АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 1

УДК 534.212+534.232

© 1993 г. О.М. Зозуля, О.В. Пученков

К ТЕОРИИ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ЖИДКИХ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ

Предложена теоретическая модель оптической генерации звука в жидкостях, содержащих дисперсную фазу в виде мелких частиц или капель. Показано, что для описания ОА-эффекта в дисперсных системах можно использовать результаты расчетов, выполненных ранее для однородных жидкостей, если ввести в рассмотрение эффективную функцию временной зависимости тепловыделения. Выявленные закономерности формирования акустического сигнала использованы для объяснения результатов эксперимента по оптической генерации звука в воде в окрестности температуры 4° С, соответствующей точке ее максимальной плотности.

Исследования физических механизмов генерации звука в процессе нагрева среды оптическим излучением [1, 2] позволили разработать ряд новых, оптоакустических (ОА) методов диагностики и физико-химического анализа [3, 4]. Это прежде всего ОА-варианты абсорбционной оптической спектроскопии, акустической спектроскопии и дефектоскопии. В последнее время получили развитие методы динамической ОА-диагностики, предполагающие решение задач восстановления свойств сред на основе детального анализа пространственно-временных характеристик акустического отклика на оптическое воздействие [5]. Эти методы находят применение в исследованиях фотоактивных сред, сложных структурированных сред (биологических тканей, порошков, суспензий), полупроводников. Правильная интерпретация формы регистрируемых ОА-сигналов предполагает построение адекватных теоретических моделей процессов, происходящих в таких средах при поглощении оптического излучения. Эти процессы связаны с механизмами релаксации, определяющими динамику тепловыделения. В общем виде особенности оптической генерации звука в условиях существования в среде релаксационного запаздывания тепловыделения рассмотрены в [6], а в случае фотоактивных сред, в которых релаксация обусловлена фотохимическими реакциями, такое исследование проведено в [7].

В настоящей работе рассматривается механизм тепловой релаксации, обусловленный наличием в жидкости нерастворимых примесей другой фазы (мелких твердых частиц, капель). В тех или иных концентрациях такие примеси всегда присутствуют в жидкости. Поэтому теоретическое описание ОА-взаимодействия в подобных дисперсных системах представляет интерес как для решения задач ОА-диагностики содержания микрочастиц, так и для оценки возможного искажения результатов ОА-измерений, например в экспериментах по ОА-спектроскопии [8].

Ранее ОА-эффект в жидких дисперсных системах исследовался в работе [9] в низкочастотном приближении, т.е. при условии, что температура в системе жидкость – частицы успевает выравниваться за характерное время изменения интенсивности лазерного излучения. Считалось, что жидкость абсолютно прозрачна для лазерного излучения, а генерация происходит лишь за счет теплового расширения жидкости, прилегающей к разогретой частице (известная в оптоакустике модель "теплового поршня"). В работе [10] напротив, предполагалось, что передачи тепла от частицы к жидкости не происходит, а процесс генерации звука связан с расширением самой частицы (модель "механического поршня"). В этой работе подробно изучено влияние резонансных акустических

свойств частицы на форму акустического отклика, возникающего при ее равномерном нагреве лазерным излучением. Отметим, что результаты работы [10] относятся к случаю, когда в жидкости есть только одна частица.

При построении модели жидкой дисперсной системы будем считать, что тепловыделение происходит как в частицах примеси, присутствующих в жидкости, так и в самой жидкости, поглощающей лазерное излучение. Концентрация частиц в жидкости предполагается малой, так что влияние эффектов акустической релаксации, обусловленных конечными величинами вязкости и теплопроводности жидкости, на процесс распространения звука [11] не учитывается.

На первом этапе решения определим излучение звука малым элементом объема жидкости, содержащим, однако, большое число частиц. Расстояние между частицами много больше их размеров. Будем считать такой элемент точечным источником, что предполагает выполнение условия

$$n^{-1/3} \ll l \ll c/\omega, \tag{1}$$

где n – концентрация частиц в жидкости, l – размер элемента объема, c – скорость звука в жидкости, ω – частота звуковой волны. Условие акустической гомогенности (1) фактически задает верхнюю граничную частоту $\omega_b \sim c/l$, до которой справедлив проводимый ниже теоретический анализ. Для частот ниже граничной среду внутри элемента объема можно рассматривать как несжимаемую и с точностью до поправок порядка $(\omega l/c)^2$ пренебрегать конечностью скорости звука при определении динамики теплового расширения элемента объема. Если концентрация частиц удовлетворяет условию $n^{1/3} \ll (\omega/\chi_ж)^{1/2}$ ($\chi_ж$ – температуропроводность жидкости), то перекрыванием температурных волн соседних частиц можно пренебречь. В этом приближении закон теплового расширения элементарного объема V находится на основе решения тепловой задачи для одной частицы. Эта задача формулируется следующим образом. В жидкости взвешена сферическая частица примеси; количество тепла, выделяющееся в единицу времени в единице объема жидкости – $W_ж(t)$, частицы – $W_ч(t)$ (обе плотности тепловыделения считаются однородными). Требуется определить количество тепла, поступающее в жидкость через поверхность частицы в единицу времени – $j(t)$. Можно представить $j(t)$ в следующем виде:

$$j(t) = \Omega \int_{-\infty}^{t} [W_ч(t') - \varphi W_ж(t')]\, h(t - t')\, dt',$$

