АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 2

УДК 534.8

ОСЛАБЛЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В НЕНАМАГНИЧЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Кольцова И.С.

Проведено исследование концентрационной и частотной зависимостей дополнительного коэффициента ослабления ультразвуковых волн, распространяющихся в ненамагниченных магнитных жидкостях, позволившее определить доминирующие механизмы потерь акустической энергии, области частот их конкуренции, проявления акусто-магнитного взаимодействия в спектре ослабления акустических волн, получить экспериментальное подтверждение существования нелокальной релаксации теплообменных процессов в дисперсных средах.

Ненамагниченная магнитная жидкость представляет собой стабильную свободновысокодисперсную систему. В частности, ее дисперсная фаза — близкие к сферической форме частицы магнетита с размером $R\sim$ ~ 50 Å, имеют оболочку поверхностно-активного вещества из олеиновой кислоты, предотвращающую их слипание при движении в дисперсионной среде — керосине [1]. В последнее время магнитные жидкости (МЖ) привлекают внимание не только своей способностью приобретать большие значения намагниченности, намагничиваться до насыщения сравнительно слабыми магнитными полями, но и возможностью проявления акустомагнитного взаимодействия [2]. Однако вопросы распространения ультразвуковых волн даже в случае ненамагниченных МЖ недостаточно изучены. Не определены доминирующие механизмы ослабления акустических волн, области частот, где происходит их конкуренция, релаксация, в какой полосе частот можно ожидать максимального и резонансного акустомагнитного взаимодействия.

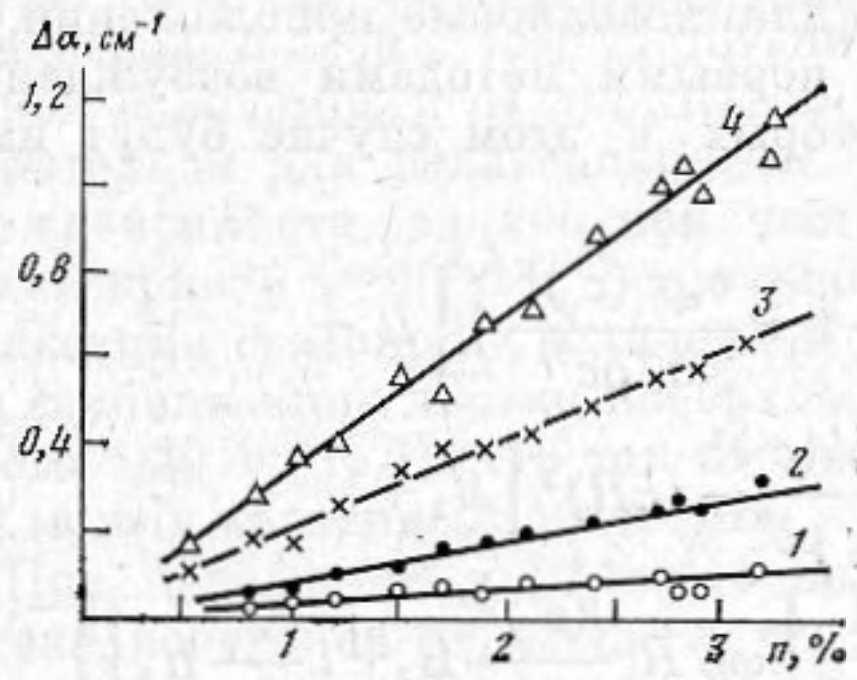
В настоящей работе проведено экспериментальное измерение концентрационной и частотной зависимостей дополнительного коэффициента ослабления в ненамагниченных МЖ при изменении концентрации n от 0,1 до 3,5% и частот ν от $2\cdot10^5$ до $3\cdot10^7$ Гц. Анализ механизмов поглощения и ослабления акустических волн, их частотной зависимости позволил выявить области частот, где можно ожидать максимального влияния магнитного поля на затухание акустических волн.

