

УДК 534.222.2

© 1991 г.

*А. А. Карабутов, М. П. Матросов, Н. Б. Подымова,
В. А. Пыж*

ИМПУЛЬСНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ С ЛАЗЕРНЫМ ИСТОЧНИКОМ ЗВУКА

Импульсный оптоакустический генератор использован для целей широкополосной ультразвуковой спектроскопии. Исследованы различные методики калибровки таких устройств. Проведена спектроскопия поглощения звука в водных суспензиях бентонитовых глин.

Ультразвуковая спектроскопия (УЗС) как метод исследования физических свойств среды возникла в 20-х годах с изобретением П. Ланжевом кварцевого пьезопреобразователя. Существует несколько разновидностей УЗС [1, 2]. Наиболее распространенной является импульсная спектроскопия (УЗС в узком смысле). Она фактически представляет собой обобщение идеи и методов радиолокации на акустические явления [3]. Фиксированные частота, амплитуда и длительность импульса позволили улучшить пространственное и временное разрешения и дали толчок развитию дефектоскопии, неразрушающего контроля и физической акустики. Однако из сравнения импульсов, прошедших разное расстояние в исследуемой среде, можно извлечь значительно больше информации, если перейти из временного в частотное представление [4]. По аналогии с оптической спектроскопией появилось понятие УЗС [5]. Поначалу использовались аналоговые спектр-анализаторы [6], однако они не позволяли получать фазовый спектр. С созданием быстродействующих АЦП цифровые УЗС-системы стали вытеснять аналоговые, и в настоящее время они широко распространены как средство практически мгновенного получения комплексного спектра исследуемых импульсов и его обработки (см. обзоры [2, 7–9]). Цифровую УЗС-систему можно рассматривать как линейную инвариантную по времени систему [10], каждый элемент которой описывается импульсной переходной функцией (во временном представлении) или передаточной функцией (в частотном представлении) (рис. 1).

Среди многочисленных применений цифровой УЗС отметим определение дисперсии и поглощения звука [11–13], его скорости [13–15], вязкоупругих модулей в среде [16, 17], остаточного напряжения [18], размеров и ориентации зерен [19, 20], изломостойкости [21], исследование отвердевания склеек [22], фазовых переходов [23], пористых сред [24]. Тонкие слои, как известно, сильно искажают зондирующий импульс из-за полу- и четвертьволновых эффектов. Однако при переходе к частотному представлению спектры коэффициента поглощения [25] и скорости звука [26] легко определяются по характерным минимумам на частотах, кратных основному резонансу пластины. Кросс-корреляционный метод определения скорости звука [27] и ее дисперсии [28] дает весьма высокую точность для сильнопоглощающих сред. Цифровая обработка сигналов позволяет реализовать модель точечных источника и приемника ультразвуковых импульсов [29], т. е. сделать УЗС широкополосной не только во временном, но и в пространственном аспекте.

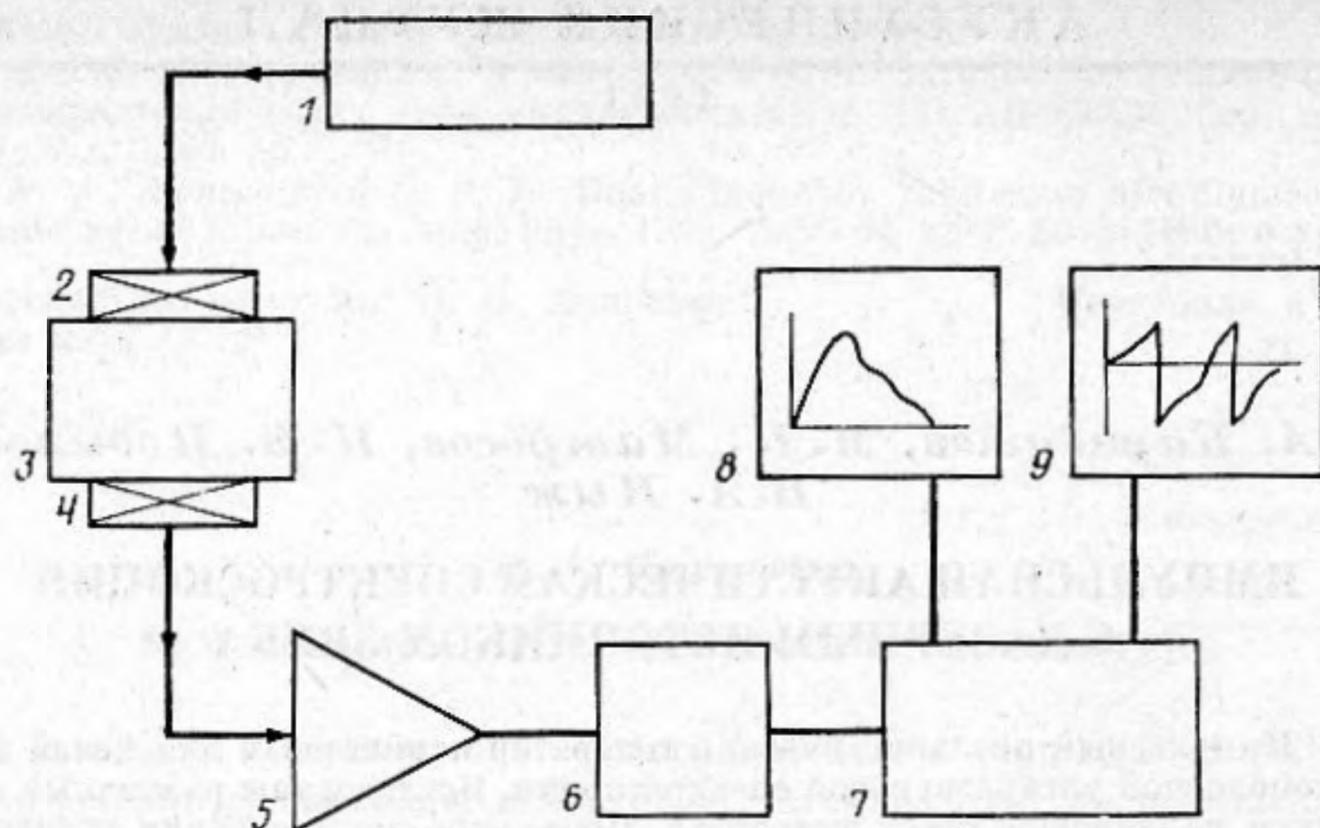


Рис. 1. Структурная схема системы для ультразвуковой спектроскопии с цифровой обработкой данных: 1 — генератор импульсов, 2 — передающий преобразователь, 3 — исследуемая среда, 4 — приемный преобразователь, 5 — усилитель, 6 — АЦП, 7 — ЭВМ, 8 — амплитудный спектр, 9 — фазовый спектр

Основными трудностями широкополосной УЗС являются [30] обеспечение эффективного возбуждения звука, равномерности частотной характеристики приемника и пропускания склеек в широком диапазоне частот. Рассмотрим некоторые пути их преодоления.

Для возбуждения широкополосных акустических видеоимпульсов традиционно использовались нерезонансные пьезопреобразователи. Однако в этом режиме их эффективность сравнительно низка. Поэтому было предложено [31—33] использовать лазерные оптоакустические источники, которые имеют ряд преимуществ. Во-первых, это дает возможность получить короткие импульсы весьма большой амплитуды, как правило, недостижимой при использовании пьезовозбуждения. Во-вторых, позволяет значительно расширить диапазон частот вплоть до микроволнового. Частотный отклик при этом легко может быть изменен соответствующей модуляцией света. Размер и форма акустического луча также могут регулироваться. Звуковой источник может сканироваться путем перемещения лазерного луча. Все гармоники в этом источнике хорошо сфазированы. Наконец, опτικο-акустическое (ОА) преобразование может осуществляться в экстремальных условиях (вакуум, высокие или низкие температуры, коррозионная атмосфера), делающих применение контактных преобразователей невозможным. В этих условиях прием ультразвука также осуществляется с помощью лазерного луча (в англоязычной литературе соответствующая область исследований получали наименование «laser ultrasonics» [28, 34, 35]).

