

УДК 519.675:(535+534)+681.3

## ОБ УЧЕТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ РАЗРЕШЕННОЙ ПО ВРЕМЕНИ ОПТОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

А. А. Аливердиев

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала

Приведено решение реконструктивной задачи разрешенной по времени оптоакустической томографии с учетом поглощения иницирующего (лазерного) и вторичного (акустического) излучения. Приведены результаты модельных экспериментов, подтверждающие теоретические данные. Получено относительно простое соотношение между искомой и экспериментально получаемой функциями пространственного распределения коэффициента поглощения.

Для решения проблемы томографической диагностики в последнее время предложен ряд методов, включающих исследование пространства скоростей (импульсов) [1–3] и времени в качестве дополнительной координатной оси [4–8]. Одним из таких методов является разрешенная по времени оптоакустическая томография [8–11], основанная на анализе вторичного акустического излучения, инициируемого ультракоротким лазерным импульсом, для определения распределения коэффициента поглощения лазерного излучения в результате действия оптоакустического эффекта.

В [8, 9] предложен простой способ решения обратной оптоакустической задачи с учетом поглощения иницирующего излучения. В настоящей работе рассматривается более общий случай с двумя компонентами поглощения — оптоакустической и неоптоакустической.

Как показано в [8], в общем случае временной профиль акустического сигнала имеет вид

$$G_s(t) = \int_0^l X_1(x) T\left(t - \frac{x}{v_s}\right) dx, \quad (1)$$

где

$$CX_1(x) = X(x) \exp\left(-\alpha \int_0^x X(x) dx\right), \quad (2)$$

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

$$X_1(x) = X(x) \exp\left(-\alpha \int_{l-x}^l X(x) dx\right), \quad (3)$$

если лазер расположен в точке  $x = l$ , а приемник вторичного акустического излучения — в точке  $x = 0$ . В дальнейшем будем рассматривать первый случай, полагая, что функция  $X_1(x)$  задается соотношением (2). В формулах (1)–(3)  $l$  — длина исследуемого объекта вдоль направления просвечивания;  $x$  — пространственная координата;  $t$  — время;

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного фонда INTAS (код проекта 96-0457) в рамках исследовательской программы Международного центра фундаментальной физики.

$v_s$  — скорость акустического сигнала;  $T(t)$  — известный временной профиль лазерного импульса;  $X(x)$  — искомая функция распределения коэффициента поглощения;  $G_s(t)$  — экспериментально получаемый временной профиль вторичного (акустического) сигнала;  $\alpha = \ln(I/I_0)$  — суммарный коэффициент поглощения;  $I_0$  — интенсивность инициирующего импульса;  $I$  — интенсивность импульса, прошедшего через объект; функции  $X(x)$  и  $X_1(x)$  полагаются нормированными единицей;  $C$  — константа нормировки.

Уравнение (1) является уравнением Фредгольма первого рода, и для его решения в общем случае можно использовать стандартные методы. Если длительность лазерного импульса  $\Delta t \ll l/v_s$ , то функция  $T(t - x/v_s)$  может быть выражена через  $\delta$ -функцию, при этом выполняется равенство  $X_1(x) = AG_s((t - t_0)/v_s)$ , где  $t_0$  — время, соответствующее пику функции  $T(t)$ ;  $A$  — константа.

Таким образом, при достаточно коротком инициирующем импульсе и достаточно слабом поглощении лазерного излучения исследуемым объектом имеет место повторение временным профилем акустического отклика пространственного распределения оптоакустического источника.

Пусть с точностью до постоянного множителя известна функция  $CX_1(x)$ . Для решения уравнения (2), где функция  $X_1(x)$  и коэффициент  $\alpha$  заданы, константа  $C$  неизвестна, а зависимость  $X(x)$  требуется найти, введем функции

$$F(x) = \int_0^x X(x) dx, \quad F_1(x) = \int_0^x X_1(x) dx.$$

Будем полагать, что  $\alpha \neq 0$  (в противном случае решаемое уравнение обращается в тождество). Тогда из (2) следует  $CX_1(x) = (dF/dx) \exp(-\alpha F)$ . Разделяя переменные и интегрируя, получим

$$F(x) = -\frac{1}{\alpha} \ln(1 - \alpha C F_1(x)). \tag{4}$$

Дифференцируя (4), найдем

$$X(x) = \frac{CX_1(x)}{1 - C\alpha F_1(x)}. \tag{5}$$

Из условий нормировки определим  $C$ :

$$C = \frac{1}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha)). \tag{6}$$

Формулы (5), (6) позволяют определить функцию  $X(x)$  при известной функции  $X_1(x)$  при любом  $\alpha \neq 0$ . (При  $\alpha = 0$  функция  $X_1(x)$  совпадает с функцией  $X(x)$  с погрешностью вычислений.)

