

рамки, отстоящих друг от друга на $(2m+1)\lambda/2$; при этом две другие стороны отстоят друг от друга на расстояние $m\lambda$. В результате получается диаграмма направленности, аналогичная представленной на рис. 4.

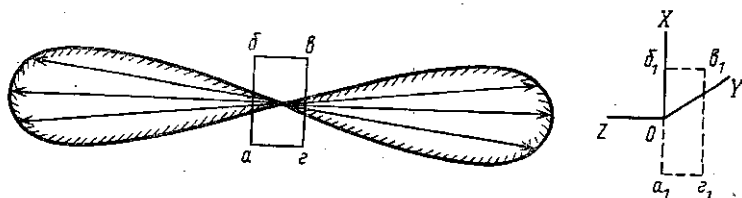


Рис. 4

Выводы

На примерах электрической и магнитной антенны показано, что радиосвязь осуществляется за счет динамического взаимодействия электрических зарядов электронов и протонов материала передающей и приемной антенн. Найденные соотношения для силы взаимодействия приемной и передающей антенн совпадают с эмпирическими соотношениями, применяемыми на практике.

Предложено учитывать при расчетах цепей заряды протонов материала антенны, что представляет методический интерес и может найти применение как в научных исследованиях, так и в инженерной практике.

Автор благодарит Ю. А. Пирогова за ценные замечания и полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Максвелл Д. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. М., 1954. [2] Айзенберг Г. З. Антенны для магистральных коротковолновых радиосвязей. М. 1948. [3] Проблемы антенной техники/Под ред. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского. М., 1989. [4] Томилин Е. Ф.//Изв. АН СССР, Физика Земли. 1992. № 10. С. 113. [5] Шулейкин М. В. Курс радиотехники. Ч. 1: Распространение электромагнитной энергии. Вып. 1, 2. М., 1923.

Поступила в редакцию
13/12/93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.26

К ТЕОРИИ КОНФОКАЛЬНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МИКРОСКОПА

А. А. Карабутов, В. В. Клевицкий, М. А. Мусаев, С. Ф. Османов
(кафедра общей физики и волновых процессов)

Анализируется работа оптико-акустического микроскопа с фокусированным приемником звука. Показано, что при непосредственной регистрации контраст во всем диапазоне частот определяется тепловым расширением поглощающей среды, а при косвенной — теплообменом на поверхности. Планарное разрешение ограничивается допустимым нагревом поверхности и может достигать микронного уровня. Определена частота, на которой отношение «сигнал/шум» достигает максимума.

Оптико-акустическая микроскопия в настоящее время находит все более широкое применение в задачах неразрушающего контроля, дефектоскопии и диагностики материалов и изделий в различных отраслях промышленности, таких как микроэлектроника [1], авиастроение [2], химическое машиностроение [3] и др. Она позволяет исследовать непрозрачные объекты, получать послойные картины неоднородностей, планарное разрешение при этом может достигать микронного уровня и определяться фокусировкой оптического излучения. Глубина зондирования и разрешение по глубине определяются частотой модуляции излучения и могут достигать долей микрона.

В традиционной схеме оптико-акустического микроскопа лазерное излучение, модулированное по периодическому закону, фокусируется на поверхность исследуемого объекта, который размещен на пьезоэлементе либо в газомикрофонной ячейке [4]. В этих случаях колебания любой точки поверхности могут давать вклад в сигнал, и поэтому фоновая составляющая может быть велика. Более оптимальным представляется использование сфокусированного приемника звука, расположенного так, чтобы фокусы оптической и акустической систем совпадали. Такая схема была реализована в [5] при косвенной регистрации сигнала в воздухе сфокусированным пьезоприемником. В настоящей работе теоретически анализируется предельная разрешающая способность конфокального оптико-акустического микроскопа как при косвенной, так и при непосредственной регистрации.

