

07

О спекл-коррелометрическом методе оценки транспортного коэффициента рассеяния случайно-неоднородных сред

© Д.А. Зимняков, А.А. Исаева, Е.А. Исаева, О.В. Ушакова,
Р.А. Здражевский

Саратовский государственный технический университет
имени Гагарина Ю.А.
E-mail: zimnykov@mail.ru

Поступило в Редакцию 8 июня 2012 г.

Предложен метод оценки транспортного коэффициента рассеяния случайно-неоднородных сред с применением корреляционного анализа интенсивности лазерного излучения, обратнорассеянного движущейся средой. Метод основан на использовании локализованного источника излучения (сфокусированного на поверхность среды лазерного пучка) и пространственной фильтрации регистрируемого рассеянного излучения в плоскости изображения оптической системы с помощью программно-реализуемого кольцевого фильтра.

Одним из актуальных направлений в оптическом зондировании случайно-неоднородных сред является развитие методов определения параметров, контролирующих перенос излучения в среде. Особую роль среди этих параметров играет транспортный коэффициент рассеяния μ'_s [1]. Величина, обратная к μ'_s (транспортная длина l^*), определяет расстояние в среде, на котором теряется информация об исходном направлении зондирующего пучка. Значение l^* наряду с длиной поглощения $l_a = \mu_a^{-1}$ (μ_a — коэффициент поглощения) контролирует не только пространственно-временную динамику плотности потока энергии электромагнитного поля в среде, но и интерференционные и лазерные эффекты при многократном рассеянии [2,3]. Частотная зависимость l^* определяется как структурными параметрами среды, так и особенностями поведения диэлектрических функций компонентов среды для рассматриваемого интервала частот [4].

В настоящее время существуют различные методы определения транспортных характеристик, использующие особенности оптического

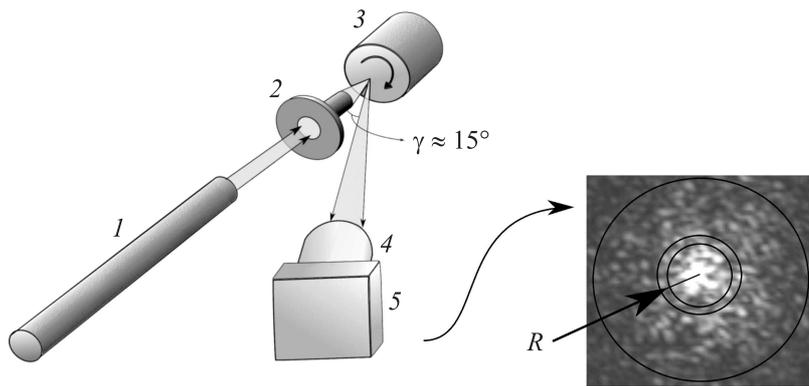


Рис. 1. Схема спекл-коррелометра с локализованным источником зондирующего излучения и пространственной фильтрацией рассеянного света в плоскости изображения: 1 — лазер; 2 — микрообъектив; 3 — исследуемый образец; 4 — объектив; 5 — КМОП-камера.

отклика среды при их зондировании импульсным, гармонически модулированным или непрерывным излучением. Традиционным подходом является измерение спектров диффузного пропускания и отражения и коллимированного пропускания слоя среды с анализом данных на основе модификаций теории переноса излучения (см., например, [5]). Подход позволяет осуществить точные измерения значений l^* , l_a и параметра анизотропии рассеяния g [1], однако его реализация связана со специальной подготовкой образцов и значительными временными затратами. Часто возникает необходимость экспрессной оценки величины l^* для заданной длины волны.