где Ω – объем частицы; $\varphi = (\rho C_p)_ч / (\rho C_p)_ж$ – отношение объемных удельных теплоемкостей частицы и жидкости; $h(t)$ – функция запаздывания, описывающая динамику теплообмена в системе. Переходя к спектру, получим

$$j(\omega) = \Omega [W_ч(\omega) - \varphi W_ж(\omega)] h(\omega). \tag{2}$$

Явное выражение для функции $h(\omega)$ можно найти, решая систему уравнений теплопроводности с условиями непрерывности температуры и теплового потока на границе частица – жидкость. Эта задача решена, например, [12]:

$$h(\omega) = \frac{3}{(q_ч a)^2} \frac{(q_ж a + 1)(q_ч a \operatorname{cth}(q_ч a) - 1)}{q_ж a + 1 + \kappa_ч/\kappa_ж (q_ч a \operatorname{cth}(q_ч a) - 1)}, \tag{3}$$

где a – радиус частицы, $q_{ж,ч} = (1 + i) \cdot (\omega/2/\chi_{ж,ч})^{1/2}$; $\chi_{ж,ч} = \left(\frac{\kappa}{\rho C_p}\right)_{ж,ч}$; $\kappa_{ж,ч}$ – коэффициенты теплопроводности. Введенная в рассмотрение функция $h(t)$ важна для описания процесса генерации звука в дисперсных системах, так как характерное время ее убывания задает временной масштаб, который наряду с длительностью процесса выделения тепла определяет характеристики ОА-сигнала. Спектр $h(\omega)$ зависит от теплофизических коэффициентов жидкости и частиц, которые для часто встречающихся и используемых в экспериментах веществ приведены в таблице, составленной на основе данных

Теплофизические параметры некоторых веществ и их водных дисперсий

Параметр	Вещество			
	χ, мм^2/с	$\varphi = \frac{(\rho C_p)_ч}{(\rho C_p)_ж}$	$\frac{\kappa_ч}{\kappa_ж}$	$\xi = \frac{\beta_ч}{\beta_ж}\frac{1}{\varphi}$
Кварц плавленый	0,74	0,38	2,0	0,026
Глинозем (Al_2O_3)	6,2	0,91	40	0,16
Графит	92	0,34	220	0,37
Полистирол	0,11	0,31	0,24	3,8
Полиметилметакрилат	0,13	0,40	0,36	2,0
Тулуол	0,11	0,34	0,27	19

работ [11, 13, 14]. В предельных случаях малых и больших частот спектр $h(\omega)$ имеет вид:

$$h(\omega)|_{\omega\to 0} \approx 1 - i\omega\tau_0,\ \tau_0 = a^2/\chi_ж \frac{\varphi}{3},$$

$$h(\omega)|_{\omega\to\infty} \approx (i\omega\tau_\infty)^{-1/2},\ \tau_\infty = \frac{a^2}{9\chi_ч}\left\{1 + \left(\frac{(\kappa\rho C_p)_ч}{(\kappa\rho C_p)_ж}\right)^{1/2}\right\}^2.$$

Поведение функции $|h(\omega)|$ во всей области частот приведено на графике рис. 1, где частотная зависимость $h(\omega)$ представлена в виде функции безразмерного параметра $x = \omega \cdot a^2/\chi_ж$. Динамику процесса теплообмена удобно характеризовать временем тепловой релаксации τ_p, значение которого определяет равенство

$$|h(\frac{2\pi}{\tau_p})| = 1/\sqrt{2}.$$

Представление о порядке величин времени τ_p для конкретных веществ и размеров частиц дает рис. 2.

Решение тепловой задачи позволяет определить закон изменения элементарного объема V во времени. Спектр приращения объема $dV(\omega)$ удобно представить в виде двух слагаемых:

$$dV(\omega) = dV_A(\omega) + dV_T(\omega),$$

где $dV_A(\omega)$ – адиабатическое приращение объема, которое равно полному приращению объема, если теплообмена между частицами и жидкостью нет; $dV_T(\omega)$ – поправка к адиабатическому приращению, позволяющая учесть теплообмен. Выражения для $dV_A(\omega)$ и $dV_T(\omega)$ имеют вид:

$$dV_A(\omega) = [(\frac{\beta}{\rho C_p})_ч W_ч(\omega)v + (\frac{\beta}{\rho C_p})_ж W_ж(\omega)(1-v)] \cdot \frac{V}{i\omega},$$

$$dV_T(\omega) = [(\frac{\beta}{\rho C_p})_ч - (\frac{\beta}{\rho C_p})_ж] \cdot \{W_ч(\omega) - \varphi W_ж(\omega)\} \cdot vh(\omega)\frac{V}{i\omega},$$

где β – коэффициент объемного теплового расширения, $v = \Omega n$ – объемная доля частиц в жидкости. Спектр излучаемого давления в волновой зоне (на расстояниях $r \gg c/\omega$) определяется известным выражением:

$$dp(r,\omega) = -\omega^2\rho_ж \frac{\exp(-ikr)}{4\pi r} dV(\omega).$$

Учитывая, что временная зависимость функции $W_ж(t)$ и $W_ч(t)$ одинакова, так что $W_{ж,ч}(t) = Q_{ж,ч}f(t)$.

