

УДК 534.8

ИЗМЕРЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ ТЕПЛООВОГО АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2000 г. А. А. Аносов^{1,2}, М. А. Антонов¹, В. И. Пасечник¹

¹Институт радиотехники и электроники РАН, НЦ "ЭЛДИС" ИРЭ РАН
101000 Москва, Старосадский пер., 8
E-mail: passechu@bfhome.msk.ru

²Московская медицинская академия им. И.М. Сеченова

Поступила в редакцию 14.12.98 г.

С помощью системы из двух плоских пьезопреобразователей (ПП) измерена пространственная корреляционная функция звуковых давлений, создаваемых на двух ПП источником теплового акустического излучения в мегагерцовом диапазоне частот. Источником излучения служило акустическое черное тело – нагретая полоска из вещества с большим коэффициентом поглощения, которую перемещали по координате x перпендикулярно акустической оси системы. Коррелированный сигнал периодически меняется при перемещении, его величина пропорциональна разности температур источника и окружающей среды. Проведены расчеты пространственной зависимости корреляционной функции $R(x)$, давшие хорошее совпадение с экспериментом. Обсуждается проблема создания измерителя коррелированного сигнала для пассивной термоакустической томографии.

Для измерения температуры внутри биологического объекта можно использовать информацию, которую несет тепловое акустическое излучение [1]. Соответствующий метод – акустотермография, основанный на измерении интенсивности этого излучения отдельными пьезопреобразователями (ПП), позволяет производить измерения глубинной температуры с точностью около 0.1 К [1, 2]. Вместе с тем предложено также использовать корреляционный прием теплового излучения одновременно с помощью нескольких ПП, что, как ожидалось, может увеличить чувствительность и разрешающую способность метода [3, 4]. Показано, что такой прием позволяет определить распределение не только глубинной температуры объектов, но и распределение в них коэффициента поглощения – это, в свою очередь, открывает возможность построить пассивный термоакустический томограф, не использующий априорную информацию о коэффициенте поглощения [5]. Проблема состоит в выборе соответствующей геометрии пары приемных преобразователей и определении их аппаратных функций; первые подходы изложены в [6].

Вместе с тем необходимо отметить, что при исследовании корреляционных свойств теплового акустического излучения от нагретых объектов реализуется ситуация, которая, как правило, отсутствует при измерениях теплового электромагнитного излучения. Для теплового акустического излучения температура источника лишь незначительно превышает температуру фона, во втором же случае эти различия весьма значитель-

ны. Поэтому необходимо специальное исследование этого вопроса.

Отметим, что экспериментальные корреляционные измерения теплового акустического излучения до настоящего времени не проведены, и не получены теоретические формулы для простейших экспериментальных ситуаций. В настоящей работе поставлена задача экспериментально определить пространственную зависимость коррелированной составляющей звуковых давлений, создаваемых на двух ПП источником теплового акустического излучения, и сравнить ее с теоретическими оценками.

Измерения проводили в ванне 1 (рис. 1) размером $40 \times 28 \times 30$ см³. Источником теплового акустического излучения служила узкая полоска 2 шириной $\Delta = 2$ мм из материала, сильно поглощающего ультразвук (пластилин). Ее нагревали до температуры T , помещая в кювету 3 с акустически прозрачными окнами, заполненную водой и снабженную подогревателем 4. Приемниками служили два круглых плоских пьезопреобразователя (ПП₁ и ПП₂) радиуса $a = 5$ мм, расстояние между центрами которых составляло $D = 16$ мм. Их температуры совпадали с температурой T_0 ванны. Акустические оси пьезопреобразователей лежали в плоскости xz и пересекались на расстоянии ~ 140 мм от прямой, проходящей через центры обоих ПП (рис. 1). Таким образом, угол между акустическими осями составлял около 6.5° . Полоску располагали в плоскости L вертикально (по оси y) внутри кюветы на расстоянии $z_0 = 200$ мм от ПП и перемещали горизонтально (по оси x) с ша-

гом 2 мм перпендикулярно акустической оси z системы-прямой, проходящей через точку пересечения акустических осей ПП и середину отрезка, соединяющего два ПП. Начало координат находилось в точке пересечения акустической оси системы и плоскости L . Используя импульсный источник ультразвукового излучения, мы определили, что на оси x в плоскости L точка с координатой $x = 8$ мм равноудалена от обоих ПП.

Оба ПП были снабжены двумя четвертьволновыми слоями, нагружены на согласующие трансформаторы и настроены на частоту 2.2 МГц (полоса пропускания усилителей 5 и 6 – 200 кГц). ПП имели приблизительно одинаковую чувствительность. Звуковые давления на ПП₁ и ПП₂, p_1 и p_2 , соответственно, преобразовывались в электрические сигналы, которые усиливали и подавали на входы трех перемножителей (MLT04 Analog Devices). С помощью двух перемножителей 7 и 8 определяли средние квадраты давления, измеряемого каждым из ПП, $\langle p_1^2 \rangle$ и $\langle p_2^2 \rangle$, соответственно, а с помощью третьего 9 – среднее значение произведения давлений, измеряемых разными ПП, а именно: $\langle p_1 p_2 \rangle$. Полученные сигналы через усилители с полосой 1–15 Гц в течение 40 с посредством платы сопряжения L-154 (L-card SoftWare Lab Limited, Россия) записывали в персональный компьютер (10) типа IBM-386. Для исключения дрейфов сигналов использовали модуляционный прием: излучение нагретой пластинки периодически с частотой 4 Гц прерывали обтюратором 11. Таким образом, регистрировали сигналы от нагретой относительно ванны на температуру ΔT полоски и от всей ванны ($\Delta T = T - T_0 = 9.5$ К, где T и T_0 – температуры источника и окружающей среды). Сигнал, фиксирующий положение обтюратора, также записывали в компьютер и использовали в качестве опорного. Процесс синхронного детектирования проводили в компьютере и определяли разность (инкремент) средних значений интенсивностей коррелированного сигнала от полоски и сигнала, приходящего из всей ванны, а также инкременты сигналов, принимаемых ПП₁ и ПП₂ от полоски и из всей ванны. Измерения при каждом положении пластинки повторяли 4 раза.