При распространении ультразвуковых волн в дисперсных системах, помимо поглощений акустической энергии в дисперсионной и диспергированной средах, характеризуемых коэффициентами поглощения α_0, α_R, возникают дополнительные потери, обусловленные возбуждением продольных λ_s, вязких λ_η, тепловых λ_T волн при взаимодействии облучающей волны λ с неоднородностью. Считая аддитивными все виды потерь акустической энергии, коэффициент ослабления α можно представить в виде $\alpha=\alpha_0+\alpha_R+\Delta\alpha$, где $\Delta\alpha=\alpha_s+\alpha_\eta+\alpha_T$, α_s, α_T, α_η — коэффициенты, определяющие потери акустической энергии, связанные с возбуждением соответствующих волн [3]. При малых концентрациях частиц, когда расстояние между неоднородностями r_{mn} превышает их размер и длины возбуждаемых тепловых и вязких волн $r_{mn}>(2R, \lambda_{T,\eta})$, дополнительный коэффициент ослабления ультразвуковых волн, распространяющихся в дисперсных системах, рассчитывается по формуле

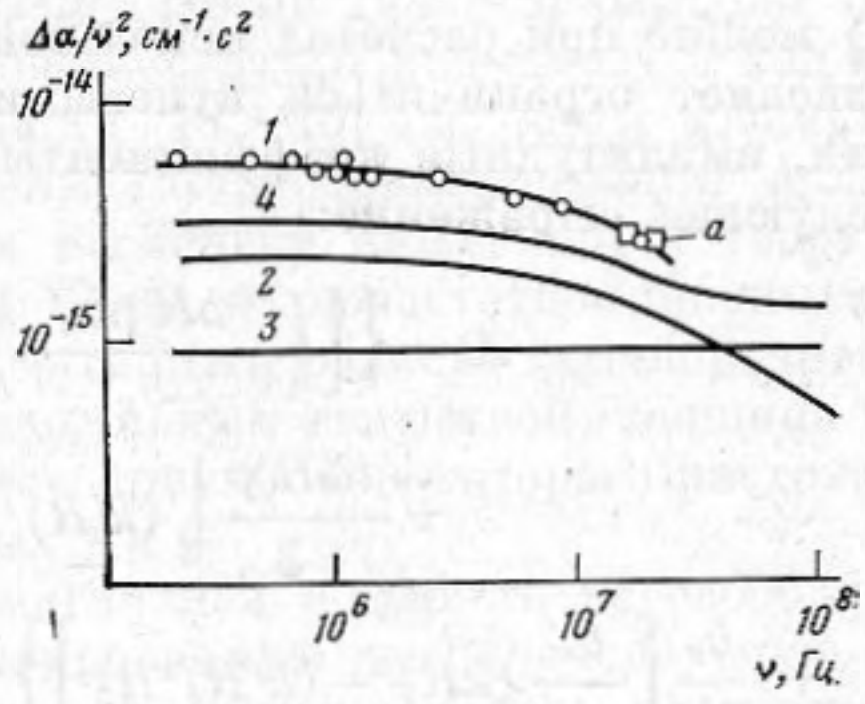
$$\Delta\alpha=\frac{3}{2}\frac{n}{k^2R^3}\sum_{m=0}^{\infty}(2m+1)\,\mathrm{Re}\,A_m, \qquad (1)$$

где k — волновое число облучающих ультразвуковых волн, A_m — амплитудные коэффициенты возбужденных волн, m — номер моды. Из формулы (1) следует, что $\Delta\alpha$ пропорционален концентрации неоднородностей n, т. е. суммируются потери, связанные с возбуждением вышеперечисленных волн на каждой частице и по всем частицам [4].