Оптическое возбуждение и пьезоэлектрическая регистрация звука лежат в основе оптоакустики (зачастую это понятие смешивают с фотоакустикой, где регистрация осуществляется газомикрофонным методом). Обзоры по этой теме можно найти в [36—38]. Отметим работы по определению коэффициента затухания [39, 40, 43], скорости звука и модуля Юнга [41], распределения напряженности электрического поля, плотности заряда и пьезоконстант [42, 43]. Использование субнаносекундных лазерных импульсов и емкостного приемника позволили авторам [40, 43] определить спектр поглощения ультразвука в диапазоне 10 МГц — 1 ГГц.

В целях УЗС целесообразно использовать оптоакустический генератор (ОАГ) в линейном (термоупругом) режиме, когда не происходит разру-

шение его поверхности и не меняются его теплофизические характеристики. В этом случае спектр ОА сигнала $\tilde{v}(\omega)$ связан со спектром огибающей интенсивности света $I(\omega) = I_0 f(\omega)$ соотношением $\tilde{v}(\omega) = K(\omega) I(\omega)$, где передаточная функция $K(\omega)$ в одномерном случае имеет вид [44]

$$K(\omega) = \frac{\beta^*}{\rho_0 c_p} \frac{1}{1+n} \frac{1}{1+i\omega/\omega_T} \left\{ \frac{i\omega}{\omega_T} \frac{1-in\omega/\omega_a}{1+(\omega/\omega_a)^2} + \frac{1+b}{1+M} + \sqrt{-i \frac{\omega}{\omega_T} \frac{M-b+nm}{1+M}} \right\},$$

$n = \rho_0 c_L / \rho_0^{tr} c_L^{tr}$ — отношение акустических импедансов поглощающей (генераторной) и прозрачной сред, $M = \rho_0 c_p \sqrt{\chi} / \rho_0^{tr} c_p^{tr} \sqrt{\chi^{tr}}$ — отношение тепловых потоков в поглощающую и прозрачную среду, $b = \beta^{*tr} \sqrt{\chi^{tr}} / \beta^* \sqrt{\chi}$ характеризует относительный вклад прозрачной среды в генерацию звука, $\omega_T = \alpha^2 \chi$, $\omega_a = \alpha c_L$ — характерные частоты, α — коэффициент поглощения света, c_L — продольная скорость звука, $\beta^* = \beta (1 - 4 c_T^2 / 3 c_L^2)$ — эффективный коэффициент теплового расширения среды, c_p — удельная теплоемкость, χ — температуропроводность. Индексом «tr» обозначены соответствующие величины для прозрачной среды.

Передаточные функции ОАГ принципиально различаются в хорошо ($\alpha \chi / c_L \sim 1$) и плохо проводящих тепло средах ($\alpha \chi / c_L \ll 1$). В первом случае передаточные функции имеют универсальный вид [45]

$$K_{ж}(\omega) = \frac{\beta^*}{\rho_0 c_p} \frac{1+b}{1+M}, \quad n \ll 1;$$

$$K_{св}(\omega) = \frac{\beta^*}{\rho_0 c_p} \frac{\sqrt{-i\omega\chi/c_L}}{1+M}, \quad n \gg 1.$$

Во втором случае в области эффективно возбуждаемых частот теплопроводность незначительна:

$$K_{ж} = \frac{\beta^*}{\rho_0 c_p} \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)^2 \right)^{-1}, \quad K_{св} = \frac{\beta^*}{\rho_0 c_p} \left(-i \frac{\omega}{\omega_a} \right) \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)^2 \right)^{-1}.$$

При импедансном характере границы передаточные функции являются взвешенной суммой передаточных функций при жесткой ($K_{ж}$) и свободной ($K_{св}$) границах с весами соответственно $1/(n+1)$ и $n/(n+1)$. Графики модулей указанных функций приведены на рис. 2.

По этим графикам можно судить об эффективности той или иной схемы ОАГ. Так, при поглощении в металле лучше всего зажимать его поверхность жестким прозрачным веществом. Проблема склейки исчезает, если использовать в качестве поглотителя жидкий металл, например ртуть. Ее достоинством является высокое значение коэффициента теплового расширения ($\beta = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$), причем он очень слабо зависит от температуры, что снимает проблему флуктуации спектра ОА сигнала при соответствующей флуктуации интенсивности лазерного излучения. Соотношение импедансов на границе уменьшалось с помощью кварцевого стекла (при этом $n = 1,33$), что обеспечивало постоянство передаточной функции ртутного ОАГ: $K \approx 0,35 \text{ см}^3/\text{Дж}$ во всем рабочем диапазоне частот.

В случае ОАГ с использованием сред с коэффициентом поглощения света $\alpha < 10^4 \text{ см}^{-1}$ теплопроводность в ультразвуковом диапазоне частот незначительна и полоса эффективно возбуждаемого звука определяется частотой ω_a . Поэтому для ее расширения необходимо брать среды с высоким значением α . Например, для изучения $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ лазера с длиной

