

10

Моделирование оптоакустических сигналов в системе с упругим рассеянием и поглощением света

© М.В. Ананьева¹, А.А. Звеков², А.В. Каленский¹¹ Кемеровский государственный университет, Кемерово, Россия² Федеральный исследовательский центр угля и углехимии СО РАН, Кемерово, Россия

E-mail: kriger@kemsu.ru

Поступило в Редакцию 9 октября 2018 г.

В окончательной редакции 10 января 2019 г.

Принято к публикации 11 января 2019 г.

Предложена методика и выполнено моделирование оптоакустических сигналов, инициируемых лазерным импульсом, в поглощающей среде с упругим рассеянием излучения. Показано, что использование метода сферических гармоник позволяет получить аналитическое выражение для оптоакустического сигнала. Отклонение профиля поглощения от бугеровского вида вблизи поверхности образца приводит к сильному влиянию параметров среды на положение максимума сигнала. Рост альбеда однократного рассеяния приводит к уменьшению эффективной константы роста сигнала и его амплитуды.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.07.47538.17554

Оптоакустические методы исследования интенсивно развиваются и широко применяются в дефектоскопии [1] и томографии [2]. В [3] изложены основы оптоакустической спектроскопии, позволяющие связать возникающий в среде акустический отклик с показателем поглощения. Данный метод применяется при исследовании объектов с низкими коэффициентами пропускания, недоступных для просвечивающих методик [3], а также сред с сильным диффузным рассеянием света при слабом поглощении [4]. В [5] оптоакустическим методом определялся эффективный показатель поглощения композитов на основе прозрачной матрицы и наночастиц металлов. В [6] предложен способ оценки показателей поглощения и рассеяния света суспензиями диоксида титана, содержащими краситель метиленовый синий, на основе метода градуировочных графиков для амплитуды сигнала и эффективной константы роста сигнала на начальном участке. Таким образом, перспективность применения оптоакустической спектроскопии к системам, совмещающим упругое рассеяние и поглощение света, подтверждена в ряде работ, при этом теоретическая база метода пока разработана недостаточно. Цель настоящей работы — сформулировать модель оптоакустического отклика в среде, одновременно поглощающей и рассеивающей излучение, и определить, как влияют оптические параметры системы на вид оптоакустического сигнала.

Будем полагать, что среда характеризуется постоянными по объему и не зависящими от интенсивности излучения линейными показателями ослабления μ , рассеяния μ_{sc} и индикатрисой рассеяния $\chi(\xi, \xi')$ монохроматического излучения в виде Хеньи–Гринштейна [7] с фактором анизотропии g . Формулировку и апробацию модели оптоакустического отклика в среде, одновременно поглощающей и рассеивающей излучение, проведем в одномерном приближении, как в работах [8,9]. Для опи-

сания распространения монохроматического излучения в светорассеивающей среде при пренебрежении уширением пучка, падающего перпендикулярно на верхнюю поверхность образца, использовалось стационарное одномерное уравнение переноса излучения в виде [8–10]:

$$\xi \frac{dI(x, \xi)}{dx} = -I(x, \xi) + \frac{\Lambda}{2} \int_{-1}^1 I(x, \xi') \chi(\xi, \xi') d\xi', \quad (1)$$

где $x = \mu z$ — безразмерная координата; $\xi = \cos \theta$ — косинус сферического угла между нормалью к передней границе и направлением визирования; $I(x, \xi)$ — освещенность в точке x в направлении ξ ; $\Lambda = \mu_{sc}/\mu$ — альбеда однократного взаимодействия света с рассеивающей средой. Для решения уравнения (1) использовался метод сферических гармоник: поиск освещенности в виде суперпозиции сферических гармоник [9–12], которые могут быть заменены полиномами Лежандра (P_l). Система уравнений для коэффициентов разложения $C_m(x)$ диффузной составляющей освещенности I_s по полиномам Лежандра имеет вид [9]:

$$\frac{1}{2m+1} \left[(m+1) \frac{dC_{m+1}}{d\tau} + m \frac{dC_{m-1}}{d\tau} \right] + \left(1 - \frac{\Lambda \chi_m}{2} \right) C_m = (1 - R_f) \frac{\Lambda \chi_m}{2} \exp(-x), \quad (2)$$

где χ_m — коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра, R_f — коэффициент отражения света при нормальном падении. Для системы (2) использовались френелевские граничные условия [10,13], записанные в матричном виде [9,10].