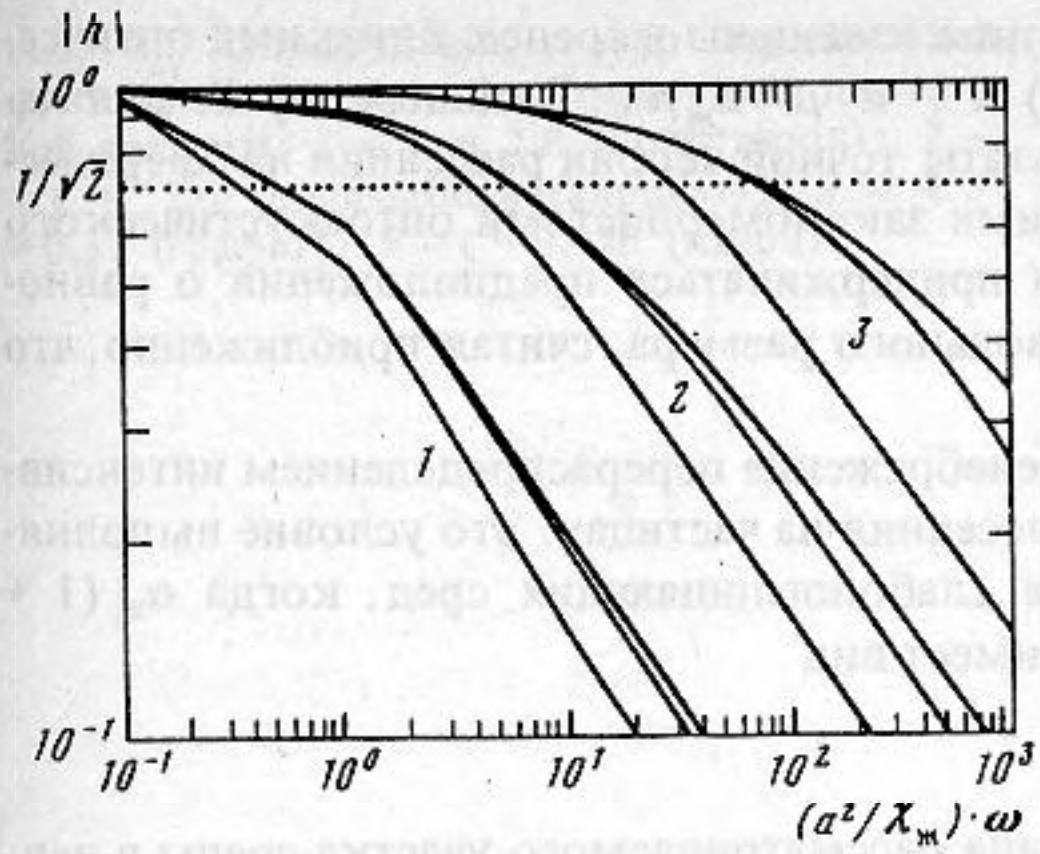


Рис. 1

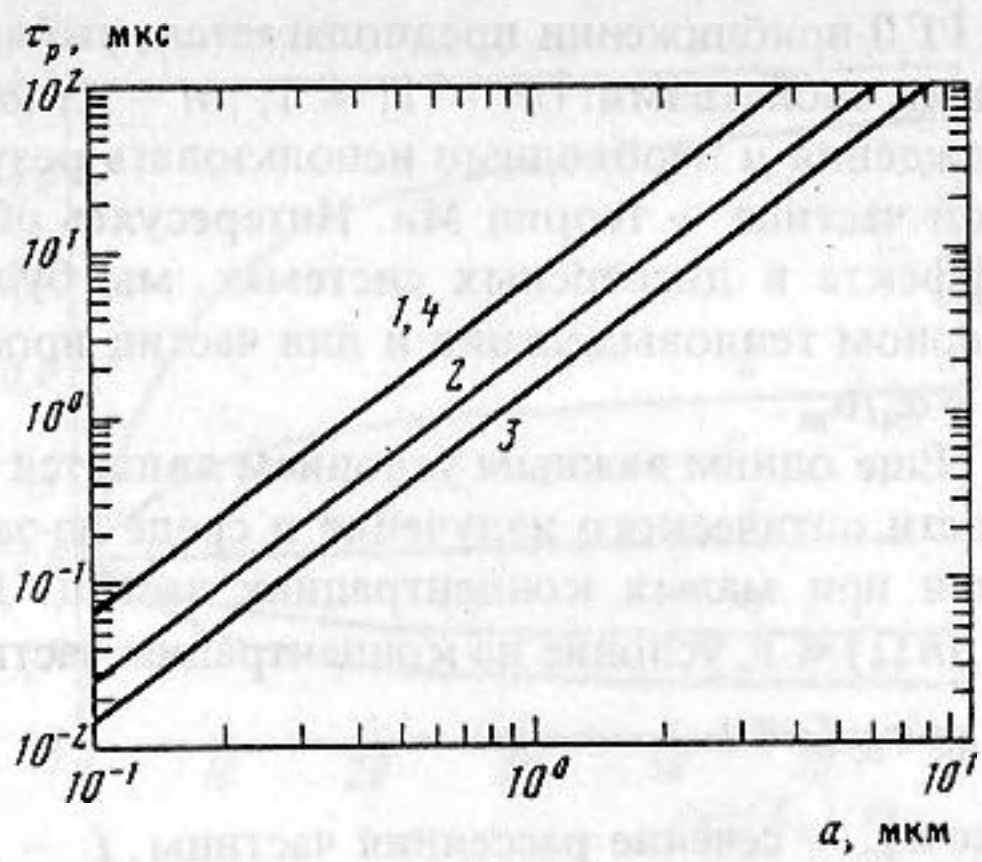


Рис. 2

Рис. 1. Амплитудный спектр функции h для параметров дисперсной системы: *1* – $\varphi = 5$; *2* – $\varphi = 1$; *3* – $\varphi = 0{,}2$. Отношение $\kappa_ч/\kappa_ж$ для нижней кривой каждого семейства – 100; средней – 10; верхней – 1

