

УДК 534.8

ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА В СУСПЕНЗИИ СТРУКТУРИРОВАННЫХ
МИКРОЧАСТИЦ*Зинин П. В., Левин В. М., Маев Р. Г.*

Рассматривается затухание звука в суспензии жидких микрочастиц, окруженных тонкой упругой сферической оболочкой, на частотах, для которых длина звуковой волны намного превышает размеры объекта. Показано, что вязкие потери в суспензии микрообъектов зависят не только от вязкостей внутренней и наружной жидкостей, но и от упругости оболочки.

Затухание звука в суспензиях и эмульсиях неоднократно являлось объектом теоретического изучения [1—4]. Результаты, полученные в упомянутых работах, относились главным образом к системам, в которых микрочастицы являлись однофазными (капли жидкости, газовые пузырьки, твердые частицы и т. д.). Однако акустические методы широко применяются при изучении суспензий различных гетерогенных микрообъектов, обладающих внутренней микроструктурой: суспензии биологических клеток, мицеллярных частиц, эмульсии в присутствии поверхностно-активных веществ и т. д. Простейшей моделью гетерогенного микрообъекта является жидкая капля в гибкой тонкой оболочке. Эта модель применима к эмульсиям в реальных жидкостях, где капли и пузырьки, как правило, находятся в оболочке из адсорбированных ею веществ, а также к определенным типам клеток (эритроциты, жировые клетки, растительные клетки, одноклеточные водоросли). К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по поглощению звука в суспензиях микрообъектов с оболочкой [5—9], однако вклад оболочки в рассеяние звука и частотная зависимость этого вклада до сих пор остаются неясными.

В настоящей работе рассматривается затухание ультразвука в суспензиях жидких сферических капель, окруженных тонкой сферической оболочкой радиуса a , на частотах, для которых длина звуковой волны намного превышает размеры объекта.

Затухание звука в суспензии происходит как за счет переизлучения в среду, так и за счет диссипации энергии. Диссипация энергии вызывается образованием вязких и тепловых волн во внутренней и наружной жидкостях на границе с оболочкой. В случае, когда длина звуковой волны превышает размеры объекта, затухание звука α в суспензии представляет суперпозицию затухания за счет вязких эффектов α_v и затухания за счет теплопроводности α_T [1, 2]: $\alpha = \alpha_v + \alpha_T$. Из-за малости толщины оболочка не влияет на процессы, связанные с теплопроводностью, и для α_T , обусловленного тепловыми потерями, можно пользоваться результатами, полученными в [1, 2] применительно к эмульсии простых капель.

Определение коэффициента затухания α_v в разбавленной суспензии микрообъектов, когда вклад от каждого рассеивателя можно считать аддитивным, сводится к решению задачи о рассеянии звука на отдельном микрообъекте. Характер рассеяния звука тесно связан со спектром собственных колебаний микрочастицы. Влияние оболочки на собственные колебания жидких капель качественно исследовалось [10]. Спектры собственных колебаний биологических клеток изучались в работах [11, 12]. Будем предполагать, что толщина оболочки мала по сравнению с размером микрообъекта. Тогда можно использовать приближение, при котором в уравнения движения оболочки входят лишь суммарные значения внутренних напряжений [13]. В рамках такого приближения оболочку можно рассматривать как непрерывную двумерную сплошную среду. Оболочка

сопротивляется деформации как за счет постоянного натяжения T_0 , так и за счет сил поверхностной упругости. Сопротивление изменению площади характеризуется модулем K_s , а сопротивление сдвигу — модулем μ . Учесть вклад вязких напряжений в оболочке можно, если считать модули K_s и μ комплексными: $\bar{K}_s = K_s - i\omega\eta_k$, $\bar{\mu} = \mu - i\omega\eta_\mu$, где η_k , η_μ — поверхностные вязкости. Для клеток типа эритроцита и для капель в оболочке из адсорбированных веществ поверхностный модуль сдвига μ намного порядков меньше K_s : $\mu \ll K_s$, [14, 15].

