

# О некоторых аспектах оптоакустической томографии

А.А.Аливердиев\*, А.А.Амирова\*, М.Г.Каримов\*\*

*В рамках хронотомографии решена обратная задача оптоакустической томографии и проанализирован учет сложного двухкомпонентного поглощения иницирующего лазерного излучения. Выполнены численные эксперименты, результаты которых подтверждают теоретические выводы.*

**Ключевые слова:** оптоакустическая томография, хронотомография, двухкомпонентное поглощение.

## Введение

Оптоакустическая томография представляет собой достаточно молодую область, находящуюся на стыке собственно томографии и оптоакустической (фотоакустической) спектроскопии. В ее основе лежит анализ временного профиля акустического излучения, инициированного коротким лазерным импульсом, с последующим восстановлением пространственной структуры исследуемого объекта. Первой публикацией по оптоакустической томографии, вероятно, можно считать работу [1]. Дальнейшее развитие она получила в [2–5].

В настоящей работе представлен наш подход к оптоакустической томографии как к пространственно-временной томографии, использующей скорость распространения регистрируемого сигнала [5, 6]. В рамках этого подхода решается задача аналитического учета поглощения лазерного излучения, в том числе при наличии дополнительного поглощения с отличающимся пространственным распределением. Проводятся численные эксперименты, результаты которых подтверждают теоретические выводы.

## 1. Общая задача оптоакустической томографии

Мы не будем здесь детально рассматривать природу оптоакустического взаимодействия. Это очень хорошо сделано в работе [3]. Кроме того, в отличие от [3], где для постановки прямой задачи использовался метод передаточной функции, мы предлагаем более простой подход, в котором предполагается возможность интегрирования интенсивности звука от всех возбужденных участков с учетом временной задержки, вызванной конечностью скорости звука. Так как рождение звука в разных участках происходит независимо, подобная постановка задачи вполне адекватна действительности. Кроме того, мы будем счи-

тать скорость звука в исследуемом объекте постоянной, что в подавляющем большинстве случаев также оправданно.

Таким образом, наши предположения позволяют включить оптоакустическую томографию, использующую скорость распространения регистрируемого сигнала, в рамки спектротомографии [7] и хронотомографии [8]. Отметим, что как у нас, так и в [1–3] приближение в задаче оптоакустической томографии предполагалось линейным. В случае невозможности этого постановка и решение обратной задачи более чем значительно усложняются [3, 9].

Итак, допустим, что имеется объект, в котором лазерный источник (расположенный в начале координат) вызывает оптоакустический отклик, регистрируемый внешним микрофоном. Поскольку поперечные размеры лазерного пучка могут быть достаточно малыми, практически можно рассматривать пространственно-одномерную задачу томографии. Введем следующие обозначения:  $f(x)$  – нормированная функция пространственного распределения акустического отклика;  $T(t)$  – временной профиль лазерного импульса;  $v_s$  – скорость звука в исследуемом объекте;  $\alpha(x)$  – дифференциальный коэффициент поглощения иницирующего лазерного излучения;  $\alpha_0 = \ln(I/I_0)$  – коэффициент суммарного поглощения;  $I_0$  – суммарная интенсивность иницирующего импульса;  $I$  – интенсивность импульса, прошедшего через объект.

Отметим, что так как возбуждение акустического сигнала идет за счет поглощения лазерного излучения, можно предположить, что распределения  $\alpha(x)$  и  $f(x)$  будут совпадать. Таким образом, можно положить  $\alpha(x) = \alpha_0 f(x)$ . Тогда регистрируемая функция акустического отклика  $P(t)$  будет иметь вид

$$P(t) = \int_{-r}^r Cf_1(x)T[t + (r-x)v_s]dx, \quad (1)$$

$$Cf_1(x) = f(x) \exp\left[-\alpha_0 \int_0^x f(x)dx\right], \quad (2)$$

если и лазер и приемник акустического отклика находятся в точке  $x = 0$ , или

$$Cf_1(x) = f(x) \exp\left[-\alpha_0 \int_{l-x}^l f(x)dx\right], \quad (3)$$

если лазер располагается в точке  $x = l$ , а приемник акус-

\*Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Россия, 367003 Махачкала, ул. М.Ярагского, 94; эл. почта: aliverdi@datacom.ru  
\*\*Дагестанский государственный университет, Россия, 367000 Махачкала, ул. Гаджиева, 43а

тического отклика – в точке  $x = 0$ . Здесь  $C$  – нормировочная константа, вводимая для того, чтобы функции  $f(x)$  и  $f_1(x)$  можно было положить нормированными к единице. В дальнейшем будем рассматривать только первый случай и полагать, что функция  $f_1(x)$  задается формулой (2).

