

Измерение оптических характеристик рассеивающих сред лазерным оптико-акустическим методом

А.А.Карабутов, И.М.Пеливанов, Н.Б.Подымова, С.Е.Скипетров

Предложена и экспериментально реализована методика измерения пространственного распределения интенсивности света в сильно рассеивающих средах и оптических характеристик таких сред с использованием оптико-акустического эффекта. Временной профиль давления термооптически возбуждаемого акустического импульса определяется коэффициентом поглощения и пространственным распределением интенсивности света в исследуемой среде. Оптико-акустическим методом измерены коэффициент поглощения и приведенный коэффициент рассеяния света модельных рассеивающих водоподобных сред. Результаты прямого измерения пространственного распределения интенсивности света совпадают с теоретическим расчетом в диффузионном приближении.

Ключевые слова: рассеяние света, поглощение света, оптико-акустический эффект.

Введение

Исследование распространения оптического излучения в светорассеивающих средах и, в частности, распределения поглощающих и рассеивающих неоднородностей, является фундаментальной научной проблемой [1]. В последнее время интерес к этой проблеме в значительной мере связан с развитием оптики биологических сред и тканей (см., напр., [2]). Широко обсуждающиеся методы исследования оптических характеристик рассеивающих сред основаны на регистрации рассеянного средой светового поля [3–7]. Разделение вкладов рассеяния и поглощения в уменьшение интенсивности света наиболее затруднено, если один из процессов значительно эффективнее другого. Именно это имеет место в случае биологических тканей – коэффициент рассеяния света для них в 10–100 раз превышает коэффициент поглощения (см., напр., [8]), и раздельное измерение этих величин упомянутыми выше методами встречает значительные трудности.

Для преодоления этих трудностей в настоящей работе предлагается оптико-акустический (ОА) метод, основанный на термооптическом возбуждении ультразвуковых волн в среде при поглощении в ней импульсного лазерного излучения [9]. Достоинством ОА метода является пропорциональность амплитуды возбуждаемого ОА сигнала только коэффициенту поглощения света – в случае рассеивающей среды без поглощения ОА сигнал будет отсутствовать.

При поглощении в среде лазерного импульса с длительностью, много меньшей времени пробега акустической волны по области тепловыделения, профиль давления ОА сигнала повторяет пространственное распределение тепловых источников в среде [9]. В случае однородно-поглощающей и рассеивающей среды в приближе-

нии плоской световой волны это распределение совпадает с пространственным распределением интенсивности света в среде. Оно зависит от коэффициентов поглощения и рассеяния света, а также от соотношения показателей преломления поглощающей среды и прозрачной среды, через которую производится облучение (см., напр., [10, 11]). Аппроксимируя этой зависимостью профиль давления ОА сигнала в исследуемой рассеивающей среде, можно получить коэффициенты поглощения и рассеяния света. Таким образом, предлагаемый импульсный ОА метод дает возможность прямого измерения оптических характеристик рассеивающих сред.

1. Теоретический расчет пространственного распределения интенсивности света в условиях многократного рассеяния

Рассмотрим полубесконечную среду с коэффициентами поглощения и рассеяния света μ_a и μ_s соответственно, занимающую полупространство $z > 0$. Пусть рассеяние преобладает над поглощением: $\mu_a \ll \mu'_s = (1 - g)\mu_s$ (μ'_s – приведенный коэффициент рассеяния; $g = \langle \cos \theta \rangle$ – средний косинус угла однократного рассеяния θ), т. е. в среде реализуется многократное рассеяние излучения [12]. При падении на такую среду светового импульса с плоским волновым фронтом (временная зависимость интенсивности $I_0 f(\tau)$, характерная длительность лазерного импульса τ_L) интенсивность излучения внутри среды может быть представлена как сумма интенсивностей ослабленного первичного пучка фотонов, еще не претерпевших рассеяния, $I_{\Pi}(z, t)$ и диффузного поля рассеянного света $\Phi(z, t)$. Первая из этих составляющих быстро спадает с увеличением z [12],

$$I_{\Pi}(z, t) = I_0 f(t) \exp[-(\mu_a + \mu_s)z], \quad (1)$$

а вторая может быть найдена как решение уравнения диффузии [12, 13]

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi(z, t) - D \nabla^2 \Phi(z, t) + c \mu_a \Phi(z, t) = c S(z, t), \quad (2)$$

где c – скорость света в среде; $D = c/(3\mu'_s)$ – коэффициент диффузии света [14]; $S(z, t)$ – распределение источников излучения в среде. Уравнение (2) получается из известного уравнения переноса излучения в так называемом диффузионном приближении [12] (при условии, что $\mu_a \ll \mu'_s$ и распределение источников является изотропным). Это уравнение достаточно хорошо описывает функцию $\Phi(z, t)$ вдали от границы рассеивающей среды (при $z \geq l^* = 1/\mu'_s$) и источников излучения.