Введем в систему сферических координат (r, θ, φ) с началом в центре капли. Связь между натяжениями T_θ , T_φ и деформациями $e_{\theta\theta}$, $e_{\varphi\varphi}$ для тонкой сферической оболочки имеет вид [15]

$$\begin{aligned} T_\theta &= K_s(e_{\theta\theta} + e_{\varphi\varphi}) + \mu(e_{\theta\theta} - e_{\varphi\varphi}) + T_0, \\ T_\varphi &= K_s(e_{\theta\theta} + e_{\varphi\varphi}) + \mu(e_{\varphi\varphi} - e_{\theta\theta}) + T_0. \end{aligned} \quad (1)$$

Деформации выражаются через смещения U_r , U_θ точек поверхности: $e_{\theta\theta} = (U_r + \partial U_\theta / \partial \theta) / a$, $e_{\varphi\varphi} = (U_r + U_\theta \operatorname{ctg} \theta) / a$. Натяжения в оболочке связаны с напряжениями σ_{rr} и $\sigma_{\theta r}$, создаваемыми звуком в жидкости, уравнениями баланса сил, действующих на элемент оболочки [13]:

$$\begin{aligned} \{\partial T_\theta / \partial \theta + \operatorname{ctg} \theta (T_\theta - T_\varphi)\} / a &= \sigma_{\theta r}^i - \sigma_{\theta r}^o, \\ T_\theta / R_\theta + T_\varphi / R_\varphi &= \sigma_{rr}^o - \sigma_{rr}^i. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь индексы i , o различают величины, относящиеся к внутренней и внешней жидкостям соответственно R_θ , R_φ — радиусы кривизны оболочки. Уравнения движения (2) записаны в мгновенной локальной системе координат, связанной с возмущенной поверхностью, и радиусы кривизны зависят от смещения оболочки [13]:

$$R_\theta = a + U_r + \partial^2 U_r / \partial \theta^2, \quad R_\varphi = a + \Delta_\theta U, \quad \text{где } \Delta_\theta U = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta U).$$

Используя выражения для радиусов кривизны и деформаций, запишем уравнения движения оболочки в окончательном виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta r}^o - \sigma_{\theta r}^i + \frac{\mu}{a^2} \left(2U_\theta + \frac{\partial}{\partial \theta} \Delta_\theta U_\theta \right) + \frac{K_s}{a^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (2U_r + \Delta_\theta U_\theta) &= 0, \\ \sigma_{rr}^o - \sigma_{rr}^i + \frac{T_0}{a^2} \left(2U_r + \Delta_\theta \frac{\partial U_r}{\partial \theta} \right) - \frac{2K_s}{a^2} (2U_r + \Delta_\theta U_\theta) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнения (3) совместно с выражениями для напряжений в жидкости определяют динамическую связь между движением оболочки и движением жидкости внутри и снаружи ее. Помимо этого можно считать, что обе поверхности оболочки движутся с одинаковой скоростью, которая и является скоростью самой оболочки:

$$V_i|_{r=a} = V_o|_{r=a} = dU/dt. \quad (4)$$

Уравнения (3) в совокупности с (4) полностью определяют движение малой частицы.

Поле скоростей разбиваем на вихревую и потенциальные части: $V = -\operatorname{grad} \Phi + \operatorname{rot} A$. Решения для потенциалов Φ_o и Φ_i ищем в виде расходящихся и стоячих сферических звуковых волн, а для A_o и A_i — в виде вязких сдвиговых волн, экспоненциально затухающих по обе стороны оболочки. Амплитуды этих волн при падении на малую частицу плоской волны определяются из системы граничных условий (3), (4) методами, обычно используемыми для анализа акустического рассеяния [1, 2]. Коэффициент затухания α можно найти, зная только амплитуды A_n для рассеянной звуковой волны:

$$\Phi_o = \exp(-i\omega t) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n A_n h_n(k_o r) P_n(\cos \theta). \quad (5)$$

Здесь h_n — сферические функции Ханкеля, P_n — полиномы Лежандра, $k = \omega/c$ — волновое число, c — скорость звука, ω — циклическая частота. Выражение для коэффициента α через амплитуды парциальных волн A_n получим методом, предложенным в работе [1] для случая эмульсии капля без оболочки. В предположении, что вязкие потери во внутренней и наружной жидкостях намного превышают вязкие потери в оболочке, коэффициент затухания звука в суспензии микрообъектов в оболочке выражается так же, как и для простых капель [1]:

$$\alpha = -\frac{3\varepsilon}{2k_0^2 a^3} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re} A_n, \quad (6)$$

где $\varepsilon = 4\pi a^3 N/3$ — объемная концентрация рассеивателей, N — число рассеивателей в единице объема.