Уравнение (1) представляет собой уравнение Фредгольма 1-го рода и может быть решено стандартными средствами. Если же длительность лазерного импульса  $\Delta t \ll l/v_s$ , то независимо от его формы функция  $T(t-x/v_s)$  практически превращается в  $\delta$ -функцию и начинает выполняться равенство  $f_1(x) = AP[(t-t_0)/v_s]$ , где  $A$  – некоторая константа,  $t_0$  – время пика функции  $T(t)$ .

## 2. Учет поглощения инициирующего излучения

Итак, допустим, что с точностью до постоянного множителя известна функция  $Cf_1(x)$ , где  $C = \text{const}$ , а сами функции  $f_1(x)$  и  $f(x)$  нормированы к единице. Тогда для нахождения функции  $f(x)$  следует решить уравнение (2), где  $f_1(x)$  и  $\alpha_0$  известны,  $C$  неизвестно, а  $f(x)$  требуется найти. Введем функции

$$F(x) = \int_0^x f(x)dx, \quad F_1(x) = \int_0^x f_1(x)dx$$

и будем полагать, что  $\alpha_0 \neq 0$  (в противном случае решаемое уравнение обращается в тождество). Тогда из (2) следует, что

$$Cf_1(x) = \frac{dF}{dx} \exp[-\alpha_0 F(x)]. \quad (4)$$

Как показано в [6, 7], уравнение (4) имеет решение

$$f(x) = \frac{Cf_1(x)}{1 - C\alpha_0 F_1(x)}, \quad (5)$$

где

$$C = \frac{1}{\alpha_0} [1 - \exp(-\alpha_0)]. \quad (6)$$

Формулы (5), (6) позволяют определить функцию  $f(x)$  из известной функции  $f_1(x)$  при любом известном  $\alpha_0 \neq 0$ . При  $\alpha_0 = 0$  в этом не было бы смысла, т. к. функция  $f_1(x)$  была бы с точностью до погрешности тождественна  $f(x)$ .

Рассмотрим теперь случай, когда вместе с поглощением, связанным с оптоакустическим эффектом, присутствует еще одна составляющая поглощения, обладающая иной функцией пространственного распределения. Пусть дифференциальный коэффициент этого поглощения равен  $\alpha'_0 f'(x)$ , где  $\alpha'_0 = \text{const}$ , а  $f'(x)$  – нормированная известная функция. Тогда

$$Cf_1(x) = f(x) \exp \left[ -\alpha_0 \int_0^x f(x)dx - \alpha'_0 \int_0^x f'(x)dx \right]. \quad (7)$$

Положим

$$F'(x) = \int_0^x f'(x)dx, \quad f'_1 = f_1 \exp[\alpha'_0 F'(x)],$$

$$F_1'(x) = \int_0^x f_1(x) \exp[\alpha'_0 F'(x)] dx.$$

Тогда, решая уравнение (7), получим

$$f(x) = \frac{Cf'_1(x)}{1 - C\alpha_0 F'_1(x)}. \quad (8)$$

Если теперь считать  $\alpha'_0$  и  $f'(x)$  известными и нормировать  $f'_1(x)$ , то постоянную  $C$  можно вычислить по формуле (6). Функции  $f'_1(x)$  и  $F'_1(x)$  в этом случае полагаются известными, потому что они вычисляются из получаемой экспериментально функции  $f_1(x)$  и положенных известными функций  $\alpha'_0$  и  $f'(x)$ . Таким образом, формула (8) является решением поставленной задачи.

Рассмотрим теперь вопрос, как определить  $\alpha'_0$  и  $f'(x)$ . Коэффициент  $\alpha'_0$  может быть найден из абсолютного значения суммарной энергии принятого акустического сигнала (до сих пор эта энергия нивелировалась нормировкой). Для этого, скорее всего, каждая конкретная установка должна быть проградуирована на эталонных образцах с различным соотношением  $\alpha_0$  и  $\alpha'_0$ . Функция  $f'(x)$  в общем случае не может быть известна, однако в ряде случаев она может быть характерной для данного исследуемого объекта. В частности, если дополнительное поглощение не зависит от координаты, она может быть тождественна константе  $l^{-1}$ .

Следует отметить, что т. к. звуковой сигнал передает только возбужденная часть исследуемого объекта, то мы можем поэтапно сканировать лазерным лучом по другой пространственной координате –  $y$ . В этом случае зависящие от  $y$  коэффициенты  $\alpha_0$  и  $\alpha'_0$  будут задаваться формулами

$$\alpha_0(y) = \langle \alpha_0 \rangle \frac{1}{l} \int_0^l f(x, y) dx, \quad \alpha'_0(y) = \langle \alpha'_0 \rangle \frac{1}{l} \int_0^l f'(x, y) dx,$$

где угловые скобки означают усреднение.

