

однолучевой модели распространения звука и приведенным в [6]:

$$\tau_0(t_k) \approx \frac{d}{c} \sin \left\{ \varphi_0 - \frac{r}{R} \cos [\varphi(t_k) - \varphi_0] \right\}, \quad (2)$$

где c — скорость звука, r — радиус окружности, по которой перемещается излучатель. Выражение (2) справедливо для малых значений аргумента функции $\arcsin \left\{ \frac{r}{R} \cos [\varphi(t_k) - \varphi_0] \right\}$, когда можно ограничиться первым членом ее разложения в ряд, что вполне допустимо в случае $r/R < 4 \cdot 10^{-3}$, имевшем место в эксперименте. Нелинейность зависимости $\tau_0(t_k)$ от $\varphi(t_k)$, определяемой (2), приводит к тому, что набор гармоник спектра флуктуаций курсового угла $F[\varphi(t_k)]$ с частотами $f_{\varphi_0} = 1,41 \text{ ч}^{-1}$; $f_{\varphi_1} = 2,07 \text{ ч}^{-1}$; $f_{\varphi_2} = 2,53 \text{ ч}^{-1}$; $f_{\varphi_3} = 2,99 \text{ ч}^{-1}$ преобразуются в набор гармоник с частотами $f_{\tau-} = f_{\varphi_1} - f_{\varphi_0} = 0,66 \text{ ч}^{-1}$; $f_{\tau+} = f_{\varphi_1} + f_{\varphi_0} = 3,48 \text{ ч}^{-1}$ и т.д. в спектре вариаций задержек $F[\tau_0(t_k)]$, соответствующих разностным и суммарным комбинациям спектральных компонент флуктуаций курсового угла.

В заключение заметим, что количественный анализ флуктуаций коэффициента B_0 , обусловленных изменениями передаточных характеристик $h_{jk}(t)$ вследствие влияния различных меняющихся параметров морской среды, таких как скорость звука $c(x, y, z, t)$, толщина водного слоя $H(x, y)$, волнение поверхности $\eta(x, y, t)$, поле скоростей течения $u(x, y, z, t)$ и т.д., в настоящее время не может быть выполнен лишь численными методами, так как для этих целей требуется полный набор гидрологических данных о параметрах среды и их изменениях во времени. Однако из приведенных результатов эксперимента следует, что при изучении изменчивости характеристик морской среды низкочастотным акустическим зондированием можно снизить требования на стационарность трассы, если пользоваться измерениями коэффициента пространственной корреляции при разнесенном приеме, а не относительными задержками сигналов, как выполнялось в [5,6], поскольку различие передаточных характеристик каналов распространения представляет интегральную характеристику флуктуаций показателя преломления вдоль трасс распространения, менее подверженную влиянию смещений точек излучения и приема.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. Флатте С. М.: Мир, 1982. С. 336.
2. Акустика океана / Под ред. Санто Дж. М.: Мир, 1982. С. 318.
3. Weston D.E., Stevens K.J., Revie J., Pengelly M. Multiple frequency studies of sound fluctuations in shallow water // J. Sound and Vibr. 1971. V. 18. № 4. P. 487–497.
4. Essen H.H., Schirmer F., Siebert J. Propagation ranges of acoustics continuous wave (CW) signals in the flatground area of the North Sea // Acoustica. 1980. V. 47. № 1. P. 10–15.
5. Бункин Ф.В., Вавилин А.В., Журавлев В.А., Кравцов Ю.А., Любченко А.Ю., Омельченко Н.Н., Петников В.Г., Худиев Л.Т., Шмелев А.Ю. Предварительные результаты исследования пространственно-временной изменчивости мелкого моря на стационарной акустической трассе // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 5. С. 594–598.
6. Аксенов В.А., Воробьев В.И., Маслакова Н.А. Фазовые интерферометрические измерения в проливной зоне со значительной временной изменчивостью гидрофизических условий // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 5. С. 931–932.

Институт прикладной физики
Российской Академии наук

Поступило в редакцию
22.04.91

УДК 534.222.2

© 1992 г. А.А. Карабутов, М.П. Матросов, Н.Б. Подымова

ШИРОКОПОЛОСНАЯ УЛЬТРАЗВУКОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНОГО ГЕНЕРАТОРА ЗВУКА

Ультразвуковые исследования гетерогенных сред, и в частности керамик, требуют наряду с высокой интенсивностью также достаточную широкополосность звука ввиду сильной дисперсии коэффициента затухания и скорости звука. При использовании традиционных пьезопреобразователей для расширения полосы частот необходимы различные технические ухищрения в механической и электрической частях преобразователя [1]. В последнее время в качестве альтернативы все чаще используют оптико-акустическое преобразование энергии лазерных импульсов через энергию теплового расширения поглощающей поверхности в энергию коротких акустических видеоимпульсов, спектр которых связан со спектром огибающей интенсивности света через передаточную функ-