Рис. 2. Зависимость времени релаксации τ_p от радиуса частиц для полистирола (*1*), кварца (*2*), графита (*3*), полиметилметакрилата (*4*)

где $f(t)$ – некоторая функция времени, удовлетворяющая условию нормировки $\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)dt = 1$, можно записать:

$$dp(r,\omega) = [1 - v + \xi\mu v + (\mu - \varphi)(1 - \xi)vh(\omega)] \times$$
$$\times \left(\frac{\beta}{C_p}\right)_ж \cdot Q_ж \cdot f(\omega)\ \frac{i\omega e^{-ikr}}{4\pi r}\ V, \tag{4}$$

где $\mu = Q_4/Q_ж$, $\xi = (\beta/\rho C_p)_4/(\beta/\rho C_p)_ж$. Выражение (4) дает решение задачи об излучении звука элементарным объемом жидкости, содержащей сферические частицы, при заданных законах равномерного объемного тепловыделения внутри частицы и в жидкости.

Перейдем далее к рассмотрению ситуации, когда тепловыделение в дисперсной системе обусловлено поглощением в ней оптического излучения. Естественное ограничение, накладываемое на коэффициент поглощения жидкости $\alpha_ж$: $\alpha_ж l \ll 1$. В этом случае тепловыделение внутри элементарного объема V является однородным. В рассматриваемой задаче параметр μ, характеризующий относительное тепловыделение в системе жидкость – частицы, связан с оптическими характеристиками частиц и жидкости следующим образом:

$$\mu = \sigma_a/(\alpha_ж \Omega).$$

где σ_a – сечение поглощения частицы. Предположение о равномерном тепловыделении внутри частицы, использованное нами вслед за авторами работ [9, 10], справедливо, вообще говоря, лишь для частиц, удовлетворяющих либо рэлеевскому, либо РГД-приближениям [15]. В первом из них размеры частиц считаются малыми по сравнению с длиной волны λ оптического излучения: $|m|(a/\lambda) \ll 1$, $(a/\lambda) \ll 1$ (m – относительный показатель преломления материалов частицы и жидкости). В этом случае для параметра μ имеем

$$\mu = \frac{9n}{(n^2+2)^2}\ \frac{\alpha_ч}{\alpha_ж},\ n = \mathrm{Re}(m)$$

В РГД-приближении предполагается, что частицы взвешены в среде с близкими оптическими свойствами: $|m-1| \ll 1$, $|m-1|(a/\lambda) \ll 1$ и $\mu = \alpha_ж/\alpha_ч$. В общем случае для нахождения μ необходимо использовать результаты точной теории рассеяния на сферической частице – теории Ми. Интересуясь общими закономерностями оптоакустического эффекта в дисперсных системах, мы будем придерживаться предположения о равномерном тепловыделении и для частиц произвольного размера, считая приближенно, что $\mu \approx \alpha_ч/\alpha_ж$.

Еще одним важным условием является пренебрежение перераспределением интенсивности оптического излучения в среде из-за рассеяния на частицах. Это условие выполняется при малых концентрациях частиц. Для слабопоглощающих сред, когда $\alpha_ж(1 + \mu n \Omega) \ll 1$, условие на концентрацию частиц имеет вид

$$n\sigma_{sc}L \ll 1,$$

где σ_{sc} – сечение рассеяния частицы, L – длина рассматриваемого участка среды в направлении распространения оптического излучения. В средах с сильным поглощением, $\alpha_ж(1 + \mu n \Omega) \gg 1$, следует принять

$$n\sigma_{sc}(\alpha_ж(1 + \mu n \Omega))^{-1} \ll 1.$$

При сделанных предположениях функции тепловыделения можно записать в виде

$$W_{ж,ч}(r, t) = \alpha_{ж,ч}\epsilon(r)f(t),$$

где $\epsilon(r)$ – распределение плотности энергии оптического излучения в среде. Предполагая, что нагревы, возникающие в дисперсной системе при поглощении излучения, невелики, так что изменением теплофизических параметров сред можно пренебречь, следует ограничить величину средней по сечению луча плотности энергии ϵ_0. В оптоакустике однородных жидкостей такое ограничение характеризуется малостью параметра тепловой нелинейности [16]:

$$N = \frac{\partial\beta_ж/\partial T}{\beta_ж}\,\frac{\alpha_ж\epsilon_0}{(\rho C_p)_ж} \ll 1.$$

В случае дисперсных систем при $\mu > 1$ тепловая нелинейность будет прежде всего проявляться в жидкости, непосредственно примыкающей к разогретой частице. Поэтому вместо N естественно ввести другой параметр нелинейности $N_д$

$$N_д = \frac{\partial\beta_ж/\partial T}{\beta_ж}\,\frac{\alpha_4\epsilon_0}{(\rho C_p)_ч},$$

и считать далее, что $N_д \ll 1$.