Для калибровки установки в градусах Кельвина в кювету помещали “черное тело” большого размера, перекрывающее апертуры обоих ПП, и измеряли соответствующие значения сигналов. Измеренные величины, выраженные в градусах Кельвина, являются инкрементами акустоярких температур, например для ПП₁ $\Delta T_b = T_b - T_0$. Акустояркая температура T_b – это температура “черного” тела, которое создает такой же поток излучения, что и исследуемый объект [2]. Для “черного” тела, заполняющего всю апертуру ПП, $\Delta T_b = \Delta T = T - T_0$. Для узкой полоски акустояркая температура пропорциональна ее ширине.

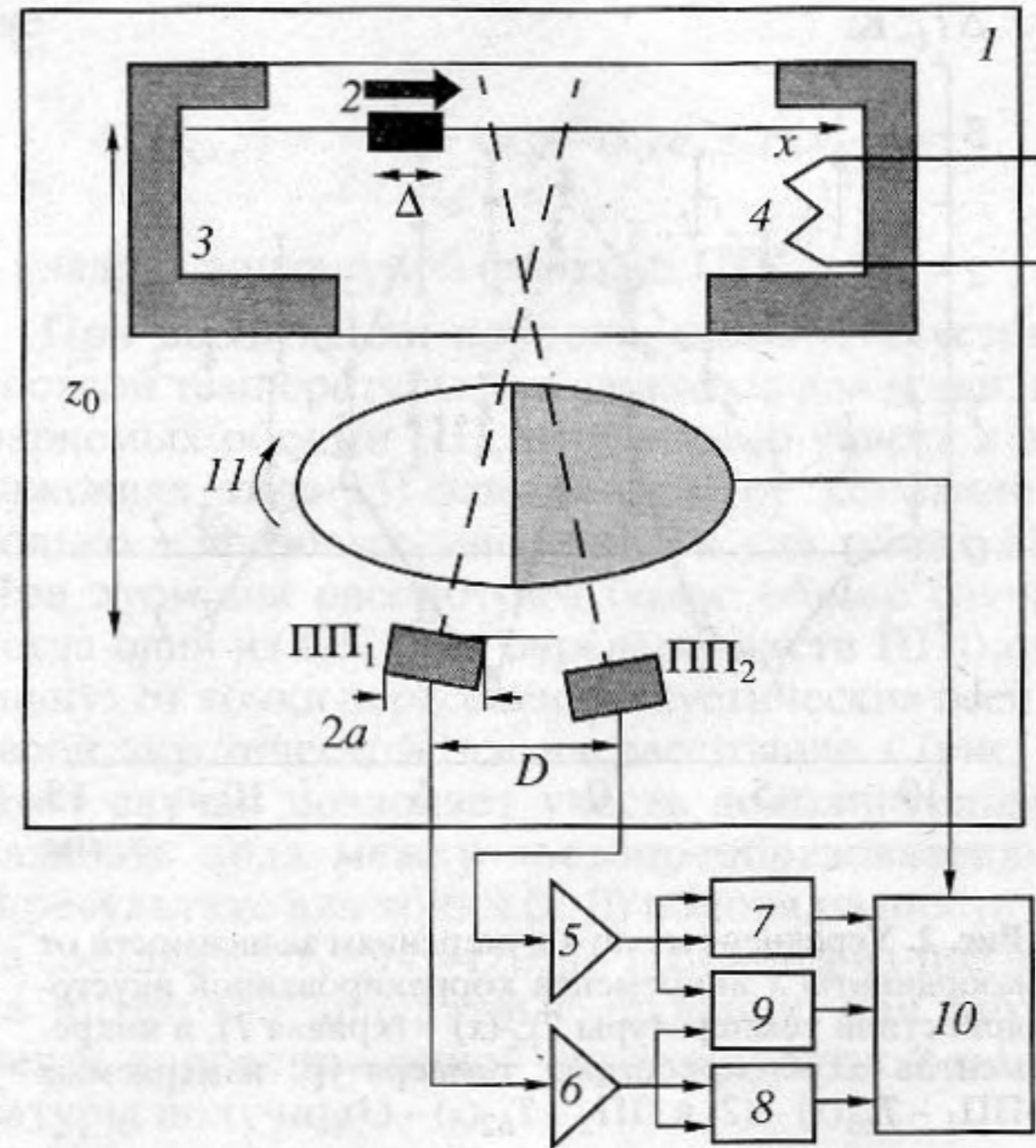


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – ванна; 2 – пластилиновая полоска шириной Δ ; 3 – кювета; 4 – подогреватель; 5, 6 – усилители высокой частоты; 7, 8, 9 – перемножители; 10 – компьютер, 11 – обтюратор. ПП₁ и ПП₂ – приемники излучения – пьезопреобразователи радиуса a , расстояние между их центрами – D , расстояние до источника z_0 .

Для калибровки канала, измеряющего коррелированный сигнал, вместо сигналов от двух ПП на входные усилители подавали один и тот же модулированный высокочастотный сигнал. При этом также учитывали, что механический обтюратор перекрывает апертуры обоих ПП не одновременно, а с некоторым сдвигом, что приводило к уменьшению коррелированного сигнала на 10%. Для единообразия коррелированный сигнал, выраженный в градусах К, мы будем называть инкрементом коррелированной акустояркой температуры ΔT_{bc} .

