АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2008, том 54, № 6, с. 920–925

ФИЗИЧЕСКАЯ АКУСТИКА

УДК 537.84:534.22

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

© 2008 г. С. Одинаев, К. Комилов

Таджикский государственный национальный университет
734025 Душанбе, пр. Рудаки 17
E-mail: k.komilov@mail.ru

Поступила в редакцию 29.11.07 г.

На основе молекулярно-кинетической теории найдены частотно-зависимые выражения для скорости и коэффициента поглощения звука в магнитных жидкостях с учетом вклада структурной релаксации при наличии внешнего неоднородного магнитного поля. Исследовано их асимптотическое поведение как при низких, так и при высоких частотах. На примере магнитной жидкости, приготовленной на основе керосина и магнитных частиц магнетита Fe_3O_4, проведено численное исследование. Результаты численного расчета показывают, что частотная зависимость скорости и коэффициента поглощения звука в магнитной жидкости находится в удовлетворительном согласии со статическими экспериментальными данными.

PACS: 43.20.Hq

Известно, что структура магнитной жидкости (МЖ) существенно влияет на ее акустические свойства. Основные акустические свойства МЖ характеризуются температурной зависимостью скорости распространения звуковой волны, коэффициентом поглощения и дисперсией. Скорость распространения и коэффициент поглощения звуковых волн являются параметрами, которые непосредственно связаны со строением МЖ. Эти параметры исследуются в зависимости от различных физических условий: температуры, плотности, давления, концентрации, частоты, внешнего магнитного поля и др.

Частотные зависимости скорости и поглощения звука являются важнейшими характеристиками быстрых молекулярных процессов. Частотная зависимость скорости и коэффициент поглощения звуковых волн в МЖ выражаются посредством динамических модулей упругости и кинетических коэффициентов, которые, в свою очередь, зависят от внешнего воздействия.

Исследованию скорости распространения и коэффициента поглощения звуковых волн в МЖ посвящено большое количество работ [1–5]. Однако вопрос о зависимости скорости и коэффициента поглощения звука от внешнего магнитного поля остается не совсем ясным.

Поэтому представляет интерес исследовать частотную зависимость скорости распространения и коэффициента поглощения звуковых волн в МЖ под воздействием внешнего неоднородного магнитного поля с единой микроскопической точки зрения, с учетом вклада структурной релаксации, что и явилось целью настоящей работы.

Исходим из системы линеаризованных уравнений обобщенной гидродинамики при наличии внешнего неоднородного магнитного поля [6], которые были получены на основе молекулярно-кинетической теории. В представлении Фурье эти уравнения имеют вид:

$$\begin{gathered}\rho(\omega, \mathbf{k}) + i\rho_0 k^\alpha u^\alpha(\omega, \mathbf{k}) = 0,\\ \rho_0\omega^2 u^\alpha(\omega, \mathbf{k}) + ik^\beta\sigma^{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}) = 0,\\ \rho_0\omega C_v T(\omega, \mathbf{k}) + i\omega T_0(\partial p/\partial T)_\rho k^\alpha u^\alpha(\omega, \mathbf{k}) -\\ -k^\alpha S^\alpha(\omega, \mathbf{k}) = 0,\end{gathered} \tag{1}$$

где $\sigma^{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}) = i\tilde{K}(\omega)(\mathbf{ku}(\omega, \mathbf{k}))\delta^{\alpha\beta} + 2i\tilde{\mu}(\omega)\{k^\beta u^\alpha(\omega, \mathbf{k})\}$ – тензор напряжения, $S^\alpha(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{\omega}\tilde{Z}(\omega)k^\alpha T(\omega, \mathbf{k})_x$ – вектор потока тепла, $\rho(\omega, \mathbf{k})$, $T(\omega, \mathbf{k})$, $\mathbf{u}(\omega, \mathbf{k})$ – Фурье-компоненты флуктуации плотности, температуры и вектора смещения, ρ_0 – равновесная плотность МЖ, T_0 – равновесная температура, C_v – теплоемкость при постоянном объеме, $\tilde{K}(\omega)$, $\tilde{\mu}(\omega)$ и $\tilde{Z}(\omega)$ – комплексные динамические объ-

емные, сдвиговые и термические модули упругости, которые определяются выражениями:

$$\tilde{K}(\omega) = K(\omega) - i\omega\eta_v(\omega);$$
$$\tilde{\mu}(\omega) = \mu(\omega) - i\omega\eta_s(\omega); \quad (2)$$
$$\tilde{Z}(\omega) = Z(\omega) - i\omega\lambda(\omega),$$