Если время жизни фотона в среде $(\mu_a c)^{-1}$ много меньше длительности лазерного импульса ($\mu_a c \tau_L \gg 1$), то рассеяние света в среде можно считать квазистационарным. В этом случае из (2) получается стационарное уравнение диффузии [15]:

$$(\nabla^2 - \mu_{\text{ef}}^2) \Phi(z, t) = -\frac{cS(z, t)}{D}, \quad (3)$$

где $\mu_{\text{ef}}^2 = c\mu_a/D = 3\mu_a\mu'_s$. Граничное условие для $\Phi(z, t)$ на поверхности среды и функцию распределения источников $S(z, t)$ можно представить в виде

$$\Phi(z = -z_0, t) = 0, \quad (4)$$

$$S(z, t) = I_0 f(t) \delta(z - z_1), \quad (5)$$

где $z = -z_0$ – так называемая экстраполированная граница [16]; $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака; $z_1 \approx l^*$ – глубина, на которой падающее на среду коллимированное излучение преобразуется в диффузное; $z_0 = \Delta l^*$; Δ – постоянная, зависящая от соотношения показателей преломления прозрачной (n_1) и рассеивающей (n_2) сред. Точное решение так называемой задачи Милна об отражении плоской световой волны от полубесконечной случайно-неоднородной среды (при $n_1 = n_2$) дает $\Delta = 0.7104$ [15]. В случае $n_1 \neq n_2$ при расчете Δ необходимо принять во внимание отражение части излучения на границе рассеивающей среды. Это приводит к следующему результату [17, 18]:

$$\Delta = \frac{2}{3} \left(\frac{1 + R_{\text{ef}}}{1 - R_{\text{ef}}} \right), \quad (6)$$

где

$$R_{\text{ef}} = \frac{R_f + R_j}{2 - R_f + R_j} \quad (7)$$

– эффективный коэффициент отражения диффузного излучения от границы раздела;

$$R_f = 2 \int_0^{\pi/2} R_F(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta; \quad (8)$$

$$R_j = 3 \int_0^{\pi/2} R_F(\theta) \sin \theta \cos^2 \theta d\theta;$$

$$R_F(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta}{n_2 \cos \theta_2 + n_1 \cos \theta} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{n_2 \cos \theta - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta + n_1 \cos \theta_2} \right)^2; \quad 0 \leq \theta < \theta_r; \quad (9)$$

$$R_F(\theta) = 1; \quad \theta_r \leq \theta \leq \frac{\pi}{2};$$

$\theta_r = \arcsin(n_1/n_2)$ – угол полного внутреннего отражения; $\theta_2 = \arcsin[(n_2/n_1) \sin \theta]$.

Решение уравнения (3) с граничным условием (4) и с учетом (5) при $z \geq z_1 \approx l^*$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi(z, t) &= \frac{cI_0 f(t)}{2\mu_{\text{ef}} D} \exp[-\mu_{\text{ef}}(z - z_1)] \\ &\times \{1 - \exp[-2\mu_{\text{ef}}(z_0 + z_1)]\} \approx I_0 f(t) \frac{3}{2\mu_{\text{ef}} l^*} \\ &\times \{\exp(\mu_{\text{ef}} l^*) - \exp[-\mu_{\text{ef}} l^* (2\Delta + 1)]\} \exp(-\mu_{\text{ef}} z). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, интенсивность света внутри рассеивающей среды на расстоянии $z \geq l^*$

$$\begin{aligned} I(z, t) &= I(z) f(t) = I_0 f(t) \exp[-(\mu_a + \mu_s)z] \\ &+ \Phi(z, t) = I_0 f(t) h(z), \end{aligned} \quad (11)$$

где функция

$$\begin{aligned} h(z) &= \frac{I(z)}{I_0} = \exp[-(\mu_a + \mu_s)z] + \frac{3}{2\mu_{\text{ef}} l^*} \\ &\times \{\exp(\mu_{\text{ef}} l^*) - \exp[-\mu_{\text{ef}} l^* (2\Delta + 1)]\} \exp(-\mu_{\text{ef}} z) \end{aligned} \quad (12)$$

описывает пространственное распределение интенсивности света в диффузионном приближении. На расстояниях $z > l^*$ функция $h(z)$ определяется только диффузной компонентой рассеянного светового поля (второе слагаемое в (12)), поскольку в приближении $\mu_a \ll \mu'_s$ коэффициент экстинкции света $\mu_{\text{ef}} \ll \mu_s$. Традиционно используемое выражение $\mu_{\text{ef}} = [3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)]^{1/2}$ [19, 20] при $\mu_a \ll \mu'_s$ выходит за пределы точности модели и в рамках диффузионного приближения совпадает с введенным выше выражением (см. (3)).