На рис. 2 представлены усредненные по проведенным измерениям зависимости от координаты x инкремента коррелированной акустояркой температуры $\Delta T_{bc}(x)$, – (кривая 1), а также инкрементов акустоярких температур, измеряемых ПП₁ и ПП₂, соответственно: $\Delta T_{b1}(x)$ – (2) и $\Delta T_{b2}(x)$ – (3). Видно, что в пределах диаграммы направленности коррелированный сигнал периодически меняется с пространственным периодом Λ около 8.5 мм. Величина сигнала $\Delta T_{bc}(x)$ по модулю меньше средних значений $\Delta T_{b1}(x)$ и $\Delta T_{b2}(x)$.

Для расчета параметров коррелированного сигнала и корреляционной функции

$$R(x) = \Delta T_{bc}(x) / \sqrt{\Delta T_{b1}(x) \Delta T_{b2}(x)} \quad (1)$$

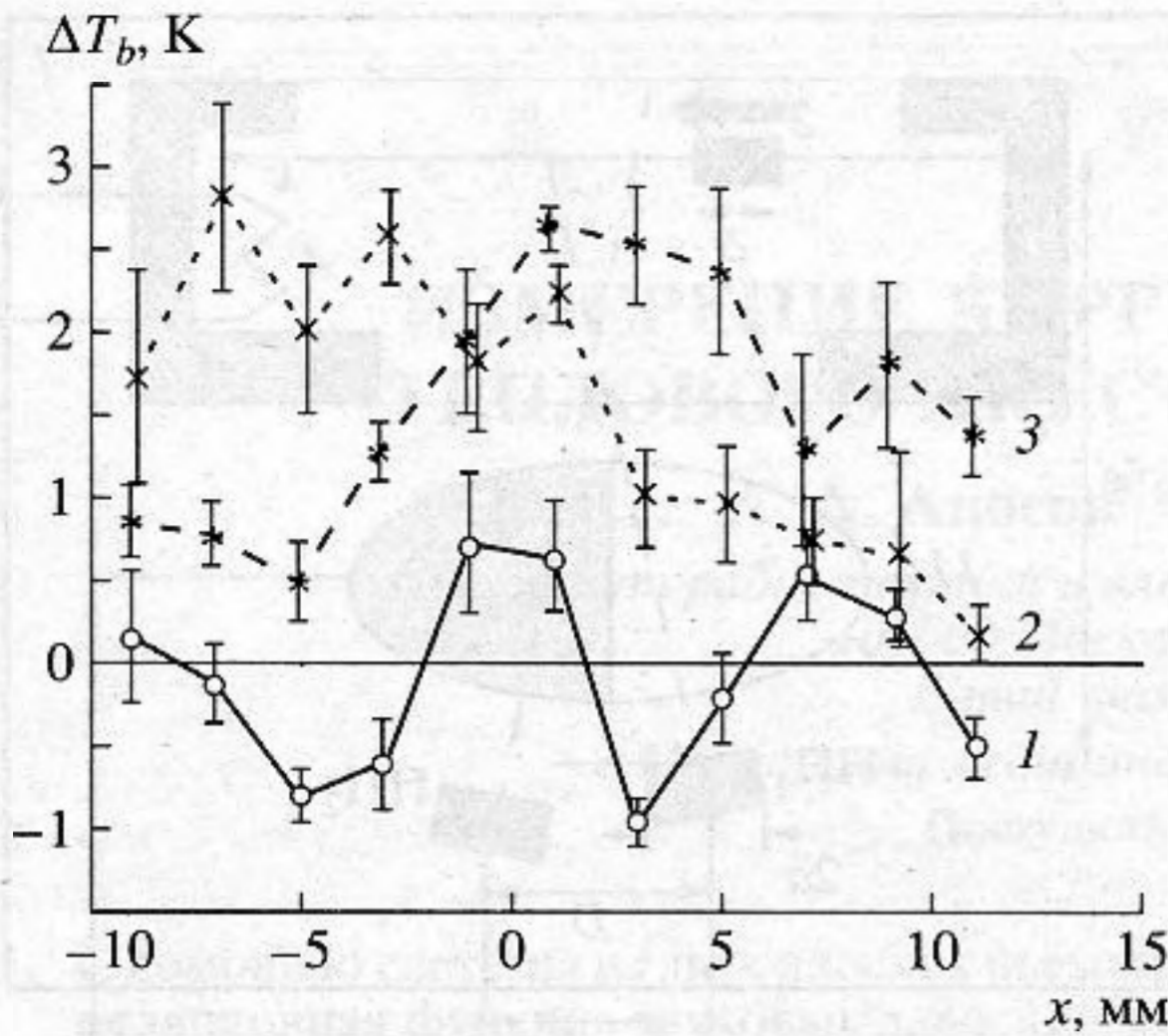


Рис. 2. Усредненные по 4 измерениям зависимости от координаты x инкремента коррелированной акустотемпературы $T_{bc}(x)$ – (кривая 1), и инкрементов акустотемператур, измеряемых ПП₁ – $T_{b1}(x)$ – (2) и ПП₂ – $T_{b2}(x)$ – (3).