Выше была рассмотрена упрощенная задача. В реальном исследуемом физическом объекте помимо поглощения инициирующего (лазерного) излучения, энергия которого расходуется на генерацию акустических волн, имеет место поглощение иной природы (как инициирующего (оптического), так и вторичного (акустического) излучения).

Рассмотрим случай, когда наряду с поглощением, связанным с оптоакустическим эффектом, имеется поглощение с дифференциальным коэффициентом  $\alpha'X'(x)$ , где  $\alpha' = \text{const}$ ;  $X'(x)$  — нормированная известная функция. Заметим, что таким образом может быть учтено поглощение как инициирующего (лазерного) излучения, так и вторичного (акустического). При этом  $\alpha'X'(x)$  представляет собой сумму обеих компонент, так как оба поглощения в конечном счете выражаются в одинаковой форме:

$$CX_1(x) = X(x) \exp\left(-\alpha \int_0^x X(x) dx - \alpha' \int_0^x X'(x) dx\right).$$

Введем функцию

$$F'(x) = \int_0^x X'(x) dx.$$

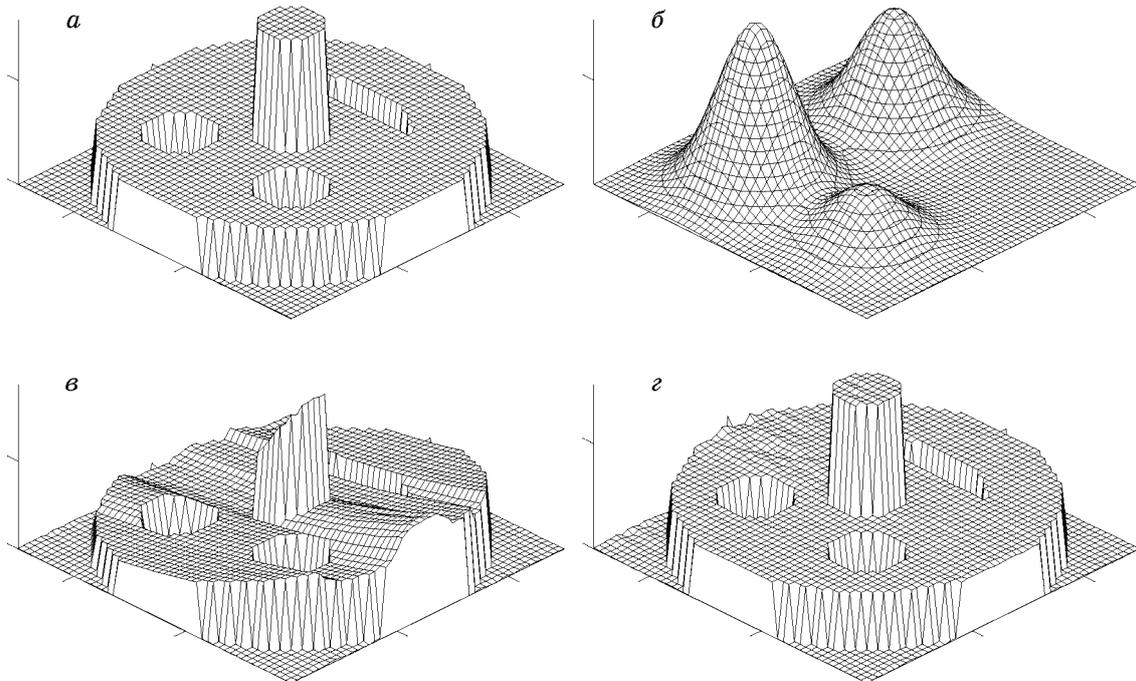
Аналогично предыдущему случаю получим

$$CX_1(x) = \frac{dF}{dx} \exp(-\alpha F - \alpha' F'(x)). \quad (7)$$

Введем функции  $X'_1 = X_1 \exp(\alpha' F'(x))$  и  $F'_1(x) = \int_0^x X_1(x) \exp(\alpha' F'(x)) dx$ . Решая урав-

нение (7) аналогично рассмотренному выше примеру, путем несложных преобразований получим  $X(x) = CX'_1(x)/(1 - C\alpha F'_1(x))$ .

