АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 3, с. 298–310

УДК 534.8:519.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ АКТИВНО-ПАССИВНОЙ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

© 2004 г. В. А. Буров, П. И. Дариалашвили, С. Н. Евтухов, О. Д. Румянцева

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119992 ГСП-2, Москва, Ленинские горы
E-mail: burov@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 25.07.2003 г.

Описываются эксперименты, подтверждающие основные результаты теоретического исследования активно-пассивного режима акустического термотомографирования. Экспериментальные результаты получены на установке, предназначенной для физического моделирования процессов корреляционного восстановления температуры, поглощения и фазовой скорости звука в исследуемом объекте при дополнительном введении акустического шумового поля (подсветки). Иллюстрируются возможности восстановления локальных значений поглощения и неоднородности скорости звука при анализе корреляционных зависимостей на разностных и суммарных задержках, а также в случае использования регулируемой анизотропной акустической подсветки.

ВВЕДЕНИЕ

Недавно проведенные исследования показали, что в задачах акустического термотомографирования стремление максимально повысить пространственную разрешающую способность и информативность получаемого изображения делает перспективным совместное использование данных в активно-пассивном режиме. Подход использует регистрацию в корреляционной томографической системе полей, обусловленных как собственным тепловым излучением исследуемого объекта (например, биологической ткани), так и рассеянием этим объектом внешних акустических полей, в том числе, при одновременном использовании дополнительного теплового или квазислучайного акустического облучения. Этот активно-пассивный режим позволяет реализовать единый подход к проблеме, открывает возможность статистической оценки как температурных, так и акустических характеристик среды, и, тем самым, повышает диагностические возможности акустических методов. В рамках этого подхода удается предложить новую, ранее не использовавшуюся схему акустической корреляционной термотомографии среды, неоднородной по температуре, коэффициенту поглощения, фазовой скорости ультразвука и, возможно, плотности. Показано, что при использовании внешнего акустического поля (теплового происхождения или специально возбуждаемого) и обеспечении требуемого накопления сигнала предлагаемый метод позволяет не только оценить степень нагрева или характер кровоснабжения ткани [1, 2], но и осуществить раздельное восстановление картины распределения всех перечисленных акустических и температурных параметров исследуемого объекта [3].

В настоящей работе изложены результаты экспериментов, иллюстрирующих основные особенности процесса активно-пассивной термотомографии. Для этого была разработана и изготовлена экспериментальная установка, позволяющая осуществить физическое моделирование процессов корреляционной регистрации и обработки акустического поля тонкого рефракционно-поглощающего слоя в присутствии регулируемой шумовой подсветки.

ВОЗМОЖНОСТИ АКТИВНО-ПАССИВНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Теоретическое рассмотрение возможностей метода достаточно подробно изложено в [3]. В настоящей работе в краткой форме будут приведены полученные там основные соотношения и сделано их обобщение на случай анизотропного фонового излучения. Рассматривается процесс корреляционных измерений, лежащий в основе термоакустических устройств [4]. Простая модель объекта в виде тонкого слоя, представляющего собой неоднородность по поглощению и фазовой скорости звука, позволяет проанализировать корреляционные свойства термоакустического излучения и рассеяния и затем обобщить их на случай произвольного объекта. Схема экспериментальных измерений (рис. 1) полностью соответствует схеме, уже рассматривавшейся в [3]. В объеме, заполненном малопоглощающей звук жидкостью и ограниченном поглощающими стенками, расположены одинаковые плоские

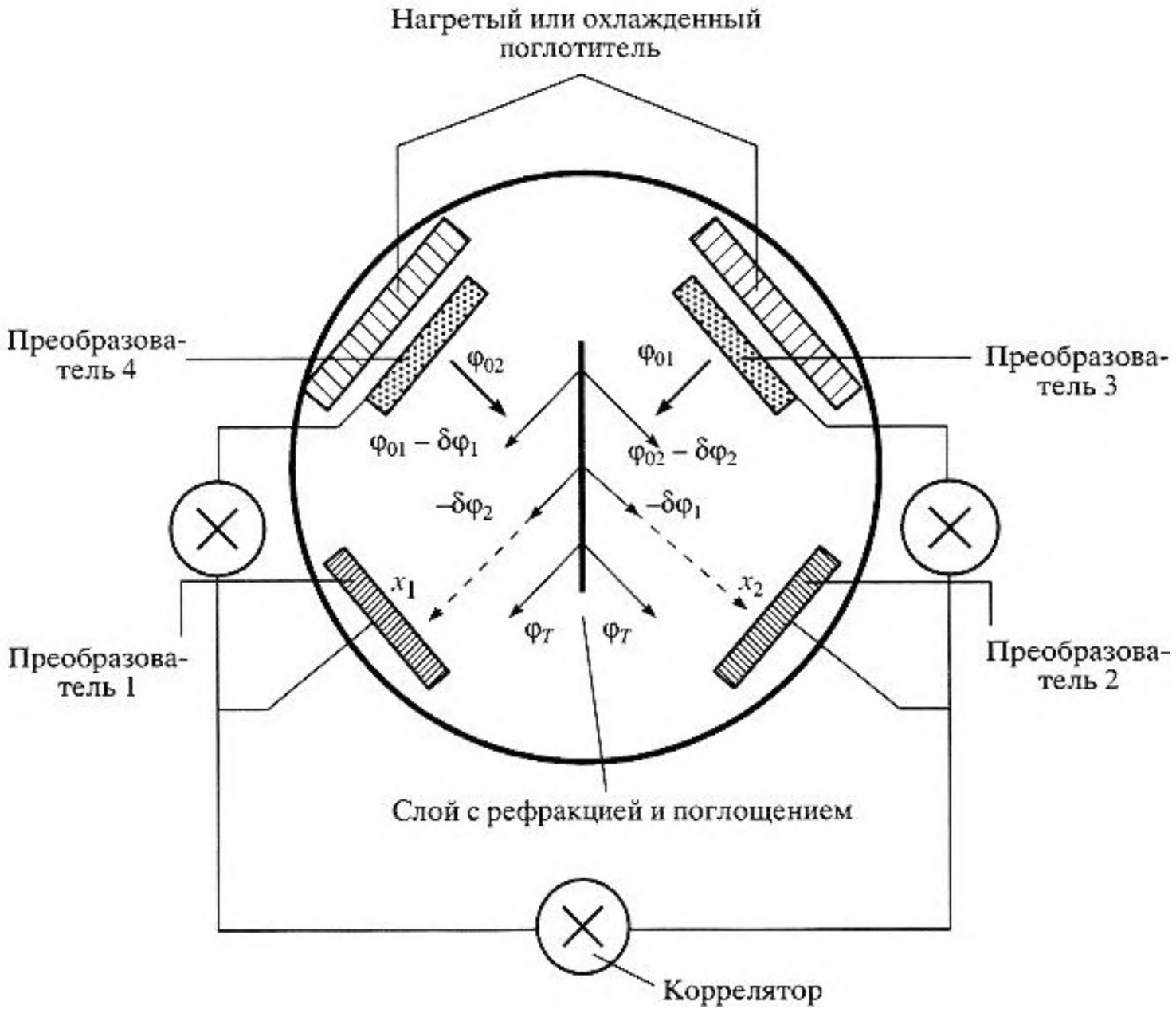

Рис. 1. Схема корреляционных измерений термоакустических полей тонкого слоя.

приемные преобразователи, а также исследуемый тонкий слой, толщина которого много меньше средней длины волны звука λ в нем. Приемники выделяют из теплового излучения слоя плоские волны, распространяющиеся в направлениях, перпендикулярных плоскостям приемников. Участок стенки, находящийся в зоне чувствительности приемника, в результате флуктуационных процессов в ней излучает волну φ_0, порождаемую источниками F_0. Эта волна при распространении испытывает рассеяние на слое, имеющем вязкость $b(\mathbf{r})$ и фазовую скорость звука $c(\mathbf{r})$, отличную от скорости c_0 в окружающей жидкости. Плотность слоя полагается близкой к плотности окружающей жидкости $\rho_0 = \text{const}$; упругие свойства материалов слоя (резина, мягкая пластиковая пленка) таковы, что слой можно рассматривать как жидкий. Волновое уравнение для потенциала колебательной скорости φ имеет, в квазимонохроматическом приближении $\sim\exp(-i\omega t)$, вид:

$$\Delta\varphi + \frac{\omega^2}{c_0^2}\varphi = \frac{ib\omega}{\rho_0 c_0^2}\Delta\varphi + \nu\varphi + F_0, \quad (1)$$

где

$$\nu(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c_0^2} - \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})}, \quad b = \frac{4}{3}\eta + \xi;$$

η и ξ – коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости. Решение уравнения (1) можно представить в виде $\varphi \equiv \varphi_0 - \delta\varphi$, где рассеянное поле $(-\delta\varphi)$ создается вторичными источниками, возникающими в слое при падении на него внешнего излучения φ_0. Рассматривается одномерная задача вдоль оси x_1, совпадающей с осью ближней зоны приемника 1. Ее решение в приближении Борна имеет вид:

$$\varphi(x_1) \equiv \varphi_0(x_1) - \delta\varphi(x_1) \approx \varphi_0(x_1) - \frac{k_0^2}{2\rho_0 c_0}\int b(x')\varphi_0(x')\exp(ik_0|x_1 - x'|)dx' - \frac{i}{2k_0}\int \nu(x')\varphi_0(x')\exp(ik_0|x_1 - x'|)dx' \equiv \varphi_0(x_1) - \delta\varphi_b(x_1) - i\delta\varphi_\nu(x_1). \quad (2)$$

Составляющая $(-\delta\varphi_b)$ находится в противофазе с первичным полем φ_0. Мнимая единица перед последним интегралом в (2) дает сдвиг фаз на $\pi/2$ составляющей $(-i\varphi_\nu)$.