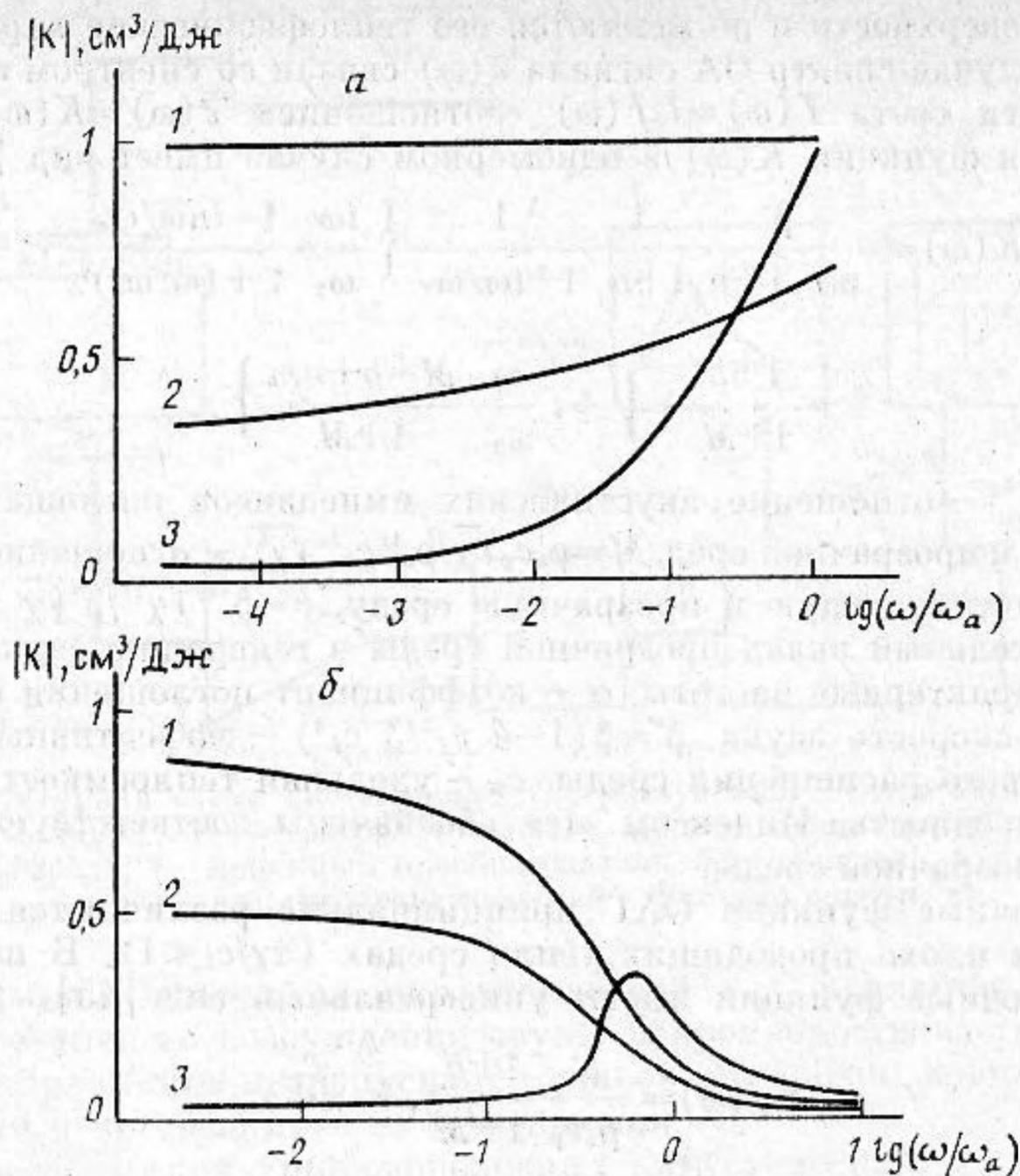


Рис. 2. Модули передаточных функций ОА-преобразования: а — сильнопоглощающая среда, $\omega_a/\omega_\tau=1$, $b=0$; б — среда с умеренным поглощением, $\omega_a/\omega_\tau=0,01$, $b=0,5$; 1 — $n=0$, 2 — $n=1$, 3 — $n=100$

волны $\lambda=1,06$ мкм светофильтр СЗС-22 имеет $\alpha=140 \text{ см}^{-1}$, что обеспечивает $\omega_a/2\pi \approx 10$ МГц. Таким образом, полоса эффективно возбуждаемых таким ОАГ частот составляет 30–50 МГц.

При использовании излучения CO_2 -лазера ($\lambda=10,6$ мкм) в качестве генераторной среды бралось трансформаторное масло ($\alpha=50 \text{ см}^{-1}$, $\omega_a/2\pi \approx 1$ МГц). Соответственно меньшим был и частотный диапазон лазерного импульса. Совместное использование этих двух типов лазеров позволило эффективно возбуждать звук в диапазоне 10 октав (100 кГц — 100 МГц).

В связи с развитием УЗС возникла потребность в широкополосных преобразователях, обладающих равномерной частотной характеристикой во всем рабочем диапазоне [8, 46]. Были разработаны тонкопленочные датчики на основе ПВДФ [47], органической текстуры [48] и т. п. Вопросы их калибровки рассмотрены, например, в [46, 49].

В наших экспериментах наряду с широко распространенными приемниками на основе ниобата лития использовались датчики на основе органической текстурированной пьезопленки, разработанные НИИОПиКом [48]. Для их калибровки использовались две методики. Первая основана на нелинейной трансформации звуковых импульсов в жидкости при термооптическом возбуждении [50]. По мере распространения импульса конечной амплитуды с плоским фронтом крутизна перехода от области сжатия к области разрежения меняется следующим образом:

$$\frac{d\tau}{dp} = \left(\frac{d\tau}{dp} \right)_0 - \frac{\varepsilon \Delta z}{\rho_0 c_L^3},$$

где τ — время в «бегущей» системе координат, ε — параметр нелинейности, $\Delta z = z - z_0$ — пройденное импульсом расстояние. Эта формула справедлива в ближней дифракционной зоне ($z/L_D < 0,1 \div 0,2$). Меняя Δz и $(d\tau/dp)_0$ и измеряя $d\tau/dp$, можно получить среднюю чувствительность приемника в рабочей области частот [38, 51].

Частотная зависимость чувствительности определяется методом спектрального анализа [49]. Согласно теории линейных систем, спектр выходного электрического импульса равен

$$S(\omega) = \tilde{f}(\omega) K(\omega) T(\omega) M(\omega),$$

где $\tilde{f}(\omega)$ — спектр лазерного импульса, $K(\omega)$ — передаточная функция ОАГ, $M(\omega)$ — спектральная чувствительность пьезопреобразователя, $T(\omega)$ — передаточная функция акустического тракта (см. ниже). Сведя $T(\omega)$ для внешней по отношению к самому преобразователю части тракта к единице (отсутствие склеек, слабость влияния поглощения и дифракции), можно получить искомую зависимость $M(\omega)$. Поскольку тонкопленочный приемник является многослойным, сюда включается и искажающее влияние переотражений в этих слоях. Согласно [52],

$$M(\omega) = \frac{e}{\rho_1 c_{L1} i \omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{B}{\Delta_0} \frac{1 + \tilde{V}_{12}}{1 + Z_{пз} Y_3},$$

где e — пьезоконстанта, Y_3 — проводимость электрической нагрузки, $Z_{пз}$ — электрический импеданс пьезопленки, равный $(\Delta_0 - \Delta_1)/(i\omega C \Delta_0)$,

$$\Delta_0 = 1 - \tilde{V}_{12} \tilde{V}_{13} a_1^2 \quad \Delta_1 = \frac{\beta^2 (1 - a_1)}{2i\omega l_1 / c_{L1}} [2 + \tilde{V}_{12} + \tilde{V}_{13} - a_1 (\tilde{V}_{12} + \tilde{V}_{13} + 2\tilde{V}_{12} \tilde{V}_{13})],$$

$$B = (1 - a_1) (1 - \tilde{V}_{13} a_1), \quad a_k = e^{-i\omega l_k / c_{Lk}},$$

C — емкость пьезопленки, β — ее коэффициент электромеханической связи, l_k , ρ_k , c_{Lk} — толщина, плотность и скорость звука в k -м слое, \tilde{V}_{1k} — обобщенные коэффициенты отражения, $k=3$ (демпфер), 2 (нагрузка), 1 (пьезослой). Поскольку в качестве электрической нагрузки использовался высокоомный пробник осциллографа, знаменатель третьей дроби в формуле для $M(\omega)$ обращается в единицу и влияние электрической части преобразователя исключается. На рис. 3 показаны результаты экспериментального и теоретического определений $M(\omega)$ одного из использованных в экспериментах датчиков, а также теоретическая чувствительность датчика с демпфером, акустический импеданс которого сильно отличается от акустического импеданса пьезопленки ($3,3 \cdot 10^5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). В последнем случае чувствительность в области низких частот повышается, однако более важным параметром для целей широкополосной УЗС является равномерность ее во всей рабочей области частот. Это требование обеспечивается выбором материала демпфера, обладающего акустическим импедансом, таким же, как и у пьезопленки, хотя при этом мы несколько проигрываем в абсолютной величине чувствительности (см. рис. 3). Подъем кривой I в области выше 50 МГц обусловлен шумами (точнее, снижением соотношения сигнал/шум в этой области частот).

Одной из трудностей широкополосной УЗС является искажающее влияние склеек. Коэффициент пропускания слоя склейки $T(\omega)$ толщиной l представляет собой периодическую функцию с периодом $\pi c_L / l$ [53], причем глубина модуляции пропорциональна рассогласованию акустических импедансов. Поэтому толщину склеек обычно стараются сделать как можно меньше, чтобы расширить область первого максимума $T(\omega)$. Тем не менее из-за рассогласования акустических импедансов неизбежны фазовые искажения проходящего сигнала.