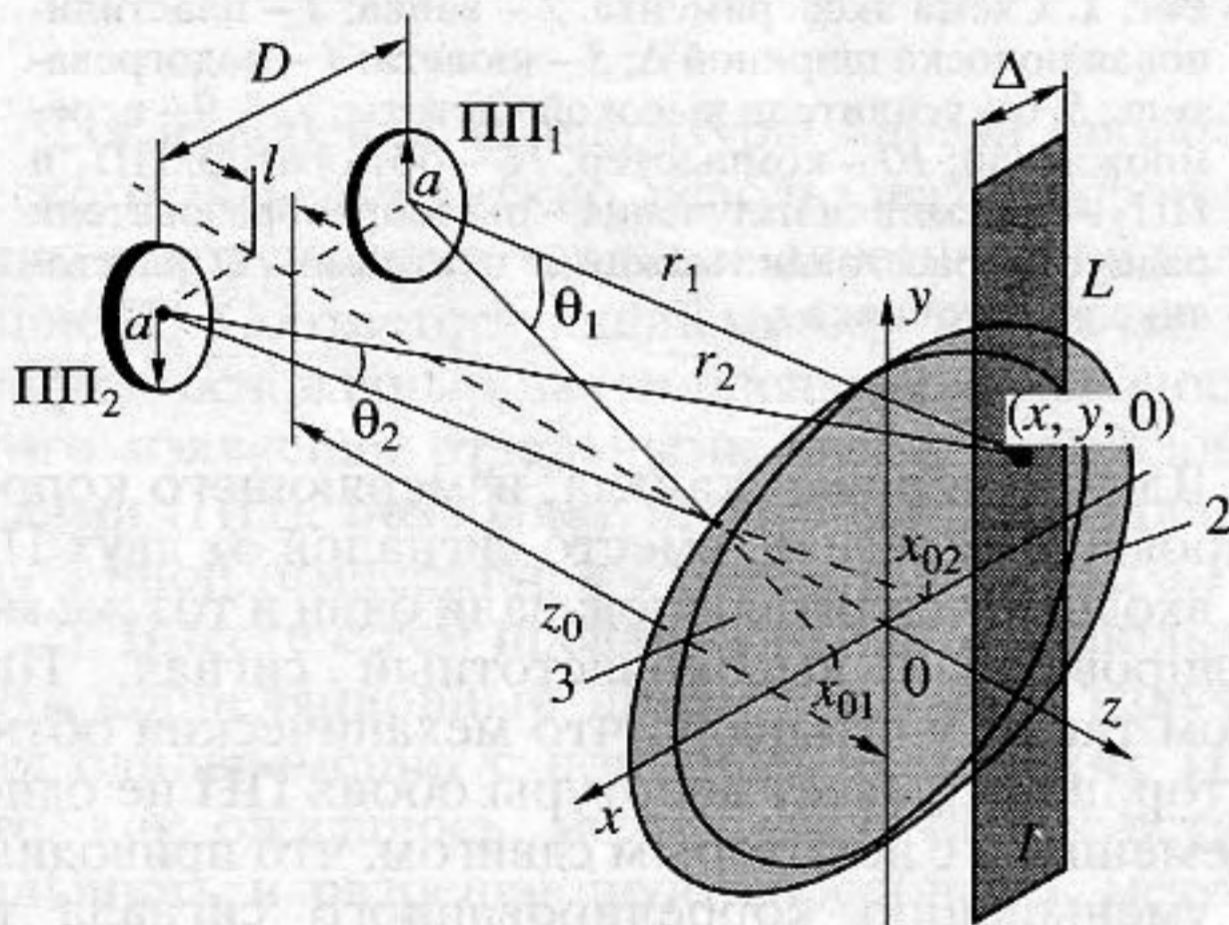


Рис. 3. Схема для расчета корреляционной функции теплового акустического излучения, регистрируемой двумя пьезопреобразователями (ПП₁, ПП₂ – радиус a , расстояние между центрами D). Излучатель (1) – полоска шириной Δ , лежащая в плоскости xy , z_0 – расстояние от xy до пьезопреобразователей. r_1 и r_2 – расстояния до точечного источника от центров обоих ПП, θ_1 и θ_2 – соответствующие углы между осями ПП и лучами r_1 и r_2 . l – расстояние, на которое смещен ПП₂ вдоль своей акустической оси. x_{01} и x_{02} – координаты пересечения оси x акустическими осями ПП₁ и ПП₂. 2, 3 – схематическое изображение сечений аппаратных функций плоскостью L .

рассмотрим следующую модель. Источником теплового излучения является длинная нагретая полоска 1, находящаяся в плоскости L и вытянутая вдоль оси y (рис. 3). Плоскость L удалена от ПП на расстояние z_0 . Полоска шириной Δ может перемещаться вдоль оси x . Преобразователи ПП₁ и ПП₂ разнесены симметрично относительно аку-

стической оси системы на расстоянии $\pm D/2$ и повернуты друг относительно друга так, что акустическая ось ПП₁ пересекает ось x в точке x_{01} , а ось ПП₂ – в точке x_{02} .

При измерениях в дальней зоне используем приближение Фраунгофера для круглого ПП [7]. Комплексные амплитуды потенциалов скорости ϕ_1 и ϕ_2 , измеряемые каждым ПП, связаны с потенциалом скорости u_0 точечного источника, находящегося на расстояниях r_1 и r_2 от центров соответствующих ПП, следующим образом:

$$\phi_{1,2} = -\frac{a^2}{r_{1,2}} \frac{J_1(ka \sin \theta_{1,2})}{ka \sin \theta_{1,2}} e^{-jkr_{1,2}} u_0, \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\lambda = c/f$ – длина волны, f – частота, c – скорость звука, θ_1, θ_2 – углы между направлениями из центров пьезопреобразователей ПП₁ и ПП₂, соответственно, на источник излучения и их акустическими осями; J_1 – функция Бесселя первого порядка.

Для источника в виде полоски, ориентированной вдоль оси y , с центром в точке x и шириной Δ комплексные амплитуды потенциалов скорости на обоих ПП получаются интегрированием выражений типа (2) по осям x и y , например, для первого из них:

$$\phi_1(x) = -a^2 \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{x-\Delta/2}^{x+\Delta/2} u_0(\xi, y) \times \left(\frac{1}{r_1} \frac{J_1(ka \sin \theta_1)}{ka \sin \theta_1} e^{-jkr_1} \right) d\xi. \quad (3)$$

Бесконечные пределы интегрирования по переменной y определены с учетом того, что по этой оси длина пластины превышает поперечные размеры аппаратной функции ПП.

