Таблица 1

R	$\Delta 10^2$	$R'_{пл}\cdot 10^6$, $см^{-1}$	$R''_{пл}\cdot 10^6$, $см^{-1}$	$R^{теор}_{пл}\cdot 10^6$, $см^{-1}$
1	2	3	4	5
0,231±0,005	0	2,91	3,63	2,75

Таблица 2

$v_0\cdot 10^{-2}$, $см/сек$	$v_Г\cdot 10^{-2}$, $см/сек$	$\eta_s\cdot 10^{-2}$, $г/см\cdot сек$	$\alpha/f^2\cdot 10^{17}$, $сек^2/см$	$\alpha_Г/f_Г^2\cdot 10^{17}$, $сек^2/см$	$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$	$\frac{I_c}{2I_{М-Б}}$	
						эксп.	теор.
534±3	538±11	0,87	414±21	390±80	1,26	0,25±0,04	0,26

Сравнение результатов ультразвуковых и гиперзвуковых измерений скорости и поглощения звука показывает, что в перфторциклопентане дисперсия скорости звука в пределах ошибок эксперимента не наблюдается, а коэффициент поглощения звука изменяется пропорционально квадрату частоты вплоть до гиперакустической частоты.

Настоящая работа выполнена в лаборатории химии растворов Московского университета.

Автор выражает глубокую благодарность М. И. Шахпаронову за содействие в выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Шахпаронов. Методы исследования теплового движения молекул и строение жидкостей. Изд-во МГУ, 1963.
2. П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин. Ультразвуковая техника, 1967, 3, 47–50.
3. И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. М., «Наука», 1965.
4. Бенсон. Термохимическая кинетика. М., «Мир», 1971.

Краснодарский политехнический институт,
Кафедра физики, Армавирский филиал

Поступила
19 января 1972 г.

УДК 534.286

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В ЭМУЛЬСИЯХ

И. А. Чабан

Как известно, в микронеоднородных средах *, в частности в эмульсиях, имеет место дисперсия скорости звука, обусловленная запаздыванием процесса выравнивания температур между компонентами при неодинаковом адиабатическом нагревании их [1, 2]. Кроме этого механизма в эмульсиях с различными плотностями имеется механизм дисперсии, связанный с наличием вязкостных напряжений на границе зерна [2—4]. В обоих механизмах дисперсионные области лежат в диапазоне низких частот, соответственно вблизи обратного времени пробега температурной или вязкостной волны на расстояние порядка радиуса зерна эмульсии. Так, для эмульсии бензола в воде с радиусом зерна 5 μ дисперсионные области этих механизмов лежат в диапазоне десятков *кгц*. Указанные механизмы дисперсии вместе с различными релаксационными механизмами относятся к механизмам временной дисперсии.

Существует, однако, и другой механизм дисперсии, имеющий место при гораздо более высоких частотах, соответствующих длинам волн, сравнимым с размером зерна, но больше последнего, так что среда остается микронеоднородной; это — механизм пространственной дисперсии. Она обусловлена когерентным рассеянием на зернах эмульсии и начинает проявляться для указанной выше эмульсии в районе десятков *мггц*. Если пренебрегать некогерентным рассеянием, то в микронеоднород-

* Микронеоднородными мы называем такие многокомпонентные среды, в которых размеры неоднородностей и расстояния между ними много меньше длины распространяющейся в среде волны.

ной среде волна будет распространяться как в однородной среде с некоторым эффективным значением скорости. Эту скорость, как мы увидим далее, можно представить в виде суммы не зависящего от длины волны слагаемого и некоторой функцией длины волны. Наша задача — найти эту функцию.

Для расчета эффективной скорости можно воспользоваться следующим приемом [5]. Рассмотрим слой толщины h, малой по сравнению с длиной звуковой волны в нем, занятый эмульсией. Пусть все остальное пространство занято содержащей компонентой. Обозначим через β_1, ρ_1, β_2, ρ_2 сжимаемость и плотность содержащей компоненты и компоненты зерен эмульсии. Радиус зерна обозначим через a. Пусть в направлении, перпендикулярном к слою, распространяется плоская звуковая волна с давлением $p=p_0\cos(\omega t-k_1z)$. Эта волна рассеивается на зернах эмульсии, так что в точке наблюдения M за слоем поле состоит из падающей волны и суммы волн, рассеянных в слое. Как показано в работе [5], сумма волн, рассеянных от всех включений слоя, представляет собой плоскую волну, фаза которой отличается на $\pi/2$ от фазы падающей волны. Представим эту волну в виде