Корреляционная обработка сигналов, приходящих с преобразователей и сфазированных путем компенсации разностных или суммарных задержек, позволяет восстановить в каждой пространственной точке $\mathbf{r}$ следующие неизвестные характеристики объекта: коэффициент вязкости $b(\mathbf{r})$, пропорциональный коэффициенту поглощения, неоднородность фазовой скорости звука $\nu(\mathbf{r})$, собственную температуру $T(\mathbf{r})$ и температуру фонового излучения $T_{bg}(\mathbf{r})$. Под $T_{bg}(\mathbf{r})$ подразумевается температура, которую имело бы акустичес-

ки абсолютно черное тело, помещенное в данную точку **r** и достигшее состояния равновесия с окружающим акустическим излучением. Восстановление основано на анализе соотношений между термоакустическими полями, излучаемыми непосредственно элементом нагретого поглощающего объекта, и внешним полем (от других подобных источников), рассеиваемым этим же элементом.

В случае режима фазирования на разностных задержках тонкий слой ориентирован параллельно биссектрисе угла между плоскостями приемных преобразователей 1 и 2 на рис. 1. На слой, находящийся в области пересечения зон чувствительности приемников, приходят взаимно не коррелированные первичные (фоновые) волны φ_{01} и φ_{02} от соответствующих участков стенок кюветы. После рассеяния этих волн на слое, в симметричных относительно слоя направлениях идут, соответственно, полное поле $(\varphi_{01} - \delta\varphi_1)$ и рассеянное поле $(-\delta\varphi_1)$, которые объединяются с $(-\delta\varphi_2)$ и $(\varphi_{02} - \delta\varphi_2)$. Кроме этого, поглощающий слой создает собственное тепловое акустическое излучение φ_T, также поступающее на оба приемника. Функция взаимной когерентности сигналов (т.е. корреляционная функция в случае комплексного представления сигналов) составляет:

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle (\varphi_{01} - \delta\varphi_1 - \delta\varphi_2 + \varphi_T)\big|_t \times \times (\varphi_{02} - \delta\varphi_2 - \delta\varphi_1 + \varphi_T)^*\big|_{t+\tau} \rangle, \quad (3)$$

где скобки $\langle\ \rangle$ означают усреднение по реализациям. При задержке $\tau = \tau_{12}^-$, равной разности времен распространения от слоя до приемников 2 и 1, с учетом независимости сигналов, имеем:

$$\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-) = \langle|\delta\varphi_1|^2\rangle + \langle|\delta\varphi_2|^2\rangle - \langle\varphi_{01}\delta\varphi_1^*\rangle - \langle\varphi_{02}^*\delta\varphi_2\rangle + \langle|\varphi_T|^2\rangle. \quad (4)$$

Взаимная ориентация слоя и приемников 1, 2 обеспечивает синфазный вклад в величину $\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-)$ от всех участков слоя. Если температура стенок кюветы одинакова, т.е. фоновое излучение изотропно, то мнимая часть сфазированной функции $\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-)$ взаимно компенсируется, и (4) переходит в соотношение:

$$\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-) = 2\langle|\delta\varphi_1|^2\rangle - 2\mathrm{Re}\langle\varphi_{01}\delta\varphi_1^*\rangle + \langle|\varphi_T|^2\rangle. \quad (5)$$

Таким образом, при фазировании на разностных задержках коррелированными сигналами на приемниках 1 и 2 будут рассеянная компонента фонового поля, а также собственное тепловое излучение.

Собственное тепловое поле φ_{0T}, порождаемое в поглощающем объекте, претерпевает многократные рассеяния на отклонениях вязкости и скорости звука от фоновых значений, так же как и падающее на объект извне поле φ_0. Следовательно, по аналогии с полным полем $\varphi \equiv \varphi_0 - \delta\varphi$, полное собственное тепловое поле φ_T можно записать в виде $\varphi_T \equiv \varphi_{0T} - \delta\varphi_T$, где $(-\delta\varphi_T)$ – рассеянная составляющая; тогда

$$\langle|\varphi_T|^2\rangle = \langle|\varphi_{0T}|^2\rangle - 2\mathrm{Re}\langle\varphi_{0T}\delta\varphi_T^*\rangle + \langle|\delta\varphi_T|^2\rangle. \quad (6)$$

Представление рассеянных полей $-\delta\varphi_1$, $-\delta\varphi_2$ и $-\delta\varphi_T$ в виде рядов Борна–Неймана, главные члены которых выписаны в (2), позволяет выразить соотношение (4) через акустические и температурные параметры b, ν, T, T_{bg} тонкого слоя. Действительно, слагаемое $\langle|\varphi_{0T}|^2\rangle$ из (6) дает вклад $\sim bT$ в значение $\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$. Линейные по b и ν члены ряда, присутствующие в (4) в слагаемом $-\langle\varphi_{01}\delta\varphi_1^*\rangle$, дают вклад $\sim(-bT_{bg}^{(1)})$ в значение $\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$ и вклад $\sim\nu T_{bg}^{(1)}$ в значение $\mathrm{Im}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$, где $\langle|\varphi_{01}|^2\rangle$ пропорционален температуре $T_{bg}^{(1)}$ фонового поля φ_{01}. Аналогичные члены слагаемого $-\langle\varphi_{02}^*\delta\varphi_2\rangle$ за счет фонового поля φ_{02} с температурой $T_{bg}^{(2)}$ дают вклад $\sim(-bT_{bg}^{(2)})$ в $\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$ с тем же знаком, что и вклад от поля φ_{01}, и вклад $\sim(-\nu T_{bg}^{(2)})$ в $\mathrm{Im}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$ с противоположным (по сравнению с вкладом от φ_{01}) знаком. Таким образом, главные члены в (4) имеют вид:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-) = 0.5A(b)[T - T_{bg}^{(1)}] + 0.5A(b)[T - T_{bg}^{(2)}] = A(b)[T - (T_{bg}^{(1)} + T_{bg}^{(2)})/2]; \quad (7)$$

$$\mathrm{Im}\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-) = -\mathrm{Im}\langle\varphi_{01}\delta\varphi_1^*\rangle - \mathrm{Im}\langle\varphi_{02}^*\delta\varphi_2\rangle = C(\nu)[T_{bg}^{(1)} - T_{bg}^{(2)}], \quad (8)$$

где коэффициенты $A(b)$ и $C(\nu)$ пропорциональны соответственно b и ν. При изотропном фоновом излучении с температурой $T_{bg} \equiv T_{bg}^{(1)} = T_{bg}^{(2)}$ из (7) и (8) следует:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-) = A(b)[T - T_{bg}]; \quad \mathrm{Im}\Gamma_{12}(\tau = \tau_{12}^-) = 0. \quad (9)$$

Итак, действительная часть функции когерентности, сфазированная на слой $(\tau = \tau_{12}^-)$, состоит из главного члена, пропорционального коэффициенту поглощения и разности температур $(T - T_{bg})$. Среди остальных членов, имеющих более высокий порядок малости по компонентам b и ν, члены $\sim\nu^{2n}T_{bg}$, порожденные рассеянием только на неоднородности скорости звука, всегда

взаимно компенсируются (®n = 1, 2, 3, …), даже при анизотропии фонового излучения. Это связано с тем, что в $\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$ присутствуют комбинации слагаемых $\langle|\delta\varphi_1|^2\rangle - \mathrm{Re}\langle\varphi_{01}\delta\varphi_1^*\rangle$ и $\langle|\delta\varphi_2|^2\rangle - \mathrm{Re}\langle\varphi_{02}^*\delta\varphi_2\rangle$, в каждой из которых все члены ряда Борна–Неймана, содержащие только ν, после фазирования компенсируются во всех порядках. Поэтому в общем случае $\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$ состоит из суммы членов типа $\sim b^{m+1}\nu^{2n}(T - T_{bg})$ ($m, n = 0, 1, 2, \ldots$), содержащих b.

Важно отметить следующие моменты. Во-первых, при фазировании на разностных задержках играет роль только контраст $(T - T_{bg})$. Это связано с тем, что в случае изотермического состояния коррелированность собственного теплового излучения слоя в точности компенсируется антикоррелированностью рассеянного этим же слоем фонового излучения. Во-вторых, в случае изотропного фонового поля неоднородность скорости звука $\nu(\mathbf{r})$ не может быть обнаружена при разностных задержках, поскольку в (8) члены $\mathrm{Im}\langle\varphi_{01}\delta\varphi_1^*\rangle$ и $\mathrm{Im}\langle\varphi_{02}^*\delta\varphi_2\rangle$ компенсируют друг друга, а наибольший член $\sim b\nu^2(T - T_{bg})$, присутствующий в $\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-)$ и содержащий $\nu(\mathbf{r})$, имеет третий порядок малости по неоднородностям.