Результаты измерений концентрационной зависимости дополнительного коэффициента ослабления ультразвуковых волн в ненамагниченных МЖ на частотах 3—21 МГц представлены на фиг. 1, из которых видно,



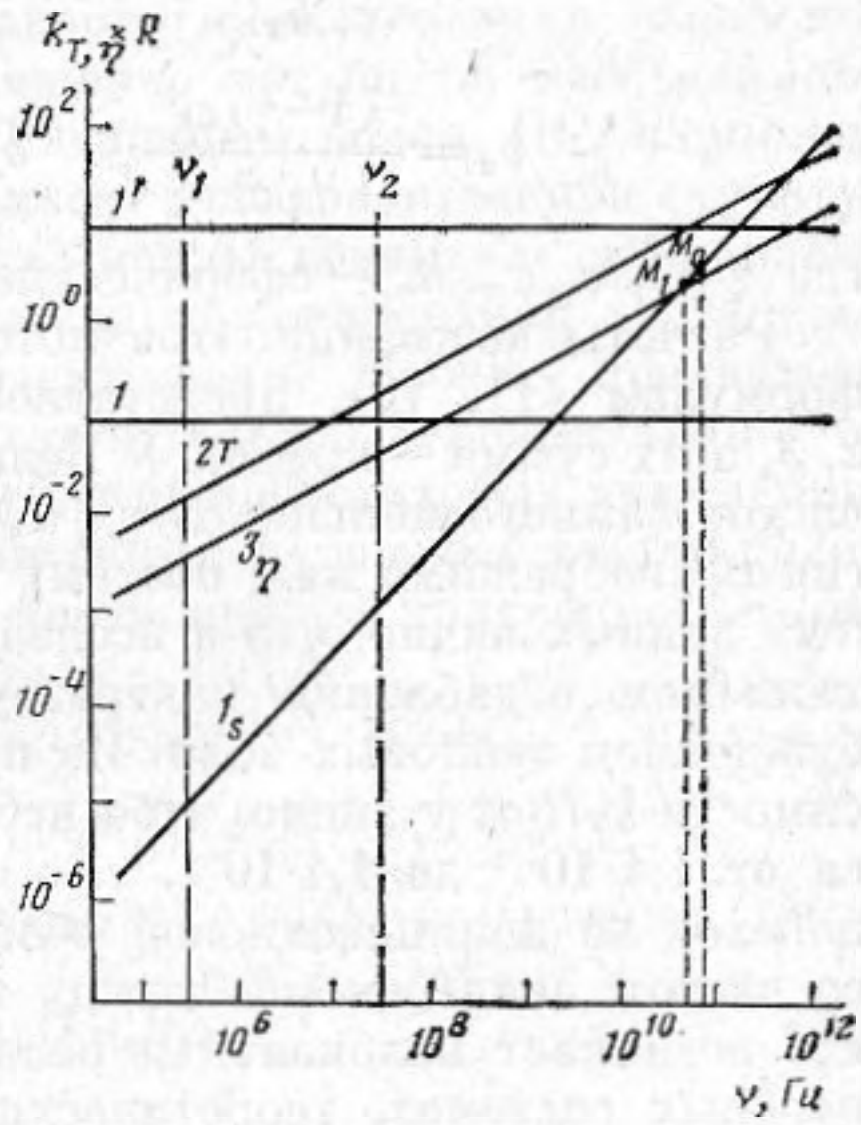
Фиг. 1



Фиг. 2

что на всех частотах во всем исследованном диапазоне концентраций с точностью погрешности измерений (10%) наблюдалась линейная концентрационная зависимость, следовательно, теоретические расчеты коэффициентов потерь можно проводить по формуле (1). Из этих же графиков видно, что наклон кривых с ростом частоты увеличивается, т. е. потери акустической энергии при увеличении частоты возрастают.

Измерения частотной зависимости $\Delta\alpha$ проводились на низких частотах $2\cdot10^5$—$3\cdot10^6$ Гц реверберационным, на высоких от $3\cdot10^6$ до $3\cdot10^7$ Гц импульсным с переменным расстоянием методами. На фиг. 2 кривой *1* представлена экспериментально полученная зависимость $\Delta\alpha/\nu^2$ от частоты при концентрации частиц 3,2%. На эту кривую хорошо ложатся величины $\Delta\alpha/\nu^2$, измеренные на двух частотах 15 и 21 МГц в работе [5] в аналогичной ненамагниченной МЖ.



