} определялись с помощью инверсного метода Монте-Карло. В соответствии с полученными данными величина l^* для данной дисперсной системы монотонно возрастает от ~ 8.9 мкм при $\lambda = 450$ нм до ~ 17.1 мкм при $\lambda = 1050$ нм. Столь значительный рост l^* с увеличением λ обусловлен сильной зависимостью фактора эффективности рассеяния частиц $s \langle r \rangle < \lambda$ от их дифракционного параметра $2\pi \langle r \rangle n_b / \lambda$, где n_b – показатель преломления среды, содержащей частицы. Учитывая эту тенденцию в поведении l^* , можно заключить, что полученное для $\lambda = 1325$ нм значение удовлетворительно согласуется с результатами измерений T_d и R_d для меньших длин волн.

3.2. Низкокогерентное интерферометрическое зондирование случайно-неоднородных сред в режиме $L \leq l^*$

Для слоев с $L \leq l^*$ диффузионное приближение теории переноса излучения (выражения (1), (3), (4)) не работает. Тем не менее результаты статистического моделирования переноса излучения показывают, что экспоненциальный спад «хвоста» сигнала в режиме обратного рассеяния с ростом t (при импульсно-модуляционном зондировании) или z (для низкокогерентной интерферометрии) имеет место и в данном случае. На рис.3 приведены функции плотности вероятности значений путей s парциальных составляющих, полученные при различных значениях l^*/L . Используемая процедура моделирования методом Монте-Карло аналогична описанной в [37, 38]. В качестве фазовой функции рассеяния была принята функция Хени–Гринштейна, адекватно описывающая «одночастичные» индикатрисы рассеяния для различных случайно-неоднородных сред в широком диапазоне значений параметра

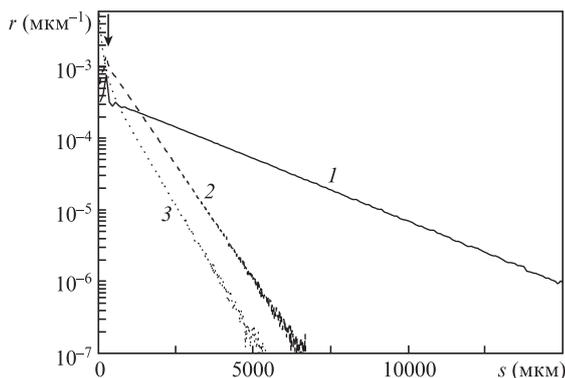


Рис.3. Функции плотности вероятности путей парциальных составляющих рассеянного поля в случайно-неоднородном слое при его зондировании коротким световым импульсом и детектировании обратнорассеянного излучения (моделирование методом Монте-Карло) при $l^*/L = 10$ (1), 2 (2) и 0.1 (3). Стрелкой отмечены пики френелевского отражения от нижней границы слоя (пики от верхней границы не показаны).

анизотропии рассеяния [39]. Высокоамплитудные пики $\rho(s)$ вблизи $s = 2L$ при $l^*/L > 1$ соответствуют френелевскому отражению зондирующего пучка от нижней границы слоя (пики от верхней границы на рисунке не показаны). Приведенные распределения демонстрируют экспоненциальный спад $\rho(s)$ в области больших s . Отметим, что распределения $\rho(s)$ при $l^*/L = 0.1$ и 2 характеризуются приблизительно одинаковой скоростью спада экспоненциального хвоста, но при этом соответствуют различным ветвям (восходящей и нисходящей) зависимости ξ от l^* (рис.4).

Наличие пиков френелевского отражения на зависимости $I(z)$ для образца ФУМ (см. рис.1) позволило при известной толщине слоя 100 мкм определить его эффективный показатель преломления как $n_{\text{eff}} \approx 1.45$; в связи с этим при моделировании использовалось данное значение. Таким образом, в случае $L \ll l^*$ при больших значениях z сигнал, как и для $L \gg l^*$, убывает по экспоненциальному закону: $I(z) \propto \exp(-z/\xi)$. На рис.4 представлена зависимость ξ от l^* для слоя толщиной 100 мкм $n_{\text{eff}} = 1.45$, полученная по данным моделирования методом Монте-Карло. Здесь же представлена зависимость, соответствующая диффузионному приближению (выражение (4)). При вычислении $Z_1 = Z_2 = Z$ для границ раздела «слой – воздух» использовано выражение (2); значение Z составило ~ 2.11 . Расхождение между ξ , соответствующим числен-