В длинноволновом приближении ($ka \ll 1$) достаточно учесть только сферически симметричные колебания объекта и его осциллирующее движение, т. е. члены с $n=0,1$ в ряде (5). На нулевой гармонике вклад оболочки в рассеяние ничтожен ($K_s/(\rho a c^2) \ll 1$), поэтому сферически-симметричное рассеяние для структурированных микрообъектов не отличается от рассеяния на простой капле. Наличие оболочки начинает сказываться лишь для дипольных колебаний. Выражение для амплитуды A_1 , полученное из системы уравнений (3), (4), имеет вид

$$A_1 = i(k_0 a)^3 \frac{\rho_i - \rho_0}{3\rho_*} \left\{ 1 - \frac{6(\rho_i - \rho_0)}{\rho_*} F(\xi_i, \xi_0) \right\}, \quad (7)$$

$$F(\xi_i, \xi_0) = \left\{ \frac{\rho_0}{\rho_*} \left[9 - \frac{1}{\frac{\rho_i}{\rho_*} \left(J - \frac{2}{\xi_i^2} \right) + \frac{2\rho_0}{\rho_* \xi_0^2} + \frac{\omega_k^2}{\omega^2}} \right] - H \right\}^{-1}$$

$$J = (\operatorname{tg} \xi_i - \xi_i) / [\operatorname{tg} \xi_i (3 - \xi_i^2) - 3\xi_i], \quad H = \xi_0^2 / (1 - i\xi_0), \quad \omega_k^2 = 2K_s / (\rho_* a^3),$$

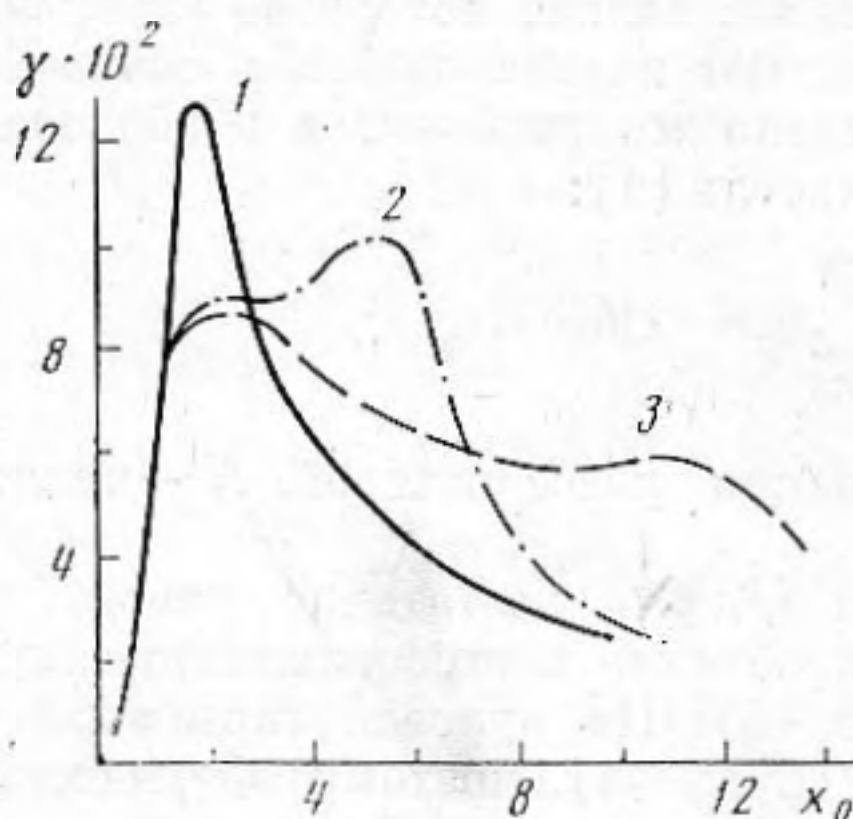
$\rho_* = 2\rho_i + \rho_0$, $\xi = (i\omega\rho/\eta)^{1/2} \cdot a$, ρ — плотность, η — вязкость. Постоянное натяжение T_0 и модуль поверхностного сдвига μ в это выражение не вошли.

