

## ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

А.А.Карабутов, И.М.Пеливанов, Н.Б.Подымова<sup>1)</sup>, С.Е.Скипетров

Международный учебно-научный лазерный центр,  
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 июня 1999 г.

С использованием оптико-акустического метода выполнено прямое невозможное измерение пространственного распределения интенсивности света в сильно рассеивающей среде. Показано, что интенсивность вблизи поверхности может более чем в 5 раз превышать падающую, причем ее абсолютный максимум наблюдается на глубине  $l(1-R)(1-0.4R)$ , определяемой транспортной длиной свободного пробега фотона  $l$  и эффективным коэффициентом  $R$  отражения света от границы рассеивающей и внешней сред.

PACS: 07.64.+z, 42.25.Dd, 43.80.+p, 78.20.Nr, 82.70

В течение последнего десятилетия наблюдается бурное возрождение интереса к задачам многократного рассеяния классических волн, и прежде всего света, в случайнонеоднородных средах. Это обусловлено как многообразием новых физических эффектов, наблюдаемых (или ожидаемых) в условиях многократного рассеяния: корреляции рассеянного излучения, когерентное обратное рассеяние, андерсоновская локализация света и т.д. [1], так и важными приложениями оптических методов диагностики в медицине [2].

В подавляющем большинстве экспериментов по многократному рассеянию регистрируется *выходящее* из среды излучение, поскольку помещение детектирующего устройства внутрь среды (когда оно вообще возможно) неминуемо ведет к искажению картины рассеяния. В то же время, и с фундаментальной, и с прикладной точек зрения представляют также интерес характеристики излучения *внутри* рассеивающей среды.

В настоящей работе проведено прямое измерение пространственного распределения интенсивности света в рассеивающей среде. Использованный для этого метод основан на оптико-акустическом эффекте, заключающемся в термооптическом возбуждении ультразвуковых волн в исследуемой среде при поглощении в ней импульсного лазерного излучения [3]. В последние годы оптико-акустический эффект широко используется для диагностики случайнонеоднородных сред [4].

При поглощении в среде лазерного импульса длительности  $\tau_L$ , много меньшей времени пробега акустической волны по области тепловыделения ( $\alpha v \tau_L \ll 1$ ,  $\alpha$  – коэффициент экстинкции света,  $v$  – скорость звука в среде), форма ультразвукового импульса (оптико-акустического (ОА) сигнала) повторяет пространственное распределение тепловых источников в среде [3]. В случае однородно поглощающей и рассеивающей среды в приближении плоской световой волны это распределение совпадает

<sup>1)</sup> e-mail: natasha@gpwp1.phys.msu.ru

с пространственным распределением интенсивности света в среде. В этом случае интенсивность лазерного излучения в среде может быть представлена в виде

$$I(z, t) = I(z)f(t) \simeq I(z)\tau_L\delta(t). \quad (1)$$

В свою очередь, передний фронт импульса давления в бегущей акустической волне, возбуждаемой в среде, дается выражением [3, 4]

$$p(\tau = t - z/v < 0) = \frac{\beta v^2}{2c_p} \mu_a E_0 \frac{I(-v\tau)}{I_0}, \quad (2)$$

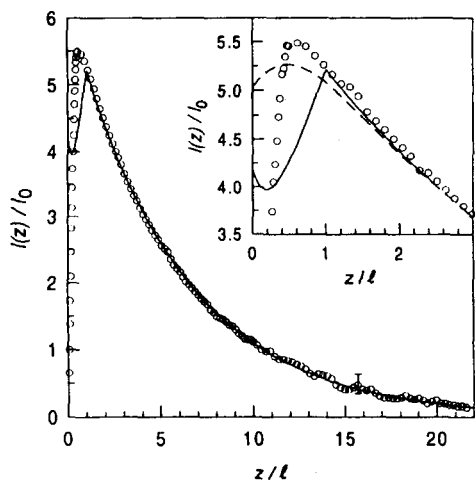
где  $\beta$  – коэффициент теплового расширения,  $c_p$  – удельная теплоемкость среды,  $\mu_a$  – коэффициент поглощения света,  $E_0 = I_0\tau_L$  – плотность лазерной энергии на поверхности среды.