Однако слагаемые типа $-\mathrm{Im}\langle\varphi_0\delta\varphi^*\rangle$, имеющие главный член ряда $\sim\nu T_{bg}$, могут быть восстановлены в случае режима фазирования на суммарных задержках. Для его реализации используются дополнительные преобразователи 3 и 4, прозрачные для термоакустического излучения и чувствительные к излучению с двух сторон. Они лежат по другую сторону от слоя, напротив преобразователей 1 и 2 соответственно (рис. 1). При этом тонкий слой ориентирован перпендикулярно биссектрисе угла между плоскостями приемников 3 и 2 или приемников 4 и 1. Функция взаимной когерентности $\Gamma_{32}(\tau)$ для пары (3, 2) имеет два максимума, соответствующие задержкам $\tau = \pm\tau_{32}^+$. Значение τ_{32}^+ равно суммарному времени распространения фонового поля φ_{01} от приемника 3 до рассеивающего слоя и далее до приемника 2:

$$\Gamma_{32}(\tau_{32}^+) = \langle\varphi_{01}|_t \times (\varphi_{02} - \delta\varphi_2 - \delta\varphi_1 + \varphi_T)^*|_{t+\tau_{32}^+}\rangle = -\langle\varphi_{01}|_t \times \delta\varphi_1^*|_{t+\tau_{32}^+}\rangle. \quad (10)$$

Максимум $\Gamma_{32}(-\tau_{32}^+)$ соответствует распространению фонового поля в обратном направлении. В случае изотропного фонового поля имеем $\Gamma_{32}(-\tau_{32}^+) = \Gamma_{32}^*(\tau_{32}^+)$.

При фазировании на суммарных задержках корреляция между сигналами на приемных преобразователях возникает только за счет фонового внешнего поля и соответствующей рассеянной компоненты. Собственное тепловое излучение φ_T поглощающей компоненты слоя некоррелировано на приемниках. Неоднородность скорости звука не создает собственного теплового излучения. Поэтому рассеянная слоем волна $(-\delta\varphi_1)$ в (10) ничем не компенсируется. Ее мощность пропорциональна мощности первичного фонового поля, т.е. температуре $T_{bg}(\mathbf{r})$. Тогда в соотношении (10) главные члены ряда Борна–Неймана коррелированных полей $-\langle\varphi_{01}\delta\varphi_1^*\rangle$ дают для $\mathrm{Re}\Gamma_{32}(\tau_{32}^+)$ линейный вклад $\sim(-bT_{bg})$ по поглощению и квадратичный вклад $\sim(-\nu^2)T_{bg}$ по неоднородности фазовой скорости, а для $\mathrm{Im}\Gamma_{32}(\tau_{32}^+)$ – линейный вклад $\sim\nu T_{bg}$:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{32}(\tau = \pm\tau_{32}^+) = -0.5A(b)T_{bg} + B(\nu^2)T_{bg};$$
$$\mathrm{Im}\Gamma_{32}(\tau = \pm\tau_{32}^+) = C(\nu)T_{bg}; \quad (11)$$

$T_{bg} = T_{bg}^{(1)}$ при задержке $\tau = \tau_{32}^+$. Коэффициент $B(\nu^2)$ пропорционален ν^2. Здесь, в отличие от случая разностных задержек, члены $\sim\nu^{2n}T_{bg}$ (n = 1, 2, 3, …) в $\mathrm{Re}\Gamma_{32}(\pm\tau_{32}^+)$ не компенсируются, поскольку слагаемые типа $\langle|\delta\varphi_1|^2\rangle$ в (10) отсутствуют.

Таким образом, значение поглощения можно восстановить даже в условиях изотропного фонового излучения при фазировании сигналов только на разностных или только на суммарных задержках. Неоднородность же фазовой скорости звука возможно восстановить, в случае изотропного фонового поля, практически только при суммарных задержках. Однако реализация схемы корреляционных измерений на суммарных задержках достаточно сложна, так как требует использования антенной решетки из звукопрозрачных приемных преобразователей. Поэтому в практических томографических системах представляется перспективной возможность раздельного восстановления обеих рассеивающих компонент, т.е. $b(\mathbf{r})$ и $\nu(\mathbf{r})$, в схеме с разностными задержками при использовании анизотропного фонового излучения. Это связано с появлением ненулевой мнимой части сфазированной функции когерентности, главный член которой пропорционален $\nu(\mathbf{r})$. Действительно, если стенки кюветы нагреты неравномерно, так что фоновые поля φ_{01} и φ_{02} имеют различную температуру $T_{bg}^{(1)} \neq T_{bg}^{(2)}$, то, согласно (8), $\mathrm{Im}\Gamma_{12}(\tau_{12}^-) \neq 0$. Рассмотрим два простейших варианта организации анизотропного фонового излучения при фиксированной собственной температуре T исследуемого тонкого

слоя. В первом варианте только температура поля φ_{01} отличается от T: $T_{bg}^{(1)} = T + \delta T^{(1)}$; $T_{bg}^{(2)} = T$. Тогда для функции когерентности $\Gamma_{12} \equiv \Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}$ из (7), (8) следует:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau = \tau_{12}^{-}) = 0.5A(b)[T - T_{bg}^{(1)}] = \\ = -0.5A(b)\delta T^{(1)}; \quad \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau = \tau_{12}^{-}) = C(\nu)\delta T^{(1)}. \tag{12}$$

Во втором варианте, наоборот, температура поля φ_{02} отличается от T: $T_{bg}^{(1)} = T$; $T_{bg}^{(2)} = T + \delta T^{(2)}$. Тогда для $\Gamma_{12} \equiv \Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}$ имеем:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau = \tau_{12}^{-}) = 0.5A(b)[T - T_{bg}^{(2)}] = \\ = -0.5A(b)\delta T^{(2)}; \quad \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau = \tau_{12}^{-}) = -C(\nu)\delta T^{(2)}. \tag{13}$$

Следовательно, при анизотропном фоновом излучении главный член функции $\mathrm{Re}\Gamma_{12}(\tau_{12}^{-})$ пропорционален коэффициенту поглощения, а главный член функции $\mathrm{Im}\Gamma_{12}(\tau_{12}^{-})$ пропорционален неоднородности скорости звука. Эти свойства позволяют восстановить, работая только на разностных задержках, как b, так и ν. Эффект может быть усилен, а точность восстановления повышена при использовании суммарной и разностной комбинаций выражений (12), (13). Сумма $\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})} + \Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}$ совпадает с результатом (7), (8) при одновременном облучении $T_{bg}^{(1)} = T + \delta T^{(1)}$, $T_{bg}^{(2)} = T + \delta T^{(2)}$:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) + \mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = -A(b)[\delta T^{(1)} + \delta T^{(2)}]/2;$$

$$\mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) + \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = C(\nu)[\delta T^{(1)} - \delta T^{(2)}].$$

Разность $\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})} - \Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}$ дает:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) - \mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = -A(b)[\delta T^{(1)} - \delta T^{(2)}]/2;$$

$$\mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) - \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = C(\nu)[\delta T^{(1)} + \delta T^{(2)}].$$

Частный случай $\delta T \equiv \delta T^{(1)} = \delta T^{(2)}$ позволяет проиллюстрировать преимущества комбинаций $\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})} \pm \Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}$:

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) + \mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = -A(b)\delta T, \\ \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) + \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = 0; \tag{14}$$

$$\mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) - \mathrm{Re}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = 0, \\ \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-}) - \mathrm{Im}\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = 2C(\nu)\delta T. \tag{15}$$

Действительная часть суммарной комбинации (14) выделяет вклад от поглощающей компоненты слоя, удваивая его. При этом вклад от неоднородности скорости звука в мнимой части компенсируется. Наоборот, мнимая часть разностной комбинации (15) выделяет и удваивает вклад от неоднородности скорости звука. В то же время вклад от поглощающей компоненты в действительной части компенсируется.

Корреляционные свойства полей, рассмотренные на примере тонкого слоя, обобщаются на случай произвольного рефракционно-поглощающего объекта. Так, в случае корреляционной системы, состоящей из круговой приемной решетки, сигналы каждой пары (i, k) преобразователей формируют соответствующий элемент матрицы когерентности $\Gamma_{ik}(\tau)$. Эти элементы фазируются на фиксированную точку $\mathbf{r}_j$ объекта путем компенсации разности $(\tau = \tau_{ik;\,j}^{-})$ или суммы $(\tau = \tau_{ik;\,j}^{+})$ времен распространения от этой точки до приемников k и i. Значения $\Gamma_{ik}(\tau_{ik;\,j}^{-})$ или $\Gamma_{ik}(\tau_{ik;\,j}^{+})$ далее суммируются по всем парам (i, k) с определенными весами, приводя, в итоге, к сфазированным значениям функции когерентности $\Gamma_{\Sigma}^{-}(\mathbf{r}_j)$ или $\Gamma_{\Sigma}^{+}(\mathbf{r}_j)$ соответственно. Взаимное влияние между Γ_{Σ}^{-} и Γ_{Σ}^{+} в окрестности точки фазирования практически отсутствует. Свойства функций $\Gamma_{\Sigma}^{-}(\mathbf{r})$ и $\Gamma_{\Sigma}^{+}(\mathbf{r})$ аналогичны свойствам функций $\Gamma_{12}(\tau_{12}^{-})$ и $\Gamma_{32}(\pm\tau_{32}^{+})$ в случае тонкого слоя.