Пусть сфокусированный лазерный луч (рис. 1) падает нормально на поверхность $z=0$ раздела поглощающей (2) и прозрачной (1) сред, и распределение интенсивности света в поглощающей среде $I(r, t)$ может быть описано выражением

$$I(r, t) = (1 - R) I_s f(t) H(r_{\perp}) g(z). \quad (1)$$

Здесь $f(t)$ — функция модуляции интенсивности света, $H(r_{\perp})$ — распределение интенсивности света по сечению пучка, R — коэффициент отражения света, $g(z)$ описывает распределение интенсивности света по глубине. При постоянном коэффициенте поглощения света α функция $g(z)$ пропорциональна $\exp(-\alpha z)$. Считается, что длина перетяжки значительно больше глубины проникновения света α^{-1} . Главную ось акустической системы приемника считаем совпадающей с осью z .

Тепловые поля в прозрачной (T_1) и поглощающей (T_2) средах, возбуждаемые при поглощении света, могут быть найдены из уравнений теплопроводности

$$\chi_1^{-1} \partial T_1 / \partial t = \Delta T_1, \quad z < 0, \quad (2)$$

$$\chi_2^{-1} \partial T_2 / \partial t = \Delta T_2 - \kappa_2^{-1} \partial I / \partial z, \quad z > 0, \quad (3)$$

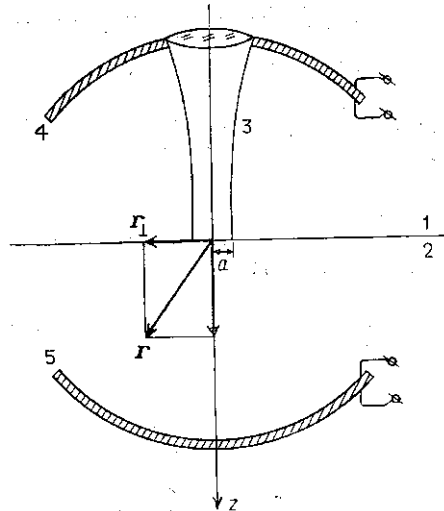


Рис. 1. Конфокальный оптико-акустический микроскоп: 1 — прозрачная среда, 2 — поглощающая среда, 3 — сфокусированное излучение, 4 — микрофонный приемник для косвенной регистрации, 5 — пьезоприемник для непосредственной регистрации

и граничных условий непрерывности температуры и теплового потока

$$T_1|_{z=0} = T_2|_{z=0}, \quad (4)$$

$$\kappa_1 \partial T_1 / \partial z|_{z=0} = \kappa_2 \partial T_2 / \partial z|_{z=0}, \quad (5)$$

$$T_1(z \rightarrow -\infty) = T_2(z \rightarrow +\infty) = 0, \quad (6)$$

где $\kappa_1, \kappa_2, \chi_1, \chi_2$ — тепло- и температуропроводность сред. В типичном для оптико-акустической микроскопии случае $\kappa_1 \ll \kappa_2$.

Эти тепловые поля являются источниками акустических волн, возбуждение которых описывается уравнениями (см. [6])

$$c_{11}^{-2} \partial^2 \Phi_1 / \partial t^2 - \Delta \Phi_1 = -\beta_1 \partial T_1 / \partial t, \quad (7)$$

$$c_{12}^{-2} \partial^2 \Phi_2 / \partial t^2 - \Delta \Phi_2 = -\beta_2^* \partial T_2 / \partial t, \quad (8)$$

$$c_{12}^{-2} \partial^2 \Psi_2 / \partial t^2 - \Delta \Psi_2 = 0, \quad (9)$$

где Φ_1, Φ_2, Ψ_2 — потенциалы колебательной скорости, β_1 — коэффициент теплового расширения прозрачной среды, $\beta_2^* = \beta_2 (1 - 4c_{12}^2 / 3c_{12}^2)$ — эффективный коэффициент теплового расширения поглощающей среды.

Решение системы (1)–(6) удобно искать спектральным методом (см., напр., [6]):

$$\tilde{T}_1(\omega, \mathbf{k}_\perp, z) = \iiint_{-\infty}^{\infty} dt d\mathbf{r}_\perp \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp)\} T_1(t, \mathbf{r}_\perp, z),$$

$$\hat{T}_2(\omega, \mathbf{k}_\perp, p) = \iiint_{-\infty}^{\infty} dt d\mathbf{r}_\perp \int_0^{\infty} dz \exp\{i(\omega t - \mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - pz)\} T_2(t, \mathbf{r}_\perp, z).$$

Переходя к спектральным амплитудам также и в уравнениях (7)–(9) с соответствующими граничными условиями, можно получить решение для потенциалов Φ_1, Φ_2, Ψ_2 спектра колебательной скорости; ввиду его громоздкости оно не приводится. Решение имеет смысл рассматривать только в условиях адиабатического распространения акустических волн: $\omega \ll \omega_x = c_{12}^2 / \chi$, что выполняется во всем ультразвуковом диапазоне частот вплоть до единиц гигагерц.