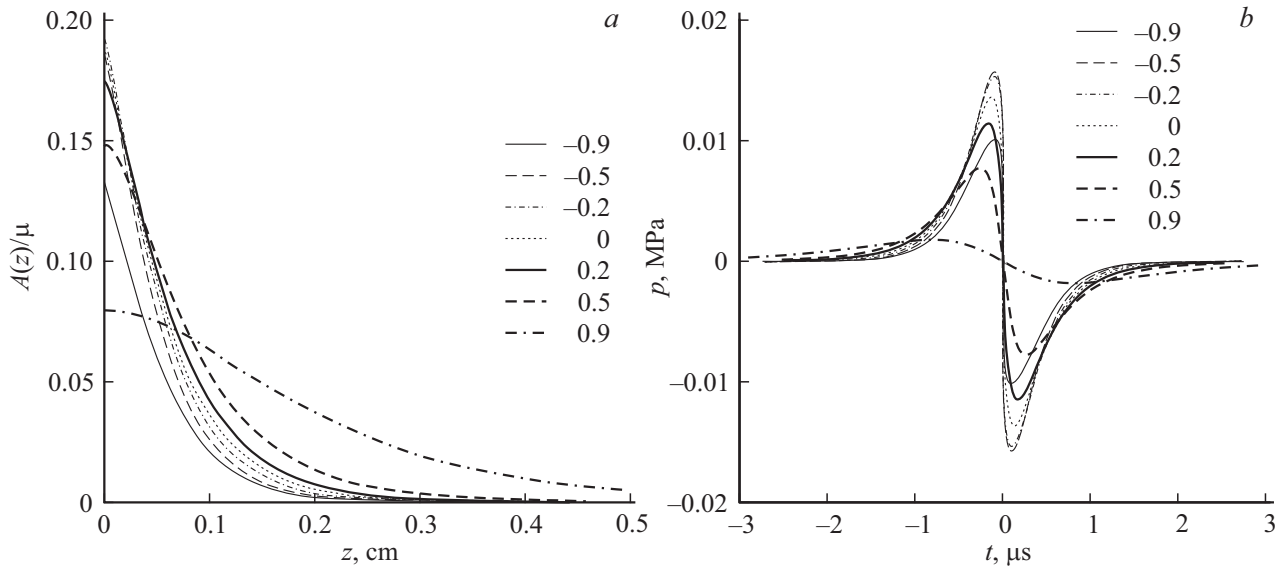


Рис. 1. Рассчитанные распределения поглощенной плотности мощности (а) и зависимости оптоакустических сигналов от времени (б) при $\Lambda = 0.95$, $\mu = 50 \text{ cm}^{-1}$ и различных значениях g , указанных на рисунке.

Решение системы (2) имеет вид [10]:

$$C_m(x) = \sum_l a_{ml} \tilde{C}_l \exp(-\gamma_l x) + G_m \exp(-x), \quad (3)$$

где суммирование ведется только по собственным векторам a_{ml} с положительными собственными значениями γ_l [14]. Коэффициенты G_m равны

$$G_m = -(1 - R_f) \Lambda \sum_{m=0}^N [\delta_{pm} + A_{pm}]^{-1} B_m, \quad (4)$$

где

$$A_{pm} = - \left[\frac{p+1}{2p+1} \delta_{p,p'+1} + \frac{p}{2p+1} \delta_{p,p'-1} \right]^{-1} \times \left[\left(1 - \frac{\Lambda \chi_m}{2} \right) \delta_{p'm} \right],$$

$$B_m = \left[\frac{m+1}{2m+1} \delta_{m,m'+1} + \frac{m}{2m+1} \delta_{m,m'-1} \right]^{-1} \left[\frac{\chi_{m'}}{2} \right].$$

Коэффициенты \tilde{C}_l определяются через матрицу граничных условий R_{lm} [10]:

$$\tilde{C} = -[(Ra)^T(Ra)]^{-1}(Ra)^T(RG), \quad (5)$$

где в матрице a оставлены только собственные векторы с положительными собственными значениями. Для распределения поглощаемой плотности мощности по глубине образца $A(z)$, нормированной на падающую

величину, получаем выражение

$$A(z) = \mu(1 - \Lambda) \left(\sum_l a_{0l} \tilde{C}_l \exp(-\mu \gamma_l z) + [(1 - R_f) + G_0] \exp(-\mu z) \right), \quad (6)$$

имеющее вид суперпозиции убывающих экспоненциальных функций.