Используя (7) и (6), получим затухание, обусловленное вязкими потерями:

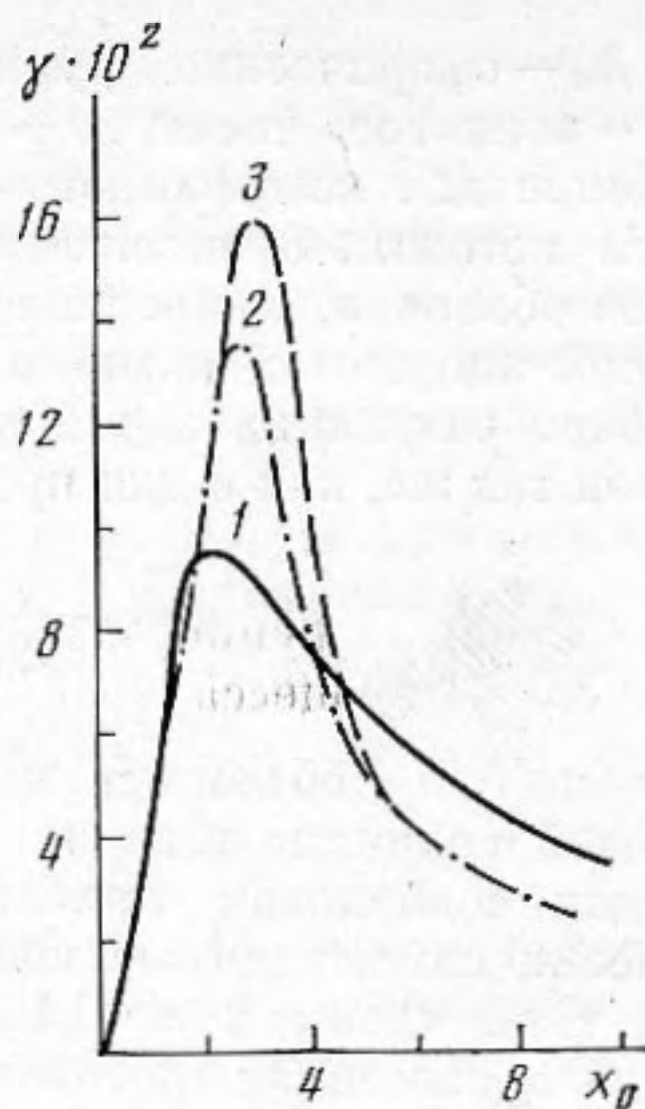
$$\alpha_\eta = 9\varepsilon k_0 \frac{(\rho_i - \rho_0)^2}{\rho_*} \gamma(\omega). \quad (8)$$

Коэффициент поглощения пропорционален квадрату разностей плотностей и обращается в нуль при $\rho_i = \rho_0$, поскольку в последнем случае движение частицы как целого относительно окружающей жидкости отсутствует. Функция $\gamma(\omega) = \operatorname{Im} F(\xi_i, \xi_0)$ определяет частотную зависимость коэффициента затухания на длине волны $\alpha_\eta \lambda$, λ — длина звуковой волны.

Характер частотной зависимости $\gamma(\omega)$ определяется соотношениями между характерными частотами: частотой $\omega_k = (2K_s/\rho_* a^3)^{1/2}$, характеризующей жесткость оболочки и ее сопротивление изменению площади поверхности, и частотами релаксации $\omega_{R_s} = \eta_s/(\rho_* a^2)$ ($s=i, o$). Частота релаксации определяет частоту, на которой глубина проникновения вязкой сдвиговой волны сравнима с размерами объекта. В частности, при $\omega \gg \omega_{R_i}$ вязкая волна занимает малую часть объема внутренней жидкости, при $\omega \ll \omega_{R_i}$ заполняет этот объем целиком. В случае $K_s \rightarrow 0$ формула (8) описывает поглощение в суспензии простых капель, в другом предельном случае $K_s \rightarrow \infty$ — поглощение в суспензии твердых частиц. В обоих этих случаях величина поглощения на длине волны $\alpha_\eta \lambda$ имеет максимум при $\omega \approx \omega_{R_o}$; на низких частотах $\omega \ll \omega_R$ поглощение с ростом частоты растет линейно: $\alpha_\eta \lambda \propto \omega/\omega_R$, на высоких частотах $\omega \gg \omega_R$ $\alpha_\eta \lambda$ — спадает как $(\omega_R/\omega)^{1/2}$ [2]. При конечных и не равных нулю K_s частотная зависимость $\gamma(\omega)$ имеет достаточно сложный характер (фиг. 1). Это отражает тот факт, что в вязкой жидкости при дипольных колебаниях частица испытывает деформации, связанные с изменением площади оболочки. Для