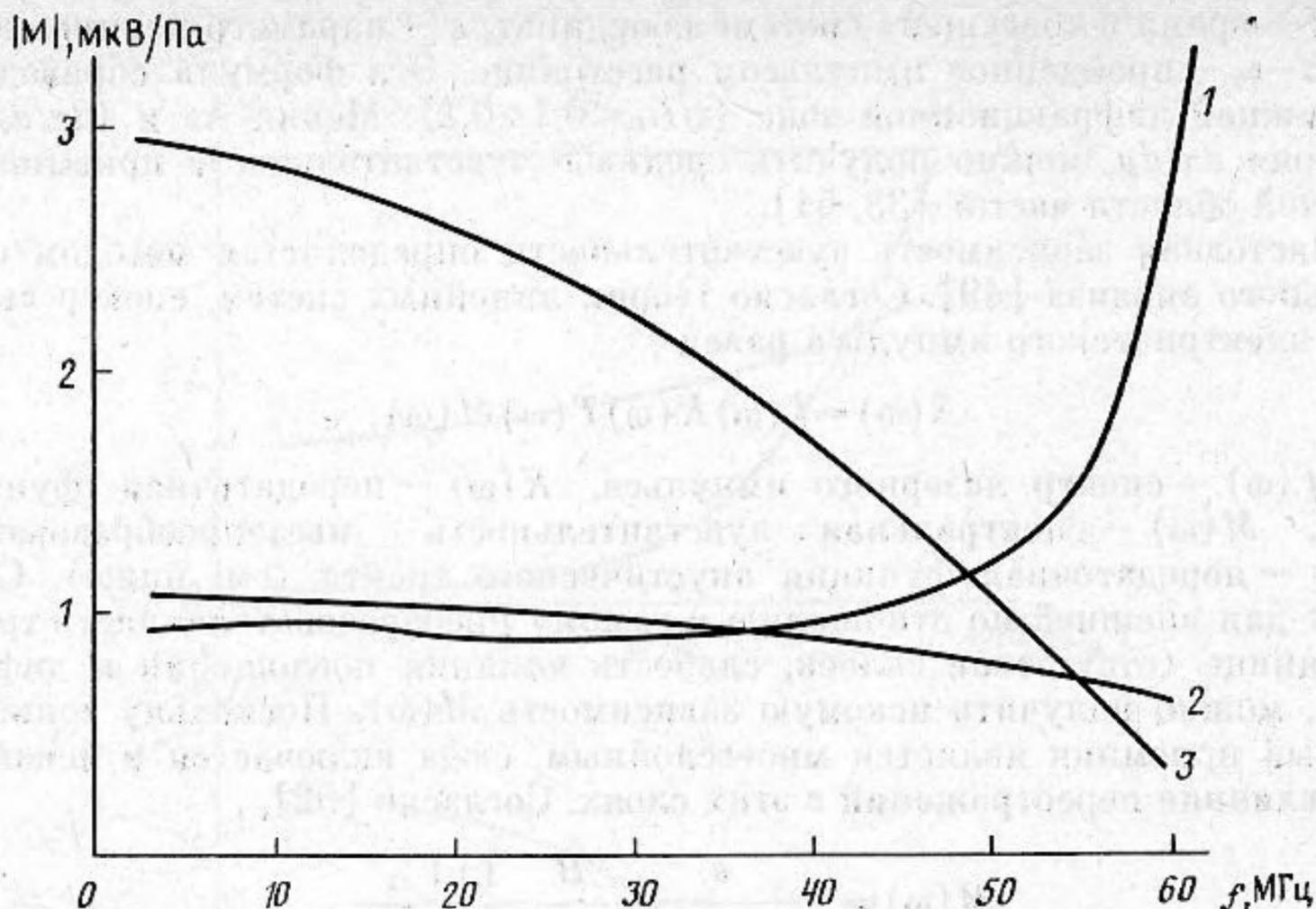


Рис. 3. Спектральная чувствительность пьезоприемника с толщиной пьезопленки 3 мкм и толщиной склейки с демпфером 2 мкм, подложка выполнена из кварцевого стекла: 1 — экспериментальная зависимость, 2 — теоретическая зависимость для демпфера из ПММА, 3 — теоретическая зависимость для демпфера из кварцевого стекла

Предлагаемый вариант УЗС-системы позволяет избежать этих сложностей путем выбора достаточно толстой склейки. При этом ее толщина определяется наименьшей пропускаемой частотой. Функция $T(\omega)$ при этом действительна и определяется только разностью волновых сопротивлений слоя и среды, предшествующей ему.

Помимо склеек амплитудные и фазовые искажения вносит дифракция. Акустический источник имеет в нашем случае динамический характер; его форма и распределение колебательной скорости определяются параметрами лазерного импульса и поглощающей среды. Это вносит известные сложности в расчеты дифракционной передаточной функции $D(\omega)$. В работах [28, 35] расчет дифракции проводился исходя из поршневой модели ОА источника, что на наш взгляд, не вполне соответствует реальной ситуации. При гауссовом распределении интенсивности в поперечном сечении $I(r) = I_0 \exp(-r^2/a_0^2)$ (мода TEM_{00}) и выполнении условия $a_0\alpha \gg \gg 1$ можно воспользоваться квазиоптическим (параболическим) приближением теории дифракции [54, 55], согласно которому радиус кривизны R первоначально плоского фронта гауссова пучка определяется по формуле

$$R = z + L_D^2/z,$$

а характерный радиус пучка — по формуле

$$a^2 = a_0^2(1 + z^2/L_D^2),$$

где $L_D = ka_0^2/2$, k — волновое число. Это дает возможность точно рассчитать дифракционную передаточную функцию $D(\omega)$. Экспериментальная проверка этих расчетов была проведена в [56] и подтвердила хорошее совпадение с опытными данными.

Если импульс переходит в среду с другой скоростью звука, то пропорционально меняется и радиус кривизны фронта. Формула для $D(\omega)$ в этой среде будет иметь несколько иной вид [54], так как начальный фронт