В данной работе рассмотрен подход к определению l^* и μ'_s на основе спекл-коррелометрического анализа флуктуаций интенсивности когерентного излучения, рассеянного движущейся средой. Особенности являются (рис. 1): использование локализованного источника излучения (сфокусированного на поверхность среды лазерного пучка) и селекция парциальных составляющих рассеянного поля по длинам пути в среде путем пространственной фильтрации спекл-модулированных изображений поверхности с применением программно-реализуемых кольцевых фильтров. В данном случае модуль нормированной автокорреляционной

функции флуктуаций рассеянного поля в произвольно выбранной точке на поверхности среды может быть представлен как [6]:

$$|g_1(\tau)| = \left| \langle E(t)E^*(t+\tau) \rangle / \langle |E(t)|^2 \rangle \right| \\ = \int_0^\infty \exp(-k^2 \langle \Delta \bar{r}^2(\tau) \rangle S/3) P(S) dS, \quad (1)$$

где $E(t)$ — амплитуда рассеянного поля в момент t , k — волновое число излучения в среде, $\langle \Delta \bar{r}^2(\tau) \rangle$ — усредненное по ансамблю рассеивателей значение среднего квадрата из смещения за время τ , $P(S)$ — функция плотности вероятности нормированных на l^* путей парциальных составляющих рассеянного поля в среде $S = s/l^*$. Получаемая в эксперименте нормированная автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности $g_2(\tau) = \langle \{I(t) - \langle I \rangle\} \{I(t+\tau) - \langle I \rangle\} / \langle \{I(t) - \langle I \rangle\}^2 \rangle$ для стационарных и эргодических рассеивающих систем связана с $|g_1(\tau)|$ соотношением Зигерта [7]: $g_2(\tau) = \beta |g_1(\tau)|^2$, где β — постоянная, определяемая условиями детектирования. Использование локализованного источника и пространственная фильтрация детектируемого излучения позволяют осуществить дискриминацию парциальных составляющих по длинам пути s . Представляя с учетом (1) $g_2(\tau)$ как $g_2(\tau) \approx \exp(-2k^2 \langle \Delta \bar{r}^2(\tau) \rangle \tilde{S}/3) = \exp(-\{\tau/\tau_c\}^2)$, получим в случае равномерного поступательного движения среды время корреляции флуктуаций интенсивности в выделенной зоне равным $\tau_c \approx 1.22/kv\sqrt{\tilde{S}}$ (здесь v — скорость среды, \tilde{S} — средневзвешенное значение нормированного оптического пути для анализируемого кольцевого участка поверхности). В случае зондирования светом с длинами волн λ_1 и λ_2 отношение времен корреляции для одинаковых условий детектирования будет определяться как $\tau_{c,\lambda_1}/\tau_{c,\lambda_2} \approx \lambda_1\sqrt{\tilde{S}_{\lambda_2}}/\lambda_2\sqrt{\tilde{S}_{\lambda_1}}$. Рассматривая случай, когда радиус кольцевой зоны R удовлетворяет условию $R > l^*$, где r — эффективное значение радиуса источника диффузного излучения, создаваемого в объеме среды, запишем для диффузионного режима распространения излучения: $\tilde{s} = \tilde{S}l^* \approx K_1R^2/l^*$, где K_1 — нормировочный коэффициент. Соответственно $\tau_{c,\lambda_1}/\tau_{c,\lambda_2} \approx \lambda_1l_{\lambda_1}^*/\lambda_2l_{\lambda_2}^*$.

Следует учитывать, что при использовании оптической схемы рис. 1 время корреляции флуктуаций субъективных спеклов τ_c' в плоскости изображения связано с величиной τ_c , определяемой в объектной плос-

кости (вблизи поверхности среды), преобразованием $\tau'_c = K_2 \tau_c$, где K_2 определяемая параметрами оптической системы. Используя подход, описанный в [8], можно получить, что $K_2 \approx K_3 F (M + 1) / \sqrt{2\pi q M}$, где K_3 — нормировочный коэффициент, F , q — фокусное расстояние и радиус зрачка, M — используемое увеличение.

Для определения абсолютного значения l^* по измеренному τ'_c необходимо значение \tilde{S} при заданном R , что требует знания величины r . Данная проблема решалась нами путем моделирования Монте-Карло (МК) переноса зондирующего излучения в среде с подгоночными параметрами l^* и r на основе экспериментальных данных о радиальном распределении интенсивности по пятну рассеяния на поверхности образца.