Рассмотрим расчет оптоакустического сигнала в одномерном приближении, пренебрегая процессами диссипации энергии акустической волны [3], когда применимо одномерное волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c_s^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial S(z, t)}{\partial t}, \quad (7)$$

где $S(z, t)$ — функция источников, соответствующая скорости увеличения давления в среде при отсутствии ее механической релаксации, c_s — скорость звука. На значительном отдалении от области поглощения решение уравнения (7) можно записать в виде [3]:

$$p(t) = \frac{1}{2c_s} \int_0^\infty \left\{ S \left(t + \frac{z}{c_s}, z \right) - S \left(t - \frac{z}{c_s}, z \right) \right\} dz. \quad (8)$$

В случае применимости закона Бугера и гауссовой формы импульса функция источников и кинетика изменения давления описываются выражениями [3]:

$$S = \frac{dc_s^2 \beta \mu_{abs} H}{\sqrt{\pi} C_p \tau_L} \exp \left[-\mu_{abs} z - \frac{t^2}{\tau_L^2} \right], \quad (9)$$

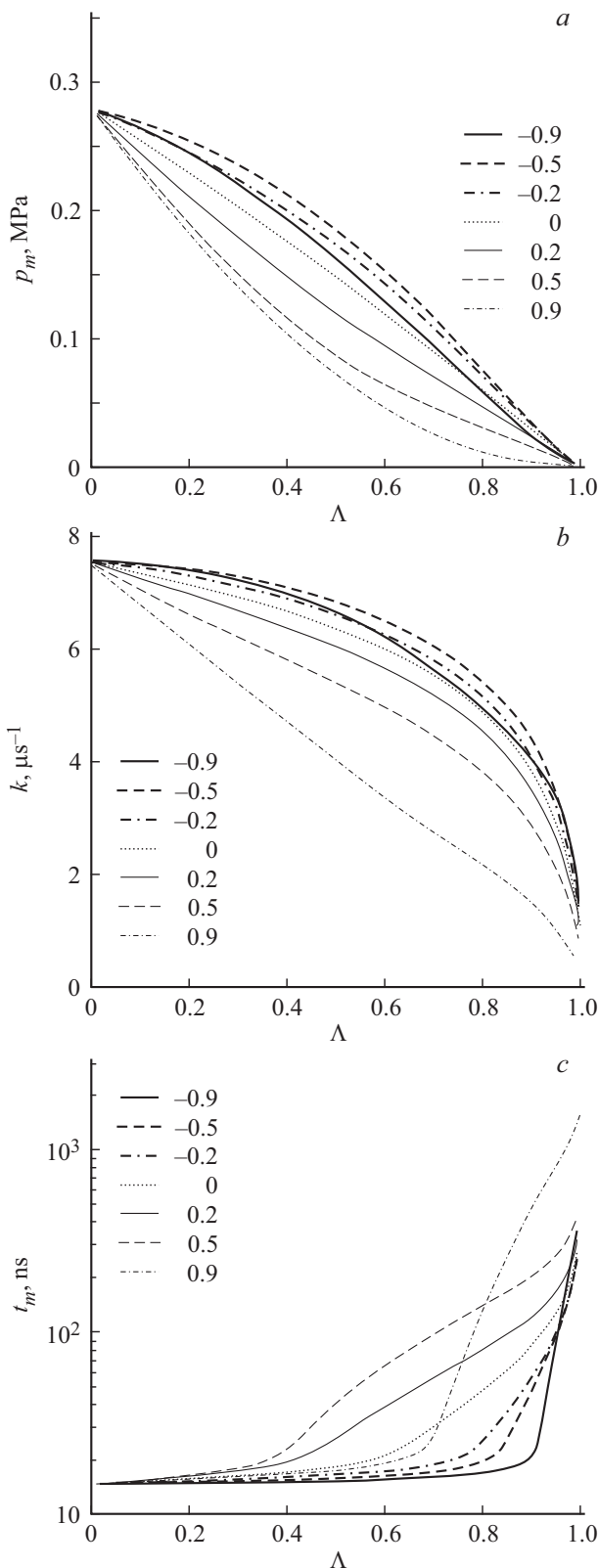


Рис. 2. Рассчитанные зависимости максимального давления в оптоакустической волне (a), эффективной константы роста сигнала на начальном участке (b) и промежутка времени между максимумом оптоакустического сигнала и моментом пересечения зависимостью $p(t)$ оси времени от альбеда однократного рассеяния. Значения фактора анизотропии указаны на рисунке.