Фиг. 3

Конкретные величины коэффициентов потерь, их зависимость от параметров, значения которых приведены в системе СИ [6] (штрихом отмечены величины, относящиеся к дисперсной фазе): ρ ($8{,}2\cdot10^2$), ρ' ($5{,}2\cdot10^3$) плотностей, η ($1{,}8\cdot10^{-3}$) вязкости, μ' ($8{,}2\cdot10^{10}$) коэффициента Ламэ, $\varkappa$ ($1{,}4\cdot10^{-1}$), $\varkappa'$ ($5{,}9\cdot10^1$) теплопроводности, β ($9{,}5\cdot10^{-4}$), β' ($3{,}6\cdot10^{-5}$) коэффициентов объемного расширения, c_p/c_v (1,5), c_p'/c_v' (1,05) отношения теплоемкостей при постоянном давлении и объеме, c ($1{,}3\cdot10^3$), c' ($6{,}0\cdot10^7$), $c_\perp'$ ($3{,}2\cdot10^3$) скоростей продольных и поперечных волн ($\perp$), $\omega=2\pi\nu$ — частоты зависят от соотношений между размерами неоднородностей и длинами облучающей ультразвуковой и возбужденных волн, т. е. от величин $k_{s,T,\eta}R$, где $k_{s,T,\eta}$ — волновые числа соответствующих волн.

На фиг. 3 представлена размерно-частотная плоскость для керосиновой дисперсионной среды исследованных магнитных жидкостей. По оси абсцисс представлен весь ультразвуковой диапазон частот, по оси орди-

нат величины $k_{s,T,\eta}R$ — размер частиц, нормированный на длины соответствующих волн λ, λ_T, λ_η. Граничными линиями $k_{s,T,\eta}R=10^{-1}$ (*1*), $k_{s,T,\eta}R=10^{1}$ (*1'*), плоскость делится на области релеевского, переходного и геометрического рассеяния; длинноволнового, коротковолнового и переходные области возбуждения тепловых и вязких волн. Для рассматриваемых МЖ зависимость $k_{s,T,\eta}R$ от частоты представлена соответственно кривыми 1*s*, 2*T*, 3η. Из приведенных графиков видно, что в исследуемой области частот $kR<1$ (см. кривую 1*s*), следовательно, длины облучающих волн намного превышают размеры неоднородностей, т. е. в выражении (1) можно при расчетах использовать длинноволновые приближения, что позволяет ограничиться нулевыми и первыми методами возбужденных волн, амплитудные коэффициенты которых в этом случае будут иметь следующее выражение:

$$A_0=\left\{\left[\left(\frac{i\omega R^2\rho b_c'}{b_T}\right)\left(-1+\frac{b_c\rho'(c')^2}{b_c'\rho c^2}\right)\right]H_1+\right.$$
$$+\frac{i\omega R^2\rho}{3}\left[(k'R)^2-\frac{\rho'(c')^2}{\rho c^2}(kR)^2\right]H_2+$$
$$\left.+\frac{b_c}{3b_T}\left[\frac{b_c'}{b_c}(kR)^2-(k'R)^2H_3\right]\right\}\left\{\frac{1}{kR}\left[\omega\rho'R^2\frac{(c')^2}{c^2}H_2+i\frac{b_c'}{b_T}H_3\right]\right\}^{-1},$$
$$A_1=\frac{i(kR)^3(1-\rho/\rho')h_2(k_\eta R)}{6(\rho/\rho'-1)h_0(k_\eta R)+9(\rho/\rho')h_2(k_\eta R)},\qquad(2)$$
$$H_1=k_TRh_1(k_TR)[1-\varkappa b_T/\varkappa' b_T'],$$
$$H_2=h_0(k_TR)-\frac{\varkappa k_TRh_1(k_TR)}{\varkappa' k_T'Rj_1(k_T'R)}j_0(k_T'R),$$
$$H_3=\frac{\varkappa b_T}{\varkappa' b_T'}k_TRh_1(k_TR)\frac{4\mu}{(-i\omega)},$$
$$b_c=\frac{(1-\gamma)\omega^2}{\beta c^2},\qquad b_T=\frac{\gamma}{c^2\beta}\left[\omega^2-\left(\frac{c^2}{\gamma}+\frac{4\mu}{3\rho}\right)k_T^2\right],$$

где $\gamma=c_p/c_v$, j_m, h_m — сферические функции Бесселя и Ханкеля.