Значения $\mathrm{Re}\Gamma_{\Sigma}^{-}(\mathbf{r})$ и $\mathrm{Im}\Gamma_{\Sigma}^{+}(\mathbf{r})$ позволяют восстановить неизвестные локальные значения $b(\mathbf{r})$, $\nu(\mathbf{r})$, $T(\mathbf{r})$ и $T_{bg}(\mathbf{r})$ для каждого элемента разрешения исследуемой области. При этом действительная часть $\mathrm{Re}\Gamma_{\Sigma}^{+}(\mathbf{r})$ не содержит новой информации. Для раздельного восстановления всех перечисленных параметров необходимо проводить измерения при двух различных фоновых температурах $T_{bg}(\mathbf{r})$. Одно распределение фонового излучения соответствует естественному состоянию исследуемой системы (биоткани), т.е. измерениям в чисто пассивном режиме. Другое распределение обеспечивается введением в томографическую схему дополнительных активных источников, возбуждаемых генераторами случайных или псевдослучайных сигналов и создающих поле (подсветку), подобное термоакустическому полю. Это своего рода активный режим термотомографирования. Тогда рассмотренная связь $\mathrm{Re}\Gamma_{\Sigma}^{-}(\mathbf{r}) \sim b(\mathbf{r})[T(\mathbf{r}) - T_{bg}(\mathbf{r})]$ и $\mathrm{Im}\Gamma_{\Sigma}^{+}(\mathbf{r}) \sim \nu(\mathbf{r})T_{bg}(\mathbf{r})$ при известных значениях $\mathrm{Re}\Gamma_{\Sigma}^{-}(\mathbf{r})$ и $\mathrm{Im}\Gamma_{\Sigma}^{+}(\mathbf{r})$ приводит к системе уравнений относительно $b(\mathbf{r})$, $\nu(\mathbf{r})$, $T(\mathbf{r})$ и обоих неизвестных распределений $T_{bg}(\mathbf{r})$. Учет только главных членов в выражениях для $\Gamma_{\Sigma}^{\pm}(\mathbf{r})$ вполне достаточен, что связано с малыми размерами элемента разрешения. Оценка чис-

то рефракционного члена $\gamma(\mathbf{r}) \sim \nu^2(\mathbf{r})$, рассматривавшаяся в [3], не требуется, поскольку член $\gamma(\mathbf{r})$ в $\mathrm{Re}\,\Gamma_\Sigma^-(\mathbf{r})$ компенсируется. Это упрощает процедуру восстановления параметров $b(\mathbf{r})$ и $\nu(\mathbf{r})$ и повышает ее точность.

Возможности использования искусственной анизотропии фонового излучения можно обобщить на случай произвольного объекта и сложной антенной системы. Для круговой антенны каждое из слагаемых $\Gamma_{ik}(\tau_{ik;\,j}^-)$ теперь состоит из суммы или разности двух слагаемых: $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{I})}(\tau_{ik;\,j}^-)$ и $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{II})}(\tau_{ik;\,j}^-)$, которые соответствуют корреляции сигналов на одной и той же фиксированной паре приемников (i, k), но при двух различных вариантах фоновой подсветки в направлениях этих приемников. Подсветка (т.е. излучение, соответствующее температуре, отличной от равновесной температуры системы) последовательно создается двумя источниками фонового излучения, которые лежат напротив i-го и k-го приемников, на продолжении лучей, выходящих из соответствующего приемника и проходящих через восстанавливаемый элемент объекта с центром в точке $\mathbf{r}_j$. Ситуация аналогична рассмотренной на рис. 1 при замене тонкого слоя элементом разрешения, а плоских приемников – точечными. Первое слагаемое $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{I})}\tau_{ik;\,j}^-$ формируется прямой подсветкой i-го приемника и одновременным приемом рассеянного поля (коррелированного с сигналом на i-м приемнике) k-м приемником. В этом измерении неравновесная подсветка k-го приемника от противолежащего к нему источника отсутствует, а прямое поле от источника, лежащего напротив i-го приемника, декоррелировано на k-м приемнике за счет временно́го сдвига. Второе слагаемое $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{II})}(\tau_{ik;\,j}^-)$ формируется аналогичной прямой подсветкой k-го приемника и приемом рассеянного поля i-м приемником. Суммарное объединение значений $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{I})}(\tau_{ik;\,j}^-)$ и $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{II})}(\tau_{ik;\,j}^-)$ дает вклад в $\mathrm{Re}\,\Gamma_\Sigma^-(\mathbf{r}_j)$, позволяя, при переборе всех пар (i, k), восстановить поглощение в данной точке. Разностное объединение $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{I})}(\tau_{ik;\,j}^-)$ и $\Gamma_{ik}^{(\mathrm{II})}(\tau_{ik;\,j}^-)$ дает вклад в $\mathrm{Im}\,\Gamma_\Sigma^-(\mathbf{r}_j)$, восстанавливая неоднородность скорости. Поскольку два варианта фоновой подсветки определяются восстанавливаемой точкой $\mathbf{r}_j$ и парой (i, k), то их обеспечение для всех сочетаний параметров $(\mathbf{r}_j, i, k)$ возможно за счет нестационарного режима активного излучения, при котором, например, фоновый источник вращается в процессе корреляционных измерений.

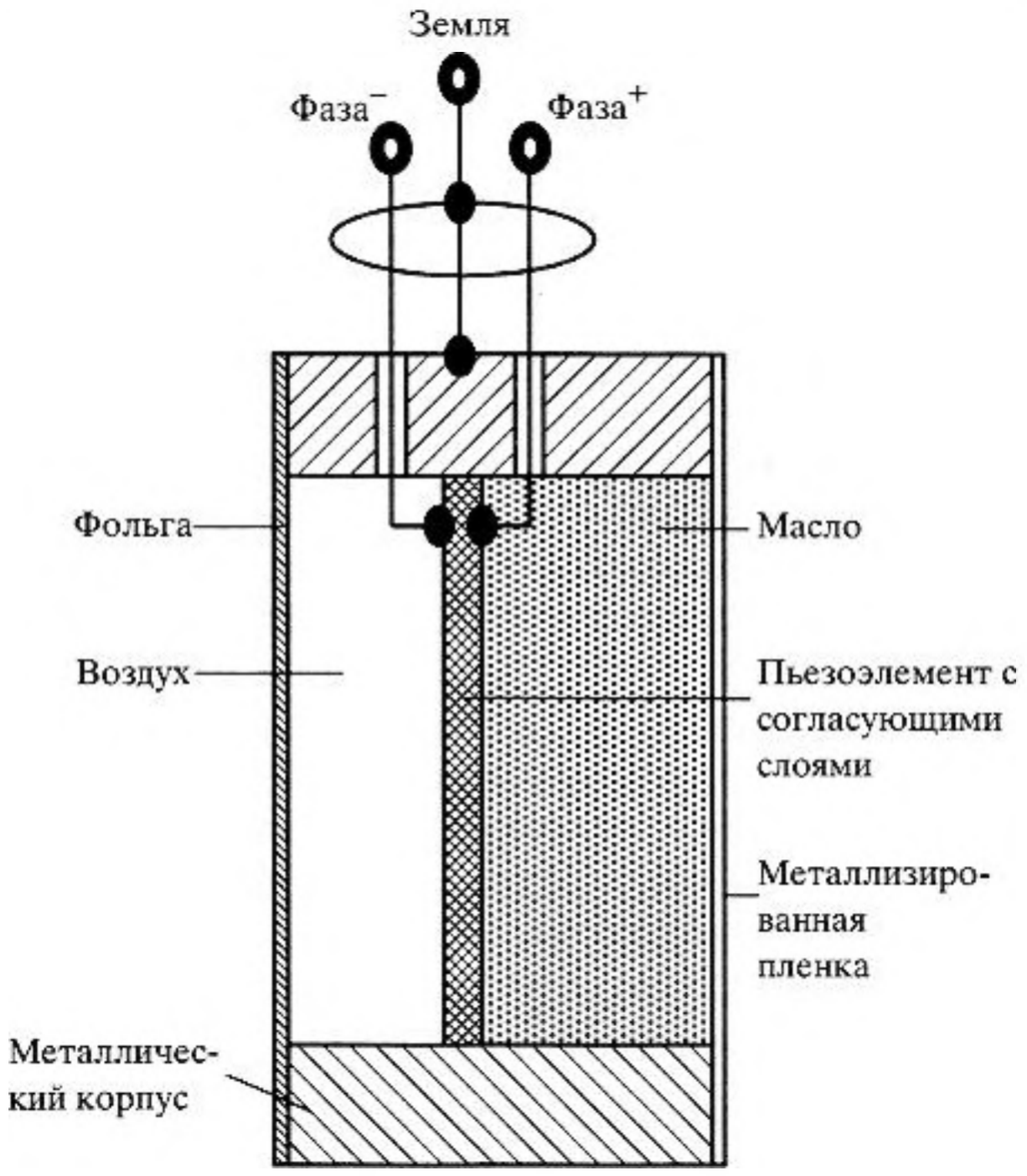

Рис. 2. Схема преобразователя.

МОДЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка для физического моделирования термоакустических процессов, на которой проводилась корреляционная обработка сигналов в режиме как разностных, так и суммарных задержек, реально воспроизводит схему на рис. 1. Использовались плоские приемные преобразователи (рис. 2) с достаточно высокими электроакустическими характеристиками и хорошей защищенностью от помех. Поэтому основной вклад во входной шумовой сигнал дают акустические шумы среды, а не флуктуационные процессы, связанные с потерями в преобразователе. Чувствительным элементом является пьезокерамическая пластина в виде диска диаметром 30 мм, имеющая двухслойное согласование со средой. Пластина помещалась в цилиндрический корпус из латуни, разделяя внутренний объем цилиндра на две секции. Торец с одной стороны цилиндра заклеивался медной фольгой, а пространство между фольгой и пьезокерамикой оставалось заполненным воздухом. Это обеспечивало одностороннюю чувствительность преобразователя, что повышало отношение сигнал/помеха на выходе усилителя. С чувствительной стороны цилиндра крепилась полимерная пленка с односторонней металлизацией, хорошо пропускающая акустический сигнал. Эта пленка толщиной 30 мкм обладала близким к воде значением акустического импеданса. Пространство между пленкой и пьезокерамикой заполнялось силиконовым маслом. Выводы с элект-

родов пьезокерамики поступали на дифференциальный трансформаторный вход. Такая конструкция и такое подключение существенно снижали наводки на усилители. Большое внимание уделялось качеству и идентичности изготовления преобразователей.