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Частотная зависимость коэффициента затухания звука на длине волны для микрочастиц с различным соотношением между характерными частотами ω_k и ω_R : 1 - $Q=2$, 2 - $Q=20$, 3 - $Q=66$, $|\rho_i - \rho_o| \ll \rho_o$, $-\eta_i = \eta_o$, параметр $x_o = (\omega/2\omega_{Ro})^{1/2}$ - квадратный корень из приведенной частоты, значение $x_o=1$ соответствует частоте, на которой глубина проникновения вязкой волны совпадает с размером микрообъекта

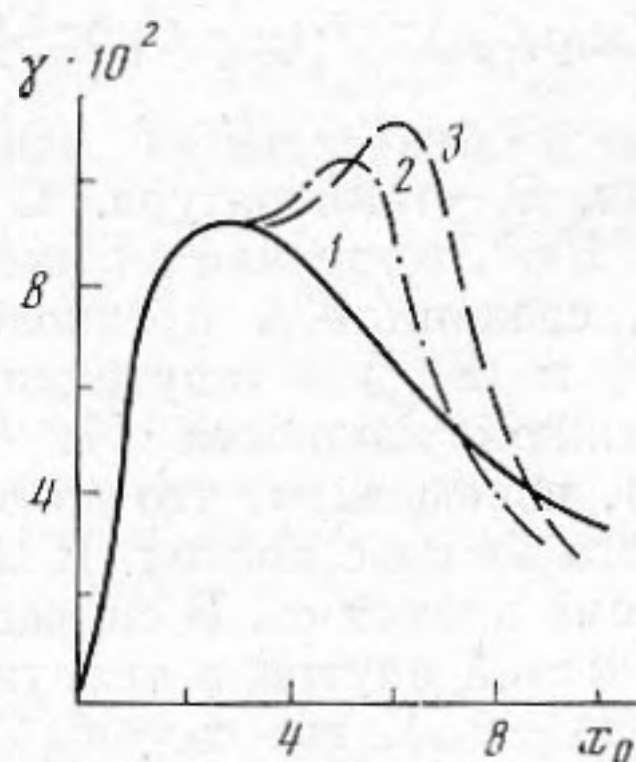
Фиг. 2. Частотная зависимость коэффициента затухания звука на длине волны для микрообъекта с фиксированными значениями ω_k и ω_{Ro} ($Q=6,6$) и различными значениями вязкости внутренней жидкости: 1 - $\eta_i/\eta_o=10$, 2 - $\eta_i/\eta_o=1$, 3 - $\eta_i/\eta_o=0,1$, $|\rho_i - \rho_o| \ll \rho_o$

низких частот $\omega \ll \omega_R$, ω_k вязкая волна во внутренней жидкости не возникает; вязкие напряжения снаружи уравниваются упругими напряжениями в оболочке и микрообъект колеблется около среднего положения как твердая частица. Коэффициент поглощения α_η совпадает с коэффициентом поглощения суспензии твердых частиц [2]: $\alpha_\eta \lambda / \varepsilon = 2\pi/9 (1 - \rho_i/\rho_o)^2 \omega/\omega_{Ro}$. Для высоких частот $\omega \gg \omega_R$, ω_k влияние оболочки незначительно и вязкие потери в суспензии структурированных микрочастиц определяются той же формулой, что и вязкие потери в суспензии простых капель [3]:

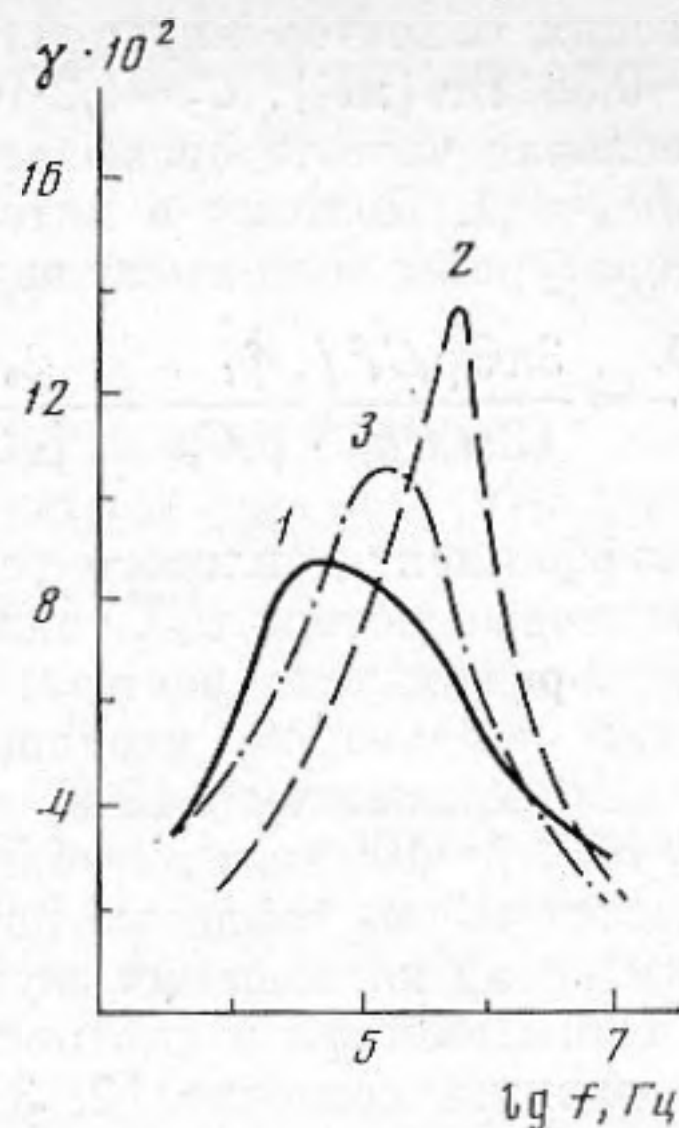
$$\alpha_\eta \lambda / \varepsilon = 9\sqrt{2} \pi \left(\frac{\rho_i - \rho_o}{\rho_o} \right)^2 \left(\frac{\omega_{Ro}}{\omega} \right)^{1/2} / [1 + (\rho_o \eta_o / \rho_i \eta_i)^{1/2}].$$

На частотах $\omega \approx \omega_k$ поведение коэффициента затухания как функции ω существенно зависит от соотношения между ω_k и ω_R и характеризуется параметром $Q = \omega_k/\omega_R$. Эту зависимость проще всего исследовать графически для случая, когда вязкости внутри и снаружи совпадают, а $|\rho_i - \rho_o| \ll \rho_o$ (фиг. 1). Из фиг. 1 видно, что при $\omega \leq 2\omega_R$ коэффициент затухания на длине волны $\alpha_\eta \lambda$ имеет единственный максимум вблизи $\omega \approx \omega_R$; причем увеличение жесткости оболочки K_s приводит к возрастанию максимума. При дальнейшем увеличении K_s , когда $\omega_k > 2\omega_R$, максимум поглощения сдвигается в сторону больших частот, пик затухания $\alpha_\eta \lambda$ уширяется и деформируется. Наконец, при $\omega_k \gg 20\omega_R$ на кривой $\gamma(\omega)$ возникают два максимума: один - вблизи $\omega \approx \omega_R$, другой - смещенный к значению $\omega \approx \omega_k$. При дальнейшем увеличении отношения ω_k/ω_R высокочастотный максимум смещается в сторону более высоких частот и понижается так, что реально остается только пик поглощения вблизи $\omega \approx \omega_R$, совпадающий с максимумом поглощения для твердых частиц.