где $K(\omega)$, $\mu(\omega)$ и $Z(\omega)$ представляют собой динамические объемные, сдвиговые и термические модули упругости; $\eta_v(\omega)$, $\eta_s(\omega)$ – динамические коэффициенты объемной и сдвиговой вязкости; $\lambda(\omega)$ – динамический коэффициент теплопроводности МЖ, ω – частота процесса, $\mathbf{k}$ – волновой вектор. Аналитические выражения модулей упругости и кинетических коэффициентов вязкости, а также теплопроводности получены в [6, 7] и имеют вид:

$$K(\omega) = K_s + \frac{2\pi n^2\sigma^3\omega}{3}\int_0^\infty dr r^3\frac{d\Phi}{dr}\int_0^r G_2(r, r_1, \omega)\times \quad (3)$$
$$\times\left[\varphi(r_1) - \frac{\mu_0}{\beta}(\mathbf{M}\nabla)\left(\frac{\partial H}{\partial\vartheta}\right)_{\rho, T}\left(\frac{\partial g_0}{\partial r_1}\right)r_1\right]d\mathbf{r}_1,$$

$$\mu(\omega) = \frac{nkT(\omega\tau_1)^2}{1+(\omega\tau_1)^2} + \frac{2\pi n^2\sigma^3\omega}{15}\int_0^\infty dr r^3\frac{d\Phi}{dr}\times \quad (4)$$
$$\times\int_0^r G_2(r, r_1, \omega)\frac{\partial g_0}{\partial r_1}r_1\left[1 - \frac{5\mu_0}{2\beta}(\mathbf{M}\nabla)\left(\frac{\partial H}{\partial\vartheta}\right)_{\rho, T}\right]d\mathbf{r}_1,$$

$$Z(\omega) = \frac{5}{2}\rho\left(\frac{k}{m}\right)\frac{T_0(\omega\tau_0)^2}{1+(\omega\tau_0)^2} - \frac{4\pi n^3\sigma^3\omega}{3}\times$$
$$\times\left[\int_0^\infty\Phi_1(r)r^2dr\int_0^\infty\theta_2(r, r_1, \omega)A_1(r_1)r_1^2dr_1 + \right.$$
$$\left. + \int_0^\infty\Phi_2(r)r^2dr\int_0^\infty\theta_2(r, r_1, \omega)A_2(r_1)r_1^3dr_1\right] + \quad (5)$$
$$+ \frac{4\pi n^2\sigma^3\mu_0\omega}{9\beta}M_s|\nabla H|\int_0^\infty\Phi_1(r)r^2dr\times$$
$$\times\int_0^\infty\theta_2(r, r_1, \omega)\left(\frac{\partial g_0(r_1)}{\partial T}\right)_p r_1^2dr_1,$$

$$\eta_v(\omega) = -\frac{2\pi n^2\sigma^3}{3}\int_0^\infty dr r^3\frac{d\Phi}{dr}\int_0^r G_1(r, r_1, \omega)\times \quad (6)$$
$$\times\left[\varphi(r_1) + \frac{\mu_0}{\beta}(\mathbf{M}\nabla)\left(\frac{\partial H}{\partial\vartheta}\right)_{\rho, T}\left(\frac{\partial g_0}{\partial r_1}\right)r_1\right]d\mathbf{r}_1,$$

$$\eta_s(\omega) = \frac{nkT\tau_1}{1+(\omega\tau_1)^2} + \frac{2\pi n^2\sigma^3}{15}\int_0^\infty dr r^3\frac{d\Phi}{dr}\times \quad (7)$$
$$\times\int_0^r G_1(r, r_1, \omega)\frac{\partial g_0}{\partial r_1}r_1\left[1 + \frac{5\mu_0}{2\beta}(\mathbf{M}\nabla)\left(\frac{\partial H}{\partial\vartheta}\right)_{\rho, T}\right]d\mathbf{r}_1,$$