В общем случае интенсивность света в рассеивающей среде представляется в виде $I(z, t) = I_0 f(t) H(z)$, однако в области $0 \leq z \leq l^*$ пространственное распределение интенсивности света в среде $H(z)$ не может быть выражено аналитической функцией [19, 20]. Численное моделирование методом Монте-Карло показывает, что $H(z)$ имеет локальный минимум на границе рассеивающей среды $z = 0$, а на расстоянии $z \approx l^*/2$ наблюдается максимум интенсивности света. В то же время $H(z)$ при $z \geq (1.5 - 2)l^*$ совпадает с распределением $h(z)$ (12), поэтому на таких расстояниях диффузионное приближение применимо для расчета пространственного распределения интенсивности света в рассеивающей среде.

2. Теоретическая модель импульсного ОА эффекта в рассеивающей среде

Решение задачи об импульсном лазерном возбуждении звука разбивается на три этапа – расчет плотности тепловыделения в рассеивающей среде, расчет теплового поля в среде, создаваемого найденными на первом этапе источниками тепла, и нахождение в среде акустического поля, излучаемого рассчитанными выше тепловыми полями. Каждая из этих задач не имеет в общем случае аналитического решения, поэтому анализ термооптического возбуждения звука в рассеивающей среде возможен только при дополнительных упрощающих предположениях.

Пусть среда является сильно рассеивающей ($\mu_a \ll \mu'_s$) и ее толщина L и характерный радиус лазерного пучка a_0 , используемого для возбуждения звука, много больше глубины проникновения света в среду $z_L \approx \mu_{ef}^{-1}$. Тогда можно использовать приближение полубесконечной среды и считать лазерный пучок коллимированным. Это позволяет воспользоваться результатами разд.1 для решения оптической (первой) части задачи лазерного возбуждения звука и ограничиться одномерными акустическими и тепловой задачами [9].

Поскольку исследуемая среда сильно рассеивает свет, то размер неоднородностей r_0 имеет порядок длины волны света λ_{opt} : $r_0 \sim \lambda_{opt}$. С другой стороны, в широком диапазоне ультразвуковых частот вплоть до сотен мегагерц можно считать $\lambda_{opt} \ll \lambda_{th} \ll \lambda_{ac}$ (λ_{th} и λ_{ac} – длины тепловой и акустической волн), поэтому исследуемую среду можно считать акустически- и термически-однородной и описывать ее некоторыми «эффективными» параметрами – удельной теплоемкостью c_p , скоростью звука c_0 , коэффициентом теплового расширения β , температуропроводностью χ . Если время релаксации теплового поля в области нагрева $t_{th} \approx 1/(\mu_{ef}^2 \chi)$ много больше длительности лазерного импульса τ_L , то диффузией тепла в процессе лазерного нагрева среды можно пренебречь.

При поглощении в среде короткого лазерного импульса ($\mu_{ef} c_0 \tau_L \ll 1$) интенсивность излучения в среде $I_0 f(t) H(z) = I_0 \tau_L \delta(t) H(z) = E_0 \delta(t) H(z)$, где E_0 – плотность лазерной энергии на поверхности среды (при $z = 0$). В этом случае при указанных выше предположениях временная зависимость давления в бегущей акустической волне, излучаемой в поглощающую среду [9, 21, 22], имеет вид

$$p\left(\tau = t - \frac{z}{c_0}\right) = \frac{\beta c_0^2}{2c_p} \times \mu_a E_0 \begin{cases} H(-c_0 \tau), & \tau < 0 \\ [(1-N)/(1+N)] H(c_0 \tau), & \tau > 0 \end{cases} \quad (13)$$

Здесь N – отношение акустических импедансов поглощающей и прозрачной сред (для акустически жесткой границы поглощающей среды $N = 1$, для свободной границы $N \gg 1$); $(1-N)/(1+N) = R_{ac}$ – коэффициент отражения ультразвуковой волны от границы раздела. Таким образом, ОА сигнал (13) представляет собой волну сжатия и следующую за ней волну разрежения (при $N > 1$) или сжатия (при $N < 1$). При малом, но конечном $\mu_{ef} c_0 \times \tau_L \leq 0.1$ переходная зона между фазами имеет длительность порядка τ_L . Общая длительность ОА сигнала определяется временем пробега звука по области тепловыделения и составляет $(4-6)(\mu_{ef} c_0)^{-1}$.

Необходимо отметить, что выражение (13) получено без учета дифракции ОА сигнала при распространении в исследуемой среде. По экспериментально зарегистрированному временному профилю ОА сигнала $p_d(\tau)$, прошедшему исследуемую среду толщиной L , можно восстановить $p(\tau)$ [9, 21]:

$$p(\tau) = p_d(\tau) + \omega_d \int_{-\infty}^{\tau} p_d(x) dx, \quad (14)$$

где $\omega_d = 2c_0 L / a_0^2$ – частота волны, для которой длина дифракции равна L ; a_0 – радиус акустического пучка на

поверхности среды, совпадающий с радиусом лазерного пучка.