Экспериментальная апробация подхода производилась с использованием лазерного излучения 633 nm (He-Ne-лазер ГН-5П) и 405 nm (Laser modules FLEXPPOINT blue). В качестве модельной среды использован политетрафторэтиленовый (ПТФЭ) цилиндр толщиной 30 mm и диаметром 25 mm, приводимый во вращение регулируемым приводом (рис. 1). Частота вращения выбиралась в интервале от 0.00244 до 0.00735 Hz. Пучок фокусировался на торцевую поверхность цилиндра на расстоянии ≈ 7.5 mm от оси вращения с помощью микрообъектива МИМ-9 ($F = 16$ mm, $NA = 0.30$). Последовательности спекл-модулированных изображений участка поверхности регистрировались КМОП-камерой Thorlabs DCC1545M с объективом ($F = 50$ mm, $q = 4$ mm, $M = 0.25\times$), после чего определялись значения τ'_c . Ширина анализируемой кольцевой зоны для всех значений R составляла 0.18 mm. Получаемые в эксперименте корреляционные функции флуктуаций интенсивности при различных R с приемлемой точностью допускают гауссову аппроксимацию с $\tau'_c(R) \sim 1/v$, что соответствует рассмотренной выше модели. На рис. 2, *a* приведены нормированные на kv значения τ'_c в зависимости от R для $\lambda = 633$ nm и $\lambda = 405$ nm.

На рис. 2, *b* приведены радиальные распределения нормированных значений интенсивности обратнорассеянного излучения $I(R/r)/I(0)$ для сред с различными значениями l^*/r , полученные с использованием моделирования. Значения показателя преломления и g были приняты равными $1/35$ и ≈ 0.9 , что соответствует известным из литературы величинам для ПТФЭ [8]. Здесь же приведены зависимости $I(R/r)/I(0)$, построенные на основе полученных в эксперименте распределений $I(R)/I(0)$ путем подбора значений r , обеспечивающих наилучшее согласование экспериментальных данных с результатами моделирования.