$$\lambda(\omega) = \frac{5}{2}\rho\left(\frac{k}{m}\right)\frac{T_0\tau_2}{1+(\omega\tau_2)^2} - \frac{4\pi^2n^2\sigma^2}{3}\times$$
$$\times\left[\int_0^\infty\Phi_1(r)r^2dr\int_0^\infty\theta_1(r, r_1, \omega)A_1(r_1)r_1^2dr_1 + \right.$$
$$\left. + \int_0^\infty\Phi_2(r)r^2dr\int_0^\infty\theta_1(r, r_1, \omega)A_2(r_1)r_1^3dr_1\right] + \quad (8)$$
$$+ \frac{4\pi^2n^2\sigma^3\mu_0}{9\beta}M_s|\nabla H|\int_0^\infty\Phi_1(r)r^2dr\times$$
$$\times\int_0^\infty\theta_1(r, r_1, \omega)\left(\frac{\partial g_0(r_1)}{\partial T}\right)_p r_1^2dr_1,$$

где $\tau_1 = m/2\beta$, $\tau_2 = m/3\beta$, $\tau_0 = \beta\sigma^2/2kT$, σ – диаметр частицы, β – коэффициент трения, $K_s = n(\partial p/\partial n)_T + (T/nC_v)(\partial p/\partial T)_n^2$ – адиабатический модуль упругости, $\varphi_{1,2}(r, r_1, \omega) = (\omega\tau_0/2)^{1/2}(r \mp r_1)$, $G_{1,2}(r, r_1, \omega) = \pm(\tau_0/2)(2\omega\tau_0)^{1/2}[(\sin\varphi_1 \mp \cos\varphi_1)\exp(-\varphi_1) - (\sin\varphi_2 \mp \cos\varphi_2)\exp(-\varphi_2)]$.

Уравнения (1) совместно с выражениями (2)–(8) образуют замкнутую систему уравнений обобщенной гидродинамики и позволяют исследовать коллективные колебания в МЖ как в высокочастотном, так и в гидродинамическом режиме.

Решения этих уравнений относительно Фурье-образа вектора смещения $\mathbf{u}(\omega, \mathbf{k})$ дают следующие дисперсионные соотношения:

а) для продольных волн:

$$\omega^4 - \frac{1}{\rho_0}\left[K_s + \frac{4}{3}\tilde{\mu}(\omega) + \tilde{K}_r(\omega) + C_v^{-1}\tilde{Z}(\omega)\right]\omega^2k^2 + \quad (9)$$
$$+ \frac{1}{\rho_0^2}\left[C_p^{-1}K_s\tilde{Z}(\omega) + C_v^{-1}\left(\frac{4}{3}\tilde{\mu}(\omega) + \tilde{K}_r(\omega)\right)\tilde{Z}(\omega)\right]k^4 = 0,$$

б) для сдвиговых волн:

$$\omega_s^2 = \frac{1}{2\rho_0}\tilde{\mu}(\omega)k^2, \quad (10)$$

где $\tilde{K}_r(\omega) = \tilde{K}(\omega) - K_s$ – комплексный релаксационный объемный модуль упругости, C_p – теплоемкость при постоянном давлении, k – волновое

число. Эти соотношения полностью описывают спектр коллективных мод МЖ в широком диапазоне частот.

Решая уравнение (9) относительно ω, получим спектр двух продольных акустических мод и одной тепловой моды:

$$\omega^2 = \left\{C_0^2 + \frac{1}{\rho}\left[\frac{4}{3}\tilde{\mu}(\omega) + \tilde{K}(\omega) + (C_v^{-1} - C_p^{-1})\tilde{Z}(\omega)\right]\right\}k^2, \quad (11)$$

$$\omega_T^2 = \frac{1}{\rho C_p}\tilde{Z}(\omega)k^2. \quad (12)$$

Подставляя выражения (2) в уравнение (11), учитывая $k = k_0 - i\alpha$ и решая это уравнение относительно реальной и мнимой части k для скорости $C(\omega)$ и коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ продольных волн в МЖ, получим следующие выражения:

$$C(\omega) = C_0\left\{1 + \frac{2}{2\rho_0 C_0^2}\times\left[\frac{4}{3}\mu(\omega) + K_r(\omega) + \frac{\gamma-1}{C_p}Z(\omega)\right]\right\}, \quad (13)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega^2}{2\rho_0 C_0^3}\left[\frac{4}{3}\eta_s(\omega) + \eta_v(\omega) + \frac{\gamma-1}{C_p}\lambda(\omega)\right]. \quad (14)$$

Здесь C_0 – адиабатическая скорость звука, $\gamma = C_p/C_v$ – отношение теплоемкостей.