## 3. Модельные эксперименты

Нами был поставлен ряд численных экспериментов по исследованию двумерных внутренних сечений с помощью описанного выше метода. Типичные результаты представлены на рис.1. Скорость звуковой волны  $v_s$  в данном случае полагалась равной  $10^3$  м/с, длительность лазерного импульса –  $10^{-7}$  с, размеры исследуемого объекта составляли  $0.1 \times 0.1$  м,  $\langle \alpha_0 \rangle = \langle \alpha'_0 \rangle = 3$ . Для чистоты

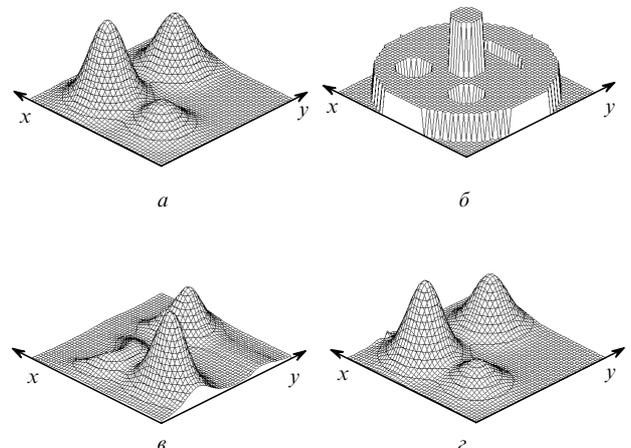


Рис.1. Моделирование оптоакустического восстановления при разных коэффициентах поглощения инициирующего лазерного излучения: исходная функция распределения оптоакустического источника (а), исходная функция распределения неоптоакустического поглощения (б), результат моделирования оптоакустического отклика (в) и результат обработки оптоакустического отклика (г).

эксперимента исходные функции распределения оптоакустической (рис. 1, *a*) и неоптоакустической (рис. 1, *б*) составляющих выбирались не похожими друг на друга. Искомое распределение оптоакустической составляющей поглощения моделировалось тремя гауссовыми пиками, а неоптоакустической – ступенчатой функцией. Отметим, что подобные модельные функции являются типичными для численных экспериментов.

Моделирование проводилось с максимальным приближением к реальному эксперименту. На первом этапе модельные функции задавались в виде матриц. Была предусмотрена возможность как математического задания моделей, так и введения оцифрованных изображений. Затем проводилось моделирование оптоакустического отклика вдоль оси  $x$  со сканированием по координате  $y$ . На оптоакустический отклик накладывался небольшой стохастический шум. Смоделированный оптоакустический отклик представлен на рис. 1, *в*.

Таким образом, несмотря на схематичность фантомного объекта, выбранного в данном конкретном случае исключительно для обеспечения наглядности, примененная методика может быть использована для неразрушающего исследования внутренней структуры широкого класса физических объектов: от композитных материалов [10] до медико-биологических сред и плазмы.

На следующем этапе запускалась программа, составленная на основе формулы (8) с осуществлением сканирования по координате  $y$  (см. [4]). Результат этого продемонстрирован на рис. 1, *г*. Сравнение рис. 1, *a* и *г* показывает, что проделанное восстановление может считаться вполне корректным.

Резюмируя, можно отметить, что предлагаемые в настоящей работе решения расширяют возможности лазерной оптоакустической томографии, обеспечивая ее

осуществление в случае сложного двухкомпонентного поглощения.

Авторы выражают свою глубокую признательность Н.Б.Подымовой и А.А.Карабутову за ценные замечания. А.А.Аливердиев благодарит весь коллектив лаборатории ФНТИС и лично А.Б.Батдалова за содействие в работе. Авторы также бесконечно признательны ныне покойному проф. Н.И.Коротееву за внимание, оказанное на ранних стадиях выполнения работы.

Работа частично поддержана INTAS (грант № 96-0457) в рамках исследовательской программы ИЦ ФФМ.

1. Карабутов А.А., Овчинников О.Б. *Судостроительная промышленность. Сер. Акустика*, № 2, 725 (1987).
2. Karabutov A.A., Podymova N.B., Letokhov V.S. *Appl. Phys. B*, **63**, 545 (1996).
3. Гусев В.Э., Карабутов А.А. *Лазерная оптоакустика* (М., Наука, 1991).
4. Каримов М.Г., Аливердиев А.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **42**, 83 (1999).
5. Аливердиев А.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **40**, 761 (1997).
6. Аливердиев А.А. *ЖТФ*, **67**, № 9, 132 (1997).
7. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. *Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы* (Новосибирск., Наука, 1987).
8. Левин Г.Г., Вишняков Г.Н. *Оптическая томография* (М., Радио и связь, 1989).
9. Руденко О.В., Солуян С.И. *Теоретические основы нелинейной акустики* (М., Наука, 1975).
10. Aliverdiev A.A., Amirova A.A. *Proc. VII Intern. conf. on Composites Engineering* (Denver, Colorado, USA, 2000, p. 23).

**A.A. Aliverdiev, A.A. Amirova, M.G. Karimov. Some aspects of optoacoustic tomography.**

An inverse problem of optoacoustic tomography is solved within the framework of chronotomography, and two-component absorption of the exciting laser emission is analysed. The numerical experiments are performed which confirm theoretical conclusions.