В эксперименте использовалась пара преобразователей, имеющих полосу рабочих частот 890 ± ± 100 кГц, статическую емкость ~1150 пФ, импеданс на резонансной частоте ~650 Ом и чувствительность ~50 мкВ/Па. Коэффициент сквозной передачи на резонансной частоте равен 0.96, а на граничных частотах 0.59. В полосе частот 680–850 кГц активная часть импеданса приемных преобразователей лежит в пределах 400 ± 30 Ом. Вне указанной полосы этот импеданс увеличивается, составляя 500 Ом на частоте 900 кГц и 1500 Ом на 1 МГц, т.е. на верхнем крае используемого частотного диапазона.

Усилители, сконструированные по полностью симметричной парафазной схеме, были хорошо защищены от электромагнитных наводок. Высокое отношение сигнал/(внутренний шум) и малые внешние наводки обеспечивались благодаря разработанной и тщательно изготовленной схеме усилителей на дискретных элементах и транзисторах с низким значением шум-фактора. Вход и выход усилителей имели симметричные трансформаторные развязки. Использование в каждом усилителе двух параллельных каналов усиления, работающих в противофазе, а также применение элементов питания постоянного тока, отдельных для каждого усилителя, и тщательное экранирование схем позволили многократно снизить паразитную электрическую наводку. Резонансная частота усилителей равнялась 890 кГц при полной полосе частот около 250 кГц; коэффициент усиления ~350. Измеренное значение шум-фактора составляло 1.5–2 дБ. Эффективное шумовое сопротивление при короткозамкнутом входе усилителя, измеренное в полосе рабочих частот и приведенное ко входу первого каскада усиления (т.е. к базам транзисторов, а не к трансформаторному входу усилителя), имело значение ~8 Ом. Контролировалась фазовая идентичность усилителей во всем рабочем диапазоне частот (отклонение наблюдалось в пределах 3°–5°). Характеристики разработанных преобразователей и усилителей позволяли проводить корреляционные измерения с временем накопления вплоть до 60 с с низким уровнем корреляционного пика от внешних помех при $\tau = 0$. В случае времени накопления больше 60 с уровень этого пика возрастает, хотя сама установка допускает любое заданное время накопления, вплоть до десятков минут.

Установка помещалась в кювету, наполненную водой. Кювета представляет собой металлическую цилиндрическую емкость диаметром 325 мм и высотой 120 мм, внутренняя поверхность стенок и дна которой была покрыта поглощающей акустическое излучение резиной. Толщина слоя резины на боковых стенках составляла 17 мм, а на дне – 5 мм. При этом амплитудный коэффициент отражения от стенок равнялся ~0.2. Положение всех преобразователей и исследуемого тонкого слоя устанавливалось и регулировалось с помощью независимо перемещаемых поворотных устройств, которые крепились на массивной крышке кюветы.

Оцифрованные сигналы с усилителей подвергались далее корреляционной обработке. Для получения достаточного статистического объема данных, обеспечивающего необходимое накопление [3], требовалось проводить измерения в течение десятков секунд. Для этого была реализована схема оцифровки с частотой 2.5 МГц и промежуточной оперативной обработки сигналов, поступающих порциями с двух приемников. Каждая выборка состояла из двух оцифрованных сигналов, содержащих по 1024 временны́х отсчета в каждом. Для обработки использовалась стандартная плата EZ-KIT Lite на базе сигнального процессора ADSP 21061 (Sharc) фирмы Analog Devices с тактовой частотой 40 МГц, а также изготовленная плата с двенадцатиразрядным АЦП и программируемым кристаллом Altera (Analog Devices), который играл роль контроллера передачи данных из АЦП во внутреннюю память процессора Sharc. В описанной схеме удалось реализовать квазинепрерывный режим приема сигналов: одной секунде съема данных соответствует 2.5 секунды работы процессора, в течение которых проводилась параллельная корреляционная обработка оцифрованных сигналов в одной выборке.

При этом рассчитывались временны́е спектры каждого из двух сигналов в текущей выборке; эти спектры затем перемножались. По мере обработки последующих выборок производилось суммирование (усреднение по выборкам) произведений спектров. Сохранялось только усредненное произведение, что позволяло существенно экономить память. Обработка завершалась выполнением обратного фурье-преобразования от усредненного произведения спектров, что определяло функцию взаимной корреляции. Надо отметить, что проводилась корреляционная обработка действительных сигналов, измеренных в эксперименте. Переход к комплексному представлению сигналов не осуществлялся, поскольку на данном этапе это не требовалось для иллюстрации основных свойств элементов корреляционной матрицы. Поэтому в настоящей работе на рисунках изображаются (в произвольных единицах) корреляционные функции действительных сигналов, которым соответствуют (в зависимости от сдвига фазы их высокочастотной набивки) действитель-

ная или мнимая части функции когерентности. Комплексное представление алгоритмически более удобно в задачах термотомографии для раздельной количественной оценки поглощения и фазовой скорости звука произвольного объекта, исходя из действительной и мнимой частей сфазированной функции когерентности.

Отдельным вопросом при проведении исследований был выбор материала модельного тонкого слоя. В качестве тонкого слоя, обладающего сильным поглощением и, одновременно, малым контрастом фазовой скорости звука, использовался лист резины толщиной 0.45 мм – медицинский резиновый бинт. Фазовая скорость звука в нем лишь на ~30 м/с превышала скорость звука в воде при ~24°C. Поглощение в рабочей полосе частот составляло около 19 дБ/см, что приводило к поглощению в слое ~0.8 дБ. Этот слой далее рассматривается как поглощающий, поскольку поглощающая компонента в нем значительно сильнее рефракционной. Действительно, на частотах около 1 МГц вклады в рассеянное поле от неоднородности по поглощению ~2 дБ/см и от неоднородности по скорости звука ~10 м/с приблизительно эквивалентны. Второй образец рассматривался как рефракционный слой, обладающий большим контрастом фазовой скорости. Он представлял собой практически непоглощающую полимерную пленку толщиной ~0.15 мм. Скорость звука в ней на ~350 м/с превышала скорость звука в воде. Оба образца имели площадь поверхности 60×60 мм. Использование слоев, в которых наиболее ярко выражена одна из компонент, определяющих рассеяние, имело целью экспериментально проиллюстрировать вклад в функцию когерентности со стороны каждой компоненты в отдельности.

Для нагрева слоя до определенной температуры T с последующим ее сохранением в течение нескольких десятков секунд слой помещался в небольшой объем размером $70 \times 70 \times 20$ мм, отделенный от остального объема кюветы тонкими пленками. Этот нагреваемый объем помещался далее (по принципу "матрешки") в промежуточный объем размером $80 \times 80 \times 30$ мм. Такая конструкция жестко закреплялась на общем основании, позволяющем вращать ее вместе со слоем, как единое целое. Во время проведения эксперимента объем, в котором находился слой, заполнялся горячей водой, а во второй объем заливалась вода с температурой немного ниже или равной температуре воды в кювете. Данный способ улучшает тепловую изоляцию воды, окружающей нагретый слой, так как устраняется конвекционный перенос тепла.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На этапе предварительной юстировки установки осуществлялась точная угловая ориентация слоя и приемных преобразователей. Для юстировки в случае измерений на разностных задержках использовался дополнительный плоский пьезокерамический преобразователь, помещенный в зону чувствительности одного из приемников. При суммарных задержках дополнительный преобразователь не требовался, поскольку здесь один из приемников выступал также и в роли излучателя.

В качестве источников акустической подсветки, т.е. неравновесного фонового излучения, первоначально использовались звукопрозрачные преобразователи конденсаторного типа, возбуждавшиеся шумовыми генераторами, а позже (в том числе, в обсуждаемых далее экспериментах) – просто куски толстой резины размером $70 \times 110 \times \times 17$ мм (подобная резина покрывает внутреннюю поверхность стенок кюветы). Перед измерениями куски резины либо нагревались до температуры (70–80)°C, либо охлаждались до (0–3)°C и во время измерений помещались вблизи стенок кюветы – напротив приемных преобразователей 1 и 2. Положение этих кусков резины изображено на рис. 1. Таким способом изменялась температура фона T_{bg}, по сравнению с равновесной комнатной температурой $T_0 \approx 24$°C воды и остальных элементов системы. При симметричной подсветке в качестве источников использовались два куска резины, одинаково нагретых или охлажденных и помещенных в зоны чувствительности обоих преобразователей. Для создания несимметричной подсветки кусок резины помещался напротив одного из приемников, при этом в зону чувствительности другого приемника попадала стенка кюветы, имевшая равновесную температуру системы.