Отметим, что (13) и (14) являются общими выражениями для скорости и коэффициента поглощения акустических волн в МЖ с учетом вклада процесса перестройки структуры жидкости в широком интервале плотности, концентрации, давления, температуры и внешнего неоднородного магнитного поля. Эти соотношения полностью описывают частотную зависимость скорости и коэффициента поглощения звука в широком диапазоне частот. Следует отметить, что частотные зависимости динамических коэффициентов и модулей упругости, входящих в выражения (13) и (14), определяются с помощью Фурье-образов фундаментальных решений уравнения Смолуховского для бинарной плотности и бинарного потока частиц в конфигурационном пространстве [6], которые в основном обусловлены вкладами структурных релаксационных процессов.

Анализируем асимптотическое поведение выражений (13) и (14) в двух предельных случаях:

а) в гидродинамическом режиме $\omega\tau \ll 1$ ($\omega \longrightarrow 0$, $k \longrightarrow 0$) получим следующие асимптотические выражения:

$$C = C_0(1 + \omega^{3/2}D),$$

$$\frac{\alpha}{\omega} = \left(\frac{\alpha}{\omega}\right)_{\text{кл}} + \left(\frac{\omega^{3/2}}{2\rho C_0}D_1\right),$$

где D – поправка к скорости звука, обусловленная вкладом низкочастотных асимптотик модулей упругости, D_1 – поправка к коэффициенту поглощения звука на длину волны, обусловленная вкладом низкочастотных асимптотик кинетических коэффициентов, $(\alpha/\omega)_{\text{кл}}$ – классическое значение α/ω, выраженное через статические коэффициенты вязкости и теплопроводности;

б) в высокочастотном пределе, когда $\omega\tau \gg 1$ ($\omega \longrightarrow \infty$), получим асимптотические выражения в следующем виде:

$$\frac{C_\infty^2 - C_0^2}{C_0^2} = \frac{1}{2\rho_0 C_0^2}\left[\frac{4}{3}\mu_\infty + (K_\infty - K_s) + (\gamma-1)C_p^{-1}Z_\infty\right],$$

$$\frac{\alpha}{\omega} = \frac{1}{2\rho_0 C_0^3}\left[\frac{4}{3}\mu_\infty + (K_\infty - K_s)\right].$$

Как видно из этого выражения, величина $\frac{\alpha}{\omega}$, в высокочастотном режиме не зависит от частоты, что находится в соответствии со статическими экспериментальными результатами для простых жидкостей [8].

Выражения для высокочастотных модулей упругости μ_∞, K_∞, Z_∞ полученные в [6, 7] имеют вид:

$$K_\infty(\omega) = (1+\gamma)nkT + \frac{2\pi n^2\sigma^3}{9}\int_0^\infty \frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r^2}\frac{d\Phi}{dr}\right)g_0(r)r^6dr - \frac{2\pi n^2\mu_0}{3\beta}(\mathbf{M}\nabla)\left(\frac{\partial H}{\partial\vartheta}\right)_{\rho,T}\int_0^\infty \frac{d}{dr}\left(r^4\frac{d\Phi}{dr}\right)g_0(r)dr,$$

$$\mu_\infty(\omega) = nkT + \frac{2\pi n^2\sigma^3\tau_0}{15}\left[1 - \frac{5\mu_0}{2\beta}(\mathbf{M}\nabla)\left(\frac{\partial H}{\partial\vartheta}\right)_{\rho,T}\right]\times\int_0^\infty \frac{d}{dr}\left(r^4\frac{d\Phi}{dr}\right)g_0(r)dr,$$

$$Z_\infty = \frac{5}{2}\rho\left(\frac{k}{m}\right)T_0 + \frac{4\pi n^2\sigma^3}{3}\times$$

$$\times\left[\int_0^\infty \Phi_1(r)A_1(r)r^2dr + \int_0^\infty \Phi_2(r)A_2(r)r^3dr\right] +$$

$$+\frac{4\pi n^2\sigma^3\mu_0 M_s|\nabla H|}{9\beta}\int_0^\infty \Phi_1(r)\left(\frac{\partial g_0(r)}{\partial T}\right)_p r^2dr,$$

где

$$A_1(r_1) = \frac{kT}{\beta}\left(\frac{\partial g_0(r_1)}{\partial T}\right)_p;$$

$$A_2(r_1) = -\frac{2kT}{\beta}g_0(r_1)\frac{\partial}{\partial r_1}\left(\frac{\partial \ln g_0(r_1)}{\partial T}\right)_p.$$