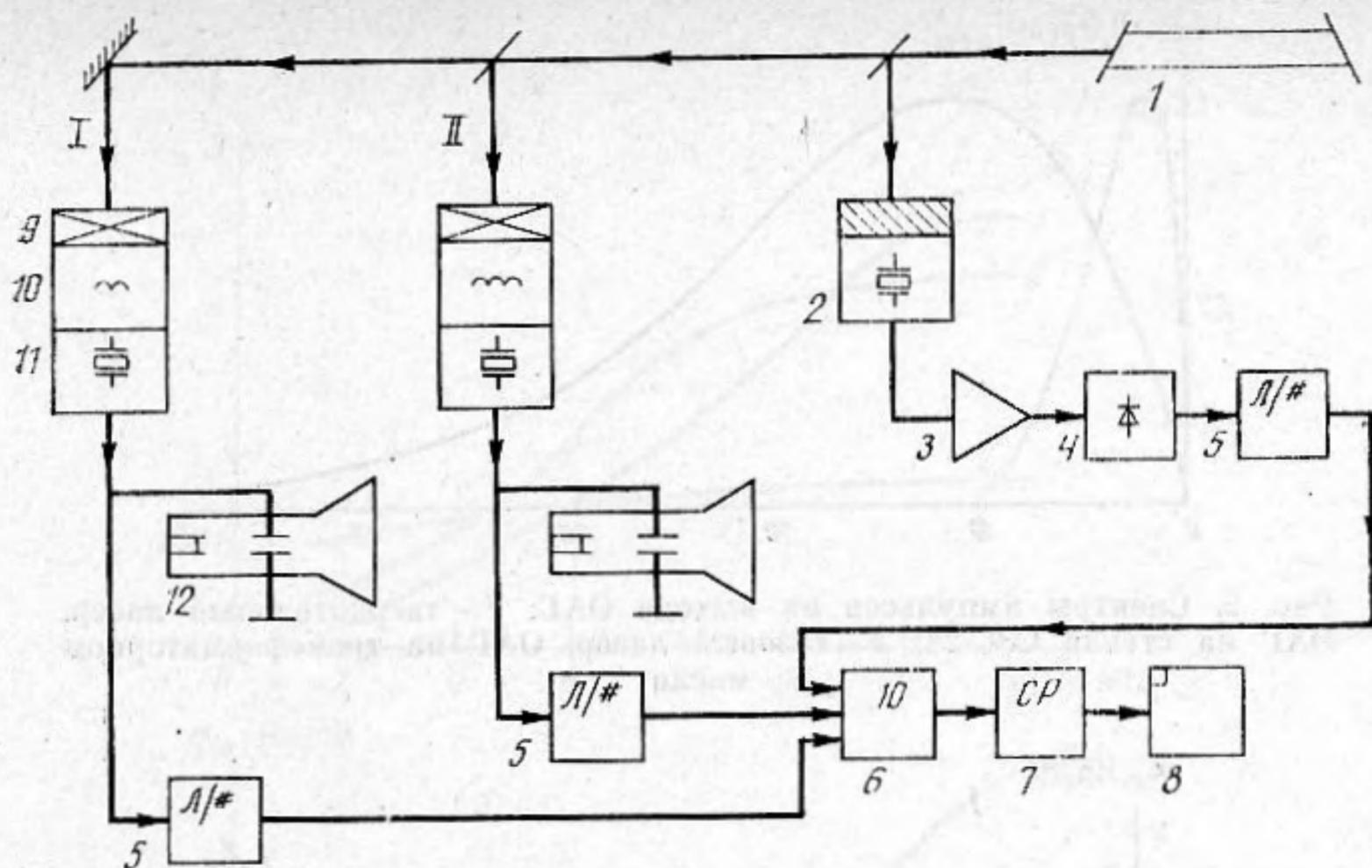


Рис. 4. Функциональная схема экспериментальной установки: 1 — импульсный лазер, 2 — калориметрическая ОА-ячейка для измерения лазерной энергии, 3 — селективный усилитель, 4 — детектор, 5 — АЦП, 6 — устройство ввода-вывода, 7 — ЭВМ, 8 — устройство хранения и отображения информации, 9 — ОАГ, 10 — исследуемая либо эталонная среда, 11 — пьезоприемник, 12 — осциллограф, I, II — каналы исследуемой и эталонной сред

пучка уже не плоский. Подпрограмма учета дифракции в многослойной среде включена в пакет программ лабораторной микро-ЭВМ, обслуживающей эксперимент.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 4. В качестве источника оптических импульсов *I* использовался твердотельный $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ лазер ($\tau_{\text{лаз}} \sim 15$ нс), а также TE- CO_2 лазер ($\tau_{\text{лаз}} \sim 200$ нс). Для контроля энергии в импульсе часть излучения отводилась на специально изготовленную ОА ячейку-калориметр 2, выдающую на селективный усилитель 3 широкополосный импульс сложной формы. Резонансная компонента этого сигнала усиливается, детектируется и оцифровывается АЦП 5. Информация об измеренной энергии через устройство ввода-вывода 6 вводится в ЭВМ 7 и отображается на дисплее 8 одновременно с данными акустических трактов I и II.

Два параллельных акустических тракта необходимы для реализации метода эталонной среды [57]. Поскольку они идентичны, рассмотрим только первый канал. Оптико-акустический генератор 9 на стекле СЗС-22 (для твердотельного лазера) или на трансформаторном масле (для газового лазера) преобразует оптическую энергию в акустическую и передает импульс в исследуемую либо эталонную среду 10. Спектры соответствующих импульсов представлены на рис. 5. Прошедший импульс принимается широкополосным датчиком 11 и отображается на экране быстродействующего осциллографа 12. Схема цифровой обработки сигнала аналогична описанной выше. Весь комплекс синхронизируется с помощью многоканального генератора импульсов (не показанного на схеме) через блок управления модуляцией лазера.

Описанная УЗС-система позволяет проводить измерения затухания и скорости звука непрерывно в широком диапазоне ультразвуковых частот как в жидких, так и в твердых образцах. Точность измерений и диапазон частот ограничивают как свойства самой исследуемой среды (поглощение,

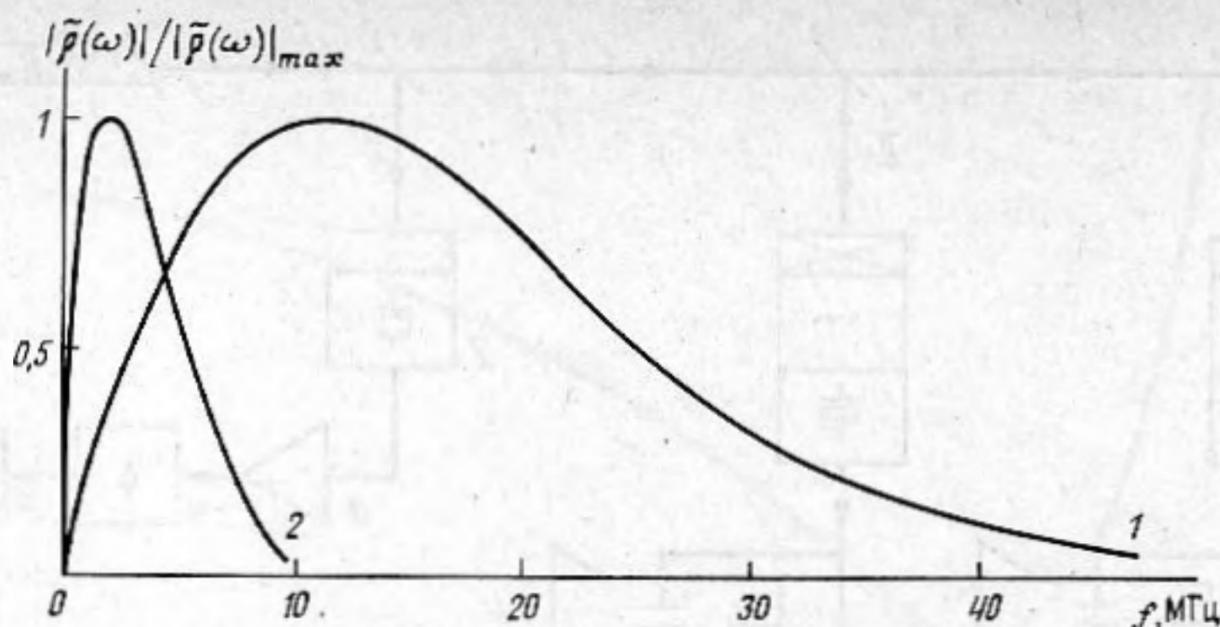


Рис. 5. Спектры импульсов на выходе ОАГ: 1 – твердотельный лазер, ОАГ на стекле СЗС-22; 2 – газовый лазер, ОАГ на трансформаторном масле