Как видно из (13), передний фронт ОА сигнала $p(\tau < 0)$ повторяет пространственное распределение интенсивности света в среде, причем временной масштаб изменения p и пространственный масштаб изменения H связаны через скорость звука в среде: $z = -c_0 \tau$. При прямой регистрации ОА сигналов (в поглощающей среде) [21, 22] момент $\tau = 0$ соответствует приходу на акустический приемник сигнала, возбуждаемого на поверхности исследуемой среды. При свободной границе поглощающей среды $p(\tau = 0) = 0$ (за счет отражения от границы сигнала в противофазе), а при жесткой границе $p(\tau = 0)$ имеет локальный минимум [23], соответствующий локальному минимуму в распределении $H(z)$ интенсивности света в среде при $z = 0$. Определение момента $\tau = 0$ на экспериментально полученном и скорректированном с учетом (14) временном профиле давления ОА сигнала позволяет преобразовать временную зависимость переднего фронта ОА сигнала $p(\tau < 0)$ в пространственную зависимость $p(z = -c_0 \tau > 0)$. Эта зависимость, нормированная на $(\beta c_0^2 / 2c_p) \mu_a E_0$, есть распределение интенсивности света в среде $H(z)$ (см. (13)). Таким образом, ОА 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 энергии лазерного излучения на поверхности среды известны.

На расстояниях $z \geq (1.5 - 2) l^*$ имеем $H(z) = h(z)$, и поэтому (см. (12) и (13))

$$p(z) = \frac{\beta c_0^2}{2c_p} \mu_a E_0 \frac{3}{2\mu_{ef} l^*} \{ \exp(\mu_{ef} l^*) - \exp[-\mu_{ef} l^* (2\Delta + 1)] \} \times \exp(-\mu_{ef} z) = \frac{\beta c_0^2}{4c_p} \mu_{ef} E_0 \{ \exp \mu_{ef} l^* - \exp[-\mu_{ef} l^* (2\Delta + 1)] \} \times \exp(-\mu_{ef} z) = \frac{\beta c_0^2}{4c_p} \mu_{ef} E_0 \xi(z). \quad (15)$$

Для рассеивающей среды с неизвестными оптическими характеристиками по экспоненциальной зависимости фронта ОА сигнала $p(\tau < 0) \sim \exp(\mu_{ef} c_0 \tau)$ можно определить коэффициент экстинкции света $\mu_{ef} = (3\mu_a \mu'_s)^{1/2}$. По нормированному на $(\beta c_0^2 / 4c_p) \mu_{ef} E_0$ абсолютному давлению ОА сигнала $\xi(z)$ в области, где наблюдается его экспоненциальный спад, определяется $l^* = 1/\mu'_s$. Зная μ_{ef} и l^* , можно определить μ_a и μ'_s .

Таким образом, по форме переднего фронта давления ОА сигнала, зарегистрированного с высоким временным разрешением, можно рассчитать оптические характеристики рассеивающей среды – коэффициент поглощения и приведенный коэффициент рассеяния света.

3. Экспериментальная установка и исследуемые образцы

Измерение оптических характеристик рассеивающих сред импульсным ОА методом проводилось на установке, собранной по схеме с прямой регистрацией ОА сигналов (рис.1). Для их возбуждения использовалось излучение основной гармоники (длина волны 1.06 мкм) импульсного Nd:YAG-лазера I с модуляцией добротности

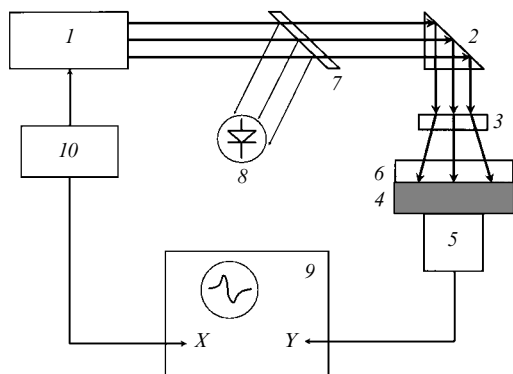


Рис.1. Схема экспериментальной установки по измерению оптических характеристик рассеивающих сред:

1 – импульсный Nd:YAG-лазер с модуляцией добротности; 2 – поворотная призма; 3 – стеклянный светорассеиватель; 4 – кювета с исследуемой средой; 5 – акустический приемник; 6 – кварцевая пластина; 7 – делительная пластина; 8 – фотокатод; 9 – цифровой осциллограф; 10 – многоканальный генератор импульсов.

(характерная длительность импульса $\tau_L = 10$ нс). Энергия в импульсе могла варьироваться нейтральными светофильтрами (на рис.1 не показаны) и составляла 50–70 мДж. Основная часть излучения призмой 2 через стеклянный светорассеиватель 3 (для получения гладкого распределения интенсивности в пучке) направлялась на кювету 4 с исследуемой жидкой рассеивающей средой диаметром 6 см и высотой $L = 2$ см. Кювета находилась в акустическом контакте с широкополосным пьезоприемником 5, изготовленным из ПВДФ-пленки толщиной 110 мкм и абсолютно откалиброванным по методике [24] в диапазоне 0.03–8 МГц; низкочастотная чувствительность приемника составляла 13.5 ± 0.1 мВ/Па.