Для более детального анализа частотной зависимости скорости и коэффициента поглощения звука в МЖ необходимо проведение численных расчетов. Для этой цели в выражениях (13) и (14) ограничиваемся членами, учитывающими только вязкоупругие свойства МЖ, то есть слагаемыми, характеризующими термоупругие свойства ($Z(\omega)$ и $\lambda(\omega)$) пренебрегаем. Численные расчеты требуют знания явного вида потенциала взаимодействия $\Phi(|\mathbf{r}|)$ частиц, а также радиальной функции распределения $g(|\mathbf{r}|, n, T)$, так как коэффициенты переноса η_s, η_v и модули упругости $\mu(\omega)$, $K(\omega)$ зависят от них. Выбор явного вида этих функции зависит от выбранной модели МЖ. Представим МЖ как коллоидный раствор мельчайших ферромагнитных частиц, взвешенных в жидкости-носителе. Поскольку частицы МЖ являются ферромагнитными, естественно, возникает вопрос об их поведении под действием магнитного поля. При довольно малых размерах ферромагнитных частиц все они практически являются однодоменными. С каждой такой частицей связан некоторый магнитный момент, обусловленный обменным взаимодействием атомов внутри нее. При изменении направления внешнего магнитного поля частицы стремятся повернуться вслед за полем, так что их магнитный момент становится параллельным магнитному полю. Тогда МЖ можно считать изотропной, и векторы намагниченности **M** и магнитного поля **H** параллельны друг другу. В предлагаемой модели МЖ вращение ферромагнитных частиц вокруг своих осей не учитывается.

Считая диполь-дипольное взаимодействия магнитных частиц МЖ слабыми, потенциал межчастичных взаимодействии, согласно [9], представим в виде:

$$\Phi(\mathbf{r}_{ij}) = \Phi_j^H + \Phi^S(r_{ij}), \tag{15}$$

где $\Phi_j^H(u_j) = -\dfrac{kTh(\mathbf{uH})}{H}$ – потенциальная энергия частицы j во внешнем магнитном поле **H**. В соответствии с выражением (15), grad$H$ направляем параллельно вектору ориентации магнитного момента частиц **u**; $h = \mu_0 mH/kT$ – параметр Ланжевена, m – величина магнитного момента частиц, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ – вектор относительного смещения частиц i и j, $\Phi^S(r) = 4\varepsilon(r^{-12} - r^{-6})$ – потенциал Леннард-Джонса, где $r = |\mathbf{r}| = |r_{ij}|/\sigma$ – безразмерное взаимное расстояние.

В сферически-симметричном случае, следуя [10], радиальную функцию распределения частиц выбираем в виде:

$$g(r, n, T) = y(r, \rho^*)\exp\left[\frac{\Phi(r)}{kT}\right], \tag{16}$$

где $\rho^* = \dfrac{\pi}{6}n\sigma^3 = \dfrac{\pi\rho\sigma^3 N_0}{6\ \ M}$ – приведенная плотность МЖ, N_0 – число Авогадро, M – молярная масса.

Учитывая равенства (3)–(6), а также (15) и (16), приведем выражения (13) и (14) к удобному виду для проведения численных расчетов:

$$C(\omega) = C_0\left\{1 + \frac{2}{2\rho_0 C_0^2}\left[\frac{4}{3}\left(\frac{nkT\omega^*}{1+\omega^{*2}} - \right.\right.\right.$$
$$\left. - \frac{2\pi n^2\sigma^3 kT\omega}{45}\left(1 - \frac{5\mu_0 M_s|\nabla H|\tau_0}{2\beta l}\right)I_1\right) +$$
$$+ \frac{2\pi n^2\sigma^3 kT}{9}\left[\left(-\frac{1}{3} + \frac{\mu_0 M_s\tau_0|\nabla H|}{\beta l}\right)I_1 - \right.$$
$$\left.\left.\left. - 2I_2 + I_3 + \gamma I_4\right]\right]\right\}, \tag{17}$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega^2}{2\rho_0 C_0^3}\left[\frac{4}{3}\left(\frac{nkT\tau_1}{1+(\omega^*)^2} - \right.\right.$$
$$\left. - \frac{2\pi n^2\sigma^3 kT}{45}\left(1 + \frac{15\mu_0 M_s\tau_0|\nabla H|}{6\beta l}\right)J_1\right) +$$
$$+ \frac{2\pi n^2\sigma^3 kT}{9}\left[\left(\frac{1}{3} + \frac{\mu_0 M_s\tau_0|\nabla H|}{\beta l}\right)J_1 - \right.$$
$$\left.\left. - 2J_2 - J_3 + J_4\right]\right], \tag{18}$$