Анализ возбуждения звука при плоской геометрии задачи (что соответствует регистрации волн с $\mathbf{k}_\perp = 0$) был подробно проведен в [6, 7]. Однако при такой регистрации чувствительность акустической системы, очевидно, не максимальна. Поэтому уделим основное внимание фокусированным приемникам звука. С этой целью необходимо получить выражения для амплитуд акустических волн в дальней зоне, поскольку из-за острой фокусировки греющего излучения угловой спектр возбуждаемых акустических волн широкий. Вычисляя интегралы обратных преобразований Фурье и Лапласа методом стационарной фазы, можно получить для колебательной скорости v следующие выражения:

для косвенной регистрации

$$\begin{aligned} \tilde{v}_1(\omega, r) &= \frac{i\omega\beta_1 \sqrt{\chi_2 \chi_1} (1-R) I_S \tilde{f}(\omega) \tilde{H}(\omega \sin \theta / c_{11})}{\kappa_2 c_{11}} \times \\ &\times \frac{\exp(i\omega r / c_{11})}{2\pi r} \hat{g}(-i\sqrt{i\omega/\chi_2}); \end{aligned} \quad (10)$$

для непосредственной регистрации

$$\begin{aligned} \tilde{v}_2(\omega, r) = & \frac{i\omega\beta_2^*\chi_2(1-R)I_S\tilde{f}(\omega)\tilde{H}(\omega\sin\theta/c_{12})}{\kappa_2c_{12}} \times \\ & \times \frac{\exp(i\omega r/c_{12})}{2\pi r} \{i[\widehat{g}(i\omega\cos\theta/c_{12}) - V(\theta)\widehat{g}(-i\omega\cos\theta/c_{12})] + \\ & + [\sqrt{i\omega\chi_2/c_{12}^2}\cos\theta(1+V(\theta)) - \beta_1\rho_1\sqrt{\chi_1}/(\beta_2^*\rho_2\sqrt{\chi_2})W(\theta)] \times \\ & \times \widehat{g}(-i\sqrt{i\omega/\chi_2})\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь

$$V(\theta) = \frac{(n^2/2 - \sin^2\theta)^2 - \sin^2\theta \cdot \cos\theta \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}{(n^2/2 - \sin^2\theta)^2 + \sin^2\theta \cdot \cos\theta \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} W(\theta) = & (N^2 - \sin^2\theta)^{-1/2} n^2 (n^2/2 - \sin^2\theta) \cos\theta \times \\ & \times [(n^2/2 - \sin^2\theta)^2 + \sin^2\theta \cos\theta \sqrt{n^2 - \sin^2\theta}]^{-1}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $n=c_{12}/c_{11}$, $N=c_{12}/c_{11}$. Зависимости коэффициентов V и W от угла θ показаны на рис. 2.

В формуле (11) первое слагаемое описывает возбуждение звука за счет поглощения света и теплового расширения поглощающей среды [8—10] даже в отсутствие диффузии тепла, второе — возбуждение звука свободно диффундирующей в поглощающей среде тепловой волной и последнее — возбуждение звука за счет теплового расширения прозрачной среды. Сравнение этих вкладов при плоской геометрии задачи было проведено в [7]; поскольку при поверхностном поглощении света и свободной границе возбуждение звука в нормальном направлении неэффективно (см. рис. 2), на низких частотах основную роль в этом случае начинают играть процессы диффузии тепла. В случае же фокусированного приемника, регистрирующего волны в широком диапазоне углов θ , существенный вклад дают волны в направлениях вблизи максимума диаграммы направленности ($\theta \approx 65^\circ$). За счет этого в случае фокусированного приема во всем диапазоне частот преобладает слагаемое, соответствующее тепловому расширению поглощающей среды. Таким образом,