Суммирование элементарных источников, излучающих по закону (4), по всей области поглощения с учетом распределения $\epsilon(r)$ дает спектр оптоакустического сигнала:

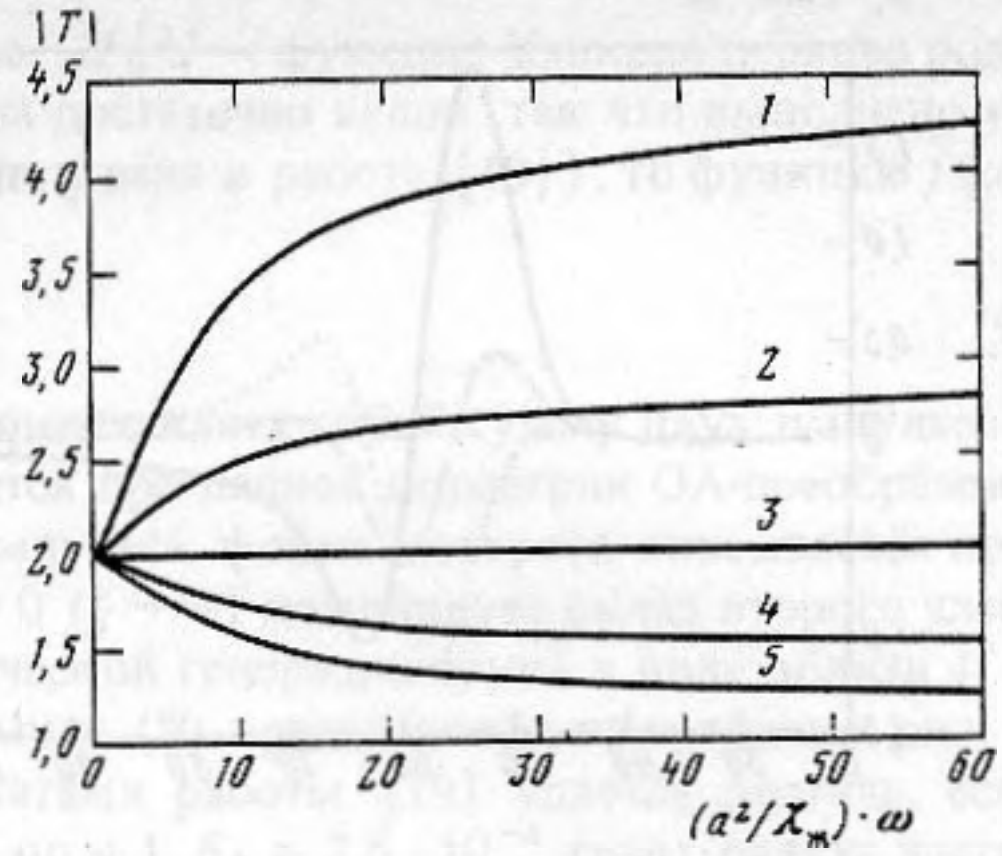
$$p(r, \omega) = T(\omega)p_0(r, \omega),$$

где $p_0(r, \omega)$ – спектра ОА-сигнала в жидкости, не содержащей частиц, а $T(\omega)$ – передаточная функция, описывающая влияние частиц на генерацию звука:

$$T(\omega) = (1 - \upsilon + \xi\mu\upsilon)\left(1 + \frac{(\mu - \varphi)(1 - \xi)\upsilon}{1 - \upsilon + \xi\mu\upsilon}h(\omega)\right). \qquad (5)$$

Как следует из анализа формулы (5), теплообмен в системе жидкость – частицы не сказывается на спектре ОА-сигнала в дисперсной среде в двух случаях. Во-первых, когда $\mu = \varphi$, в этом случае температуры частиц и жидкости равны и теплообмена нет. Во-вторых, при $\xi = 1$, когда сравниваются величины теплового расширения материалов частиц и жидкости при одинаковом тепловыделении в них. Сколько-нибудь значительное влияние на генерацию ОА-сигнала наличие частиц оказывает в случае, когда частицы сильно поглощают оптическое излучение: $\mu \gg 1$. Если дисперсионнсй фазой является вода, обладающая высокой теплоемкостью, то для большинства веществ справедливо соотно-

Рис. 3. Амплитудный спектр передаточной функции T для $\mu v = 1$ и параметров дисперсной системы: *1* – $\xi = 3{,}8$ (полистирол); *2* – $\xi = 2{,}0$ (полиметилметакрилат); *3* – $\xi = 0{,}37$ (графит); *5* – $\xi = 0{,}026$ (кварц)