Расчеты коэффициентов потерь α_T/ν^2, α_η/ν^2, проведенные на ЭВМ по формулам (1), (2), представлены на фиг. 2 соответственно кривыми *2*, *3*, а их сумма — кривой *4*. Величины α_s/ν^2 в рассматриваемом диапазоне частот намного меньше α_T/ν^2, α_η/ν^2, их вклад в потери акустической энергии пренебрежимо мал, поэтому на фиг. 2 они не приведены. Из полученных данных видно, что в исследуемой области частот доминирующим механизмом ослабления ультразвука являются потери, связанные с возбуждением тепловых волн. Из представленной на фиг. 3 кривой *2T* зависимости k_TR от ν видно, что в исследуемом диапазоне частот k_TR изменяется от $1{,}4\cdot10^{-2}$ до $1{,}4\cdot10^{-1}$, т. е. по мере увеличения частоты происходит переход из длинноволновой области возбуждения тепловых волн к полосе частот, заключенной между точками пересечения кривой *2T* с (*1,1'*), где возникает нелокальная релаксация теплообменных процессов в дисперсных системах, теоретически предсказанная Исаковичем, Ратинской-Чабан [7—9], частотная зависимость трансформируется, стремясь к корневой по мере выхода в коротковолновую область $k_TR>1$. Однако, как показывают проведенные расчеты, представленные на фиг. 2 кривой *3*, экспериментально выявить переход α_T к корневой частотной зависимости не удасться, так как при частотах, близких и превышающих 10^8 Гц, доминирующую роль в потерях акустической энергии в ненамагниченных МЖ начинает играть механизм возбуждения вязких волн, которые в рассматриваемой области частот, как видно из кривой *3* фиг. 3, подчиняются еще соотношению $k_\eta R<1$ с характерной квадратичной зависимостью, следовательно, конкуренция механизма вязких потерь завуалирует релак-

сационную частоту тепловых потерь. Даже в области гиперзвуковых частот $\nu \gtrsim 10^{12}$ Гц, где, как показывают кривые *2T*, *3η* на размерно-частотной плоскости, должна проявляться корневая частотная зависимость коэффициентов потерь, обусловленная возбуждением коротковолновых тепловых и вязких волн, конкуренция со стороны механизма потерь, связанного с ослаблением акустической энергии за счет рассеянных волн, завуалирует ее.

Экспериментальные данные $\Delta\alpha/\nu^2$, представленные на фиг. 2, кривой *1*, имеют в исследованном диапазоне частот характерный для теоретической кривой *2* вид частотной зависимости: $\Delta\alpha$ подчиняется квадратичной зависимости от частоты в области 10^5—10^6 Гц, затем возникает характерная для релаксационной области частот трансформация частотной зависимости, однако при частотах несколько ниже, чем у теоретической кривой $\nu \sim 10^6$ Гц. Возможно, что более низкочастотное проявление релаксации связано с увеличением эффективного размера неоднородности при стабилизации частиц поверхностно-активным веществом, толщина которого ~20 Å [1, 5], что так же является причиной некоторого расхождения между численным значением кривых *1* и *4*.