Будем считать тепловой шум дельта-коррелированным, термодинамическую температуру пластинки T не зависящей от координат x, y , а $r_1 \approx z_0$ в знаменателе подынтегрального выражения (3). Учитывая, что прием сигналов производится устройством с определенной частотной характеристикой $S(f)$, получим, что величина $\Delta T_{b1}(x)$ сигнала, измеряемого, например, ПП₁, имеет вид

$$\Delta T_{b1}(x) = \Delta T \frac{1}{\pi z_0} \times \int_0^{\infty} S(f) df \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{x-\Delta/2}^{x+\Delta/2} (ka)^2 \left(\frac{J_1(ka \sin \theta_1)}{ka \sin \theta_1} \right)^2 d\xi, \quad (4)$$

Нормированную на единицу частотную характеристику приемного устройства $S(f)$ удобно аппроксимировать выражением с максимумом на частоте

те f_0 и шириной полосы пропускания на уровне 3 дБ δf :

$$S(f) = (\delta f/2\pi)(1/((f - f_0)^2 + (\delta f/2)^2)). \quad (5)$$

При этом $\int_0^\infty S(f) df = 1$. Для малых значений углов θ заменим $\sin\theta$ его аргументом, а для вычисления интегралов типа (4) аппроксимируем подынтегральную функцию выражением

$$\frac{J_1(ka \sin\theta_1)}{ka \sin\theta_1} = (1/2)e^{-(ka\theta_1)^2/8}. \quad (6)$$

В декартовых координатах угол θ_1 определяется по формуле $\theta_1 \approx \sqrt{(x - x_{01})^2 + y^2}/z_0$, где x, y координаты точки в плоскости L . Из (4) после интегрирования по оси y следует, что инкремент акустяркостной температуры имеет вид

$$\Delta T_{b1}(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}z_0} \Delta T \times \int_0^\infty S(f) df \int_{x-\Delta/2}^{x+\Delta/2} ka \exp(-(ka/2z_0)^2(\xi - x_{01})^2) d\xi. \quad (7)$$

При измерениях инкременты акустяркостных температур калибруются по излучению "черного" тела, заполняющего всю апертуру ПП. Этому случаю в выражении (7) соответствует излучение очень широкой пластинки ($\Delta \rightarrow \infty$), и, как следует из (7), инкремент ΔT_{b1} акустяркостной температуры равен инкременту ΔT термодинамической.

Поскольку мала относительная ширина полосы пропускания: $\delta f/f_0 \ll 1$, то можно заменить волновое число k его средним значением k_0 . Если, кроме того, ширина полоски Δ существенно меньше, чем характерная ширина аппаратной функции на расстоянии z_0 : $\Delta \ll z_0/k_0a$, то приближенно можно заменить экспоненту ее значением в точке x , тогда:

$$\Delta T_{b1}(x) \approx \Delta T A_1^2(k_0, x), \quad (8)$$

где зависящая от координаты и среднего значения волнового числа величина $A_1^2(k_0, x) \approx \frac{k_0 a \Delta}{2\sqrt{\pi}z_0} \exp(-(k_0 a/2z_0)^2(x - x_{01})^2)$ – это квадрат аппаратной функции ПП₁.

Аналогичное выражение можно получить и для ПП₂, а именно:

$$\Delta T_{b2}(x) \approx \Delta T A_2^2(k_0, x), \quad (8a)$$

где

$$A_2^2(k_0, x) \approx \frac{k_0 a \Delta}{2\sqrt{\pi}z_0} \exp(-(k_0 a/2z_0)^2(x - x_{02})^2)$$

– квадрат аппаратной функции ПП₂.

При вычислении коррелированной акустяркостной температуры для звуковых давлений, измеряемых обоими ПП, необходимо учесть в выражениях типа (3) зависимость от координаты только в фазовых множителях для обоих ПП. При этом мы рассмотрим более общий случай, когда один из ПП (для определенности ПП₂) отодвинут от точки пересечения акустических осей по своей акустической оси на расстояние l (рис. 3). Этот случай позволяет учесть дополнительную разность хода между пьезопреобразователями. В результате для точки $(x, 0)$ полная разность хода составляет $r_1 - r_2 = Dx/z_0 - l$. Вынося из-под знака интеграла аппаратные функции, для инкремента коррелированной акустяркостной температуры получим

$$\Delta T_{bc}(x) = \Delta T (A_1(k_0, x) \cdot A_2(k_0, x)) \times \int_0^\infty S(f) df \int_{x-\Delta/2}^{x+\Delta/2} \cos(k(D\xi/z_0 - l)) d\xi. \quad (9)$$

При вычислении этого двойного интеграла сперва проинтегрируем быстроизменяющуюся осциллирующую функцию по частоте. После преобразований из (9) найдем:

$$\Delta T_{bc}(x) = \Delta T A_{12}(k_0, x) \frac{\sin(k_0 \Delta D/2z_0)}{k_0 \Delta D/2z_0} \times \times e^{-k_0(\delta f/f_0)|Dx/z_0 - l|/2} \cos(k_0(Dx/z_0 - l)), \quad (10)$$

где $A_{12}(k_0, x) = A_1(k_0, x)A_2(k_0, x)$ – аппаратная функция для коррелированного сигнала.

Из (10) следует, что огибающая коррелированного сигнала определяется произведением аппаратных функций обоих ПП. Множитель $\frac{\sin(k_0 \Delta D/2z_0)}{k_0 \Delta D/2z_0} \leq 1$ учитывает потерю корреляции при увеличении ширины полоски. Экспоненциальный множитель, зависящий от относительной полосы пропускания $\delta f/f_0$, учитывает потерю корреляции из-за немонахроматичности регистрируемого сигнала. Величина ΔT_{bc} зависит от координаты x по почти периодическому закону с пространственным периодом $\Lambda = \lambda_0 z_0/D$.