$$p_{\text{расс}}(M)=k_1hBp_0\sin(\omega t-k_1z). \tag{1}$$

Величина B определяется разностью параметров содержащей среды и зерен, а также относительным объемом, занятым зернами. Ввиду предполагаемой малости k_1hB по сравнению с единицей сумму падающей и рассеянных волн можно представить в виде $p_0\cos(\omega t-k_1z-k_1Bh)$. С другой стороны, обозначая через $k_{\text{эфф}}$ эффективное волновое число в эмульсии, эту же сумму волн можно представить как $p_0\cos[\omega t-k_1z-(k_{\text{эфф}}-k_1)h]$. Сравнивая эти два выражения, получаем $k_{\text{эфф}}=k_1(1+B)$, так что эффективная скорость звука выражается через скорость v_1 в содержащей среде и величину B следующим образом:

$$v_{\text{эфф}}=v_1/(1+B). \tag{2}$$

Таким образом, расчет эффективной скорости сводится к расчету B, т. е. к нахождению $p_{\text{расс}}(M)$.

Представляя $p_{\text{расс}}(M)$ в виде суммы полей, рассеянных на отдельных зернах, напишем его в виде

$$p_{\text{расс}}(M)=\sum_i p_i'(M), \tag{3}$$

где суммирование ведется по всем зернам слоя. Поле, рассеянное на отдельном зерне, можно представить в следующем виде [6]:

$$p'(M)=\operatorname{Re}\left\{L_0\frac{e^{-ik_1r+i\omega t}}{r}+L_1\frac{d}{dz}\left(\frac{e^{-ik_1r+i\omega t}}{r}\right)+L_2\frac{d^2}{dz^2}\left(\frac{e^{-ik_1r+i\omega t}}{r}\right)\right\}, \tag{4}$$

где $r=\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}$, x, y, z — координаты точки наблюдения M, x', y', z' — координаты центра включения, L — коэффициенты, вычисляемые далее. Перейдем в формуле (3) от суммирования к интегрированию. Поскольку слой тонкий и начало координат помещено на границу слоя, то далее мы будем пренебрегать z' по сравнению с z и заменять интегрирование по толщине слоя умножением на h. Воспользовавшись значением интеграла

$$\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-ik_1r}}{r}\,dx'\,dy'=-\frac{2\pi}{k_1}e^{-i(k_1z-\pi/2)},$$

получаем

$$p_{\text{расс}}(M)=\frac{1}{s^3}\operatorname{Re}\left\{-\frac{2\pi h}{k_1}(L_0-ik_1L_1-k_1^2L_2)\,e^{i\omega t-i(k_1z-\pi/2)}\right\}, \tag{5}$$

где $1/s^3$ — плотность числа зерен. Поскольку, как будет видно из дальнейшего, коэффициенты L_0 и L_2 действительны, а коэффициент L_1 чисто мнимый, то мы представим выражение (5) в следующем виде:

$$p_{\text{расс}}(M)=\frac{2\pi h}{k_1s^3}(L_0-ik_1L_1-k_1^2L_2)\sin(\omega t-k_1z). \tag{6}$$

Сравнивая это выражение с формулой (1), мы имеем

$$B=\frac{2\pi}{k_1^2s^3}(L_0-ik_1L_1-k_1^2L_2).$$

Подставляя это выражение в формулу (2), получаем

$$v_{\text{эфф}} = v_1 \Big/ \left[1 + \frac{2\pi}{k_1^2 s^3} (L_0 - ik_1 L_1 - k_1^2 L_2) \right]. \tag{7}$$

Это же выражение получено в работах [6, 7] методом самосогласованного поля, который по существу сводится к изложенному методу.