Для получения акустически жесткой границы исследуемой среды кювета закрывалась кварцевой пластиной 6 ($N = 0.1$), в отсутствие этой пластины граница исследуемой среды – воздух являлась акустически свободной ($N \gg 1$). Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения на поверхности исследуемой среды было близко к гауссову с характерным радиусом пучка $a_0 = 2.6$ см. Часть энергии лазерного излучения делительной пластиной 7 отводилась на фотокатод 8 типа ФК-2 для контроля энергии и формы импульсов. Электрический сигнал с пьезоприемника регистрировался цифровым осциллографом 9 типа Tektronix TDS-220 (аналоговая полоса 100 МГц, частота дискретизации 1 ГГц). Синхронизация работы схемы осуществлялась многоканальным генератором импульсов 10 с регулируемыми задержками.

Описанная установка позволяет возбуждать и регистрировать акустические импульсы длительностью 500 нс–10 мкс с амплитудой давления от 2–3 Па (при усреднении сигнала по 64-м реализациям). Это дает возможность измерять коэффициент экстинкции света μ_{ef} в диапазоне $1.5 - 100$ см $^{-1}$ при коэффициенте поглощения света $\mu_a > 0.05$ см $^{-1}$. Поскольку для таких μ_{ef} толщина исследуемой среды L и радиус лазерного пучка a_0 удовлетворяют соотношению $L, a_0 > \mu_{ef}$ и $\mu_{ef} c_0 \tau_L \ll 1$, то для анализа экспериментальных профилей ОА сигналов можно использовать результаты разд.1, 2.

В качестве исследуемых модельных рассеивающих сред были взяты водная суспензия полистироловых сферических частиц (Bangs Lab. Inc., USA, радиус частиц

$r_0 = 0.38$ мкм, объемная концентрация $n_V = 0.75$ %) и взвесь частиц оксида титана TiO_2 в воде (средний размер частиц $r_0 < 1$ мкм, $n_V = 0.2 - 1.7$ %).

Для суспензии полистироловых частиц по теории Ми рассеяния света на сферической частице [25] были рассчитаны приведенный коэффициент рассеяния света $\mu'_s = 16.2$ см $^{-1}$ и фактор анизотропии $g = 0.782$ (для известных r_0, n_V и показателя преломления полистирола $n_0 = 1.56$ на длине волны 1.06 мкм). Коэффициент поглощения света в суспензии считался практически совпадающим с таковым для воды ($\mu_a = 0.16$ см $^{-1}$ на длине волны 1.06 мкм [26]), поскольку поглощение света в полистироле на данной длине волны не превышает 0.05 см $^{-1}$ и концентрация частиц мала. Очевидно, что $\mu_a \ll \mu'_s$, поэтому для анализа распределения интенсивности света в суспензии можно использовать результаты разд.1.

Из-за малости объемной концентрации частиц показатель преломления и теплофизические параметры исследуемых сред считались равными их параметрам для воды ($n_2 = 1.33$, $\beta = 1.82$ К $^{-1}$, $c_p = 4.18$ Дж/(г·К), $\chi = 1.43 \times 10^{-3}$ см 2 /с [26]); коэффициент поглощения ультразвука в воде в исследуемом диапазоне частот не превышал $2.5 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$, поэтому его влияние на форму ОА сигналов при распространении в среде толщиной $L = 2$ см можно не учитывать. Измеренная скорость звука в исследуемых средах $c_0 = (1.49 \pm 0.01) \cdot 10^5$ см/с. Время релаксации теплового поля в области нагрева в рассматриваемом диапазоне коэффициентов экстинкции света $t_{th} > 0.07$ с, поэтому диффузия тепла в пределах длительности лазерного импульса не существенна и для анализа ОА эффекта в исследуемых средах можно использовать результаты разд.2.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проверка возможности использования ОА метода для исследования пространственного распределения интенсивности света в рассеивающих средах и измерения их оптических характеристик проводилась для водной суспензии полистироловых сферических частиц. На рис.2 показаны временные профили ОА сигнала, возбуждаемого в суспензии при свободной границе. Тот факт, что длительность Δt перехода от фазы сжатия к фазе разрежения

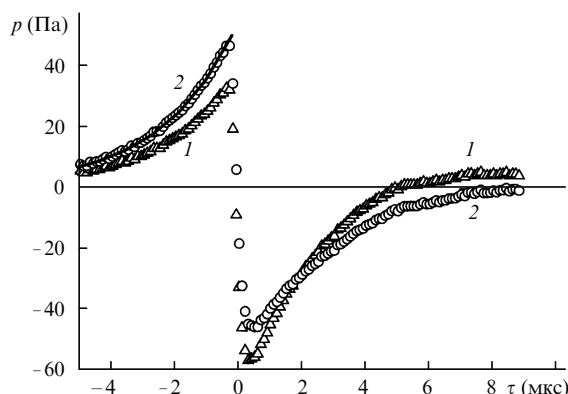


Рис.2. Временной профиль давления ОА сигнала в водной суспензии полистироловых сферических частиц, возбуждаемого при свободной границе:

1 – зарегистрированный сигнал; 2 – сигнал после компенсации дифракционных искажений; сплошная кривая – экспоненциальная аппроксимация.