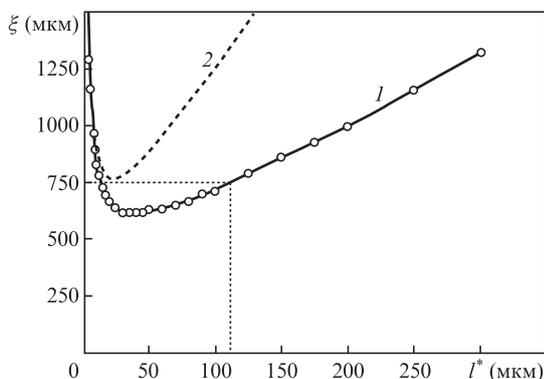


Рис.4. Зависимости ξ от l^* для слоя толщиной 100 мкм с $n_{\text{eff}} = 1.45$; 1 – моделирование методом Монте-Карло; 2 – диффузионное приближение (выражение (4)).

ному решению уравнения переноса (моделирование методом Монте-Карло), и завышенным значением, даваемым диффузионным приближением, становится неприемлемым (более 10%) при $l^*/L > 0.25$. Модельная зависимость $\xi = \varphi(l^*/L)$ позволяет оценить по полученной в эксперименте величине $\xi \approx 750$ мкм значение l^* для образца ФУМ в 115 ± 7 мкм (слишком малое значение $l^* \approx 14$ мкм, соответствующее нисходящей ветви зависимости, отброшено). Это хорошо согласуется с отношением амплитуд пиков френелевского отражения от верхней и нижней границ слоя (~ 0.19 с учетом вклада диффузных составляющих сигнала, см. рис.1). В предположении о близком к изотропному характере рассеяния в слое (что должно выполняться в ближней ИК области) $l^* \approx l$ и отношение пиков должно составлять $\exp(-2L/l^*) \approx 0.18$.

Следует рассмотреть вопрос об особенностях распространения парциальных составляющих рассеянного поля с $s \gg l^*$ в слоях с $L \ll l^*$. Экспоненциально затухающий «хвост» сигнала в случае $L \ll l^*$ обусловлен диффузией вдоль слоя парциальных составляющих с s , существенно превышающими l^* . Оценим влияние l^* и n_{eff} на ξ в режиме изотропного рассеяния, когда $l^* \approx l$. Рассматривая произвольно выбранную парциальную составляющую рассеянного излучения, распространяющуюся вдоль слоя, определим связанную с ней долю потока энергии, остающуюся в слое после каждого акта рассеяния. Для изотропной фазовой функции $p(\theta, \phi) = 1/4\pi$ в слое будут оставаться те компоненты углового спектра рассеянной парциальной составляющей, для которых направления распространения образуют угол с нормалью к поверхностям слоя, превышающий предельный угол $\theta' = \arcsin(1/n_{\text{eff}})$. Для каждого акта рассеяния можно записать приближенное соотношение между потоком энергии парциальной составляющей до и после N -го акта рассеяния:

$$W_{N+1} \approx \frac{\int_{-\theta'}^{\theta'} \int_0^{2\pi} p(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} p(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} W_N = \frac{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - 1}}{n_{\text{eff}}} W_N.$$

При большом числе актов рассеяния

$$W_N \sim \exp\left[-N \ln\left(\frac{n_{\text{eff}}}{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - 1}}\right)\right] \approx \exp\left[-\frac{z}{l^*} \ln\left(\frac{n_{\text{eff}}}{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - 1}}\right)\right], \quad (5)$$

где в данном случае z – расстояние, проходимое парциальной составляющей в слое. Эта модель предсказывает экспоненциальное убывание сигнала, порождаемого парциальными составляющими с $s \gg l^*$, распространяющимися вдоль слоя. В режиме изотропного рассеяния

$$\frac{\xi}{n_{\text{eff}}} = \left[\ln\left(\frac{n_{\text{eff}}}{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - 1}}\right) \right]^{-1} l^*.$$

С помощью моделирования методом Монте-Карло были получены значения ξ/n_{eff} для слоев с $L/l^* = 0.02$ при различных значениях параметра анизотропии рассеяния $g = 1 - l/l^*$ и n_{eff} . Результаты моделирования представлены на рис.5 в виде зависимостей $K = \xi/l^* n_{\text{eff}}$ от

$$\Gamma = \left[\ln\left(\frac{n_{\text{eff}}}{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - 1}}\right) \right]^{-1}.$$