Решение задачи о дифракции плоской волны на сфере дает следующие значения для коэффициентов L_0, L_1, L_2 с учетом членов двух младших порядков по $k_1 a$ (в работе [7] этот расчет проведен с точностью до членов наинизшего порядка по $k_1 a$):

$$L_0 = -\frac{1}{3} k_1^2 a^3 \left\{ 1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} + (k_1 a)^2 \left[-\frac{1}{6} \frac{\rho_2 \beta_2}{\rho_1 \beta_1} \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) - \right.\right.$$

$$- \frac{1}{10} \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \frac{\rho_2 \beta_2}{\rho_1 \beta_1} \right) - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\rho_2 \beta_2}{\rho_1 \beta_1} - \frac{2}{3} \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) +$$

$$\left.\left. + \frac{1}{3} \frac{1 - \rho_1/\rho_2}{2\rho_1/\rho_2 + 3} \right] \right\}, \tag{8}$$

$$L_1 = ik_1 a^3 \frac{1 - \dfrac{\rho_1}{\rho_2}}{2 + \dfrac{\rho_1}{\rho_2}} \left\{ 1 + (k_1 a)^2 \frac{1}{10} \left[\frac{-3\left(1 - \dfrac{\beta_2}{\beta_1}\right) + \left(\dfrac{\rho_1}{\rho_2} - \dfrac{\beta_2 \rho_2}{\beta_1 \rho_1}\right)}{1 - \dfrac{\rho_1}{\rho_2}} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{5\left(\dfrac{\rho_1}{\rho_2} - \dfrac{\rho_2}{\rho_1} \dfrac{\beta_2}{\beta_1}\right) + 3 \dfrac{\beta_2}{\beta_1} \left(\dfrac{\rho_2}{\rho_1} - 1\right)}{2 + \dfrac{\rho_1}{\rho_2}} \right] \right\}. \tag{9}$$

$$L_2 = -\frac{1}{3} k_1^2 a^5 \frac{1 - \dfrac{\rho_1}{\rho_2}}{2\dfrac{\rho_1}{\rho_2} + 3}. \tag{10}$$

Подставляя выражения (8)—(10) в формулу (7), мы получим искомое выражение для эффективной скорости. Приведем это выражение для случая малых отличий параметров содержащей среды и включений. Ограничиваясь членами наинизшего порядка по разности параметров, получаем

$$v_{\text{эфф}} = v_1 \left\{ 1 + \frac{\Phi}{2} \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) + \frac{\Phi}{2} \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) - \Phi \frac{1}{10} (k_1 a)^2 \times \right.$$

$$\left. \times \left[2 \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \right)^2 + \frac{16}{45} \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \right] \right\}, \tag{11}$$

где Φ – относительный объем, занятый включениями. Таким образом, в этом случае пространственная дисперсия скорости звука $\Delta = \dfrac{v_{\text{эфф}} - v^0_{\text{эфф}}}{v^0_{\text{эфф}}}$, где $v^0_{\text{эфф}}$ — эффективная скорость звука при $k_1 a \to 0$, будет

$$\Delta = -\frac{\Phi}{10} (k_1 a)^2 \left[2 \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \right)^2 + \frac{16}{45} \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 + \frac{4}{3} \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \right]. \tag{12}$$

Она оказывается квадратичной функцией разности параметров содержащей среды и включений. При любых знаках разностей плотностей и сжимаемостей эта дисперсия

оказывается отрицательной (нормальная дисперсия). Оценим величину пространственной дисперсии. Для эмульсии ртути в воде при $k_1 a = \frac{1}{10}$, $\Phi = \frac{1}{10}$, $|\Delta| \simeq 5\%$.

Такая дисперсия легко может быть измерена экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Исакович. О распространении звука в эмульсиях. ЖЭТФ, 1948, 18, 10, 907–912.
2. И. А. Ратинская. О затухании звука в эмульсиях. Акуст. ж., 1962, 8, 2, 210–215.
3. С. М. Рытов, В. В. Владимирский, М. Д. Галанин. Распространение звука в дисперсных системах. ЖЭТФ, 1938, 8, 5, 614–621.
4. В. В. Владимирский. К теории распространения звука в дисперсных системах. Научн. сб. студентов МГУ, Физика, 1939, **10**, 530.
5. Г. С. Горелик. Колебания и волны. М., Физматгиз, 1959, гл. 8.
6. И. А. Чабан. Метод самосогласованного поля в применении к расчету эффективных параметров микронеоднородных сред. Акуст. ж., 1964, **10**, 3, 351–358.
7. И. А. Чабан. Расчет эффективных параметров микронеоднородных сред методом самосогласованного поля. Акуст. ж., 1965, **11**, 1, 102–109.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
29 марта 1972 г.