Первый приведенный результат относится к регистрации собственного акустического излучения тонкого поглощающего слоя. Слой помещался в описанную выше конструкцию с водой, нагретой до $T \approx (70 - 80)$°C. Фоновая комнатная температура воды $T_{bg} = T_0 \approx 24$°C в кювете практически не менялась. В обсуждаемых экспериментах время корреляционного накопления составляло 10 секунд (если другое время не оговорено дополнительно). Взаимное расположение слоя и приемных преобразователей соответствовало измерению приемниками 1 и 2 на рис. 1 (слой ориентирован параллельно биссектрисе угла между плоскостями приемников). На рис. 3 в условных единицах приведена корреляционная функция собственного излучения тонкого слоя, соответствующая действительной части функции когерентности $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}(\tau)$. Максимум функции $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}(\tau)$ достигается при задержке $\tau = \bar{\tau}_{12}$, равной

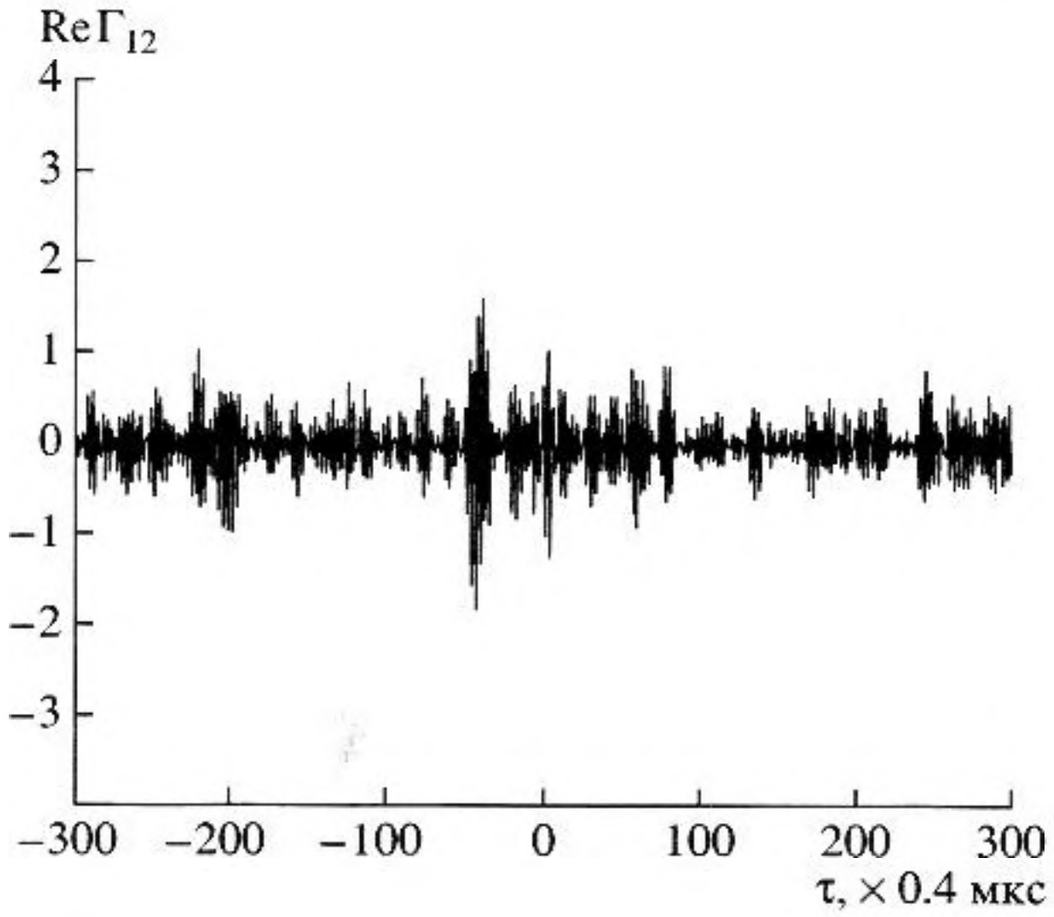

Рис. 3. Функция взаимной когерентности собственного излучения тонкого нагретого поглощающего слоя. Максимум соответствует разностной задержке.

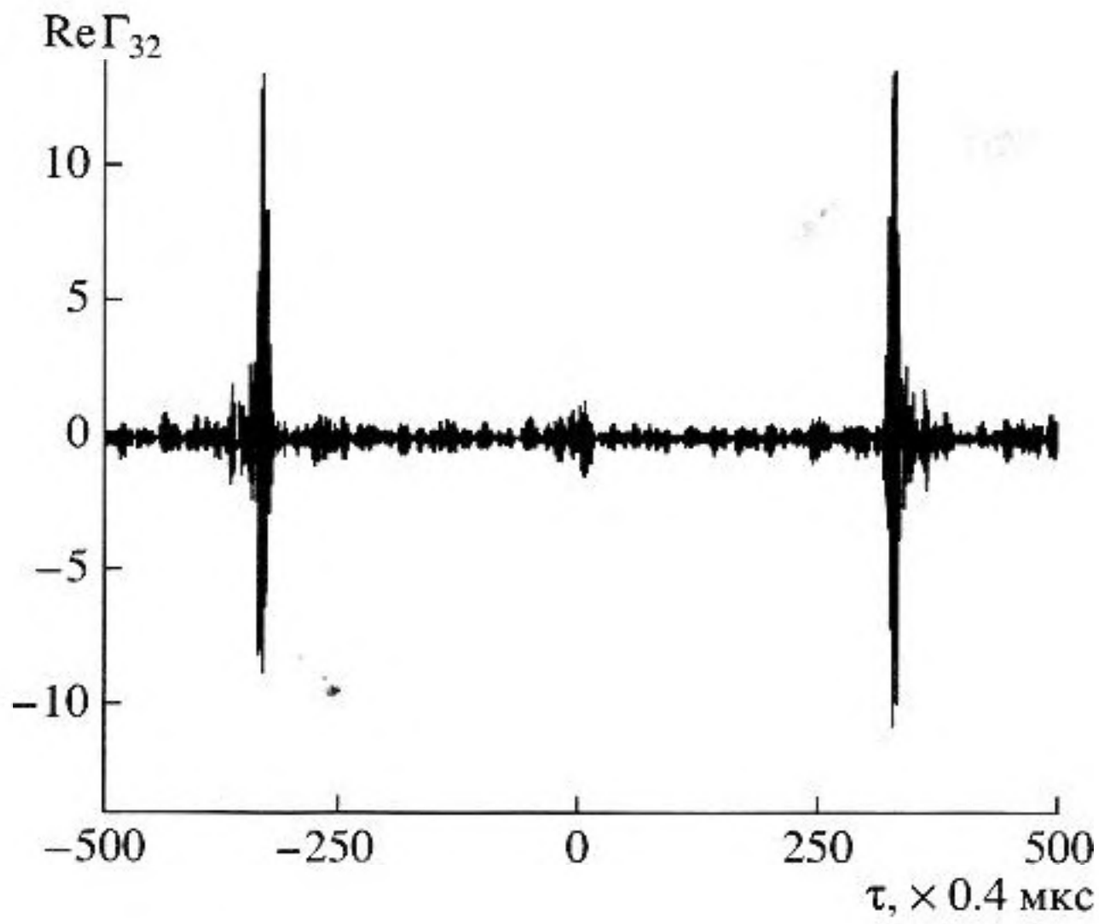

Рис. 4. Функция взаимной когерентности фонового поля, отраженного от тонкого поглощающего слоя при изотермии. Два максимума соответствуют суммарным задержкам.

разности времен распространения сигнала до приемников 2 и 1, что согласуется с (9).

В следующем эксперименте тонкий слой был ориентирован перпендикулярно биссектрисе угла между плоскостями приемников, что соответствовало измерению сигналов парой преобразователей (3, 2) или (4, 1) на рис. 1. Все элементы установки имели одинаковую комнатную температуру. В таком случае даже при изотермическом режиме наблюдаются два максимума функции взаимной когерентности $\Gamma_{32}(\tau)$, соответствующие фазированию отраженного от слоя сигнала собственного излучения преобразователей при суммарных задержках $\tau = \pm\tau_{32}^{+}$. Согласно (11), эти максимумы принадлежат функции $\mathrm{Re}\,\Gamma_{32}(\tau)$ в случае тонкого чисто поглощающего слоя (рис. 4) и функции $\mathrm{Im}\,\Gamma_{32}(\tau)$ в случае мало поглощающего слоя рефракционного типа (рисунок для него внешне подобен рис. 4). Положение одного из максимумов $\tau = \tau_{32}^{+}$ соответствует времени распространения шумового акустического сигнала (в данном случае акустически непрозрачных приемных преобразователей являющегося результатом сложения собственных термошумов в пьезопреобразователе и шумов во входных цепях усилителя) от 3-го преобразователя до 2-го. Второй максимум $\tau = -\tau_{32}^{+}$ соответствует времени распространения сигнала аналогичного происхождения от 2-го преобразователя до 3-го.

Для иллюстративного подтверждения соотношения (9), согласно которому, в случае разностных задержек, вклад в функцию когерентности дает именно разность $(T - T_{bg})$ собственной температуры и температуры фона, был проведен эксперимент при положительном и отрицательном температурном контрасте $(T - T_{bg})$. Схема эксперимента соответствовала рис. 1 при использовании пары преобразователей (1, 2). Реализуемая здесь фоновая подсветка была симметричной, изменялась только ее температура T_{bg}, которая в одном случае задавалась выше собственной (комнатной) температуры тонкого слоя $T = T_0$, а в другом – ниже. На рис. 5 представлены корреляционные функции теплового излучения поглощающего слоя, соответствующие функции $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}(\tau)$. В случаях $T_{bg} > T$ (рис. 5а) и $T_{bg} < T$ (рис. 5в) фоновое излучение создавалось нагретыми или охлажденными кусками резины соответственно. Время корреляционного накопления составляло 20 с вместо 10 с, за счет чего относительный уровень помех на рисунках 5 в $\sim\sqrt{2}$ раз меньше, по сравнению с остальными рисунками 3, 4, 6, 7. Результаты обоих экспериментов (рис. 5а, 5в) согласуются с (9). Отчетливо виден "всплеск" функции $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}(\tau)$ при разностной задержке $\tau = \tau_{12}^{-}$. Кроме того, как следует из (9), знак сфазированной на разностных задержках функции $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}(\tau_{12}^{-})$ в рассматриваемых двух экспериментах должен быть противоположным. Этот факт хорошо виден на рис. 5б, 5г, где приведены увеличенные фрагменты тех же корреляционных функций после sinc-интерполяции этих фрагментов на более частую сетку временны́х отсчетов вблизи значения τ_{12}^{-}, которому соответствует временной отсчет "–39". Не только знак, но и амплитуда $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}(\tau_{12}^{-})$ зависит от контраста температур. При подсветке го-