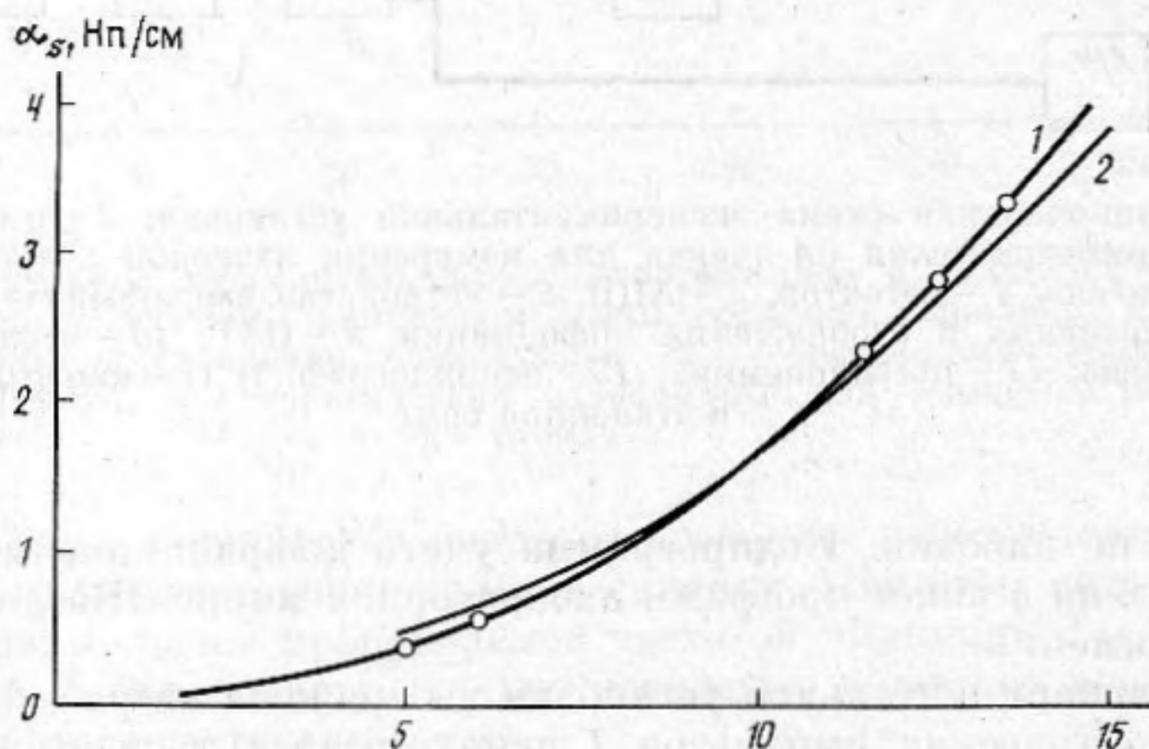


Рис. 6. Поглощение звука в глицерине: 1 – экспериментальная зависимость, 2 – зависимость, построенная по табличному значению $\alpha_s/f^2 = 0,017 \text{ см}^{-1} \text{ МГц}^{-2}$

дисперсия, геометрические размеры), так и параметры датчиков и преобразователей [58]. Средняя относительная погрешность определения амплитуд спектральных компонент в нашем случае составляла около 10%, поэтому абсолютная погрешность измеренного коэффициента затухания $\Delta\alpha_s = 0,1/l$, где l – толщина исследуемой среды. В области низких частот измерения ограничены как малостью поглощения, так и применимостью дифракционной модели. На высоких частотах ограничивающим фактором является соотношение сигнал/шум.

Для сравнения с табличными данными были проведены измерения коэффициента поглощения звука в глицерине (рис. 6). Результаты продемонстрировали удовлетворительное совпадение с данными, полученными другими методами.

Метод эталонной жидкости [57] (которой в данном случае являлась вода) применялся для измерения поглощения звука в водных суспензиях бентонитовых глин. Размер частиц в суспензии не превышал 1 мкм, а их концентрация составляла 10, 13 и 16%. Наряду с обычной (тип «Б») исследовалась также модифицированная суспензия (тип «А»), стабилизированная поверхностно-активным веществом. Ранее [59] было обнаружено anomальное (в 5–10 раз) увеличение давления за фронтом ударной вол-

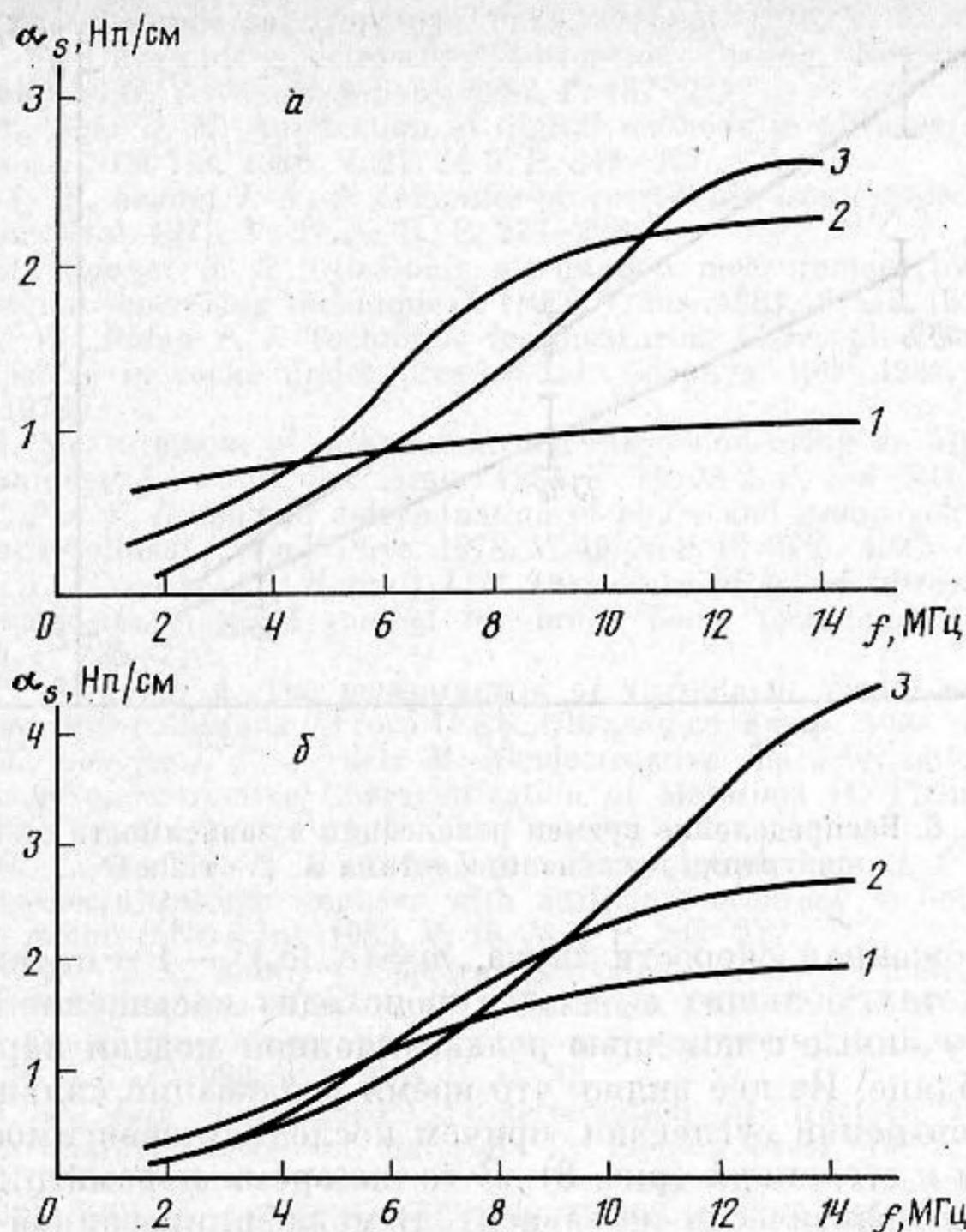


Рис. 7. Поглощение звука в водной суспензии бентонитовой глины: а — типа А, б — типа Б

ны, распространяющейся в таких средах, в диапазоне частот до 40 кГц. В настоящем эксперименте измерения проводились в области более высоких частот (1–14 МГц).

Результаты представлены на рис. 7. Для их интерпретации была построена также зависимость $f^2/\alpha_s(f^2)$, которая оказалась линейной. Это позволило применить релаксационную модель Мандельштама — Леонтовича с одним временем релаксации [60], согласно которой

$$\alpha_s(\omega) = \frac{m}{2c_0} \frac{\omega^2 \tau_R}{1 + \omega^2 \tau_R^2},$$

где $\omega = 2\pi f$, τ_R — время релаксации объемной вязкости, c_0 , c_∞ — равновес-

Параметры релаксационной модели Мандельштама — Леонтовича для водных суспензий бентонитовых глин

Тип	$n, \%$	$\alpha_\infty, \text{см}^{-1}$	$\tau_R, \text{нс}$	m	\bar{m}
А	10	$1,0 \pm 0,1$	50 ± 6	0,015	$0,015 \pm 0,003$
	13	$1,8 \pm 0,2$	21 ± 3	0,011	
	16	$5,9 \pm 0,5$	11 ± 2	0,019	
Б	10	$2,2 \pm 0,4$	26 ± 4	0,017	$0,022 \pm 0,003$
	13	$4,8 \pm 0,9$	16 ± 2	0,023	
	16	$9,5 \pm 2,0$	9 ± 1	0,025	