При наложении магнитного поля магнитная жидкость из свободной, высокодисперсной переходит в структурированную высокодисперсную систему. Это изменение свойств дисперсии не должно влиять на теплообменные процессы между дисперсионной и диспергированной фазами, так как тепловые свойства фаз не меняются, граничные условия остаются прежними: равенство температур $T=T'$ и тепловых потоков $\varkappa \frac{\partial T}{\partial r} = \varkappa' \frac{\partial T'}{\partial r}$ на поверхности частицы. Таким образом, в полосе частот, где доминирующий механизм поглощения ультразвуковых волн в ненамагниченных МЖ связан с процессом возбуждения тепловых волн, влияния магнитного поля на затухание акустических волн ожидать не приходиться.

Переход из свободной в структурированную дисперсную систему должен влиять на процессы относительного нивелирования скоростей дисперсных фаз, так как переводит движение частиц из независимого друг от друга, хаотического в связанное магнитным полем. Под влиянием последнего в магнитных жидкостях возникает пространственная структура, в которой под действием акустической волны возникает комбинационное движение частиц, поэтому в области доминирования механизма потерь, связанного с возбуждением вязких волн, должно проявиться акустомагнитное взаимодействие в затухании ультразвуковых волн.

Собственные частоты первых мод колебаний магнетитовых включений, считая их в первом приближении сферическими и полагая коэффициент Пуассона $\sigma=0{,}24$, можно определить из соотношения, полученного в работе [10]:

$$(k'R)^2(\sigma/1-2\sigma)[j_m(k'R)-j_m''(k'R)][kRj_m'(k'R)-j_m(k'R)]^{-1}-$$
$$-2(m^2-m)[j_m(k_\perp'R)-k_\perp'Rj_m''(k_\perp'R)][(m^2+m+2)j_m(k_\perp R)+$$
$$+(k_\perp R)^2 j_m''(k_\perp R)]^{-1}=0. \qquad (3)$$

В размерно-частотной плоскости на кривой *1s* нанесены значения $k_{01}R$ и определены соответствующие собственные частоты нулевой и первой мод колебаний магнетитового включения. Как видно из графика, частоты собственных колебаний частицы лежат в области гиперзвуковых частот. Магнитное поле, меняя граничные условия колебательных скоростей дисперсной фазы, может тем самым несколько сместить собственные частоты возбужденных мод.

Таким образом, в данной работе впервые получено экспериментальное подтверждение существования нелокальной релаксации теплообменных процессов, протекающих между дисперсионной и дисперсными фазами

при распространении ультразвуковых волн в микронеоднородных средах, теоретически предсказанных Исаковичем, Ратинской-Чабан. Выявлены области частот, где можно ожидать акустомагнитного взаимодействия в спектре ослабления акустических волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бибик Е. Е.* Приготовление феррожидкости // Коллоидный журн. 1974. Т. 36. № 6. С. 1141–1142.
2. *Пирожков Б. И., Шлиомис М. И.* Релаксационное поглощение звука в ферросуспензии // IX Всес. акуст. конф. Сек. Г. М.: Наука, 1977. С. 123–126.
3. *Кольцова И. С., Михайлов И. Г.* Ослабление и рассеяние ультразвуковых волн во взвесях // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 4. С. 568–574.
4. *Allegra J. R., Hawlay S. A.* Attenuation of Sound in Suspension and Emulsion. Theory and Experiment // J. Acoust. Soc. Amer. V. 51. № 5. P. 1545–1569.
5. *Полунин В. М., Чернышева А. А.* Об объемной вязкости магнитной жидкости // Магнитная гидродинамика. 1983. № 1. С. 29–32.
6. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976. С. 1005.
7. *Исакович М. А.* О распространении звука в эмульсиях // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. Вып. 110. С. 905–912.
8. *Ратинская И. А.* О затухании звука в эмульсиях // Акуст. журн. 1962. Т. 18. № 2. С. 210–215.
9. *Исакович М. А.* Л. И. Мандельштам и распространение звука в микронеоднородных средах // Успехи физ. наук. 1979. Т. 129. Вып. 3. С. 531–540.
10. *Faran J. J.* Sound Scattering by Solid Cylinders and Spheres // J. Acoust Soc. Amer., 1951, V. 23. № 4. P. 405–418.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Поступила в редакцию 10.VII.1986