Корреляционная функция $R(x)$, как следует из (8, 8a, 10), имеет вид:

$$R(x) = \frac{\sin(k_0 \Delta D/2z_0)}{k_0 \Delta D/2z_0} \times \times e^{-k_0(\delta f/f_0)|Dx/z_0 - l|/2} \cos(k_0(Dx/z_0 - l)). \quad (11)$$

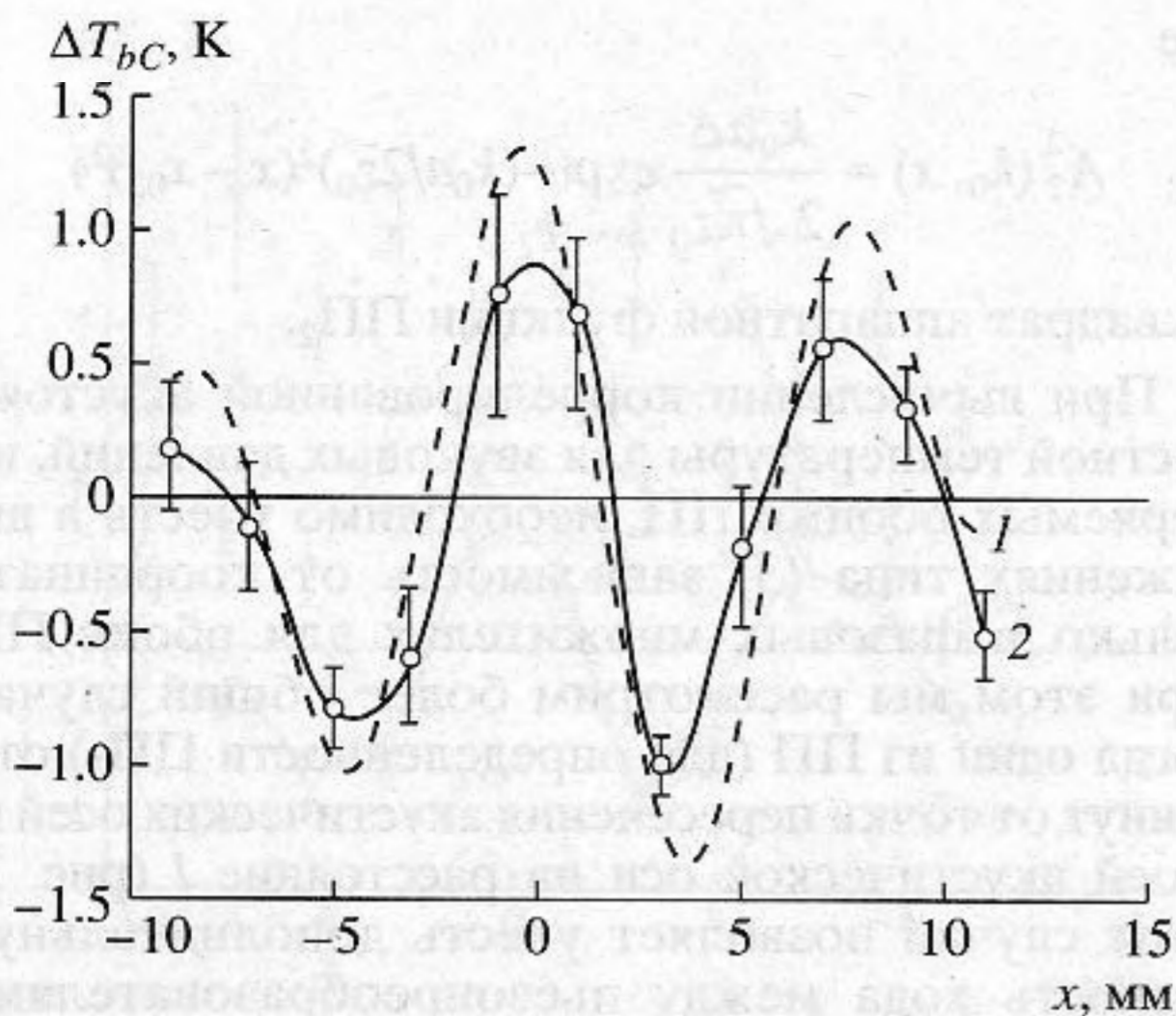


Рис. 4. Зависимость от координаты x рассчитанного (кривая 1) и экспериментального (кривая 2) инкремента коррелированной акустояркой температуры $T_{bc}(x)$. В качестве экспериментальных использованы интерполированные данные рис. 2, в экспериментальных точках приведены ошибки измерений. При расчете использовали следующие параметры: ширина нагретой полоски $\Delta = 2$ мм, расстояние от ПП до полоски $z_0 = 200$ мм; $f_0 = 2.2$ МГц, $\lambda_0 = 0.68$ мм; $a = 5$ мм, $D = 16$ мм и $\delta f = 0.2$ МГц, $l = 0.64$ мм.