В режиме почти изотропного рассеяния ($g = 0.1$) $\xi/l^* n_{\text{eff}} \approx \Gamma$. С увеличением анизотропии рассеяния значения K уменьшаются, несмотря на преимущественное рассеяние

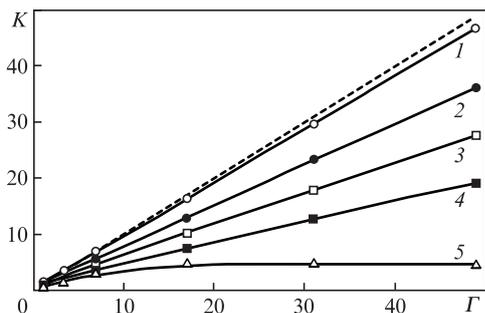


Рис.5. Зависимости K от $\Gamma = [\ln(n_{\text{eff}}/\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - 1})]^{-1}$ для слоя с $l^*/L = 2$ и $n_{\text{eff}} = 1.45$ при параметре анизотропии $g = 0.1$ (1), 0.3 (2) 0.5 (3), 0.7 (4) и 0.9 (5). Штриховая линия соответствует случаю $K = \Gamma$ (изотропное рассеяние в слое).

в объем слоя при $g \rightarrow 1$. Это обусловлено ростом числа актов рассеяния N на расстоянии $\sim l^*$; величину N можно оценить как $1/(1 - g)$. В случае сильной анизотропии рассеяния ($g \geq 0.85 - 0.90$) и $n_{\text{eff}} > 2$ величина K с ростом эффективного показателя преломления слоя практически не меняется. Отметим, что зависимость ξ от l^* , равно как и влияние n_{eff} и g на K , должны приводить в случае широкополосных источников к спектральной селекции излучения, распространяющегося вдоль слоя в режиме пространственно-ограниченной диффузии. Для слоев, состоящих из рэлеевских частиц ($\tilde{a} \ll \lambda$, \tilde{a} – размер частицы), должен наблюдаться тривиальный сдвиг спектра диффузных составляющих с $s \gg l^*$ в длинноволновую область. В то же время для слоев из более крупных частиц ($\tilde{a} \sim \lambda$) увеличение l^* с ростом λ будет сопровождаться также существенным увеличением параметра анизотропии рассеяния, что должно приводить к более интенсивному затуханию длинноволновых составляющих. Определенное влияние должны оказывать и особенности дисперсионной характеристики среды, приводящие к вариациям n_{eff} при изменении λ . Отметим, что из-за малых интенсивностей распространяющихся вдоль слоев с $L \ll l^*$ парциальных составляющих с $s \gg l^*$ их анализ является сложной технической задачей, требующей применения детекторов с весьма широким динамическим диапазоном.

4. Заключение

Представленные результаты позволяют сделать вывод о том, что низкокогерентное интерферометрическое зондирование слоев случайно-неоднородных сред является достаточно универсальным подходом, позволяющим анализировать транспортные характеристики зондируемой случайно-неоднородной среды на фиксированной длине волны не только для диффузно рассеивающих сред, но и для систем с существенным вкладом нерассеянных и малократно рассеянных составляющих в регистрируемый сигнал. Это дает предпосылки к существенному расширению функциональных возможностей различных подходов к диагностике и визуализации случайно-неоднородных сред на основе интерферометрического зондирования с использованием широкополосных источников излучения. Значительный интерес представляют дальнейшие исследования режима пространственно-ограниченной диффузии излучения вдоль оптически тонких слоев случайно-

неоднородных сред, который можно интерпретировать как специфическое проявление волноводного распространения излучения в тонких пленках с большими потерями на рассеяние.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13-02-00440а и 12-02-31568мол_а.