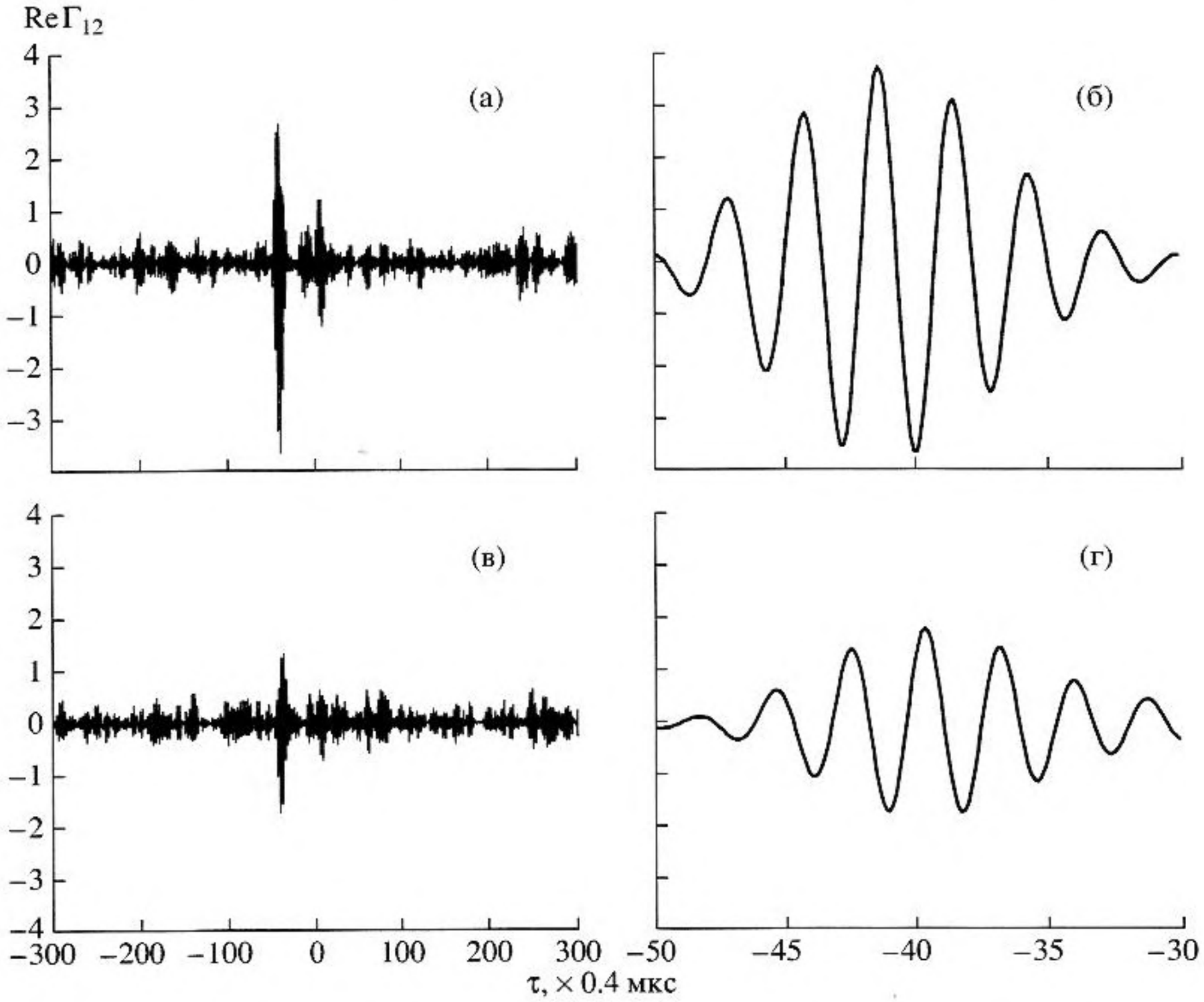

Рис. 5. Функция взаимной когерентности излучения тонкого поглощающего слоя при фоновой температуре больше (а, б) и меньше (в, г) температуры слоя. Максимум соответствует разностной задержке.

рячей резиной контраст температур ($T - T_{bg}$) составлял около (–56)°C, а при холодной резине – около 24°C. Отношение абсолютных величин этих контрастов находится в хорошем соответствии с отношением максимумов корреляционных функций на рисунках 5.

Нормированные значения коэффициента корреляции могут быть получены делением приведенных значений корреляционных функций на максимальное значение автокорреляционной функции. Например, в случае симметричной фоновой подсветки с температурой $T_{bg} > T$ (рис. 5а) максимальное значение нормированной корреляционной функции составляет $k_{corr} \cong 0.015$. С другой стороны, теоретически ожидаемое значение коэффициента корреляции для поглощающего слоя толщины l, имеющего амплитудный коэффициент поглощения α, оценивается как:

$$k_{corr} \approx |T - T_{bg}|[1 - \exp(-2\alpha l)]/T_{bg} \quad \text{при} \quad \alpha l \ll 1.$$

При параметрах рассматриваемого эксперимента $|T - T_{bg}| \approx 56°$, $l = 4.5 \times 10^{-4}$ м и поглощении 19 дБ/см имеем $k_{corr} \approx 0.03$. С учетом снижения этого значения за счет шум-фактора приемной системы и неидеальной эффективности преобразователей, а также принимая во внимание сильное влияние качества юстировки экспериментальной установки на величину корреляционного отклика, можно говорить о достаточно хорошем соответствии экспериментального и теоретического значений k_{corr}.

Следующие эксперименты иллюстрируют возможности термотомографирования при несимметричном фоновом излучении. Собственная температура слоя в этих экспериментах оставалась равной комнатной температуре: $T = T_0$. Несимметричность излучения создавалась тепловой подсветкой одним нагретым куском резины. В первом варианте подсветки нагретая резина находится только напротив приемника 1, увеличивая температуру поля φ_{01}: $T_{bg}^{(1)} = T_0 + \delta T$; $T_{bg}^{(2)} = T_0$. Во втором варианте резина расположена напротив приемника 2: $T_{bg}^{(1)} = T_0$; $T_{bg}^{(2)} \approx T_0 + \delta T$; здесь $\delta T^{(2)} \approx \delta T^{(1)} = \delta T$. Корреляционные функции для поглощающего слоя при этих двух вариантах несимметричной подсветки изображены на рис. 6а, 6б. При комплексном представлении сигналов аналогичный вид имеют, соответственно, функции

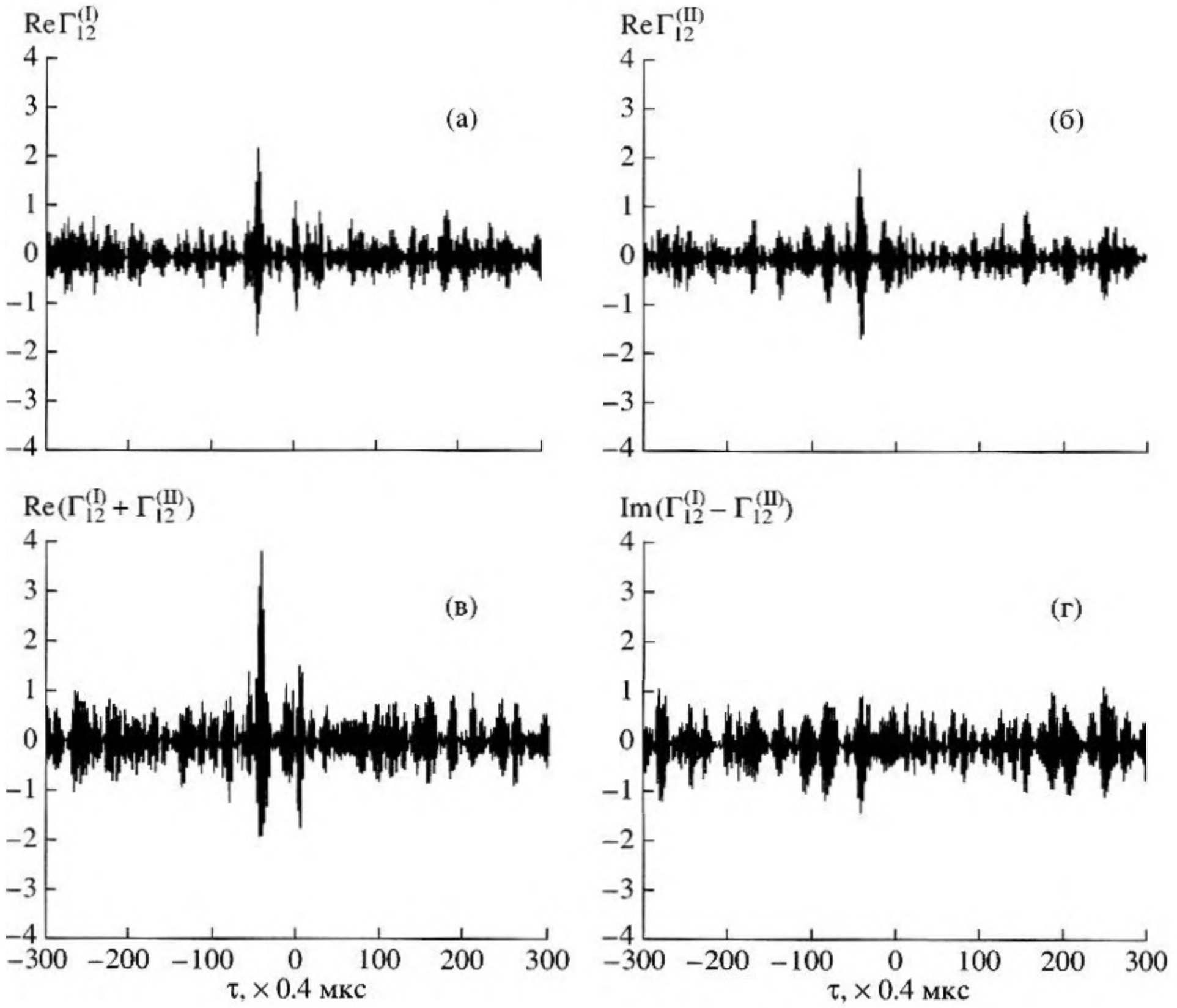

Рис. 6. Функции взаимной когерентности при тепловой несимметричной подсветке тонкого поглощающего слоя в направлении только первого (а) и только второго (б) приемника; сумма (в) и разность (г) этих функций.