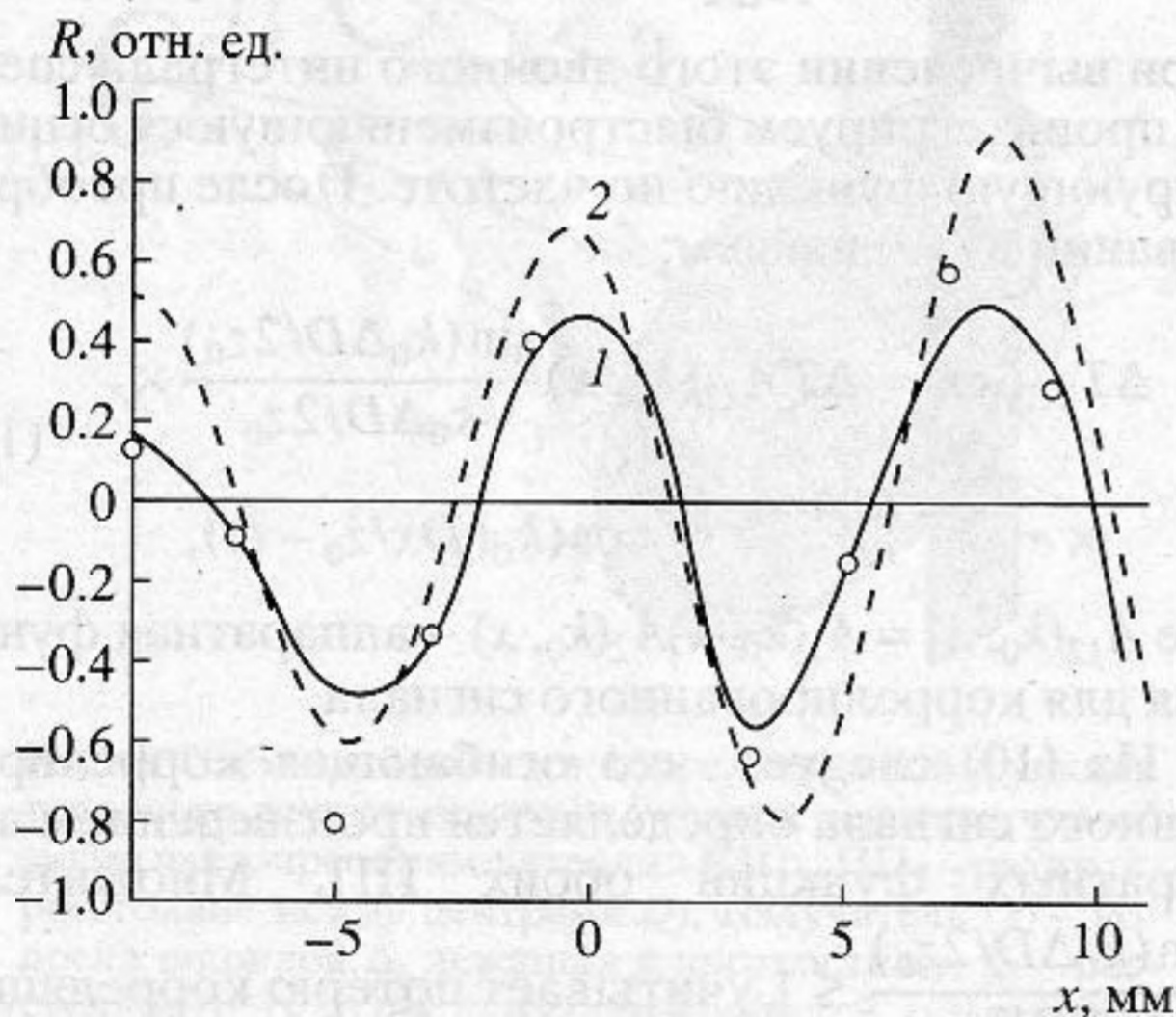


Рис. 5. Зависимость рассчитанных величин корреляционной функции $R(x)$ (кривая 1) и измеренной экспериментально (кривая 2): точки – расчет по данным рис. 2. Параметры расчета см. рис. 4.

Амплитуда $R(x)$ имеет максимум при значении $x = lz_0/D$, определяемом дополнительной разностью хода между пьезопреобразователями и точкой пересечения их акустических осей.

На рис. 4 представлены рассчитанный инкремент коррелированной акустояркой температуры (кривая 1) и сглаженная методом кубической интерполяции экспериментальная кривая (2).

В экспериментальных точках приведены ошибки измерений. При расчете использовали аппаратную функцию, полученную перемножением экспериментальных кривых (2 и 3, рис. 2) для обоих ПП, сглаженных параболами по методу наименьших квадратов, а также экспоненциальный и периодический множители из (10). При этом выбрали величину l такой, чтобы экспоненциальный множитель имел максимальное значение при $x = 8$ мм в соответствии с экспериментальными данными.

Корреляционная функция $R(x)$, получаемая делением двух зашумленных сигналов, естественно, определяется с большей ошибкой, чем величина ΔT_{bc} . На рис. 5 представлена теоретическая зависимость $R(x)$, рассчитанная по формуле (11), для условий нашего эксперимента (кривая 1). Экспериментальные точки на рис. 5 получены по формуле (1) непосредственно из соответствующих экспериментальных значений (рис. 2). Кривая 2 получена по формуле (1), в которую были подставлены значения $\Delta T_{b1}(x)$ и $\Delta T_{b2}(x)$, аппроксимированные полиномом второй степени, а также значения $\Delta T_{bc}(x)$, приближенные методом кубической интерполяции. На теоретической зависимости виден характерный экспоненциальный спад на расстоянии $\Delta x = z_0 \lambda_0 / \pi (\delta f / f) D$. На рис. 4 и 5 рассчитанный пространственный период составляет $\Lambda = 8.5$ мм и практически совпадает с измеренным экспериментально. Амплитуды величин, рассчитанных теоретически коррелированного сигнала и корреляционной функции, в целом совпадают с измеренными экспериментально.

Вместе с тем обращает на себя внимание систематическое превышение теоретических величин над измеренными экспериментально. Рассмотрим возможные причины. Первой из них могут быть ошибки эксперимента. Они особенно велики на краях диапазона значений x , поскольку реально корреляционную функцию можно измерить только в пределах перекрытия диаграмм направленности обоих ПП, ширина каждой из которых по уровню e^{-1} на расстоянии z_0 составляет $2z_0 \lambda_0 / \pi a \approx 18$ мм. Вторая причина может быть обусловлена особенностями использованной нами экспериментальной схемы. Был использован не изолированный нагретый источник, а кювета с нагретой водой, в которую было помещено нагреваемое этой водой тело с большим коэффициентом поглощения, представляющее собой тонкую полоску из пластилина, ориентированную в сторону обоих ПП и закрытую с остальных сторон металлическим кожухом. В этом случае внутри кюветы существует тепловое акустическое излучение, которое дифрагирует на источнике. Вследствие этого эффекта, как хорошо известно из оптики [9], увеличивается эффективное сечение излучающей полоски. Эту гипотезу подтверждает то, что измеренные обоими ПП акустояркие

температуры несколько больше рассчитываемых по формуле (7). В силу конструктивных особенностей использованного "черного" тела дополнительные дифракционные вклады, измеряемые обоими ПП, по-видимому, не могут быть полностью коррелированными. Поэтому и измеренные коррелированный сигнал и корреляционная функция меньше по величине соответствующих теоретических значений.