$$p_1(t, \mu_{abs}) = \frac{dc_s^2 \beta \mu_{abs} H}{4C_p} \exp\left[\frac{(\mu_{abs} \tau_L c_s)^2}{4}\right] \times \left\{ \exp(\mu_{abs} c_s t) \operatorname{erfc}\left[\frac{t}{\tau_L} + \frac{\mu_{abs} \tau_L c_s}{2}\right] - \exp(-\mu_{abs} c_s t) \operatorname{erfc}\left[-\frac{t}{\tau_L} + \frac{\mu_{abs} \tau_L c_s}{2}\right] \right\}, \quad (10)$$

где d — плотность образца, β — коэффициент термического расширения, μ_{abs} — показатель поглощения, H — плотность энергии импульса, C_p — объемная теплоемкость, τ_L — половина длительности импульса по уровню $1/e$ амплитуды. При использовании (10) сигнал в случае свободной границы пересекает ось абсцисс в момент времени $t = 0$.

В случае светорассеивающей системы распределение поглощаемой мощности может быть описано суммой слагаемых бугеровского типа (6), и для давления имеем

$$p(t) = \sum_{l=1}^{0.5N+1} F_l p_1(t, \mu \gamma_l), \quad (11)$$

где при $l \leq 0.5N$ коэффициенты равны $F_l = (1 - \Lambda) a_{0l} \tilde{C}_l$ с соответствующими собственными числами γ_l , а при $l = 0.5N + 1$ коэффициент $\gamma_l = 1$ и величина $F_l = (1 - \Lambda)[(1 - R_f) + G_0]$. Таким образом, использование метода сферических гармоник для решения уравнения переноса излучения позволяет непосредственно рассчитать кинетику оптоакустического сигнала. При расчетах использовались теплофизические параметры воды [15] при $H = 0.1 \text{ J/cm}^2$ и $\tau_L = 8.4 \text{ ns}$.

На рис. 1 показаны рассчитанные распределения $A(z)/\mu$ (a) и соответствующие зависимости оптоакустических сигналов от времени (b) при значении $\Lambda = 0.95$, $\mu = 50 \text{ cm}^{-1}$ и g от -0.9 до 0.9 . Вдали от границы образца распределение $A(z)/\mu$ близко к экспоненциальному, а вблизи наблюдается значительное отклонение от экспоненциальной функции в меньшую сторону, что типично для диффузно рассеивающих свет систем [8,10]. При росте фактора анизотропии происходит увеличение глубины образца, на которую распространяется излучение, и области видимого отклонения от бугеровского профиля поглощения. В результате значение A на поверхности изменяется немонотонно, а коэффициент отражения уменьшается от 62.2 до 9.6% по мере роста фактора анизотропии. Увеличение g от -0.9 до 0.9 (при $\Lambda = 0.95$ и $\mu = 50 \text{ cm}^{-1}$) приводит к росту времени от максимума сигнала до пересечения оси времени t_m от 97.0 до 818.0 ns и уменьшению эффективной константы роста k , определяемой аппроксимацией зависимостью $p(t)$ на участке от 5 до 50% амплитуды экспоненциальной функцией [3–5], сигнала от $3.233 \mu\text{s}^{-1}$ до 2.525 (при $g = 0.2$) и $0.965 \mu\text{s}^{-1}$ (при $g = 0.9$). Амплитуда сигнала зависит от фактора анизотропии немонотонно (рис. 1, b).

Перейдем к рассмотрению зависимостей характерных параметров оптоакустического сигнала от альbedo одно-кратного рассеяния и фактора анизотропии (рис. 2). Увеличение альbedo приводит к падению амплитуды сигнала (рис. 2, *a*), эффективной константы его роста (рис. 2, *b*) и увеличению времени между максимумом и нулевой отметкой на шкале времени t_m (рис. 2, *c*). Уменьшение амплитуды согласуется с увеличением коэффициента отражения ρ благодаря повышению доли диффузной составляющей освещенности. В области малых Λ рост фактора анизотропии вызывает монотонное уменьшение эффективной константы роста сигнала, а в области высоких зависимость перестает быть монотонной. Время до максимума t_m в основном увеличивается при росте g .