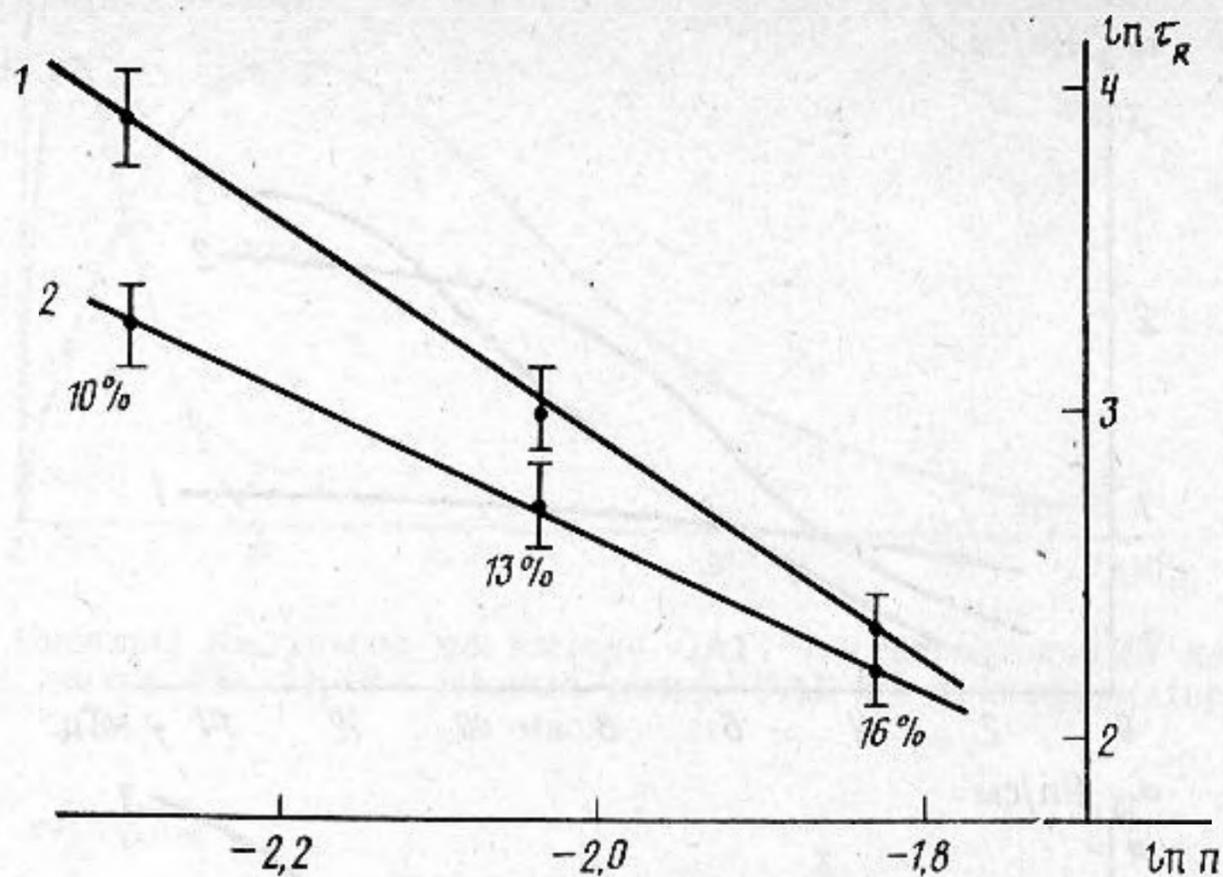


Рис. 8. Распределение времен релаксации в зависимости от концентрации суспензии: 1 — типа А, 2 — типа Б

ная и замороженная скорости звука, $m = (c_{\infty}/c_0)^2 - 1$ — параметр дисперсии. На частотах, больших $\omega_R = \tau_R^{-1}$, происходит насыщение поглощения: $\alpha_s \rightarrow \alpha_{\infty}$. Полученные с помощью релаксационной модели параметры приведены в таблице. Из нее видно, что время релаксации сильно зависит от типа и концентрации суспензии, причем последняя зависимость, по-видимому, близка к степенной (рис. 8). В то же время параметр дисперсии от концентрации практически не зависит. В модифицированной суспензии в определенном диапазоне концентраций наблюдается тенденция к ее «самопросветлению» — с ростом концентрации суспензии коэффициент поглощения звука уменьшается. Это находится в соответствии с результатами предыдущих экспериментов.

Таким образом, использование лазерных импульсов для получения широкополосного ультразвука позволяет сочетать достоинства ультразвукового спектрального анализа с преимуществами оптоакустики. Основная идея метода — использование оптимальных генераторных сред с известными передаточными функциями ОА-преобразования. Цифровые методы обработки данных позволяют получать непрерывные спектры поглощения и скорости звука в широком диапазоне частот с помощью единственного импульса. Проведенные эксперименты подтверждают перспективность такой УЗС-системы в биологических, химических, геологических исследованиях физико-химических свойств различных веществ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Takagi K. Fundamentals of ultrasonic spectroscopy // Jpn. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. Suppl. 25-I. P. 3-8.
2. Fitting D. W., Adler I. Ultrasonic Spectral Analysis for Nondestructive Evaluation. Plenum Press, 1981. 358 p.
3. Pellam J. R., Galt J. K. Ultrasonic propagation in Liquids: I. Application of pulse technique to velocity and absorption measurements at 15 megacycles // J. Chem. Phys. 1946. V. 14. № 10. P. 608-614.
4. Krautkraemer J. Defect sizing investigation with ultrasound // Arch. Kisenhuettenw. 1959. B. 30. № 11. S. 693-703.
5. Gericke O. R. Determination of the geometry of hidden defects by ultrasonic pulse analysis testing // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. № 3. P. 364-368.
6. Gericke O. R. Ultrasonic spectroscopy // Research Techniques in NDT. V. 1. Acad. Press, 1970. Ch. 2. P. 31-61.

