

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Мандельштам, М. А. Леонтович. К теории поглощения звука в жидкости. Ж. эксп. и теор. физ., 1937, 7, 3, 438—449.
2. И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников. Основы молекулярной акустики. М., «Наука», 1964.
3. С. де Гроот, П. Мазур. Неравновесная термодинамика. М., «Мир», 1964.

Ташкентский государственный педагогический институт

Поступило в редакцию
6 мая 1969 г.

УДК 534.286

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВРЕМЕНИ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ

А. Байдаев

Время акустической релаксации τ обычно определяется на основе формул, получаемых в некотором приближении из релаксационной теории Мандельштама — Леонтовича [1]. Поскольку для не маловязких жидкостей эти формулы менее точны, то целесообразно определить τ в более общем виде.

В работе [2] были получены точные выражения для коэффициента поглощения α и скорости звука c (без учета теплопроводности). Вводя обозначения $\beta = \omega / c$, $y = (c_0^2 / c^2) (1 + \alpha^2 c^2 / \omega^2)$, получим из формул (2) и (3) работы [2], после несложного алгебраического преобразования

$$\tau^2 = \frac{1}{4\omega^3 \alpha^2 \beta^2} \left\{ [c_0^2 (\alpha^2 + \beta^2)^2 + \omega^2 (\alpha^2 - \beta^2)]^2 + \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} (y \beta_0 \omega)^4 \varphi \right\}. \quad (1)$$

Это выражение при $\eta \rightarrow 0$ (следовательно, при $\varphi \rightarrow 0$) точно переходит в следующую формулу:

$$\tau = \frac{1}{2\omega^3 \alpha_r \beta} |c_0^2 (\alpha_r^2 + \beta^2)^2 + \omega^2 (\alpha_r^2 - \beta^2)|. \quad (2)$$

Здесь $\alpha_r = \alpha$ при $\eta \rightarrow 0$. По формуле (2) можно определить приближенные значения времени релаксации для маловязких жидкостей с большим поглощением.

Если $\alpha_r \ll \beta$ (для маловязких жидкостей α_r^2 меньше β^2 приблизительно на два — три порядка), то из формулы (2) получим

$$\tau \approx \frac{c^2 - c_0^2}{2c^3 \alpha_r} = \frac{c + c_0}{2c^2 \alpha_r} \frac{\Delta c}{c} \quad (3)$$

или, приняв $c + c_0 \approx 2c$,

$$\tau \approx \frac{1}{c \alpha_r} \frac{\Delta c}{c}. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) отличаются от обычных аналогичных формул тем, что в них вместо предельных значений $\alpha_r(\infty)$, c_∞ и c_0 входят $\alpha_r(\omega)$ и $c(\omega)$.

Если условие $\varphi \ll 1$ не справедливо, в частности, если среда не маловязкая, то можно воспользоваться формулой:

$$\tau = (1 / 2\omega^3 \alpha \beta) |c_0^2 (\alpha^2 + \beta^2)^2 + \omega^2 (\alpha^2 - \beta^2)|. \quad (5)$$

Эта формула практически точна (конечно, в пределах применимости используемого метода и для рассматриваемого случая), так как в выражении (1) всегда

$$[c_0^2 (\alpha^2 + \beta^2)^2 + \omega^2 (\alpha^2 - \beta^2)]^2 \gg \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} (y \beta_0 \omega)^4 \varphi \quad \text{при любых реальных значениях}$$

частоты, вязкости и плотности*.

Таким образом, нами получены сравнительно точные формулы (2) и (5) для определения времени акустической релаксации, а также менее точные, но более простые формулы (3) и (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Мандельштам, М. А. Леонтович. К теории поглощения звука в жидкости. Ж. эксп. и теор. физ., 1937, 7, 3, 438—449.
2. А. Байдаев. К теории поглощения и скорости звука. Акуст. ж., 1971, 17, 1.

Ташкентский государственный педагогический институт

Поступило в редакцию
6 мая 1969 г.