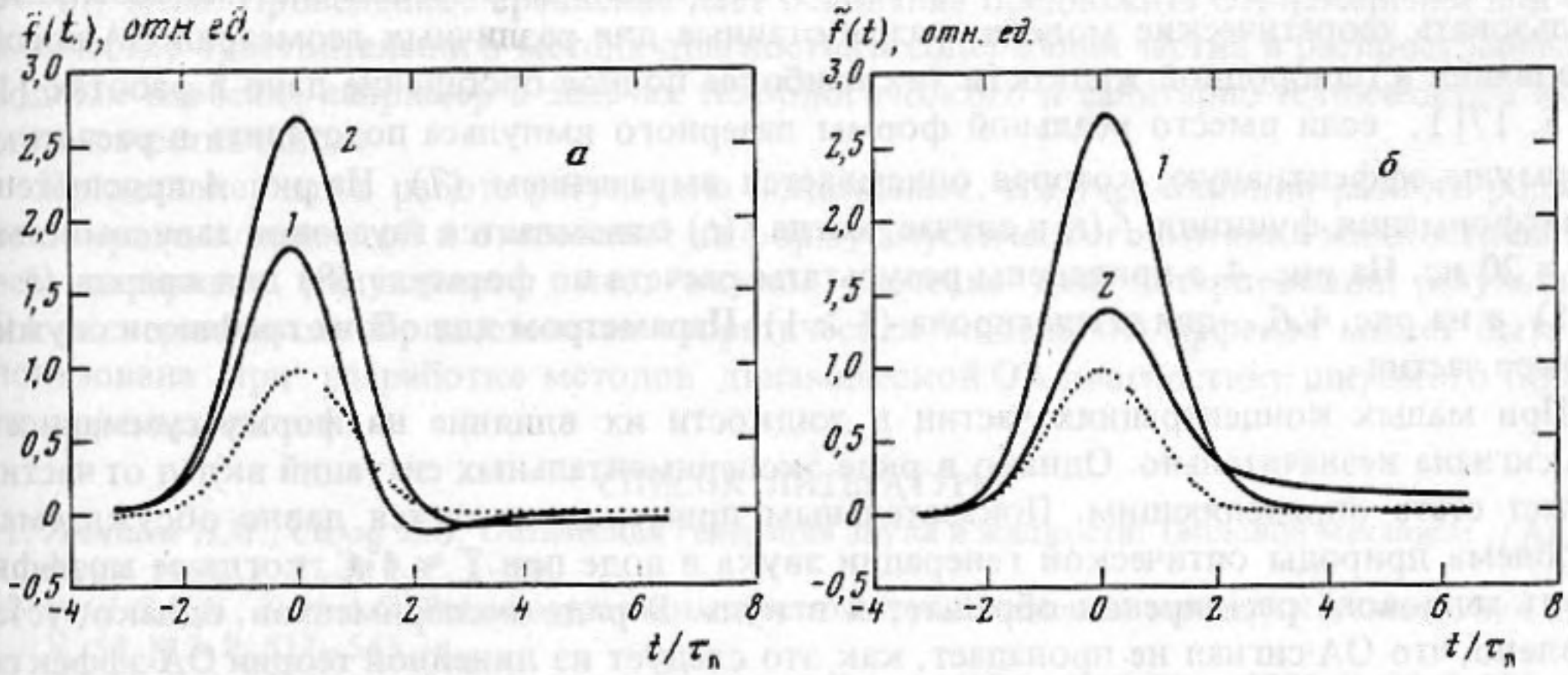


Рис. 4. Профиль функции $\tilde{f}(t)$ для частиц полистирола при $\mu v = 0{,}5$ (*а*) и кварца при $\mu v = 2{,}0$ (*б*). Кривая *1* на обоих графиках соответствует радиусу частиц $a = 0{,}1$ мкм, кривая *2* – $a = 1{,}0$ мкм (функция $f(t)$ изображена пунктиром). Длительность лазерного импульса $\tau_л = 20$ нс

шение $\varphi \leqslant 1$. Учитывая также, что рассматриваются слабоконцентрированные дисперсии ($v \ll 1$), можно упростить выражение (5):

$$T(\omega) = (1 + \xi\mu v)\left(1 + \frac{(1-\xi)\mu v}{1 + \xi\mu v} h(\omega)\right). \tag{6}$$

Для оценки влияния частиц на форму спектра важное значение имеет параметр ξ. При $\xi < 1$ подчеркиваются низкочастотные составляющие спектра $p_0(r, \omega)$, а при $\xi > 1$ – высокочастотные. Эта особенность наглядно представлена на рис. 3, где построена функция $T(\omega a^2/\chi_ж)$ для ряда значений ξ. Следует отметить, что при малых частотах $T_{\omega\to 0} \simeq 1 + \mu v$, а для высоких частот $T_{\omega\to 0} \simeq 1 + \xi\mu v$, поэтому при $\mu v \ll 1$ никакого заметного влияния частиц на генерацию звука нет.

Найденная передаточная функция $T(\omega)$ позволяет предложить наглядное описание ОА-эффекта в дисперсных системах. Как следует из формулы (4), для учета вклада частиц реальную функцию временной зависимости $f(t)$ можно заменить на эффективную $\tilde{f}(t)$, которая с учетом предположений, сделанных при выводе (6), может быть записана в виде:

$$\tilde{f}(t) = (1 + \xi\mu v)\left(f(t) + \frac{(1-\xi)\mu v}{1 + \xi\mu v} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\omega) f(\omega) \cdot e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi}\right). \tag{7}$$