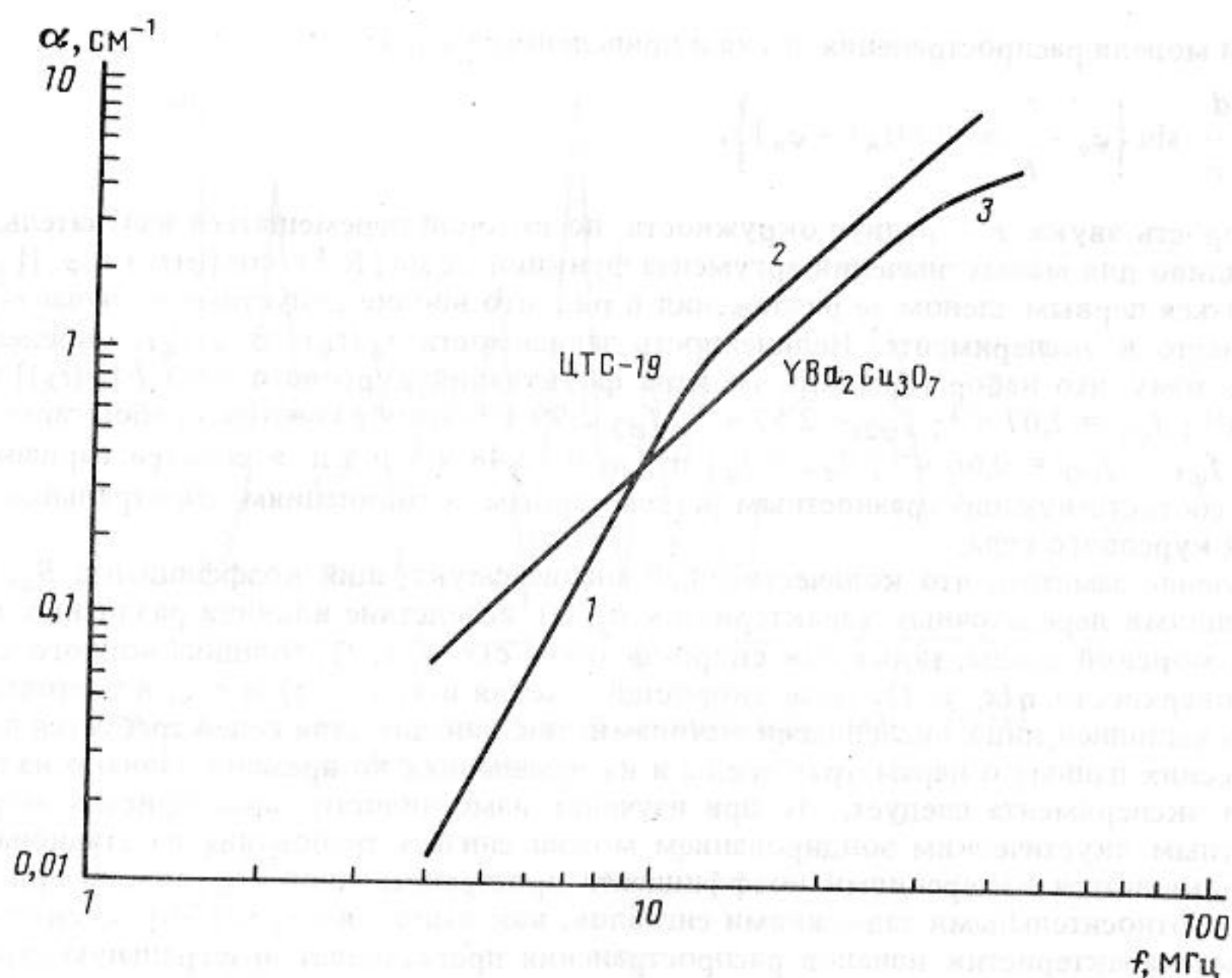


Рис. Зависимость затухания ультразвука в керамиках от частоты

цию $K(f)$ [2]. Высокая интенсивность, возможность перестраивания параметров оптико-акустической антенны и ее передвижения по поверхности, бесконтактность и другие преимущества делают такие источники звука привлекательными для целей неразрушающего контроля, физической акустики и других приложений [3–5].

В настоящей работе импульсы $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ лазера длительностью 15 нс и энергией 30–35 мДж использовались для генерации широкополосных (1–50 МГц) ультразвуковых видеоимпульсов в специальных генераторных средах (ртути и стекле СЗС-22), акустически связанных с исследуемыми веществами (керамиками ЦТС-19 и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$). Прием этих импульсов осуществлялся широкополосными датчиками на основе ниобата лития или ЦТС-19, подключенными к высокоомному входу быстродействующего осциллографа. (Экспериментальная установка и методика широкополосной ультразвуковой спектроскопии жидких образцов описаны в предыдущей статье [6].) Частотную зависимость коэффициента затухания в этих средах получали методом цифрового спектрального анализа. Точность измерения амплитуд гармоник составляла 10%. Влияние склеек исключалось за счет использования иммерсионного варианта измерений. Дифракционная коррекция в области низких частот проводилась в квазиоптическом приближении, когда исходный пучок считается гауссовским с характерным поперечным размером 4,2 мм. Геометрические и физические параметры образцов указаны ниже. Измерения проводились при комнатной температуре.