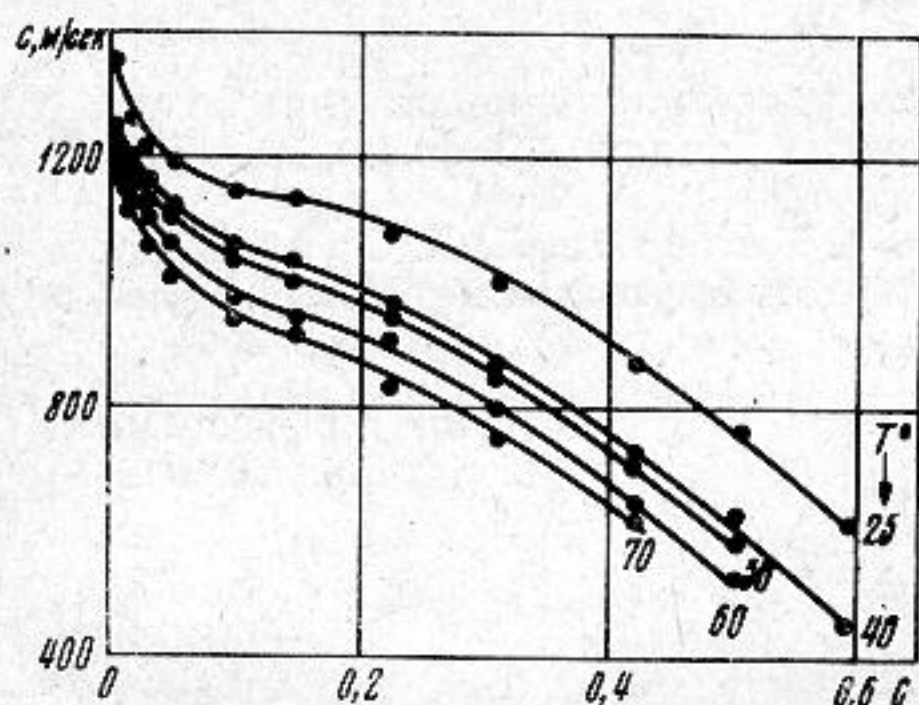
* Заметим, что формула (2) получится из выражения (5) при $\eta \rightarrow 0$.

СКОРОСТЬ ЗВУКА В РАСТВОРАХ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА, НАСЫЩАЮЩИХ ПОРИСТУЮ СРЕДУ

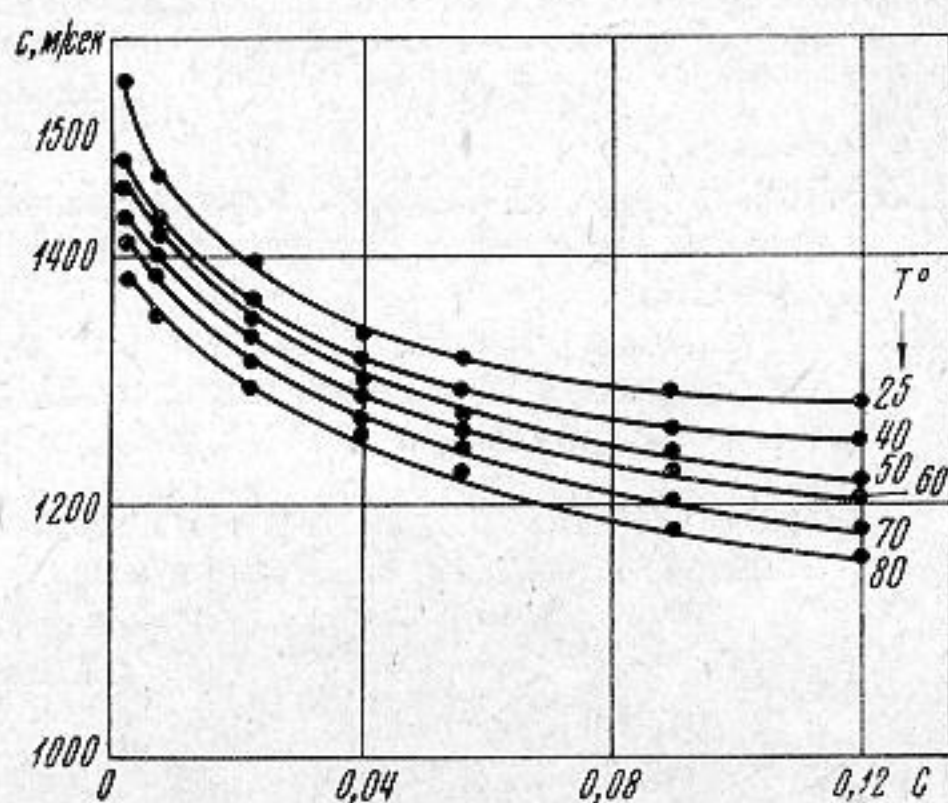
Б. А. Белинский, А. А. Болотов, В. Ф. Ноздрев