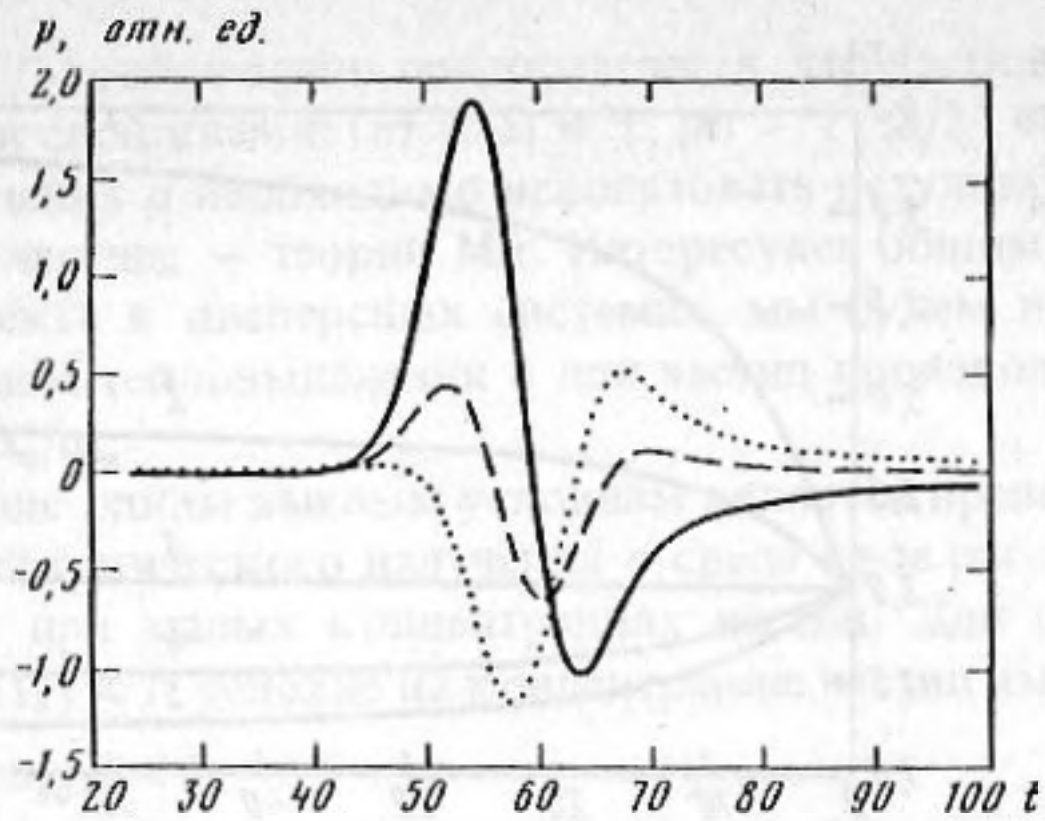


Рис. 5. Изменение формы ОА-сигнала в водной дисперсии с уменьшением температуры: T = 10°С (сплошная линия); T = 4°С (штриховая линия), T = 1°С (пунктир). Параметры дисперсии приведены в тексте

Таким образом, чтобы определить форму ОА-сигнала в дисперсной системе, можно использовать теоретические модели, разработанные для различных геометрий ОА-преобразования в однородной жидкости (их наиболее полное обобщение дано в работах [1; 2, 5, 17]), если вместо реальной формы лазерного импульса подставить в расчетные формулы эффективную, которая описывается выражением (7). На рис. 4 прослежена трансформация функции $\tilde{f}(t)$ в случае, когда $f(t)$ описывается гауссовой зависимостью с τ = 20 нс. На рис. 4,*а* приведены результаты расчета по формуле (8) для кварца ($\xi < 1$), а на рис. 4,*б* – для полистирола ($\xi > 1$). Параметром для обоих графиков служит размер частиц.

При малых концентрациях частиц в жидкости их влияние на форму суммарного ОА-сигнала незначительно. Однако в ряде экспериментальных ситуаций вклад от частиц может стать определяющим. Показательным примером является давно обсуждаемая проблема природы оптической генерации звука в воде при $T \approx 4°$С, когда ее коэффициент теплового расширения обращается в нуль. В ряде экспериментов, однако, установлено, что ОА-сигнал не пропадает, как это следует из линейной теории ОА-эффекта. Учет тепловой нелинейности, т.е. изменения коэффициента $\beta_ж$ в процессе лазерного нагрева, позволяет дать объяснение наблюдаемому при 4°С ОА-сигналу лишь для больших интенсивностей лазерного излучения, когда введенный в рассмотрение выше параметр тепловой нелинейности N становится больше единицы [18]. В экспериментах работы [19] использован рубиновый лазер с малой энергией излучения ($\epsilon_0 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ Дж/см^2). Поэтому зарегистрированное в этой работе превращение N-импульса, наблюдаемого при T = 15°С, в трехполярный импульс при $T \approx 4°$С нельзя объяснить тепловой нелинейностью (в условиях эксперимента [19] параметр нелинейности $N \approx 10^{-6}$). В работе [20] автор для объяснения наблюдаемой трансформации ввел в рассмотрение новый механизм релаксации в воде, который, по его мнению, может быть связан с перестройкой ее кластерной структуры. Наилучшее совпадение расчетов формы ОА-сигнала с учетом такого процесса релаксации с данными эксперимента получается при постоянной времени релаксации $\tau_p \approx 10^{-8}$ с. Однако наличие такого механизма релаксации не подтверждается данными других экспериментов, скажем, по поглощению ультразвука в воде. Между тем если принять во внимание, что в экспериментах [19] для увеличения коэффициента поглощения воды на длине волны λ = 694 нм использовался голубой краситель (точное название не приводится, однако разбавление многих природных и синтетических красителей в воде приводит к образованию взвеси), то можно описать экспериментальные данные, опираясь на предложенную в данной работе модель генерации звука в жидких дисперсиях. Форму ОА-сигнала в условиях цилиндрической геометрии ОА-преобразования при гауссовом распределении интенсивности излучения в поперечном сечении луча можно рассчитать по формуле

$$p(r, \omega) = \frac{\alpha\beta_ж E_0}{C_p} \frac{\omega}{4} H_0^{(1)}\left(\frac{\omega}{c} r\right) \exp\left(-\frac{\omega^2 R^2}{4c^2}\right) \tilde{f}(\omega), \qquad (8)$$