Рост альbedo однократного рассеяния приводит к увеличению области поглощения излучения с одновременным ростом коэффициента диффузного отражения. Это естественно приводит к уменьшению эффективной константы роста сигнала и амплитуды максимума. Направление большей части излучения вперед при положительных g приводит также к увеличению области поглощения энергии. Поскольку интеграл от распределения поглощенной плотности мощности, деленной на плотность мощности импульса, равен $1 - \rho$, влияние на амплитуду сигнала оказывают оба эффекта: увеличение коэффициента отражения и уменьшение константы роста сигнала при увеличении альbedo. Тенденция к немонотонному изменению амплитуды сигнала и эффективной константы роста при увеличении фактора анизотропии хорошо прослеживается на рис. 2, *a* и *b*. Этот эффект, а также область значений альbedo и фактора анизотропии вблизи 0.9 будут подробно рассмотрены в следующих публикациях.

Наличие зависимостей трех параметров сигнала (p_m , t_m и k) от трех параметров объекта (μ , Λ и g) свидетельствует о перспективности использования оптоакустической спектроскопии для решения обратных задач (например, одновременного определения показателей поглощения и рассеяния образца). В то же время зависимости параметров сигнала от фактора анизотропии являются немонотонными (рис. 2), что может приводить к ослаблению корректности постановки обратной задачи. Повышение корректности может быть достигнуто за счет измерения коэффициента отражения, который не чувствителен к величине показателя ослабления. Другой возможностью является использование нескольких значений длины волны излучения при известном спектре поглощающего свет компонента.

Таким образом, показана принципиальная возможность учета многократного рассеяния света в поглощающей среде в рамках метода сферических гармоник при прогнозировании параметров оптоакустического сигнала. Трехмерный вариант модели оптоакустических явлений и учет различных моделей индикатрисы рассеяния в обсуждавшихся в работе средах будут рассмотрены в следующих публикациях.

Работа выполнена в рамках проекта фундаментальных научных исследований (ГП 14) по теме (проекту) „V.49.1.5. Изучение механизмов преобразования энергии электронно-пучкового и лазерного излучения в высокоэнергетических материалах и углях для создания материалов для компонентов и устройств специального назначения“, регистрационный номер АААА-А17-117041910150-2 (руководитель Б.П. Адуев) и при поддержке Министерства образования и науки РФ (задание № 3.5363.2017/8.9).

Список литературы

- [1] Симонова В.А., Саватеева Е.В., Карабутов А.А., Карабутов А.А. (мл.), Капильный А.Г., Ксенофонтов Д.М., Подымова Н.Б. // Вестн. РФФИ. 2014. № 3(83). С. 10–20.
- [2] Xia J., Yao J., Wang L.V. // Prog. Electromagn. Res. 2014. V. 147. P. 1–22.
- [3] Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
- [4] Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е. // Квантовая электроника. 1999. Т. 29. № 3. С. 215–220.
- [5] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Нелюбина Н.В., Тулицын А.В. // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 124. В. 3. С. 404–409.
- [6] Звекон А.А., Нурмухаметов Д.Р., Корж М.Г., Каленский А.В., Адуев Б.П. // ЖПС. 2017. Т. 84. № 3. С. 391–398.
- [7] Henyey L.G., Greenstein J.L. // Astrophys. J. 1941. V. 93. P. 70–83.
- [8] Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 1. С. 176–178.
- [9] Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Звекон А.А., Каленский А.В., Никитин А.П., Лисков И.Ю. // ЖТФ. 2014. Т. 84. В. 9. С. 126–131.
- [10] Каленский А.В., Звекон А.А., Никитин А.П., Газенаур Н.В. // Изв. вузов. Физика. 2016. Т. 59. № 2. С. 87–94.
- [11] Edjlali E., Bérubé-Lauzière Y. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2016. V. 182. P. 112–118.
- [12] Garrett C.K., Naucka C.D. // Comp. Math. Appl. 2016. V. 72. P. 264–270.
- [13] Garcia R.D.M. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer. 2013. V. 115. P. 28–45.
- [14] Panasyuk G.Y., Schotland J.C., Markel V.A. // J. Phys. A. 2006. V. 39. P. 115–137.
- [15] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1975. 1008 с.