Изучение акустических свойств газожидкостных систем, насыщающих поровое пространство дискретной среды, может служить одним из методов исследования влияния развитой поверхности твердой фазы пористой среды на кинетические процессы, протекающие в наполнителе пор [1, 2].

Ниже представлены результаты измерения скорости звука *м/сек* в растворах $n\text{-C}_6\text{H}_{14}$ — CO_2 и H_2O — CO_2 в пористой среде и вне ее. Дискретная среда была образована зернами кварцевого песка со средним диаметром 0,01 см, уплотненного до



Фиг. 1



Фиг. 2

пористости 34%, измерения проведены в интервале концентраций CO_2 (0,1—10,9 моль/л) и температур (25—80°) на частоте 1,15 Мгц.

На фиг. 1 и в табл. 1 приведены результаты измерения скорости звука в растворе $n\text{-C}_6\text{H}_{14}$ — CO_2 , соответственно, в пористой среде (фиг. 1) и вне ее при давлении 100 кг/см² (табл. 1), в функции концентрации CO_2 в мольных долях *C*.

На фиг. 2 и в табл. 2 показана зависимость скорости в водных растворах CO_2 от концентрации газа и температуры, соответственно в присутствии твердой фазы (фиг. 2) и без нее (табл. 2) при давлении $p = 200$ кг/см².

Таблица 1

Т° С	Концентрация CO_2 (в мольн. долях), <i>C</i>									
	0	0,03	0,048	0,1	0,142	0,225	0,31	0,42	0,5	0,59
25	1190	1170	1160	1120	1100	1030	970	800	650	450
40	1110	1090	1060	1030	1000	950	860	720	550	350
50	1060	1040	1030	1000	980	910	820	680	540	300
60	1020	1010	1000	950	940	860	780	630	490	270
70	980	970	960	920	850	820	740	600	450	250

Таблица 2

Т° С	Концентрация CO_2 (в мольн. долях), <i>C</i>						Т° С	Концентрация CO_2 (в мольн. долях), <i>C</i>					
	0,002	0,007	0,04	0,056	0,09	0,122		0,002	0,007	0,04	0,056	0,09	0,122
25	1450	1420	1325	1300	1240	1220	70	1500	1485	1400	1345	1310	1260
40	1470	1440	1350	1315	1260	1230	80	1490	1455	1370	1325	1290	1245
50	1485	1450	1365	1340	1275	1240	90	1440	1430	1330	1300	1275	1220
60	1500	1475	1330	1240	1290	1255							

Из фиг. 1 и 2 можно видеть, что в области малых газосодержаний скорость звука (c) резко уменьшается.

Можно предполагать, что наблюдаемое изменение скорости звука в области малых концентраций обусловлено тем, что растворенный газ, адсорбируясь в приконтактных участках зерен твердой фазы, которые являются наиболее активными в отношении сорбции, заметным образом изменяет условия распространения звука в жидконасыщенной пористой среде. Точка перегиба зависимости скорости (c) звука от концентрации (n) растворенного газа в системе $n\text{-C}_6\text{H}_{14} - \text{CO}_2$ (фиг. 1) по всей вероятности свидетельствует о насыщении сил адсорбции, так как при дальнейшем росте газосодержания зависимости $C \sim f(n)$ в гетерогенной и гомогенной системах подобны (табл. 1). В системах вне пористой среды (табл. 1 и 2) резкого уменьшения скорости звука в области небольших концентраций не наблюдается.