Рассмотрим теперь, как зависит коэффициент затухания от соотношения между величинами вязкостей внутри и снаружи микрообъекта при



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Та же зависимость, что и на фиг. 2, для случая $Q=20$

Фиг. 4. Частотная зависимость коэффициента затухания звука на длине волны: 1 — для суспензии сферических эритроцитов $K_s=0,45$ Н/м, $\eta_i=10^{-2}$ Па·с, $\eta_o=5 \cdot 10^{-3}$ Па·с; 2 — для суспензии сферических капель $K_s=0$, $\eta_i=\eta_o=5 \cdot 10^{-3}$ Па·с; 3 — для теней эритроцитов $K_s=0,45$ Н/м, $\eta_i=\eta_o=5 \cdot 10^{-3}$ Па·с, радиус объектов одинаков во всех трех случаях и равен $a=5 \cdot 10^{-6}$ м, $\rho_i/\rho_o=1,1$, частота f в Гц

двух различных отношениях между характеристическими частотами ω_h и ω_R (фиг. 2, 3). В случае близких значений ω_h и ω_R ($\omega_h/\omega_R=6,6$, фиг. 2) поглощение $\alpha_\eta \lambda$ имеет один максимум вблизи $\omega \approx \omega_R$. Уменьшение вязкости внутренней жидкости ведет к существенному увеличению пика поглощения и смещению его в область более высоких частот, тогда как при увеличении η_i кривая $\gamma(\omega)$ приближается к кривой $\gamma(\omega)$ для суспензии твердых частиц; т. е. возрастание η_i вызывает как бы «отвердевание» частицы. На фиг. 3 представлена эволюция кривой $\gamma(\omega)$ в зависимости от соотношения между коэффициентами вязкости внутри и снаружи для случая оболочки с большим упругим модулем K_s : $\omega_h/\omega_R=20$. При $\eta_i/\eta_o \ll \ll 1$ основную роль играет высокочастотный максимум поглощения, однако по мере роста вязкости внутренней жидкости величина этого максимума уменьшается и он смещается в сторону низких частот. При η_i , значительно больших η_o , высокочастотный пик исчезает и поглощение все более приближается к вязким потерям в суспензии твердых частиц.

Влияние оболочки на затухание ультразвуковых волн особенно существенно для суспензий биологических клеток в воде в области частот $\omega \gtrsim \omega_R$. Для таких частот потери, связанные с образованием вязких сдвиговых волн, доминируют над другими механизмами затухания ультразвука, связанными с возбуждением сферически-симметричных колебаний частиц. Поскольку при монополярных колебаниях ($n=0$) вязкая волна не возникает, затухание звука на нулевой гармонике будет определяться потерями на переизлучение в среду, потерями за счет температурных волн, а также за счет поглощения звука в объеме клетки [2, 3]. В длинноволновом приближении, когда длина звуковой волны во много раз больше клетки ($ka \ll 1$), потери на переизлучение в $(1/ka)^3$ раз меньше, чем вязкие потери [2]. Оценим вклад процессов теплопроводности вблизи поверхности микрочастицы на поглощение ультразвука в суспензии. Акустическое поглощение за счет процессов теплопроводности можно характеризовать частотой $\omega_e = \chi / (\rho a^2 C_p)$, где χ — теплопроводность, C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении. На частотах $\omega \approx \omega_e$ глубина проникновения температурной волны сравнима с размером частицы. Для

биологических объектов внутриклеточная жидкость слабо отличается от воды ($\kappa=0,58$ Вт/(мК), $C_p=4,2 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\eta=10^{-3}$ Па·с), и характерная тепловая частота оказывается на порядок меньше частоты релаксации $\omega_e/\omega_R \approx 0,1$. Поэтому в интервале частот $\omega_e < \omega < \omega_R$ затухание за счет температурных волн имеет вид [2, 3]

$$\frac{\alpha_T \lambda}{\varepsilon} = \frac{3\lambda \Theta \rho_i C_i^2}{(2\omega)^{1/2} a} \left(\frac{\beta_i}{\rho_i C_{pi}} - \frac{\beta_0}{\rho_0 C_{po}} \right) / [(\kappa_i \rho_i C_{pi})^{-1/2} + (\kappa_0 \rho_0 C_{po})^{-1/2}], \quad (9)$$