где

$$I_1 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_2(r, r_1\omega)D^*(r_1)g(r_1)dr_1,$$

$$I_2 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_2(r, r_1\omega)g(r_1)r_1dr_1,$$

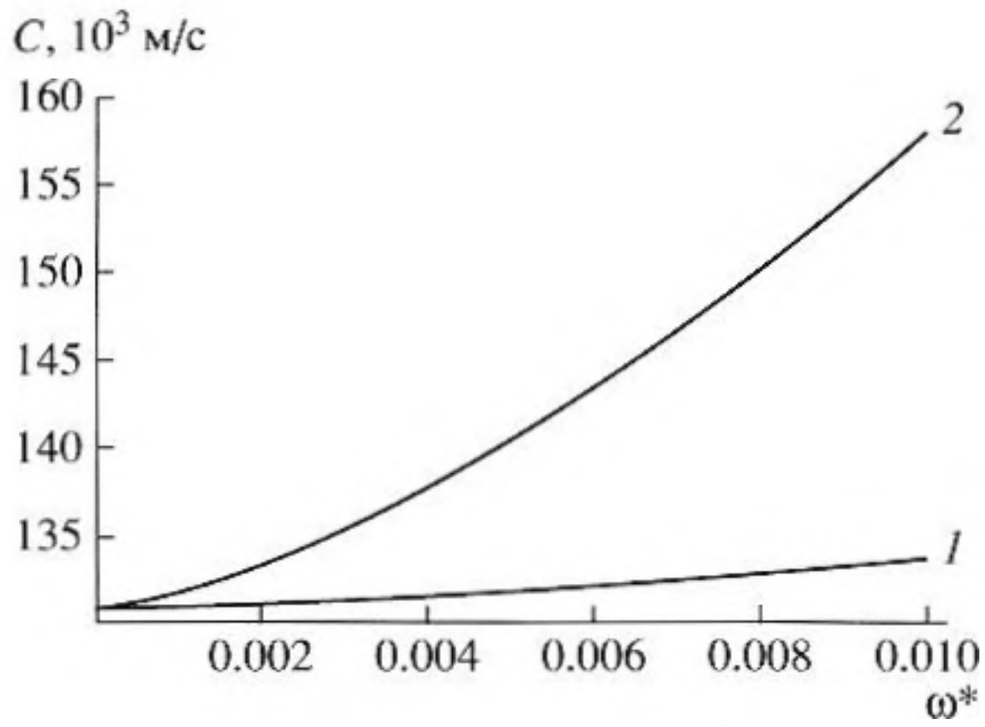

Рис. 1. Зависимость скорости звука от приведенной частоты при: *1* – $|\nabla H| = 10$ А/м^2; *2* – $|\nabla H| = 10^3$ А/м^2.