Если  $\alpha'$  и  $X'(x)$  считать известными и нормировать  $X'_1(x)$ , то постоянную  $C$  можно вычислить по формуле (6). Коэффициент  $\alpha'$  может быть определен с использованием абсолютного значения суммарной энергии принятого акустического сигнала (до сих пор эта величина нивелировалась нормировкой). Для этого конкретная установка должна быть протарирована на эталонных образцах с различным соотношением  $\alpha$  и  $\alpha'$ . Функция  $X'(x)$  в общем случае не может быть известна, однако в ряде случаев она может быть определена. В частности, если дополнительное поглощение не зависит от координаты, функция  $X'(x)$  может быть тождественна константе  $l^{-1}$ . Если же дополнительное поглощение пропорционально оптоакустическому, то, как следует из формулы (7), для решения задачи можно использовать формулы (5), (6), подставив в них вместо  $\alpha$  сумму  $\alpha + \alpha'$ .



Результаты расчетов:

*a* — искомое распределение оптоакустической составляющей поглощения; *б* — распределение неоптоакустической составляющей поглощения; *в* — смоделированная функция оптоакустического отклика; *г* — восстановленная функция оптоакустического распределения

Так как звуковой сигнал передает только возбужденная часть исследуемого объекта, то можно поэтапно сканировать его лазерным лучом по другим пространственным координатам (см. [9]).

С использованием полученных выше результатов проведен ряд численных экспериментов. Для обеспечения наглядности и объективности предполагалось сканирование по дополнительной пространственной координате; оптоакустическая и неоптоакустическая составляющие поглощения выбирались отличными друг от друга. Характерные условия экспериментов также выбирались типичными: линейные размеры образца  $0,1 \times 0,1$  м, длительность иницирующего лазерного импульса  $\Delta t = 10^{-7}$  с, скорость вторичной ультразвуковой волны  $v_s = 10^3$  м/с. Зависимостью скорости от координаты пренебрегалось.

Характерные результаты расчетов представлены на рисунке. В данном случае полагалось  $\langle \alpha'(y) \rangle = 1$ ,  $\langle \alpha(y) \rangle = 1$ . При этом на функцию  $G_s(t)$  накладывался стохастический шум с относительной величиной 3%. Все представленные функции нормированы единицей. Теоретические выводы подтверждаются данными численных экспериментов. Даже при существенном внешнем шуме наблюдается хорошая восстанавливаемость искомой функции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Пикалов В. В., Преображенский Н. Г.** Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987.
2. **Баландин А. Л., Преображенский Н. Г., Седельников А. И.** Томографическое восстановление распределения частиц по скоростям // ПМТФ. 1989. № 6. С. 34–37.
3. **Man'ko O. V.** Symplectic tomography of nonclassical states of a trapped ion. Trieste, 1996. (Prepr. / Abdus Salam Intern. Centre Theoret. Phys.; IC/96/39).
4. **Левин Г. Г., Вишняков Г. Н.** Оптическая томография. М.: Радио и связь, 1989.
5. **Fujimoto J. G., Brezinski M. E., Tearney G. J., et al.** Biomedical imaging and optical biopsy using optical coherence tomography // Natur. Medicine. 1995. N 1. P. 970–972.
6. **Аливердиев А. А.** Использование спектра скоростей для пространственно-временного исследования высокоскоростных процессов // Журн. техн. физики. 1997. Т. 67, № 9. С. 132–134.
7. **Aliverdiev A. A., Karimov M. G.** Solution of optic reconstructive problem considering registered signal velocity // Turkish J. Phys. 1998. N 4. P. 311–314.
8. **Аливердиев А. А.** О возможности использования скорости регистрируемого сигнала для томографического исследования возбужденных сред // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 6. С. 761–768.
9. **Каримов М. Г., Аливердиев А. А.** О моделировании двумерного оптоакустического исследования возбужденных сред // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 1. С. 83–86.
10. **Гусев В. Э., Карабутов А. А.** Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991.
11. **Karabutov A. A., Podymova N. B., Letokhov V. S.** Time-resolved optoacoustic tomography of inhomogenous media // J. Appl. Phys. 1996. V. B63. P. 545–563.

*Поступила в редакцию 15/IX 1999 г.*