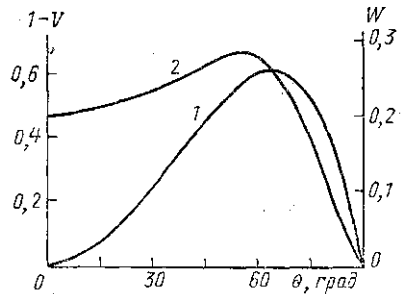


Рис. 2. Зависимость от угла θ коэффициентов $[1-V(\theta)]$ (1) и $W(\theta)$ (2) в формуле (11)

$$\begin{aligned} \tilde{v}_2(\omega, r) = & - \frac{\omega\beta_2^*\chi_2(1-R)I_S\tilde{f}(\omega)\tilde{H}(\omega\sin\theta/c_{12})}{\kappa_2c_{12}} \times \\ & \times \frac{\exp(i\omega r/c_{12})}{4\pi r} [\widehat{g}(i\omega\cos\theta/c_{12}) - V(\theta)\widehat{g}(-i\omega\cos\theta/c_{12})]. \end{aligned} \quad (14)$$

Между тем единственное слагаемое в формуле (10) для косвенной регистрации определяется, напротив, теплопроводностью в поглощающей среде. Следовательно, при фокусированном приеме косвенная и непосредственная регистрации дополняют друг друга.

Планарное разрешение оптических неоднородностей в конфокальном оптико-акустическом микроскопе может быть сопоставимо с размером пятна греющего излучения и коррелирует с разрешением в оптической микроскопии. Однако при острой фокусировке оптического излучения локальный нагрев поверхности может оказаться недопустимо велик и привести к повреждению поверхности или разрушению образца. Это условие является естественным ограничителем уровня сигнала (а значит, и предельной разрешающей способности оптико-акустического микроскопа).

При оценке максимального нагрева поверхности на различных частотах, исходя из решения системы (1) — (6), получаем

$$\tilde{T}_{\max} = W_0 \tilde{f}(\omega) / (2 \sqrt{\pi} \chi_2 a), \quad \omega \ll \chi_2 / a^2,$$

$$\tilde{T}_{\max} = W_0 \tilde{f}(\omega) / (2 \sqrt{\pi} \chi_2 a) \sqrt{4 \chi_2 / (-i \omega \pi a^2)}, \quad \chi_2 / a^2 \ll \omega \ll \alpha^2 \chi_2,$$

$$\tilde{T}_{\max} = W_0 \tilde{f}(\omega) a / (-\chi_2 \pi a^2 i \omega / \chi_2), \quad \alpha^2 \chi_2 \ll \omega.$$

Нагрев максимален на низких частотах, а так как переменная составляющая поглощаемой мощности не превышает ее среднего значения, то средний нагрев (при $\omega \rightarrow 0$) будет определять максимальную температуру поверхности. Считая $f(\omega=0)=1$, найдем

$$\tilde{T}_{\max} = W_0 / (2 \sqrt{\pi} \chi_2 a). \quad (15)$$

Из (15) следует, что с уменьшением a для предотвращения разрушения исследуемой поверхности необходимо уменьшать мощность греющего излучения. Это в свою очередь уменьшает амплитуду оптико-акустического сигнала. Поэтому, задавая минимальное допустимое значение отношения «сигнал/шум» $(S/N)_{\min}$, можно оценить возможное предельное разрешение a_{\min} .

Косвенная регистрация

Исходя из формулы (10), принимая $\alpha = \text{const}$ и учитывая (15), получим выражение для отношения «сигнал/шум»:

$$(S/N) = \rho_1 \beta_1 T_{\max} \sqrt{4 \pi \chi_1 \chi_2} \sqrt{v / \Delta v} |1 - i \sqrt{v / v_T}|^{-1} \times \\ \times (\sqrt{2 k_p^2 \pi \epsilon_0 \epsilon / (k_B T h) / k_N}) \pi c_{11} F(2 \pi a v / c_{11}), \quad (16)$$

где

$$F(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(\xi^2) d\xi \quad (17)$$

— интеграл Досона, достигающий максимума при $x \approx 0,92$; в случае $x \ll 1$ функция $F(x) \approx x$.