1. Yablonovitch E. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059 (1987).
2. Ивченко Е.Л., Поддубный А.Н. *ФТТ*, **48**, 540 (2006).
3. Hajian H., Soltani-Vala A., Kalafi M. *Opt. Commun.*, **292**, 149 (2013).
4. Vujic D., John S. *Phys. Rev. A*, **72**, 013807 (2005).
5. Fiddy M.A., Schenk J.O., Cao Y. *Opt. Photon. Lett.*, **1**, 1 (2008).
6. Веселаго В.Г. *УФН*, **92**, 517 (1967).
7. Веселаго В.Г. *УФН*, **181**, 1201 (2011).
8. Pendry J.B. *Contemporary Physics* (Princeton, USA: University Princeton Press, 2004, vol. 45, p. 191).
9. Colodrero S., Calvo M.E., Miguez H., in *Solar Energy*. Rugescu R.D. (Ed.) (Croatia : INTECH, 2010, pp. 413–432).
10. Van der Molen K.L., Mosk A.P., Lagendijk A. *Opt. Commun.*, **278**, 110 (2007).
11. El-Dardiry R.G.S., Lagendijk A. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 161106 (2011).
12. Popov A.P., Priezhev A.V., Lademann J., Myllylä R. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 2564 (2005).
13. Ishimaru A. *Appl. Opt.*, **28**, 2210 (1989).
14. Борен К., Хафмен Д. *Рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986, с. 266).
15. Rouston D.D., Poston R.S., Prah S.A. *J. Biomed. Opt.*, **1**, 110 (1996).
16. Leyre S., Durinck G., Giel B.V., Saeys W., Hofkens J., Deconinck G., Hanselaer P. *Opt. Express*, **20**, 17856 (2012).
17. Hennessy R., Lim S.L., Markey M.K., Tunnell J.W. *J. Biomed. Opt.*, **18**, 037003 (2013).
18. Wang L., Jacques S. *Appl. Opt.*, **34**, 2362 (1995).
19. Zimnyakov D.A., Vilensky M.A. *Opt. Lett.*, **31**, 429 (2006).
20. Зимняков Д.А., Виленский М.А. *Оптика и спектроскопия*, **104**, 662 (2008).
21. Зимняков Д.А., Исаева А.А., Исаева Е.А., Ушакова О.В., Здражевский Р.А. *Письма в ЖЭТФ*, **38**, 43 (2012).
22. Kienle A., Patterson M.S. *Phys. Med. Biol.*, **42**, 1801 (1997).
23. Gurfinkel M., Sevick-Muraca E., Pan T. *J. Biomed. Opt.*, **9**, 1336 (2004).
24. Rivas J.G., Dau D.H., Imhof A., Sprik R., Bret B.J.P., Johnson P.M., Hijmans T.W., Lagendijk A. *Opt. Commun.*, **220**, 17 (2003).
25. Fercher A.F., Mengedoh K., Werner W. *Opt. Lett.*, **13**, 186 (1988).
26. Huang D., Swanson E.A., Lin C.P., Schuman J.P., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafito C.A., Fujimoto J.F. *Science*, **254**, 1178 (1991).
27. Геликонов В.М., Геликонов В.Г., Гладкова Н.Д., Куранов Р.В., Никулин Н.К., Петрова Г.А., Починко В.В., Правденко К.И., Сергеев А.М., Фельдштейн Ф.И., Ханин Я.И., Шабанов Д.В. *Письма в ЖЭТФ*, **61**, 149 (1995).
28. Fercher A.F., Drexler W., Hitzingerberger C.K., Lasser T. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 239 (2003).
29. Davidson B.R., Barton J.K. *J. Biomed. Opt.*, **15**, 016009 (2010).
30. Meemon P., Yao J., Lee K.-S., Thompson K.P., Ponting M., Baer E., Rolland J.P. *Sci. Rep.*, **3**, 1709 (2013).
31. Johnson P.M., Imhof A., Bret B.J.P., Rivas J.G., Lagendijk A. *Phys. Rev. E*, **68**, 016604 (2003).
32. Vera M.J., Durian D.J. *Phys. Rev. E*, **53**, 3215 (1996).
33. Soukoulis C.M., Datta S., Economou E.N. *Phys. Rev. B*, **49**, 3800 (1994).
34. Busch K., Soukoulis C.M., Economou E.N. *Phys. Rev. B*, **50**, 93 (1994).
35. Zimnyakov D.A., Pravdin A.B., Kuznetsova L.V., Kochubey V.I., Tuchin V.V., Wang R.K., Ushakova O.V. *J. Opt. Soc. Am. A*, **24**, 711 (2007).
36. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/nk/Oxides/Gif/tio2b.gif>.
37. Jacques S.L., Wang L.-H., in *Optical Thermal Response of Laser Irradiated Tissue*. Welch A.J., van Gemert M.J.C. (Eds) (New York: Plenum Press, 1995, pp. 73–100).
38. Zimnyakov D.A., Sinichkin Yu.P., Agafonov D.N., Zakharov P.V. *Waves in Random Media*, **11**, 395 (2001).
39. Henyey L.C., Greenstein J.L. *Astrophys. J.*, **93**, 70 (1941).