Как видно из (2), передний фронт ОА сигнала,  $p(\tau < 0)$ , повторяет пространственное распределение интенсивности света в среде, а временной масштаб изменения  $p$  и пространственный масштаб изменения  $I(z)$  связаны через скорость звука в среде:  $z = -v\tau$ . Момент  $\tau = 0$  соответствует приходу на акустический приемник ОА сигнала, возбуждаемого на поверхности  $z = 0$  образца (при прямой схеме регистрации ОА сигнала в поглощающей среде, см. [3, 4]). Определение момента  $\tau = 0$  на экспериментально полученном временном профиле ОА сигнала с учетом дифракции [4] позволяет, с использованием (2), преобразовать временную зависимость фронта ОА сигнала  $p(\tau < 0)$  в пространственную зависимость  $I(z)$ . Таким образом, оптико-акустический метод дает возможность проводить прямое измерение пространственного распределения интенсивности света в рассеивающей среде, если коэффициент поглощения света, скорость звука и теплофизические параметры среды, а также плотность падающей энергии известны.

В наших экспериментах модельная рассеивающая среда, представляющая из себя водную суспензию полистироловых шариков диаметром 0.76 мкм (объемная концентрация шариков  $\Phi = 0.75\%$ ), облучалась падающими по нормали к ее поверхности импульсами Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности (длина волны излучения  $\lambda = 1.06$  мкм, длительность импульса  $\tau_L = 12$  нс). Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения, предварительно пропущенного через стеклянный светорассеиватель, на поверхности суспензии было близко к гауссовому с характерным радиусом пучка  $a = 2.6$  см. Возбуждаемые в суспензии акустические импульсы регистрировались с помощью широкополосного пьезоприемника, абсолютно откалиброванного в спектральном диапазоне 0.03–8 МГц, низкочастотная чувствительность приемника ( $13.5 \pm 0.1$ ) мВ/Па. Приемник располагался со стороны, противоположной облучаемой поверхности суспензии, и находился в акустическом контакте с кюветой (прямая схема регистрации). Электрический сигнал с пьезоприемника регистрировался цифровым осциллографом Tektronix TDS-220 (аналоговая полоса частот 100 МГц, частота дискретизации 1 ГГц) и усреднялся по 64-м реализациям.

Низкая объемная концентрация частиц позволила нам считать показатель преломления, коэффициент поглощения света и теплофизические параметры суспензии равными их величинам для воды ( $n = 1.326$ ,  $\mu_a = 0.16$  см<sup>-1</sup>,  $\beta = 1.82$  К<sup>-1</sup>,  $c_p = 4.18$  Дж/г·К). Коэффициент поглощения ультразвука в воде в используемом диапазоне частот не превышает  $K = 2.5 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>, поэтому мы не учитывали влияния поглощения на форму ОА сигнала при распространении его в суспензии (высота кюветы  $L = 2$  см  $\ll K^{-1}$ ). Измеренная скорость звука в суспензии составила  $v = (1.49 \pm 0.01) \cdot 10^5$  см/с.

Соотношение (2) позволяет рассчитать  $I(z)/I_0$  по измеренной временной зависимости переднего фронта ОА сигнала  $p(\tau < 0)$ . Это соотношение, однако, имеет место только при  $z > z_{min} = v/f_{max}$ , где  $f_{max}$  – частота, ограничивающая сверху спектральный диапазон пьезоприемника. Для нашей экспериментальной установки  $z_{min} \approx 200$  мкм. Из вышеизложенного следует возможность прямого невозмущающего измерения пространственного распределения  $I(z)/I_0$  интенсивности излучения в рассеивающей среде при  $z > z_{min}$ . Результаты такого измерения изображены на рисунке. Для удобства мы нормируем  $z$  на транспортную длину свободного пробега фотона в среде  $\ell = 1/\mu'_s$ , где  $\mu'_s$  – приведенный коэффициент рассеяния света.



Пространственное распределение интенсивности света в полубесконечной случайно-неоднородной среде (водная суспензия полистироловых шариков диаметром 0.76 мкм, объемная концентрация частиц – 0.75%, транспортная длина свободного пробега фотона  $\ell = 628$  мкм): кружки – экспериментальные данные, сплошная линия – аналитический расчет в диффузионном приближении, штриховая линия – расчет методом Монте-Карло

Измеренное распределение  $I(z)/I_0$  мы сравниваем с распределениями, рассчитанными аналитически и численно – методом Монте-Карло. Для аналитического расчета пространственного распределения интенсивности излучения в случайно-неоднородной среде будем считать, что среда занимает полупространство  $z > 0$ , а падающий на нее пучок имеет бесконечно большой радиус. Такое приближение вполне допустимо, если и толщина среды, и радиус пучка во много раз превосходят  $\ell$ . Интенсивность излучения в среде представим в виде суммы когерентной и диффузной составляющих:

$$I(z, t) = I_{coh}(z, t) + I_{dif}(z, t). \quad (3)$$

( $I_{dif}$  есть лучевая интенсивность, усредненная по телесному углу  $4\pi$ .) Когерентная составляющая экспоненциально спадает с расстоянием:  $I_{coh}(z, t) = I_0 f(t) \exp[-(\mu_a + \mu_s)z]$ ,  $\mu_s$  – коэффициент рассеяния света в среде, а диффузная составляющая, при условии  $\mu_a \ll \mu'_s$ , описывается уравнением диффузии [5, 6]

$$\left[ \nabla^2 - \alpha^2 - \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial t} \right] I_{dif}(z, t) = -\frac{c I_0 f(t)}{D} \delta(z - z_1). \quad (4)$$