где E_0 – полная энергия в лазерном импульсе, $H_0^{(1)}$ – функция Ханкеля первого рода, R – радиус луча. Если радиус лазерного луча достаточно велик, так что выполнено условие $2c\tau_0/R \ll 1$ (именно эта ситуация реализована в работе [19]), то функцию $\tilde{f}(\omega)$ можно представить в виде:

$$\tilde{f}(\omega) = (1 + \mu\upsilon)f(\omega) + (\xi - 1)\mu\upsilon i\omega\tau_0 f(\omega). \tag{9}$$

Из выражения (8) следует, что ОА-сигнал представляет собой сумму двух импульсов: обычного N-импульса, который регистрируется при данной геометрии ОА-преобразования в однородной среде, и трехполярного импульса, форма которого описывается производной N-импульса по времени. При $\beta_ж \to 0$ ($\xi \to \infty$) доминирует вклад второго члена в формуле (9), что и наблюдается при оптической генерации звука в воде вблизи 4°С. Данные расчета формы ОА-сигнала по формуле (8) представлены на графиках рис. 5. Удовлетворительного совпадения с результатами работы [19] удается достичь, если считать, что параметры взвеси были равны: $\mu\upsilon = 1$, $\beta_4 = 2{,}6 \cdot 10^{-4}$ град; радиус частиц $a = 0{,}7$ мкм. Проведенное сравнение дает основание предложить ОА-измерения при 4°С в качестве чувствительного метода диагностики содержания частиц в распространенных водных взвесях, например в задачах технологического и санитарно-технического контроля качества воды.

Представленные в работе результаты показывают, что учет влияния разного рода нерастворимых примесей и включений на форму акустического отклика жидкости на нагрев лазерным излучением имеет важное значение для интерпретации результатов ОА-экспериментов. Предложенная теоретическая модель ОА-эффекта может быть использована при разработке методов динамической ОА-диагностики широкого класса дисперсных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лямшев Л.М., Седов Л.В.* Оптическая генерация звука в жидкости. Тепловой механизм // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 1. С. 5–29.
2. *Patel C.K.N., Tam A.C.* Pulsed optoacoustic spectroscopy of condensed matter // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. № 3. P. 517–543.
3. *Tam A.C.* Applications of photoacoustic sensing techniques // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. P. 381–423.
4. *Hutchins D., Tam A.C.* Pulsed photoacoustic materials characterization // IEEE Trans. Ultras., Ferroel. Frequency Control. 1986. V. 33. P. 429–461.
5. *Егерев С.В., Лямшев Л.М., Пученков О.В.* Лазерная динамическая оптоакустическая диагностика конденсированных сред // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 9. С. 111–154.
6. *Chien-Yu Kuo., Vieira M.F., Patel C.K.N.* Transient optoacoustic pulse generation and detection // Journ. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 9. P. 3333–3338.
7. Handbook of Organic Photochemist. CRC Press, Boca Raton, Florida, 1989. V. 1. Ch. 14.
8. *Зозуля О.М., Пученков О.В.* Особенности оптоакустической спектроскопии в жидких дисперсных средах // Докл. XI Всесоюз. акуст. конф. Секция "Оптоакустика". М., 1991. С. 11–15.
9. *Kitamori T., Sawada T.* Phase shift of photoacoustic signal from microparticles in liquids // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. № 4. P. 1456–1458.
10. *Diebold G.J., Westervelt P.J.* The photoacoustic effect generated by spherical droplet in a fluid // J. Acoust. Soc. Amer. 1988. V. 84. № 6. P. 2245–2251.
11. *Allegra J.R., Hawley S.A.* Attenuation of sound on suspensions and emulsions: theory and experiments // J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 51. № 5(2). P. 1545–1564.
12. *Исакович М.А.* О распространении звука в эмульсиях // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. В. 10. С. 907–913.
13. Таблицы физических величин // Справочник под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976.
14. Encyclopedia of polimer science and engineering // Orlando: Acad. Press, 1988. V. 15.
15. *Ван де Хюлст Г.Х.* Рассеяние света малыми частицами // Пер. с англ. под ред. Соболева В.В. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
16. *Дунина Т.А., Егерев С.В., Лямшев Л.М., Наугольных К.А.* К нелинейной теории теплового механизма генерации звука лазерным излучением // Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 4. С. 622–624.
17. *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991.
18. *Sigrist M.W.* Laser generation of acoustic waves in liquids and gases // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 7. P. 83–121.
19. *Hunter S.D., Jones W.V., Malbrough D.J.* Nonthermal acoustic signals from absorption of a cylindrical laser beam in water // J. Acoust. Soc. Amer. 1981. V. 69. № 6. P. 1563–1567.
20. *Pierce A.D.* Structural relaxation and irreversible thermodynamics theory of laser pulsed generation of soundin 4°C water // J. Acoust. Soc. Amer. Suppl. 1. 1982. V. 72. P. 513.

Акустический институт
им. Н.Н. Андреева Российской академии наук

Поступила в редакцию
02.03.92

O.M. Zozulya, O.V. Puchenkov

ON THEORY OF OPTOACOUSTIC EFFECT IN LIQUID DISPERSED SYSTEMS

A theoretical model for the optoacoustic effect in low-concentration dispersion liquids is proposed. It is shown that optical generation of sound in dispersion media may be treated on the basis of the expressions obtained earlier for homogeneous liquids when the effective time dependence of heat release is introduced. The features of a calculated optoacoustic signal profile allow to explain the results of optical sound generation experiments in water at the temperature close to 4°C that corresponds to the maximum density point of water. The presented analysis is expected to be important for the development of optoacoustic methods for the diagnostics of various dispersion media.