В (16) проведено интегрирование по поверхности приемника в соответствии с диаграммой излучения (10) и введены обозначения: v — рабочая частота, Δv — полоса регистрируемых частот, $v_T = \alpha^2 \chi_1 / 2\pi$, $2\pi \epsilon_0 \epsilon r^2 / h$ — емкость приемника, k_p — его чувствительность, k_B — постоянная Больцмана, k_N — коэффициент шума усилителя, приведенный к его входу (примем $k_N = 3$). Расчет проведен для наиболее подходящих в этом случае емкостных микрофонов; величину $Q = v / \Delta v$ будем считать постоянной и равной по порядку величины $10^4 + 10^6$.

Максимум отношения «сигнал/шум» достигается в (16) при $v = v_m \approx c_{11} / 2\pi a$. Для обеспечения высокого разрешения необходимо ис-

пользовать высокие частоты; так, фокусировке $a=1$ мкм соответствует $\nu_m=10^8$ Гц. Такие частоты не могут эффективно регистрироваться микрофонами. Поэтому мы оценим наилучшее разрешение a_{\min} на удобной для регистрации частоте $\nu=200$ кГц, ограничиваясь минимально допустимым отношением $(S/N)_{\min}=10$. Так как при этом $\nu \ll \nu_1 = a c_{12}/2\pi$, то

$$(S/N) = \rho_1 \beta_1 T_{\max} \sqrt{4\pi \chi_1 \chi_2} \sqrt{2k_p^2 \pi \epsilon_0 \epsilon Q / (k_B T \hbar)} a \nu / 2k_N. \quad (18)$$

Задавая $T_{\max}=1^\circ\text{C}$ и принимая $\rho_1=1,3$ кг/м³, $\chi_1=10^{-5}$ м²/с, $\chi_2=10^{-5} \div 10^{-4}$ м²/с, $\beta_1=3,4 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, $k_p=10^{-2}$ В/Па, $\epsilon=12$, $h=10^{-5}$ м, получаем из (18): $a_{\min}=(0,6 \div 6)$ мкм. Таким образом, при косвенной регистрации разрешение конфокального оптико-акустического микроскопа может достигать микронного уровня уже при доступных частотах модуляции. Если же ослабить требования на максимальный нагрев поверхности, то возможно достижение и более высокого разрешения, которое будет ограничиваться только остротой фокусировки греющего излучения.

Непосредственная регистрация

Пусть приемник имеет вид сферического сегмента, изготовленного из пьезоматериала, акустически идеально согласованного со средой и работающего в режиме холостого хода на частоте толщинного резонанса ($h=c_{13}/2\nu$, где c_{13} — скорость звука в материале пьезоэлемента, h — его толщина). Исходя из формулы (14) с учетом (15), считая $\alpha=\text{const}$ и используя выражение для уровня шумов преобразователя [11], отношение «сигнал/шум» может быть выражено следующим образом:

$$(S/N) = \beta_2^* \chi_2 T_{\max} h_{33} (k_N c_{12})^{-1} \sqrt{2\pi \epsilon_0 \epsilon_{33} / (k_B T \text{tg } \delta c_{13} \Delta \nu)} \times \\ \times \langle | (1 + i\nu \cos \theta / \nu_a)^{-1} - V(\theta) (1 - i\nu \cos \theta / \nu_a)^{-1} | \times \\ \times a \nu \exp \{ -(2\pi a \nu \sin \theta / c_{12})^2 \} \rangle, \quad (19)$$

где $\nu_a = a c_{12}/2\pi$, h_{33} — пьезомодуль, $\text{tg } \delta$ — тангенс угла полных потерь пьезопреобразователя, ϵ_{33} — диэлектрическая проницаемость материала пьезоэлемента, а $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по апертуре преобразователя.

При низкой частоте модуляции $\nu \ll \nu_a$ выражение (19) значительно упрощается:

$$(S/N) = \beta_2^* \chi_2 T_{\max} h_{33} (k_N c_{12})^{-1} \langle (1 - V(\theta)) \rangle \times \\ \times a \nu \sqrt{2\pi \epsilon_0 \epsilon_{33} / (k_B T \text{tg } \delta c_{13} \Delta \nu)}, \quad (20)$$

т. е. отношение «сигнал/шум» линейно возрастает с увеличением частоты. При $\nu \gg \nu_a$ отношение «сигнал/шум» (19) убывает с частотой быстрее, чем ν^{-1} . Таким образом, отношение «сигнал/шум» (19) имеет максимум, который достигается при $\nu_m \approx \nu_a$. Так же как и при косвенной регистрации, эти частоты слишком велики, и нас интересуют более низкие частоты, удобные для регистрации и слабо затухающие при распространении.