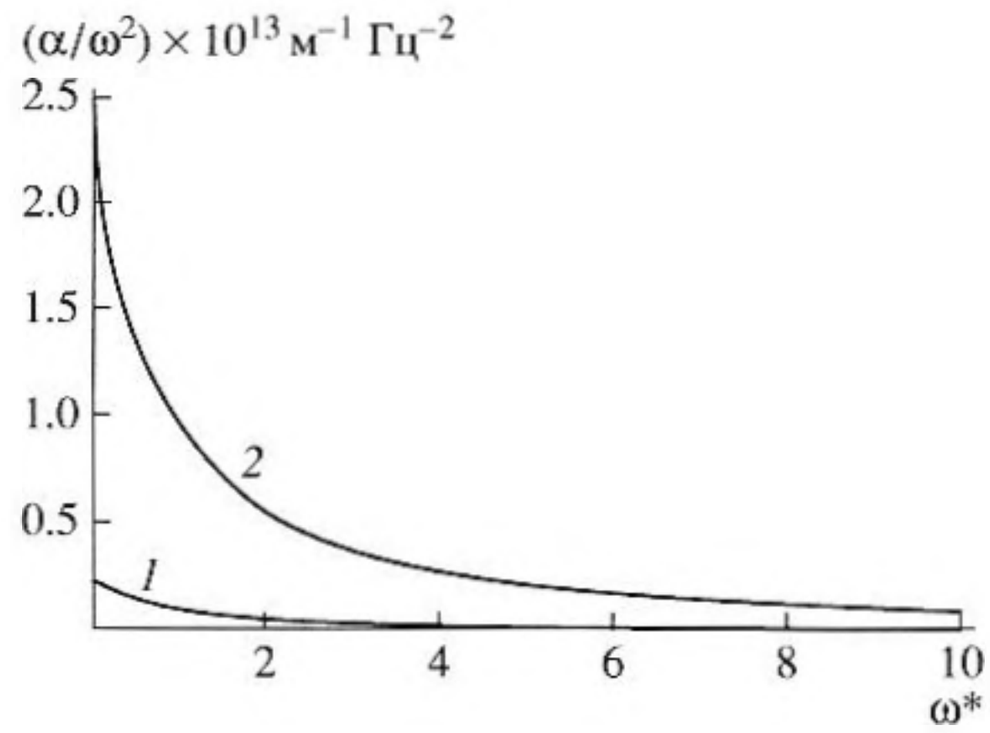

Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения звука от приведенной частоты при: *1* – $|\nabla H| = 10$ А/м^2; *2* – $|\nabla H| = 10^3$ А/м^2.

$$I_3 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_2(r, r_1\omega)y_2(\rho^*)g(r_1)r_1dr_1,$$

$$I_4 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_2(r, r_1\omega)\times$$

$$\times[-\Phi^{*L-D}(r_1) + \Phi^{*H}(r_1)]g(r_1)r_1dr_1,$$

$$J_1 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_1(r, r_1\omega)D^*(r_1)g(r_1)dr_1,$$

$$J_2 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_1(r, r_1\omega)g(r_1)r_1dr_1,$$

$$J_3 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_1(r, r_1\omega)g(r_1)y_2(\rho^*)r_1dr_1,$$

$$J_4 = \int_0^\infty drD^*(r)\int_0^r G_1(r, r_1\omega)\times$$

$$\times[\Phi^{*L-D}(r) - \Phi^{*H}(r)]g(r_1)r_1dr_1,$$

$$L^* = 4\varepsilon/kT, \quad D^*(r) = 6L^*(2r^{-6} - 1)r^{-5},$$

$$\Phi^{*L-D}(r) = \frac{\Phi^{L-D}}{kT} = L^*(r^{-12} - r^{-6}),$$

$$\Phi^{*H}(r) = \frac{\Phi^H(r)}{kT} = -\frac{\mu_0 m|\nabla H|l}{kT},$$

$$y_2(\rho^*) = \frac{(5 - 2\rho^*)\rho^*}{(1 - \rho^*)(2 - \rho^*)}.$$

Величина ε определяет глубину потенциальной ямы $\Phi(|\mathbf{r}|)$ и, следовательно, характеризует интенсивность межмолекулярных сил. При наличии ориентирующего магнитного поля глубина минимума 0.9 кЕ. $\omega^* = \omega\tau_1$ – приведенная частота; $l = 10^{-2}$ – характерный размер системы. При $r = r_1$, $D^*(r)$ переходит в $D^*(r_1)$.

На основе выражений (17) и (18) был проведен численный расчет частотной зависимости скорости и коэффициента поглощения звука для МЖ, приготовленной на основе керосина и магнитных частиц Fe_3O_4, при $T = 298$ К, плотности $\rho = 902$ кг/м^3, концентрации $c = 0.024$, согласно [5], и при следующих значениях $|\nabla H| = 10$ А/м^2; 10^3 А/м^2 в диапазоне приведенной частоты $\omega^* = 10^{-7}$–10 (т.е. $\omega^* = \omega\tau_1$, если $\tau_1 = 10^{-12}$ с, тогда $\omega = 10^5$–10^{13} Гц). Результаты расчетов отображены на рис. 1 и 2.