Здесь  $I_0 f(t)$  – интенсивность падающего на среду излучения,  $c$  – скорость света в среде,  $D$  – коэффициент диффузии света,  $\alpha^2 = 3\mu_a \mu'_s$ ,  $z_1 \approx \ell$  – расстояние, на котором коллимированное падающее излучение преобразуется в диффузное. При условии  $\tau_L \gg (\mu_a c)^{-1}$ , которое в рассматриваемом здесь случае хорошо выполняется, можно пренебречь производной по времени в левой части уравнения (4).

В качестве граничного условия для уравнения (4) используем условие равенства  $I_{dif}$  нулю на так называемой экстраполированной границе [7] – плоскости  $z = -z_0 = -\Delta\ell$ , где  $\Delta = \frac{2}{3}(1+R)/(1-R)$  и  $R$  – эффективный коэффициент внутреннего отражения диффузного излучения от границы рассеивающей и прозрачной сред [8]. Использование такого граничного условия дает

$$I_{dif}(z) = \frac{I_0}{2} \sqrt{\frac{3\mu'_s}{\mu_a}} \{ \exp[-\alpha|z - z_1|] - \exp[-\alpha(z + 2z_0 + z_1)] \}. \quad (5)$$

Считая показатели преломления воды и полистирола равными  $n_1 = 1.326$  и  $n_2 = 1.559$ , соответственно, по теории Ми [5] получаем<sup>2)</sup>  $\mu'_s = 15.92 \text{ см}^{-1}$ ,  $\ell = 628 \text{ мкм}$ . Расчет параметра  $\Delta$  с использованием полученного в работах [8] интегрального выражения для  $R$  дает  $\Delta = 1.66$ . Полученная при этом зависимость  $I(z)/I_0$  представлена на рисунке сплошной линией.

Для расчета  $I(z)$  методом Монте-Карло мы моделировали многократное рассеяние в случайнеоднородной среде большого количества фотонов ( $N = 10^6$ ), подобно тому, как это делалось, например, в работах [9]. Диаграмма рассеяния отдельной частицы задавалась формулой Хеньи – Гринштейна с показателем анизотропии  $g = 0.782$ , рассчитанным по теории Ми для рассеивателей диаметром  $0.76 \text{ мкм}$ . Вероятность внутреннего отражения на границе среда – воздух рассчитывалась по формулам Френеля [10]. Полученная в результате моделирования кривая  $I(z)/I_0$  изображена на вставке рисунка штриховой линией. При  $z > \ell$  результаты численного моделирования совпадают с аналитическими.

Как видно из рисунка, при  $z > \ell$  измеренная зависимость  $I(z)/I_0$  превосходно согласуется с рассчитанными. В этой области  $I(z)$  описывается простым выражением:  $I(z) \propto \exp(-\alpha z)$  [см. (5)], что позволяет определить  $\mu'_s$  при известном  $\mu_a$ . Полученное нами значение  $\mu'_s = 16.45 \text{ см}^{-1}$  хорошо согласуется с рассчитанным  $\mu'_s = 15.92 \text{ см}^{-1}$ .

При  $z < \ell$  результаты, полученные экспериментально, аналитически и численно расходятся. Диффузионная теория в этой области становится неприменимой, так как вблизи границы среды существенную роль играют процессы рассеяния низких порядков. Несоответствие результатов численного моделирования экспериментальным данным обусловлено, по всей видимости, факторами, не учитываемыми численной моделью, но являющимися важными вблизи границы среды: векторной природой электромагнитного излучения, возможностью интерференции рассеянных волн, различием между модельной фазовой функцией Хеньи – Гринштейна и фазовой функцией, соответствующей рассеянию Ми, а также конечными размерами лазерного пучка и кюветы.

Отметим, что при  $z < 10\ell$  интенсивность излучения в рассеивающей среде превышает интенсивность падающего излучения ( $I(z)/I_0 > 1$ ). Такое увеличение интенсивности в приповерхностном слое происходит из-за диффузного отражения рассеивающегося излучения от более глубоких слоев среды. Образец случайнеоднородной среды, таким образом, можно представить себе как резонатор, одно из зеркал которого расположено при  $z = 0$  (отражение обеспечивается за счет разности показателей преломления рассеивающей и внешней сред), а другое распределено непрерывно по полупространству  $z > 0$  (отражение реализуется за счет рассеяния). Как и в любом

<sup>2)</sup> Программа расчета доступна в сети Интернет: <http://www.ilc.msu.ru/~skipetr/>.