Образец	Размеры, мм	Плотность, г/см ³	Скорость звука, км/с	Диапазон измерений, МГц
ЦТС-19	$h = 3$ $d = 20$	7,36	4,06	4–40
	$h = 2,5$ $d = 7,3$	5,24	4,8	4–45

Результаты, представленные в логарифмических координатах, приведены на рисунке. Видно, что для ЦТС-19 рассеяние в низкочастотной области (участок 1), которое вносит основной вклад в затухание, имеет рэлеевский характер ($\alpha \sim f^4$), в среднечастотной (участок 2) – стохастический ($\alpha \sim f^2$). По частоте, соответствующей границе между областями 1 и 2, можно [7] оценить максимальный размер рассеивателей согласно соотношению $kD_{\text{max}} \sim 1$. Для ЦТС-19 оказалось $D_{\text{max}} \sim 40$ мкм, а для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 \sim 45$ мкм. Аналогично по частоте, соответствующей середине области стохастического рассеяния, можно оценить средний размер рассеивателей (20 мкм для ЦТС-19 и 30 мкм для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$). Электронная микроскопия поверхности керамики подтвердила указанные значения.

При более высоких частотах должно наблюдаться диффузное (геометрическое) рассеяние ($kD_{\text{ср}} > 1$), когда коэффициент затухания перестает зависеть от частоты. В данном эксперименте нам не удалось достичь таких частот, однако на участке 3 наблюдается переходный режим рассеяния, когда коэффициент затухания звука пропорционален первой степени частоты.

Таким образом, нами были проведены измерения коэффициента затухания звука в широком диапазоне частот, перекрывающем области с различным характером рассеяния в керамиках ЦТС-19 и $YBa_2Cu_3O_7$. На основании этих данных получены оценки характерных размеров рассеивателей, совпадающие с независимыми результатами электронно-микроскопических измерений. Эффективность генерации ультразвука в широком диапазоне частот была обеспечена за счет использования оптико-акустического источника звука.

В заключение считаем своим долгом выразить искреннюю благодарность О.Ю. Сердобольской за предоставленные образцы и ценные обсуждения, а также И.В. Киселевой за помощь в получении электронно-микроскопических данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вопилкин А.Х., Ермолов И.Н., Стасеев В.Г.* Спектральный ультразвуковой метод определения характера дефектов. М.: Машиностроение, 1979.
2. *Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Портнягин А.И., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б.* Метод передаточных функций в задачах термооптической генерации звука // Акуст. журн. 1978. Т. 24. № 5. С. 655–663.
3. *Бондаренко А.Н.* Лазерные методы возбуждения и регистрации акустических сигналов. М.: Изд-во стандартов, 1989. 114 с.
4. *Лямшев Л.М.* Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1990.
5. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1990. 304 с.
6. *Карабутов А.А., Матросов М.П., Подымова Н.Б., Пыж В.А.* Импульсная акустическая спектроскопия с лазерным источником звука // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 311–323.
7. *Reynolds W.W., Smith R.L.* Ultrasonic wave attenuation spectra in steels // J. Phys. D. 1984. V. 17. P. 109–116.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в редакцию
26.06.91

УДК 534.26

© 1992 г. А.А. Клещев

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ ЗВУКА УПРУГИМИ ТЕЛАМИ СФЕРОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

В работе [1] были сравнительно проанализированы угловые характеристики излучения и рассеяния звука упругими телами сфероидальной формы. В развитие этих результатов выполним расчет квадратичных интегральных характеристик – сечений рассеяния и излучения звука – упругих сфероидальных тел.

Полное сечение рассеяния σ выражается через квадрат модуля угловой характеристики рассеяния звука $\psi(\theta, \varphi)$ следующим образом [2]:

$$\sigma = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} |\psi(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1)$$

где θ и φ – полярный и азимутальный углы сферической системы координат.

Зная полное сечение рассеяния σ , нетрудно вычислить относительное сечение рассеяния σ_r [2]:

$$\sigma_r = \sigma / 2A_0, \quad (2)$$

где A_0 – площадь геометрической тени рассеивателя.

С помощью оптической теоремы [3] полное сечение рассеяния может быть выражено через значение мнимой части угловой характеристики в направлении падающей волны

$$\text{Im } \psi(180^\circ - \theta_0; 180^\circ) \text{ (рассеяние "вперед")}: \\ \sigma = (4\pi/k) \text{Im } \psi(180^\circ - \theta_0; 180^\circ), \quad (3)$$

где θ_0 – угол падения, $\varphi_0 = 0^\circ$.

Формально по аналогии с сечением рассеяния σ можно ввести понятие сечение излучения $\sigma_{\text{изл}}$ упругого или жидкого тела под действием точечного источника с потенциалом $\Phi = \exp(ikr)/r$ [4]:

$$\sigma_{\text{изл}} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} |F_1(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4)$$