7. Haines N. F. Ultrasonic spectroscopy // Phys. Technol. 1976. V. 7. № 3. P. 108-115.
8. Brown A. F. Ultrasonic spectroscopy / Ultrasonic Testing. Non-conventional Testing Techniques. N. Y.: Wiley & Sons, 1982. P. 167-215.
9. Kline R. A., Egle D. M. Application of digital methods to ultrasonic materials characterization // NDT Int. 1986. V. 19. № 5. P. 341-347.
10. Frederick J. R., Seydel J. A. A computer-processed ultrasonic pulse-echo NDT system // Mater. Eval. 1973. V. 31. № 11. P. 223-228.
11. Sears F. M., Bouner B. R. Ultrasonic attenuation measurement by spectral ratios utilizing signal processing techniques // IEEE Trans. 1981. V. GR-19. № 2. P. 95-99.
12. Wincler K. W., Plona T. J. Technique for measuring ultrasonic // velocity and attenuation spectra in rocks under pressure // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. № B13. P. 10776-10780.
13. Kline R. A. Measurement of attenuation and dispersion using an ultrasonic spectroscopy technique // J. Acoust. Soc. Amer. 1984. V. 76. № 2. P. 498-504.
14. Sachse W., Pao Y. H. On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. № 8. P. 4320-4327.
15. Benchaala A., Gazanhes C., Herault J. P. Dispersive effect of ultrasonic waves in a layered composite material studied by broad band techniques // Acustica. 1989. V. 69. № 5. P. 235-240.
16. Hsiao C. P., Kline R. A. The measurement of viscoelastic modul using an ultrasonic spectroscopy technique // Proc. IEEE Ultrasonics Symp. 1984. P. 443-446.
17. Lethiecq M., Baboux J. C., Perdrix M. Nondestructive characterization of thin adhesive bonds // Nondestructive Characterization of Materials II. Plenum Press, 1987. P. 395-402.
18. Allen D. R., Cooper W. H. B. A fourier transform technique that measures phase delays between ultrasonic implises with aufficient accuracy to determine residual stresses in metals // NDT Int. 1983. V. 16. № 4. P. 205-217.
19. Bilgutau N. M., Li X., Sontie J. Spectral analysis of randomly distributed scatterers for ultrasonic grain size estimation // Ultrasonics. 1989. V. 27. № 1. P. 19-25.
20. Mac D. K. Evaluation of size and orientation of scatterers by ultrasonic spectroscopy // C. S. N. D. T. J. 1988. V. 9. № 3. P. 37-42.
21. Sinclair A. N., Eng H. Ultrasonic determination of fracture toughness // Non-destructive Characterization of Materials II. Plenum Press, 1987. P. 251-259.
22. Kline R. A., Hsiao C. P., Fidaali A. M. Nondestructive evaluation of adhesively bonded joints // Trans. ASME. Ser. H. 1986. V. 108. № 3. P. 214-217.
23. Okabe H., Taki S., Shichijuyo S., Matsushige K., Takemura T. Application of ultrasonic spectroscopy to ferroelectric phase transition of vdf/trfe copolymer // Jpn. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. Suppl. 25-1. P. 64-66.
24. Adler L., Wang S.-W. Quantitative evaluation of porosity by ultrasonic spectroscopy // Proc. conf. Ultrasonics Int. 1985. P. 23-28.
25. Tsukahara Y. Attenuation measurements in thin plates by ultrasonic spectroscopy // Jpn. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. Suppl. 27-1. P. 58-60.
26. Pialucha T., Guyott C. C. H., Cawley P. Amplitude spectrum method for the measurement of phase velocity // Ultrasonics. 1989. V. 27. № 5. P. 270-279.
27. Hill D. R., Kautz H. E., Vary A. Measurement of ultrasonic velocity using phase-slope and cross-correlation methods // Mater. Eval. 1985. V. 43. № 11. P. 1455-1460.
28. Aussel J.-D., Monchalain J.-P. Precision laser-ultrasonic velocity measurement and elastic constant determination // Ultrasonics. 1989. V. 27. № 3. P. 165-177.
29. Sachse W., Kim K. Y. Point-source/point-receiver materials testing // Nondestructive characterization of materials II. Plenum Press, 1987. P. 707-715.
30. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чук Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. Гл. 2.
31. Феликс М. П. Получение плоских волн механического напряжения при помощи лазера // Приб. Научн. Исслед. 1974. № 9. С. 66-69.
32. Rocha H. A. F., Griffen P. M., Thomas C. E. Opto-acoustic and acousto-electric wideband transducers // Proc. 1st Int. Symp. on Ultrasonic Materials Characterization. Gaithersburg, 1978.
33. Лямшев Л. М. Оптико-акустические источники звука (обзор) // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 637-669.
34. Scruby C. B. Some applications of laser ultrasound // Ultrasonics. 1989. V. 27. № 4. P. 195-209.
35. Aussel J.-D., Monchalain J.-P. Measurement of ultrasonic attenuation by laser ultrasonics // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. № 8. P. 2918-2922.
36. Birnbaum C., White G. S. Laser techniques in non-destructive evaluation // Research Techniques in NDT. V. 7. Acad. Press, 1984. Ch. 8. P. 259-365.
37. Mason W. P., Thurston R. N. (eds) Physical Acoustics. V. 18. Acad. Press, 1988. 502 p.
38. Akhmanov S. A., Gusev V. E., Karabutov A. A. Pulsed laser optoacoustics: achievements and perspective // Infrared Phys. 1989. № 2-4. P. 815-838.
39. Hutchins D. A., Young R. P., Ungar J. Laser-generated ultrasonic waves for the

- investigation of porous solids // Ultrasonic Methods in Evaluation of Inhomogeneous Materials. Martinus Nijhoff Publishers, 1987. P. 353–365.
40. *Gerhard-Multhaupt R., Sessler G. M., West J. E.* Ultrasonic velocity and absorption in thin polymer films // Proc. velocity and absorption conf. Ultrasonics Int. 1985. P. 317–322.
 41. *Rosen M., Wadley H. N. G., Mehrabian R.* Crystallization kinetic study of amorphous Pd–Cu–Si by ultrasonic measurement // Scripta Metall. 1981. V. 15. № 11. P. 1231–1236.
 42. *Розно А. Г., Громов В. В.* Измерение плотности распределения объемного заряда в твердых диэлектриках // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 11. С. 648–651.
 43. *Sessler G. M., Gerhard-Multhaupt R., West J. E., Berraissoul A.* Nondestructive high-resolution measurement of charge, polarization and piezoelectricity distribution in thin dielectric films // Nondestructive Characterization of Materials II. Plenum Press, 1987. P. 387–393.
 44. *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. Вып. 5. С. 655–663.
 45. *Карабутов А. А., Уваров А. В.* О термооптическом возбуждении звука на границе теплопроводящих сред // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. 1988. Т. 29. № 5. С. 64–70.
 46. *Sachse W., Hsu N. N.* Ultrasonic transducers for materials testing and their characterization // Physical. Acoustics. V. XIV. Acad. Press, 1979. P. 277–406.
 47. *Ohigashi H.* Electromechanical properties of polarized pvdf films as studied by the piezoelectric resonance method // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. P. 949–955.
 48. *Веселовский И. А., Дорожкин Л. М., Лазарев В. В. и др.* Пьезоэлектрический преобразователь на основе органической поликристаллической пленки в импульсных измерениях // Акуст. журн. 1987. Т. 33. Вып. 5. С. 834–839.
 49. *Lewin P. A., Pedersen P. C., Schafer M. E.* A spectral analysis technique in ultrasonic transducer characterization // Proc. IEEE Ultrasonics symp. 1984. V. 2. P. 731–734.
 50. *Андреев В. Г., Карабутов А. А., Руденко О. В.* Метод калибровки широкополосных гидрофонов в ультразвуковых пучках конечной амплитуды // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. 1984. Т. 25. № 4. С. 74–77.
 51. *Карабутов А. А., Омельчук Н. Н., Руденко О. В., Чупрына В. А.* Количественное исследование нелинейной трансформации звуковых импульсов в жидкости при термооптическом возбуждении // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. 1985. Т. 26. № 3. С. 62–66.
 52. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник / Под ред. Ключева В. В. М.: Машиностроение, 1976. Т. 2.
 53. *Бреховских Л. М., Годин О. А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
 54. *Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. 374 с.
 55. *Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.* К теории термооптической генерации нестационарных акустических полей // Акуст. журн. 1979. Т. 25. Вып. 3. С. 383–384.
 56. *Карабутов А. А., Портнягин А. И., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.* Экспериментальное исследование распространения коротких акустических импульсов при термооптическом возбуждении // Акуст. журн. 1980. Т. 26. Вып. 2. С. 296–299.
 57. *Эггерс Ф., Функ Т.* Ультразвуковые измерения на жидких образцах объемом порядка миллилитра в диапазоне 0,5...100 МГц // Приб. Науч. Исслед. 1973. № 8. С. 38–47.
 58. *Chivers R. C., Parry R. J., Rider J. G.* A spectroscopic method for measurement of the ultrasonic properties of polymers – Method and limitations // Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids. Pergamon Press, 1980. P. 249–254.
 59. *Пыж В. А.* Экспериментальное исследование волновых процессов в водной суспензии бентонитовой глины // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1986. № 3. С. 94–101.
 60. *Мандельштам Л. И., Леонтович М. А.* К теории поглощения звука в жидкостях // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. № 3. С. 438–449.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
19.04.90

IMPULSE ACOUSTIC SPECTROSCOPY WITH A LASER SOUND SOURCE

Method of developed and the plant of the wide-band ultrasonic spectrometer on the basis of the thermo-optical sound generator is created. Short acoustic video pulses make possible wide using of relatively thick liquid acoustic contacts. Plant calibration carried out with the help of the standard signal and the standard liquid proves the possibility of measurement of sound absorption in the frequency range from 0.1 up to 70 MHz. Sound absorption spectra for water suspensions of benton clays are investigated and it is shown that they can be described with the help of the relaxation model with one time of relaxation. The degree dependence of the relaxation time on the suspension concentration is discovered.