Оценим a_{\min} на рабочей частоте $\nu=5$ МГц. При этом можно воспользоваться выражением (20). Задавая $T_{\max}=1^\circ\text{C}$, $(S/N)_{\min}=10$, принимая $\langle 1 - V(\theta) \rangle = 0,3$, $\epsilon_{33}=10^3$, $c_{13}=4 \cdot 10^3$ м/с, $\Delta \nu=1$ Гц, $\text{tg } \delta=0,1$, $k_N=3$, $\chi_2=10^{-4}$ м²/с, $c_{12}=5 \cdot 10^3$ м/с, $\beta_2=10^{-5}$ К⁻¹, получим из (20) $a_{\min}=0,5$ мкм. Таким образом, даже вдали от оптимальных частот можно

достичь микронного разрешения, которое будет ограничиваться остротой фокусировки греющего излучения.

Разрешение неоднородностей по глубине при непосредственной регистрации определяется множителем $[\hat{g}(i\omega \cos \theta/c_{t2}) - V(\theta)\hat{g}(-i\omega \times \cos \theta/c_{t2})]$ в (14), т. е. длиной акустической волны, и поэтому достижение высокого разрешения в данной схеме регистрации не представляется возможным. Более целесообразно в этом случае использовать косвенную регистрацию: разрешение по глубине будет определяться длиной тепловой волны (множителем $\hat{g}(-iV i\omega/\lambda_2)$) и для достижимых практически частот модуляции также может составлять доли микрона. Разрешение, вообще говоря, не ограничивается остротой фокусировки греющего излучения.

Подведем некоторые итоги. В работе предложена и теоретически проанализирована схема конфокального оптико-акустического микроскопа (КОАМ), сочетающая в себе преимущества оптического и акустического микроскопов: высокую разрешающую способность в доли микрона и возможность ее достижения на технически легкодоступных частотах ультразвука $\nu=10^5 \div 10^7$ Гц. Изображение КОАМ при косвенной регистрации определяется в основном теплообменом на поверхности, а при непосредственной регистрации — тепловым расширением исследуемой среды. Предельное разрешение КОАМ, ограничиваемое допустимым перегревом поверхности, может достигать долей микрона как при непосредственной, так и при косвенной регистрации. Для получения высокого разрешения по глубине исследуемой среды выгодно использовать косвенную регистрацию сигнала, а для выделения оптических неоднородностей — непосредственную. Сочетание непосредственной и косвенной схем регистрации позволит отделить неоднородности тепловых свойств объекта и коэффициента поглощения света. Изменение частоты модуляции при косвенной регистрации дает возможность осуществить трехмерную томографию приповерхностных неоднородностей.

Полученные результаты позволяют говорить о КОАМ как о перспективном средстве неразрушающего контроля и диагностики свойств материалов.

Авторы выражают свою глубокую благодарность Н. Б. Подымовой за ценные замечания и помощь в подготовке статьи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Rosencwaig A. Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. N. Y., 1980. [2] Thomas R. L., Favro L. D., Kuo P. K.//Can. J. Phys. 1986. 64. P. 1234. [3] Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М., 1984. [4] Busse G.//Phys. Acoust./Ed. W. Mason. 1988. 18. P. 403. [5] Bennett S. D., Khury-Yakub V. T., Kino G. S., Liang K. K.//Trans. Son. Ultrason. 1985. N 2. P. 266. [6] Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. М., 1991. [7] Карабутов А. А., Уваров А. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1988. 29, № 5. С. 64. [8] Лямшев Л. М., Челноков Б. И.//Акуст. журн. 1983. 29, № 3. С. 372. [9] Коломенский А. А.//Акуст. журн. 1988. 34, № 5. С. 871. [10] Rose L. R. F.//J. Acoust. Soc. Am. 1984. 75, N 3. P. 723. [11] Аронов Б. С. Электромеханические преобразователи из пьезоэлектрической керамики. Л., 1990. С. 32.

Поступила в редакцию
10.12.93