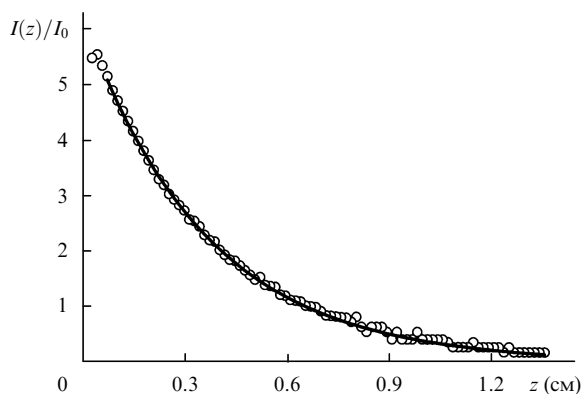


Рис.3. Пространственное распределение интенсивности света в водной суспензии полистироловых сферических частиц: расчет по формуле (12) при $\mu_{\text{ef}} = 2.8 \text{ см}^{-1}$, $l^* = 6.13 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ (сплошная кривая) и передний фронт давления ОА сигнала, нормированного на $[\beta c_0^2 \times (2c_p)^{-1}] \mu_a E_0$ (точки).

превышает длительность лазерного импульса, обусловлен тем, что поверхность исследуемой среды при свободной границе не является плоской, поэтому профиль давления ОА сигнала повторяет пространственное распределение интенсивности света в суспензии только на расстояниях $z > c_0 \Delta \tau / 2 \approx 0.03 \text{ см}$.

По временной зависимости переднего фронта ОА сигнала $p(\tau < 0) \sim \exp(\mu_{\text{ef}} c_0 \tau)$ (рис.2, экспоненциальная аппроксимация) был найден коэффициент экстинкции света в суспензии $\mu_{\text{ef}} = 2.80 \pm 0.03 \text{ см}^{-1}$. Относительная погрешность измерения μ_{ef} определяется шумом квантования сигнала $p(\tau)$ и погрешностью измерения скорости звука и составляет около 1 % (при усреднении сигнала). По известному коэффициенту поглощения света $\mu_a = 0.16 \text{ см}^{-1}$ и измеренному μ_{ef} был определен приведенный

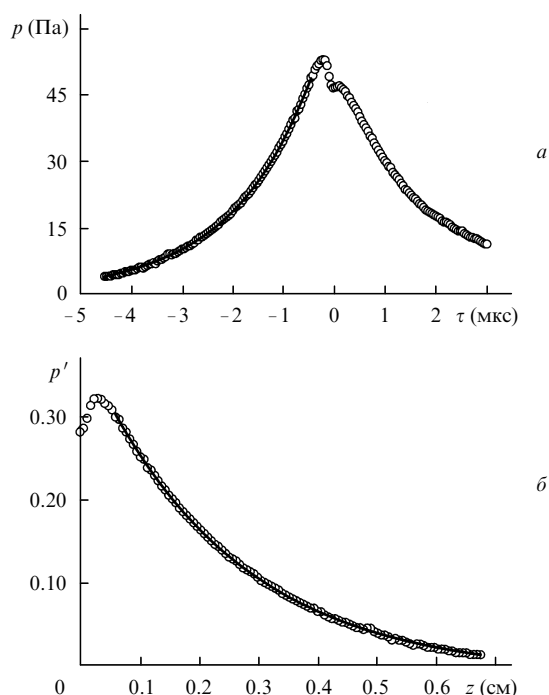


Рис.4. Временной профиль давления ОА сигнала p во взвеси частиц TiO_2 в воде при жесткой границе (точки — эксперимент, сплошная кривая — экспоненциальная аппроксимация) (а) и передний фронт давления p' ОА сигнала, нормированного на $(\beta c_0^2 / 4c_p) \mu_{\text{ef}} E_0$ при $\mu_{\text{ef}} = 4.09 \text{ см}^{-1}$, $l^* = 3.15 \cdot 10^{-2}$ (точки — эксперимент, сплошная кривая — аппроксимация функцией $\xi(z)$ по формуле (15)) (б).