резонаторе, в образце случайнонеоднородной среды должна иметь место концентрация электромагнитной энергии, что и наблюдается экспериментально.

При  $z = z_{max} \simeq \ell/2$  величина  $I(z)$  имеет абсолютный максимум, причем  $I(z_{max})$  более чем в 5 раз превышает интенсивность  $I_0$  падающего на среду света. Расчет  $I(z)$  методом Монте-Карло для различных соотношений коэффициентов преломления рассеивающей и внешней сред выявил, что положение максимума интенсивности определяется эффективным коэффициентом отражения  $R$  диффузного излучения от границы среда – воздух и может быть приближенно описано формулой  $z_{max} \simeq \ell(1 - R)(1 - 0.4R)$ .

Проводя интерполяцию экспериментально измеренной зависимости  $I(z)$  в области  $z > \ell$  формулой (5) можно одновременно определять  $\mu_a$  и  $\mu'_s$ . Это позволяет предложить новый метод независимого измерения коэффициентов поглощения и рассеяния мутных сред. Этот метод является альтернативой чисто оптическому методу, основанному на измерении временных профилей прошедших через мутную среду коротких импульсов [11].

Подведем некоторые итоги. В настоящей работе произведено прямое невозмущающее измерение пространственного распределения интенсивности  $I(z)/I_0$  оптического излучения в рассеивающей среде и изучены его особенности. Показано, что на глубинах  $z > \ell$  зависимость  $I(z) \propto \exp(-\sqrt{3\mu_a\mu'_s}z)$ . Вблизи границы среды, при  $z < 10\ell$ , интенсивность излучения превышает интенсивность  $I_0$  падающей волны, причем в некоторой точке  $z = z_{max}$ , она достигает абсолютного максимума, который может более чем в 5 раз превосходить  $I_0$ . Для  $z_{max}$  найдена приближенная формула:  $z_{max} \simeq \ell(1 - R)(1 - 0.4R)$ . Эффект существенного увеличения интенсивности излучения вблизи поверхности рассеивающей среды необходимо принимать во внимание в случаях, когда имеются ограничения на величину интенсивности света в среде (например, в медицинских приложениях).

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-17112). Работа С.Е.Скипетрова поддержана также Международным центром фундаментальной физики в Москве (грант ИНТАС 96-0457) и Московским исследовательским центром компании Samsung Electronics Co. Ltd.

1. *Diffuse waves in complex media*, Ed. J.-P.Fouque, Dordrecht, 1999; P.Sheng, *Introduction to wave scattering, localization, and mesoscopic phenomena*, San Diego, 1995.
2. В.В.Тучин, *Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях*, Саратов: из-во Саратовского ун-та, 1998; *Tissue optics*, Eds. A.J.Welch, M.C.J. van Gemert, New York, 1992.
3. В.Е.Гусев, А.А.Карабутов, *Лазерная оптоакустика*, М.: Наука, 1991.
4. L.A.Aslanov, A.A.Karabutov, N.B.Podymova et al., *Laser Phys.* **6**, 1105 (1997); A.A.Karabutov, N.B.Podymova, and V.S.Letokhov, *Appl. Phys.* **B63**, 545 (1996).
5. Г. ван де Хюлст, *Рассеяние света малыми частицами*, М.: Иностранная литература, 1961.
6. K.Furutsu and Y.Yamada, *Phys. Rev.* **E50**, 3634 (1994).
7. Ф.М.Морс, Г.Фешбах, *Методы теоретической физики*, М.: Иностранная литература, 1958.
8. R.C.Haskell, L.V.Swaasand, T.Tsay et al., *J. Opt. Soc. Am.* **A11**, 2727 (1994); D.J.Durian, *Phys. Rev.* **E50**, 857 (1994); J.X.Zhu, D.J.Pine, and D.A.Weitz, *Phys. Rev.* **A44**, 3948 (1991).
9. С.Е.Скипетров, С.С.Чесноков, *Квантовая Электроника* **25**, 753 (1998); Г.И.Марчук, Г.А.Михайлов, М.А.Назарлиев и др., *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике*, Новосибирск, Наука, 1974.
10. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1992.
11. J.C.Hebden, F.E.W.Schmidt, M.E.Fry et al., *Opt. Lett.* **24**, 534 (1999); M.S.Patterson, B.Chance, and B.C.Wilson, *Appl. Opt.* **28**, 2331 (1989).