где β — коэффициент теплового расширения, Θ — температура. С ростом частоты тепловые потери $\alpha_T \lambda$ спадают как $1/\omega^{1/2}$, тогда как вязкие потери растут пропорционально частоте. Оценки, сделанные в предположении, что отличие параметров, входящих в (9) и (8), для внутриклеточной жидкости не превышает 10% от наружной жидкости [7, 8] ($\beta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹, $\rho = 10^3$ кг/м³, $c = 1,5 \cdot 10^3$ м/с), показывают, что во всем интервале частот $\omega > \omega_e$ тепловые потери много меньше вязких. В заключение оценим вклад поглощения звука в объеме клетки α_o . В случае малых различий сжимаемостей и плотностей жидкостей внутри и снаружи [8], α_o можно оценить согласно [2, 3]: $\alpha_o = \varepsilon (\alpha_{Li} - \alpha_{Lo})$, где $\alpha_L = \omega^2 (4/3\eta + \zeta) / (2\rho c^3)$, ζ — объемная вязкость. Считая $\eta_i - \eta_o = 10^{-2}$ Па·с, получим, что на частотах, меньших 10^7 Гц, вклад поглощения в объеме клетки незначителен по сравнению с поглощением, связанным с образованием вязких волн.

Типичные кривые затухания для суспензии эритроцитов сферической формы представлены на фиг. 4 при различных значениях вязкости внутри и снаружи. Величина $K_s = 0,45$ Н/м для эритроцитарной оболочки получена в работе [14].

Приведенный анализ свидетельствует, что наличие оболочки и величина поверхностного модуля упругости K_s существенно сказываются на характере затухания звука в суспензии микрочастиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Epstein P. S., Carhart R. R. The absorption of sound in suspension and emulsion. I. Water fog in air // J. Acoust. Soc. Amer. 1953. V. 25. № 3. P. 553–565.
2. Allegra J. R., Hawley S. A. Attenuation of sound in suspensions and emulsions: Theory and Experiments // J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 51. № 5. P. 1545–1563.
3. Ратинская И. А. О затухании звука в эмульсиях // Акуст. журн. 1962. Т. 8. № 2. С. 210–215.
4. Chow J. C. F. Attenuation of acoustic waves in dilute emulsions and suspensions // J. Acoust. Soc. Amer. 1964. V. 36. № 12. P. 2395–2401.
5. Carstensen E. H., Schwan H. P. Absorption of sound arising from the presence of intact cell in blood // J. Acoust. Soc. Amer. 1959. V. 31. № 2. P. 185–189.
6. Watson J. D., Meister R. Ultrasonic absorption in water containing plankton in suspension // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. № 3. P. 1584–1590.
7. Maynard V. M., Magin R. L., Dunn F. Ultrasonic absorption and permeability for liposomes near phase transition // Chemistry and Physics of Lipids. 1985. V. 37. P. 1–12.
8. Shung K. K., Krisko B. A., Ballord J. O. Acoustic measurement of erythrocyte compressibility // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 72. № 5. P. 1364–1367.
9. Reddy M. A., Syryanarayana M. Ultrasonic velocity and absorption in water containing spirogyra in suspension // Acustica. 1983. V. 54. P. 59–61.
10. Miller C. A., Scriven H. E. The oscillation of fluid droplet immersed in another fluid // J. Fluid Mech. 1968. V. 32. № 3. P. 417–435.
11. Зинин П. В., Левин В. М., Маев Р. Г. Собственные колебания биологических микрообъектов // Биофизика. 1987. Т. 32. № 1. С. 185–192.
12. Levin V. M., Mayev R. G., Zinin P. V. Biological microobjects' natural oscillations. Generalized approach // Studia Biophysica. 1985. V. 109. № 2–3. P. 191–197.
13. Новожилов В. В. Теория тонких оболочек. Л.: Судпромгиз, 1951.
14. Левин В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Изд-во АН СССР, 1962. С. 482.
15. Ивевс И., Скейлак Р. Механика и термодинамика биологических мембран. М.: Мир, 1982.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12.II.1986