Как видно из рис. 1, частотная зависимость $C(\omega)$ наблюдается в широком диапазоне частоты, а согласно релаксационной теории, частотная зависимость имеет место в диапазоне $\omega = 10^{10}$–3×10^{11} Гц. Скорость звука $C(\omega)$ с ростом приведенной частоты возрастает почти линейно [1, 2]. Ранее появление зависимости $C(\omega)$ и ее линейный характер обусловлен вкладами низкочастотных асимптотик модулей упругости $\mu(\omega)$ и $K(\omega)$. Зависимость $C(\omega)$ есть следствие правильного учета структурной релаксации в МЖ, которая неучтена в релаксационной теории. При наличии внешнего неоднородного магнитного поля, согласно нашим расчетам, отношение $\Delta C/C \sim 10^{-2}$, что соответствует предположениям [5].

Согласно рис. 2, частотная зависимость α/ω^2 наблюдается при частоте $\omega \sim 10^7$ Гц, причем значение α/ω^2 резко уменьшается и при $\omega \sim 10^{12}$ Гц стремится к нулю. Этот результат качественно согласуется с результатами [1, 2]. Частотная зави-

симость α/ω^2 обусловлена учетом вкладов низкочастотных асимптотик η_s и η_v.

Таким образом, проведенные численные расчеты частотной зависимости $C(\omega)$ и коэффициента поглощения α/ω^2 звуковых волн в МЖ на основе выражений (17) и (18) при постоянной температуре, плотности, концентрации и напряженности магнитного поля, с учетом вкладов различных релаксационных процессов показывают удовлетворительное их согласие с имеющимися литературными данными [1–3], что подтверждает правильность полученных результатов, а также доказывает существенную роль вклада процесса структурной релаксации в МЖ.

В заключение отметим, что выражения (13) и (14) в отсутствие внешнего магнитного поля переходят к известным выражениям для простых классических жидкостей [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Соколов В.В.* Акустика магнитных жидкостей // Известия АН СССР, серия физическая. 1987. Т. 51. № 6. С. 1057–1061.
2. *Виноградов А.Н.* Распространение ультразвука в полидисперсных магнитных жидкостях // Вестн. Моск. ун-та, сер. 2, Химия, 1999. Т. 40. № 2. С. 90–93.
3. *Henjes K.* Sound propagation in magnetic fluids // Phys. Rev. E., 1994. V. 50. № 2. P. 1184–1188.
4. *Chung D.Y., Isler W.E.* Ultrasonic velocity anisotropy in ferrofluids under the inuence of a magnetic field // J. Appl. Phys., 1978. V. 43. № 3. P. 986–986.
5. *Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С.* Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 239 с.
6. *Одинаев С., Комилов К., Зарифов А.* К молекулярной теории релаксационных процессов и вязкоупругих свойств магнитных жидкостей // Журн. физ. химии. 2006. Т. 80. № 5. С. 864–871.
7. *Комилов К.* Молекулярная теория теплопроводности магнитных жидкостей // ДАН РТ, 2006. Т. 49. № 9. С. 813–818.
8. *Благой Ю.П., Дударь Б.Г., Михайленко С.А.* Поглощение звука и объемная вязкость в азоте вблизи критической точки жидкость-пар // Акуст. журн. 1975. Т. 21. №. 4. С. 643–646.
9. *Ilg P., Kroger M., Hess S.* Anisotropy of the magneto viscous effect in ferrofluids // Phys. Rev. E71. 2005. P. 051201-1–051201-6.
10. *Юхновский И.Р., Головко М.Ф.* Статистическая теория классических равновесных систем. Киев: Наукова думка, 1980. 372 с.
11. *Одинаев С., Адхамов А.А.* Молекулярная теория структурной релаксации и явлений переноса в жидкостях. Душанбе: Дониш, 1998. 230 с.

Frequency Dependences of the Velocity and Absorption Coefficient of Sound Waves in a Magnetic Fluid

S. Odinaev and K. Komilov

Tajik State National University, pr. Rudaki 17, Dushanbe, 734025 Tajikistan
e-mail: k.komilov@mail.ru

Abstract—On the basis of the molecular-kinetic theory, frequency-dependent expressions are derived for the velocity and absorption coefficient of sound in a magnetic fluid with allowance for the contribution of structural relaxation in the presence of an external inhomogeneous magnetic field. The asymptotic behavior of the expressions is investigated for both low- and high-frequency limits. A numerical study is carried out by taking as an example a magnetic fluid consisting of kerosene with magnetic particles of Fe_3O_4 suspended in it. The results of the numerical study show that the calculated frequency dependences of the velocity and absorption coefficient of sound in a magnetic fluid are in good agreement with the static experimental data.