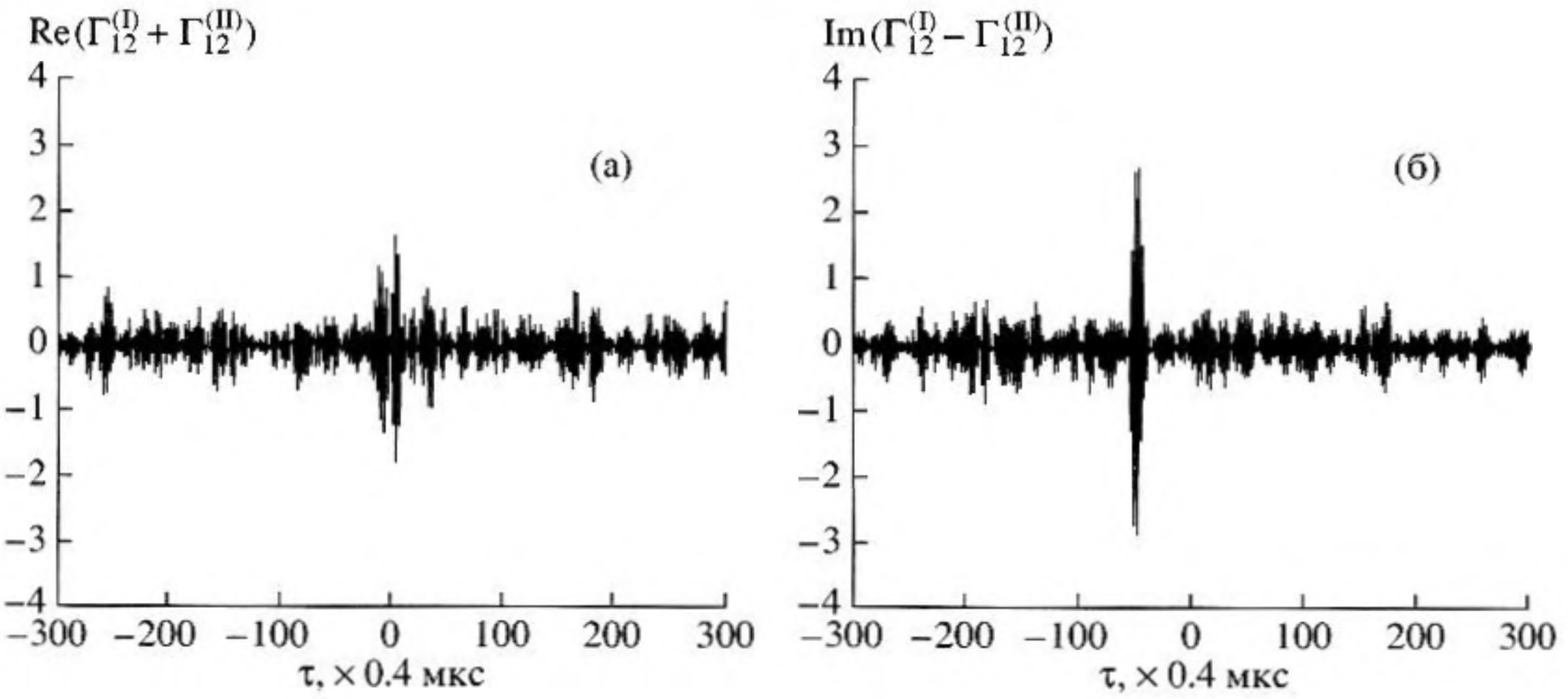

Рис. 7. Сумма (а) и разность (б) функций взаимной когерентности, соответствующих несимметричной подсветке тонкого рефракционного слоя последовательно с двух направлений.

$\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau)$ и $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau)$ в (12), (13). При этом функции $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau)$ и $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau)$ смещены относительно них на четверть периода высокочастотной осцилляции. Сумма корреляционных функций (рис. 6в) практически повторяет корреляционную функцию (9), полученную в случае симметричной подсветки слоя. Этой сумме соответствует комбинация $\mathrm{Re}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau) + \mathrm{Re}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau)$. Разности корреляционных функций (рис. 6г) соответствует комбинация $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau) - \mathrm{Im}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau)$. Согласно соотношению (14), суммарная комбинация, сфазированная на слой, выделяет вклад от поглощающей компоненты. Действительно, для рассматриваемого слоя эта сумма имеет ярко выраженный максимум при $\tau = \tau_{12}^{-}$ (рис. 6в). Максимум удвоен, по сравнению с вариантами односторонней подсветки (рис. 6а, 6б). В то же время малая амплитуда для разностной комбинации (15), несущей информацию о рефракционной компоненте, свидетельствует о практическом отсутствии контраста скорости в слое (рис. 6г).

Корреляционные функции рефракционного слоя при двух вариантах несимметричной подсветки внешне похожи на рис. 6а, 6б. В данном случае корреляционные функции находятся в противофазе вблизи значения фазирующей задержки $\tau = \tau_{12}^{-}$. Это обстоятельство согласуется с выражениями (12), (13): $\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{II})}(\tau_{12}^{-}) = -\mathrm{Im}\,\Gamma_{12}^{(\mathrm{I})}(\tau_{12}^{-})$ при $\delta T^{(1)} = \delta T^{(2)}$, а поглощающая компонента в слое отсутствует, что подтверждается видом суммарной корреляционной комбинации, не имеющей характерных "всплесков" (рис. 7а). При этом разностная комбинация (рис. 7б) содержит максимум при $\tau = \tau_{12}^{-}$. Он удвоен, в сравнении с односторонней подсветкой. В аналогичных экспериментах с образцами, в которых представлены обе b- и ν-компоненты, характерные максимумы присутствуют как в суммарной, так и в разностной комбинациях. Их значения пропорциональны, соответственно, величинам b и ν. Таким образом, в случае фазирования сигналов на разностных задержках показана возможность восстановления не только значения поглощения (такая возможность существует и при изотропном фоновом излучении), но и неоднородности фазовой скорости звука, что практически становится возможным только при анизотропном фоновом излучении.

Следует уточнить некоторые технические детали проведенных модельных экспериментов. Их целью, на данном этапе, являлась иллюстрация основных теоретических результатов, но пока не количественная оценка температурных и акустических параметров объекта и окружающей среды. Поэтому установка была создана по упрощенной схеме, в которой результаты можно сравнивать количественно только в пределах одной серии экспериментов, проведенной при фиксированной юстировке установки. Возможно усовершенствование установки, касающееся повышения ее точностных характеристик. Такое усовершенствование, не сопровождающееся принципиальными техническими трудностями, позволило бы количественно восстановить значения всех параметров (b, ν, T, T_{bg}) исследуемого объекта. В общем случае объекта произвольной формы необходима реализация полной схемы активно-пассивной термоакустической томографии, в которой количество приемных преобразователей и необходимое время накопления определяются требуемой разрешающей способностью [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время теория процессов, определяющих возможности и трудности активно-пассивного режима термотомографирования, в главных чертах ясна. Основные теоретические результаты подтверждены экспериментально. На данном этапе понимание физической стороны термоакустических процессов достаточно для дальнейшей разработки систем термотомографирования, но главной трудностью при реализации таких систем является низкое входное отношение сигнал/помеха. Эта сложность носит фундаментальный характер, являясь общей для всех систем некогерентного томографирования, и ее преодоление требует антенных систем с очень большим количеством преобразователей и продолжительным временем усреднения.

Авторы выражают благодарность Кириллу Николаевичу Бобову за помощь в организации компьютерного обеспечения и Михаилу Ивановичу Раттэлю за участие в разработке и изготовление приемных преобразователей.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта президента РФ № НШ-1575.003.2 и гранта № 01-02-16282 Российского фонда фундаментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аносов А.А., Бограчев К.М., Пасечник В.И.* Пассивная термоакустическая томография кисти руки человека // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 725–730.
2. *Буров В.А., Касаткина Е.Е., Румянцева О.Д., Филимонов С.А.* Моделирование томографического восстановления термоакустических источников. Итерационно-корреляционные методы // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 2. С. 167–177.

3. *Буров В.А., Дариалашвили П.И., Румянцева О.Д.* Активно-пассивная термоакустическая томография // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 4. С. 474–484.

4. *Hessemer R.A., Jr., Perper T., Bowen T.* Correlation thermotomography // U.S. Patent 4,416,552. Nov. 22, 1983. C. 16.

Experimental Modeling of the Processes of Active–Passive Thermoacoustic Tomography

V. A. Burov, P. I. Darialashvili, S. N. Evtukhov, and O. D. Rumyantseva

Experiments confirming the major results of the theoretical study of an active–passive mode of acoustic tomography are described. Experimental results are obtained with a setup intended for physical modeling of the processes of correlation reconstruction of temperature, absorption, and phase velocity of sound in the object under investigation in the presence of additionally introduced acoustic noise field. A possibility of reconstructing the local values of absorption and inhomogeneity of sound velocity from analyzing the correlation dependences based on difference and summary delays and also with the help of a controlled anisotropic acoustic illumination is demonstrated.