коэффициент рассеяния света $\mu'_s = \mu_{\text{ef}}^2 / 3\mu_a = 16.3 \pm 0.3 \text{ см}^{-1}$, в пределах погрешности измерений 2 % совпадающий с рассчитанным по теории Ми (см. разд.3). По известным μ_a и μ'_s по формуле (12) было рассчитано пространственное распределение интенсивности света $h(z)$ в суспензии (для границы суспензия — воздух $\Delta = 1.66$, см. (6)–(9)). Результат расчета представлен на рис.3. Видно, что при $z > l^* = 1/\mu'_s \approx 0.06 \text{ см}$ это распределение практически совпадает с профилем переднего фронта давления ОА сигнала $p(z)$, нормированного на $(\beta c_0^2 / 2c_p) \mu_a E_0$ (плотность падающей энергии $E_0 = 0.95 \text{ мДж/см}^2$). Погрешность измерения $p(z)$ и, соответственно, пространственного распределения интенсивности света обусловлена в основном погрешностью определения чувствительности пьезоприемника и не превышает 1 % (нестабильность энергии лазерного излучения составляет примерно 3 % и при усреднении сигнала практически не оказывает влияния на точность измерения $p(z)$).

Таким образом, результаты данного эксперимента подтверждают возможность применения ОА метода для измерения пространственного распределения интенсивности света и оптических характеристик в рассеивающих средах по временному профилю давления ОА сигнала.

В качестве рассеивающих сред с неизвестными оптическими характеристиками исследовались взвеси частиц TiO_2 в воде при концентрации частиц $n_V = 0.2 - 1.7 \%$. На рис.4,а показан временной профиль давления ОА сигнала, возбуждаемого во взвеси с концентрацией 0.3 % при жесткой границе (после компенсации дифракционных искажений). Локальный минимум при $\tau = 0$ соответствует приходу ОА сигнала от поверхности $z = 0$ исследуемой среды, $p(\tau > 0)$ — сигнал, отраженный от кварцевой пластины ($R_{\text{ac}} = 0.81$). По экспоненциальной аппроксимации фронта $p(\tau < 0)$ был определен коэффициент экстинкции света $\mu_{\text{ef}} = 4.09 \pm 0.04 \text{ см}^{-1}$. На рис.4,б представлен профиль переднего фронта нормированного ОА сигнала $\xi(z) = p(z) / [(\beta c_0^2 / 4c_p) \mu_{\text{ef}} E_0]$ ($E_0 = 1.57 \text{ мДж/см}^2$). По функции $\xi(z)$ в области, где наблюдался ее экспоненциальный спад (см. (15)), было определено $l^* = (3.15 \pm 0.09) \cdot 10^{-2} \text{ см}$ (для границы взвесь — кварц $\Delta = 0.689$). Таким образом, для данной взвеси частиц TiO_2 в воде были рассчитаны приведенный коэффициент рассеяния света $\mu'_s = 1/l^* = 31.7 \pm 0.87 \text{ см}^{-1}$ и коэффициент поглощения света $\mu_a = \mu_{\text{ef}}^2 l^* / 3 = (1.76 \pm 0.06) \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-1}$. Поскольку $\mu_a \ll \mu'_s$, использование результатов разд.1,2 для расчета оптических характеристик взвеси правомерно. Погрешность определения μ'_s и μ_a зависит от погрешности измерения коэффициента экстинкции света μ_{ef} и давления

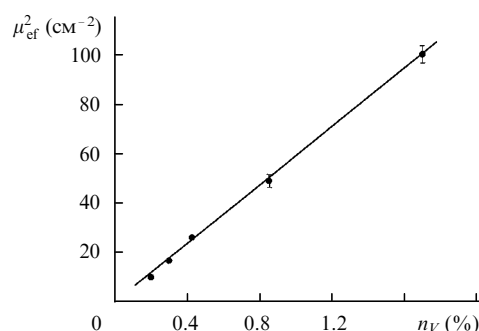


Рис.5. Экспериментальная зависимость квадрата коэффициента экстинкции света для взвеси частиц TiO_2 в воде от объемной концентрации частиц (точки) и его линейная аппроксимация (сплошная линия).

ОА сигнала $p(z)$. Таким образом, ОА метод позволяет определять оптические характеристики рассеивающей среды с относительной погрешностью 2.5–3 %.

Для взвеси частиц TiO_2 в воде (концентрация частиц $n_V = 0.2 - 1.7\%$) ОА методом была измерена зависимость коэффициента экстинкции света μ_{ef} от объемной концентрации частиц n_V . На рис.5 представлена зависимость $\mu_{\text{ef}}^2(n_V)$, которая показывает, что $\mu_{\text{ef}} \sim n_V^{1/2}$ в области $\mu_a \ll \mu'_s$. Это означает, что приведенный коэффициент рассеяния света $\mu'_s \sim n_V$ и при концентрации рассеивателей $n_V < 2\%$ для расчета μ'_s можно использовать борновское приближение.