Из рис. 5 видно также, что коэффициент корреляции не достигает значений ± 1 . Это связано, во-первых, с конечной шириной полосы – как следует из (11), с ее расширением максимальная величина $R(x)$ уменьшается – и, во-вторых, с отмеченными выше дифракционными эффектами. Таким образом, корреляционные свойства теплового акустического излучения в целом достаточно хорошо могут быть описаны с помощью предложенной теории.

Из полученных экспериментальных результатов следуют два важных вывода. Коррелированное тепловое акустическое излучение может быть измерено экспериментально, погрешности измерения могут быть рационально оценены, и это открывает путь к созданию пассивного термоакустического томографа, не использующего априорную информацию о поглощающих свойствах среды [5]. В то же время, как следует из приведенной теории (выражения (10) и (11)), использованный метод регистрации теплового акустического излучения с помощью двух разнесенных ПП позволяет выделить коррелированную часть излучения только от небольших источников, размеры которых соизмеримы с длиной волны. Если источником является достаточно большое однородно нагретое тело, размер которого больше апертуры ПП, то полный коррелированный сигнал, получаемый усреднением по всей плоскости ху, обращается в нуль. Таким образом, использованное в нашей работе простое устройство не может быть при данной геометрии эксперимента датчиком при построении пассивного термоакустического томографа, использующего корреляционные свойства излучения [5], и требуются специальные исследования для создания такого датчика.

Отметим, что, как показал наш эксперимент, величина коррелированного сигнала, как и сигналов, принимаемых отдельными датчиками, определялась разностью $\Delta T = T - T_0$ температур источника T и приемника T_0 . Этот результат, по-видимому, обусловлен тем, что используемый датчик коррелированного сигнала, состоящий из двух разнесенных ПП, дает нулевое значение в случае источника, ширина которого больше, чем ширина аппаратной функции. Поэтому использованный нами источник сигнала как бы состоит из двух частей: плоскости с температурой T_0 и узкой полосы с температурой $\Delta T = T - T_0$, и только вто-

рой источник дает регистрируемое коррелированное излучение. Этот вывод согласуется с результатами, полученными для приема некоррелированного сигнала [8].

Отметим возможность использования, особенно для биомедицинских приложений, именно пассивных измерений коэффициента поглощения в исследуемом объекте, так как в настоящее время для этого используются активные ультразвуковые методы [10–12].

Авторы благодарны Ю.Н. Барабаненкову, К.М. Бограчеву, А.В. Ерофееву и С.А. Иванову за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 98-01-00100).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gulaev Yu.V., Godik E.E., Mirgorodsky V.I., Passechnik V.I. Acoustic thermography of human body; passive sensing of human body by measurements of its thermal acoustic field. In: Acoustic sensing and probing. Forth course of the international school on physical acoustics. 3–10 october 1991 // World Scientific. Singapore, London, ..., p. 77–95.
2. Passechnik V.I. Verification of the physical basis of acoustothermography. Ultrasonics. 1994. V. 32, № 4. P. 293–299.
3. Hessemer R.A., Perper L.J., Bowen T. Correlation thermography. U.S. Patent. 4, 416, 552; Nov. 22, 1983.
4. Буров В.А., Касаткина Е.Е. Статистические обратные волновые задачи термоакустической томографии // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 2. С. 162–169.
5. Пасечник В.И. Пассивный термоакустический томограф, не использующий априорную информацию о коэффициенте поглощения // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4, с. 563–565.
6. Барабаненков Ю.Н., Пасечник В.И. Двухэлементный прием в исследовании корреляционных свойств теплового акустического излучения // Сб. трудов VI-ой сессии Российского акустического общества "Акустика на пороге 21 века". 14–16 окт. 1997 г. С. 466–469.
7. Кайно Г. Акустические волны: устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов. М.: Мир, 1990, 656 с.
8. Пасечник В.И. Оценка пороговой чувствительности акустотермометров // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 140–143.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: "Наука", главная редакция физико-математической литературы, 1988. С. 208.
10. de Jong N., Ten Cate F.J. New ultrasound contrast agents and technological innovations // 1996. Ultrasonics. V. 34. P. 587–590.
11. Brian J. Fowlkes Hot topics in medical acoustics // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101. № 5. Pt. 2. P. 3120.
12. Grant A. Cordon Measuring the frequency-dependent attenuation in highly lossy material using spread spectrum ultrasound // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101. № 5. Pt. 2. P. 3168.

Measurement of the Correlation Properties of Thermal Acoustic Radiation

A. A. Anosov, M. A. Antonov, and V. I. Pasechnik

The space correlation function of sound pressures produced by a source of thermal acoustic radiation in the megahertz frequency range is measured by a system of two plane piezoelectric transducers. The source of radiation is an acoustic blackbody radiator represented by a heated strip of material with a large absorption coefficient. The strip is moved along the coordinate x perpendicularly to the acoustic axis of the system. The correlated signal periodically varies in the course of the strip motion, and its magnitude is proportional to the difference between the temperatures of the source and the surrounding medium. The space correlation function $R(x)$ is calculated, and the results of the calculation agree well with the experimental data. The problem of the development of a device for correlated signal measurements in passive thermoacoustic tomography is discussed.