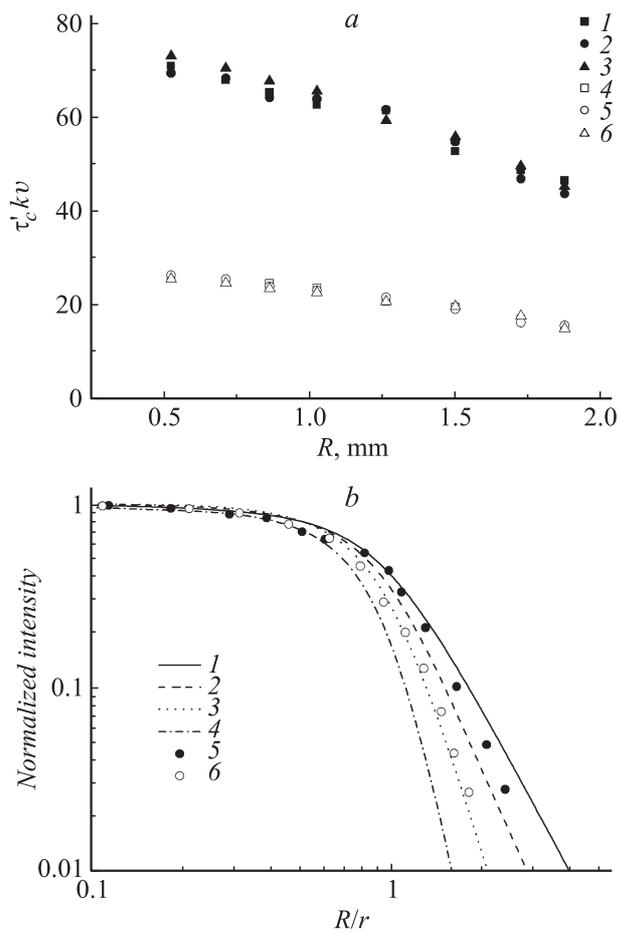


Рис. 2. *a* — зависимости $\tau'kv$ от R : 1 — $\lambda = 633$ nm, $v = 0.1$ mm/s; 2 — $\lambda = 633$ nm, $v = 0.19$ mm/s; 3 — $\lambda = 633$ nm, $v = 0.29$ mm/s; 4 — $\lambda = 405$ nm, $v = 0.1$ mm/s; 5 — $\lambda = 405$ nm, $v = 0.19$ mm/s; 6 — $\lambda = 405$ nm, $v = 0.29$ mm/s. Отношения $\tau'_{c,633}k_{633}v/\tau'_{c,633}k_{633}v = l_{633}^*/l_{405}^*$ при $R = 1.875$ mm ≈ 2.87 . *b* — радиальные распределения $I(R/r)/I(0)$: 1-4 — моделирование ($1 - r/l^* = 4$; 2 — $r/l^* = 8$; 3 — $r/l^* = 16$; 4 — $r/l^* = 32$); 5, 6 — эксперимент (5 — $\lambda = 633$ nm; 6 — $\lambda = 405$ nm). Подгоночные значения r_{633} и r_{405} : $\approx (1120 \pm 70) \mu\text{m}$; $\approx (1050 \pm 60) \mu\text{m}$; получаемые значения l_{633}^* и l_{405}^* : $\approx (195 \pm 10) \mu\text{m}$; $\approx (68 \pm 4) \mu\text{m}$.

Значения транспортного коэффициента рассеяния для образцов ПТФЭ, полученные с использованием различных методов

Длина волны зондирующего излучения, nm	Спекл-коррелометрический метод + анализ радиальных распределений интенсивности, mm^{-1}	Измерение диффузного пропускания с использованием интегрирующей сферы, mm^{-1}
405	14.76 ± 0.87	15.10 ± 1.08
633	5.14 ± 0.26	5.35 ± 0.55

Значения $\mu'_s = 1/l^*$ для ПТФЭ, полученные в результате анализа спекл-коррелометрических данных и радиальных распределений интенсивности, представлены в таблице. Здесь же приведены значения μ'_s , полученные по измерениям с помощью интегрирующей сферы (Thorlabs IS236A-4) величинам диффузного пропускания образца ПТФЭ толщиной 0.5 mm ($T_{633}^d \approx 0.440 \pm 0.022$, $T_{405}^d \approx 0.245 \pm 0.011$; в данном случае для вычисления μ'_s применялось инверсное МК моделирование). Следует отметить хорошее соответствие между значениями μ'_s , полученными с использованием двух методов. Также отметим, что приведенные в таблице значения μ'_s для $\lambda = 633$ nm хорошо согласуются с данными о значениях l^* для ПТФЭ при $\lambda_1 = 532$ nm и $\lambda_2 = 789$ nm [8]. В то же время в коротковолновой области видимого диапазона наблюдаемый нами рост μ'_s с уменьшением λ происходит в большей степени, чем это предсказывается предложенным в [8] соотношением $\mu'_s(\lambda_1)/\mu'_s(\lambda_2) \approx \lambda_2/\lambda_1$. В нашем случае $\mu'_s(40\text{ nm})/\mu'_s(633\text{ nm}) \approx 2.85 > \lambda_2/\lambda_1 \approx 1.56$. Это предположительно обусловлено резким возрастанием фактора эффективности рассеяния структурных неоднородностей ПТФЭ при уменьшении длины волны в коротковолновой области видимого диапазона вблизи края интенсивной полосы поглощения материала в ближней УФ-области.

В заключение следует отметить, что помимо μ'_s , данный подход может быть также использован и для оценки других параметров (в частности, показателя преломления) на основе анализа зависимостей времени корреляции и средней интенсивности рассеянного излучения от радиуса кольцевого фильтра. К характеристикам зондируемой среды, оцениваемым с использованием данного подхода, следует также отнести и параметры подвижности рассеивателей (среднюю скорость или коэффициент трансляционной диффузии частиц среды).

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-12112-офи-м-2011.

Список литературы

- [1] *Muskens O.L., Legendijk A.* // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 1222–1231.
- [2] *Reufer M., Rojas-Ochoa L.F., Eiden S.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 171 904.
- [3] *Sapienza R., Garcia P.D., Bertolotti J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 233 902.
- [4] *Zhang L., Lu H.* // Modern Optics. 2012. V. 52. P. 121–125.
- [5] *Boas D.A., Yodh A.G.* // JOSA. A. 1997. V. 14. P. 192–215.
- [6] *Камминс Г., Пайк Э.* (ред.) Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов. М.: Мир, 1978.
- [7] *Yoshimura T.* // JOSA. A. 1986. V. 3. P. 1032–1054.
- [8] *Rojas L.F., Bina M., Cerchiari G.* et al. // Eur. Phys. J. Spectral Topics. 2011. V. 199. P. 167–180.