В водных растворах CO_2 зависимость $c \sim f(T)$ имеет максимум при $T = 70^\circ$ (табл. 2). В гетерогенной системе скорость звука монотонно убывает с ростом температуры (фиг. 2). Приведенные результаты показывают, что пористая среда значительно влияет на акустические свойства бинарных растворов CO_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Л. Синий, Б. А. Белинский. О возможности применения ультразвука для изучения процессов сорбции газов в пористых средах. Ж. физ. хим., 1965, 39, 5, 1263—1265.
2. Б. И. Бахмарин, Б. А. Белинский, А. А. Болотов, Л. Л. Синий. Исследование фазовых переходов в пористой среде ультразвуковым методом. VI Всес. акустич. конференция. МД IV, 4, 1968.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию
15 октября 1969 г.

УДК 534.26

ПРИНЦИП ВЗАИМНОСТИ В АКУСТИКЕ ДЛЯ НЕУСТАНОВИВШИХСЯ ПРОЦЕССОВ

Ю. И. Белоусов, А. В. Римский-Корсаков

В настоящее время известны формулировки принципа взаимности в акустике только для установившихся гармонических колебаний [1—6]. Вывод этого принципа для неуставившихся процессов в акустических системах, в состав которых входят звуковые поля и колеблющиеся твердые тела, как и в случае гармонических колебаний можно провести с использованием волнового уравнения и формулы Грина. Рассмотрим два акустических поля $p^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ — давление в среде, имеющей объемную плотность источников $q^{(1)}(\mathbf{r}, t)$, $\xi^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ — нормальные смещения поверхности оболочки S_i , $f_i^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ — сторонние механические силы, действующие на оболочку в направлении нормали и, соответственно, $p^{(2)}(\mathbf{r}, t)$, $q^{(2)}(\mathbf{r}, t)$, $\xi^{(2)}(\mathbf{r}, t)$, $f_i^{(2)}(\mathbf{r}, t)$, удовлетворяющих волновым уравнениям

$$\Delta \begin{bmatrix} p^{(1)}(\mathbf{r}, t) \\ p^{(2)}(\mathbf{r}, t) \end{bmatrix} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{bmatrix} p^{(1)}(\mathbf{r}, t) \\ p^{(2)}(\mathbf{r}, t) \end{bmatrix} = -\rho \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} q^{(1)}(\mathbf{r}, t) \\ q^{(2)}(\mathbf{r}, t) \end{bmatrix}, \quad (1a)$$

(1b)

где c — скорость звука, ρ — плотность среды, и граничным условиям

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \begin{bmatrix} p^{(1)}(\mathbf{r}) \\ p^{(2)}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \rightarrow 0; \quad \frac{\partial}{\partial n} \begin{bmatrix} p^{(1)}(\mathbf{r}) \\ p^{(2)}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{bmatrix} \xi^{(1)}(\mathbf{r}) \\ \xi^{(2)}(\mathbf{r}) \end{bmatrix};$$

$$L_i \begin{bmatrix} \xi^{(1)}(\mathbf{r}) \\ \xi^{(2)}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_i^{(1)}(\mathbf{r}) \\ f_i^{(2)}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} p^{(1)}(\mathbf{r}) \\ p^{(2)}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} \Big|_{S_i} \quad (2)$$

при следующих начальных условиях:

$$\begin{bmatrix} p^{(1)} \\ p^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q^{(1)} \\ q^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_i^{(1)} \\ f_i^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi^{(1)} \\ \xi^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_n^{(1)} \\ v_n^{(2)} \end{bmatrix} = 0 \quad t \leq 0, \quad (3)$$

где n — внешняя нормаль к поверхности S_i , v_n — нормальная скорость поверхности оболочки, L_i — самосопряженный дифференциальный оператор. Искомое соотношение взаимности проще всего получить, используя операционный метод. Для этого