Выводы

Предложенный и экспериментально реализованный лазерный ОА метод позволяет исследовать пространственное распределение интенсивности света и оптические характеристики в сильно рассеивающих средах. Созданная экспериментальная установка дает возможность измерять коэффициент экстинкции света в диапазоне $1.5 - 100 \text{ см}^{-1}$ при коэффициенте поглощения от 0.05 см^{-1} . Результаты прямого измерения пространственного распределения интенсивности света по временному профилю давления ОА сигнала совпадают с результатами теоретического расчета в диффузионном приближении. Измерены оптические характеристики – коэффициент поглощения и приведенный коэффициент рассеяния света – для модельных рассеивающих водоподобных сред. Для среды со сферическими рассеивающими частицами известного радиуса и объемной концентрации приведенный коэффициент рассеяния в пределах погрешности 2 % совпадает с рассчитанным по теории рассеяния света Ми. Экспериментально показано, что при объемной концентрации частиц менее 2 % приведенный коэффициент рассеяния пропорционален концентрации рассеивателей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98-02-17112) и Laser Sonix Inc. (Houston, USA).

1. Кузьмин В.Л., Романов В.П. *УФН*, **166**, 247 (1996).
2. Тучин В.В. *УФН*, **167**, 517 (1997).
3. Groenhuis R.A.J., Ferwerda H.A., Ten Bosch J.J. *Appl. Optics*, **22**, 2456 (1983).
4. Jacques S.L. *IEEE Transact. Biomed. Engng*, **36**, 1155 (1989).
5. Hebden J.C., Wong K.S. *Appl. Optics*, **32**, 372 (1993).

6. Hee M.R., Izatt J.A., Jacobson J.M., Fujimoto J.G., Swanson E.A. *Optics Letts*, **18**, 950 (1993).
7. Tearney G.J., Brezinski M.E., Southern J.F., Bouma B.E., Hee M.R., Fujimoto J.G. *Optics Letts*, **20**, 2258 (1995).
8. Cheong W.F., Prael S.A., Welch A.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 2166 (1990).
9. Гусев В.Э., Карабутов А.А. *Лазерная оптоакустика* (М., Наука, 1991).
10. Chandrasekhar S. *Radiative transfer* (N.Y., Acad. Press, 1960).
11. Helander P., Lundstrom I. *J. Appl. Phys.*, **51**, 3841 (1980).
12. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М., Наука, 1981).
13. Patterson M.S., Chance B., Wilson B.C. *Appl. Optics*, **28**, 2331 (1989).
14. Durduran T., Chance B., Yodh A., Boas D.A. *J. Opt. Soc. Amer. A*, **14**, 3358 (1997).
15. O'Leary M.A., Boas D.A., Chance B., Yodh A. *Phys. Rev. Letts*, **69**, 2658 (1992).
16. Морс Ф.М., Фешбах Г. *Методы теоретической физики* (М., Физматгиз, 1958).
17. Haskell R.C., Swaasand L.V., Tsay T., Feng T., McAdams M.S., Tromberg B.J. *J. Opt. Soc. Amer. A*, **11**, 2727 (1994).
18. Zhu J.X., Pine D.J., Weitz D.A. *Phys. Rev. A*, **44**, 3948 (1991).
19. Gardner C.M., Jacques S.L., Welch A.J. *Lasers Surg. Med.*, **18**, 129 (1996).
20. Jacques S.L. *Photochem. Photobiol.*, **67**, 23 (1998).
21. Karabutov A.A., Podymova N.B., Letokhov V.S. *Appl. Phys. B*, **63**, 545 (1996).
22. Aslanov L.A., Karabutov A.A., Podymova N.B., Schenk H., Zharov V.N. *Laser Phys.*, **6**, 1105 (1996).
23. Oraevsky A., Esenaliev R., Tittel F.K., Ostermeyer M., Wang L., Jacques S.L. *Proc. SPIE*, **2681**, 277 (1996).
24. Андреев В.Г., Карабутов А.А., Руденко О.В. *Вестник моск. ун-та. Сер. III*, **25**, № 4, 74 (1984).
25. Mie G. *Ann. Phys.*, **25**, 337 (1908).
26. *Физические величины*. Справочник (М., Энергоатомиздат, 1991).

A.A.Karabutov, I.M.Pelivanov, N.B.Podymova, S.E.Skipetrov. Determination of the optical characteristics of turbid media by the laser optoacoustic method.

A method, based on the optoacoustic effect for determination of the spatial distribution of the light intensity in turbid media and of the optical characteristics of such media was proposed (and implemented experimentally). A temporal profile of the pressure of a thermo-optically excited acoustic pulse was found to be governed by the absorption coefficient and by the spatial distribution of the light intensity in the investigated medium. The absorption coefficient and the reduced light-scattering coefficient of model turbid water-like media were measured by the optoacoustic method. The results of a direct determination of the spatial light-intensity distribution agreed with a theoretical calculation made in the diffusion approximation.