

ОБ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В СПИРТАХ

Т. Маманов, К. Парнис, П. К. Хабибуллаев

Нами исследован механизм акустической релаксации в жидких *n*-бутиловом, изо-бутиловом и втор-бутиловом спиртах в диапазоне частот $10^7 \div 10^9$ *гц* и в интервале температур от $+20$ до -78° . Спирты марки х.ч. подвергались дополнительной химической очистке и многократной перегонке. Степень чистоты контролировалась по температуре кипения $t_{\text{кип}}^{20}$, показателю преломления n_D^{20} и плотности ρ_4^{20} (табл. 1).

Таблица 1

Жидкость	n_D^{20}	ρ_4^{20} , г/см ³	$t_{\text{кип.}}$ при $p = 760$ мм рт. ст.
<i>n</i> -Бутиловый спирт	1,3990	0,8095	117,8
изо-Бутиловый спирт	1,3861	0,8025	107,9
втор-Бутиловый спирт	1,3931	0,8067	99,7

Измерение амплитудного коэффициента поглощения α и скорости звука c производилось импульсным методом [1, 2]. Результаты эксперимента в области акустической релаксации могут быть описаны с помощью формулы

$$\left(\frac{c_0}{c}\right)^2 - i \left(\frac{\alpha' \lambda}{\pi} \cdot \frac{c_0^2}{c^2}\right) = \left(\frac{c_0}{c_\infty}\right)^2 + \frac{\left[\frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_\infty^2}\right]}{1 + i\omega\tau_{ps}}, \quad (1)$$

откуда следует

$$\left(\frac{c_0}{c}\right)^2 = \left(\frac{c_0}{c_\infty}\right)^2 + \frac{1}{1 + \omega^2\tau_{ps}^2} \left[\frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_\infty^2}\right], \quad (2)$$

$$\left(\frac{\alpha' \lambda}{\pi} \cdot \frac{c_0^2}{c^2}\right) = \frac{\omega\tau_{ps}}{1 + \omega^2\tau_{ps}^2} \left[\frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_\infty^2}\right]. \quad (3)$$

Из выражений (2) и (3) мы получаем

$$\left(\frac{\alpha' \lambda}{\pi} \cdot \frac{c_0^2}{c^2}\right)^2 + \left(\frac{c_0^2}{c^2} - \frac{c_0^2 + c_\infty^2}{2c_\infty^2}\right)^2 = \left(\frac{c_\infty^2 - c_0^2}{2c_\infty^2}\right)^2. \quad (4)$$

В этих формулах $\omega = 2\pi f$ — частота звука, c_0 , c , c_∞ — скорость звука при $\omega \rightarrow 0$, $\omega = 2\pi f$, $\omega \rightarrow \infty$ соответственно, τ_{ps} — адиабатическое время релаксации, α' — избыточное поглощение звука, λ — длина волны звука. Значения c_0 , c_∞ , τ_{ps} и значения поглощения, обусловленные сдвиговой $(\alpha/f^2)_\eta$ и объемной $(\alpha/f^2)_{\eta'}$ вязкостью, представлены в табл. 2.

Уравнение (1) является акустическим аналогом уравнения Дебая.

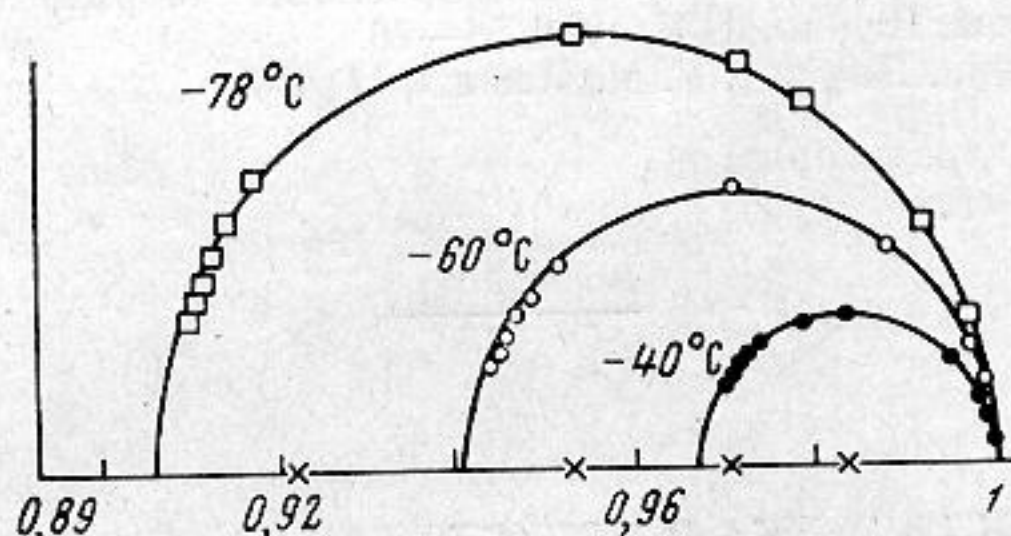
Если отложить по оси абсцисс $(c_0/c)^2$, а по оси ординат $\left(\frac{\alpha' \lambda}{\pi} \cdot \frac{c_0^2}{c^2}\right)$, то при на-

Таблица 2

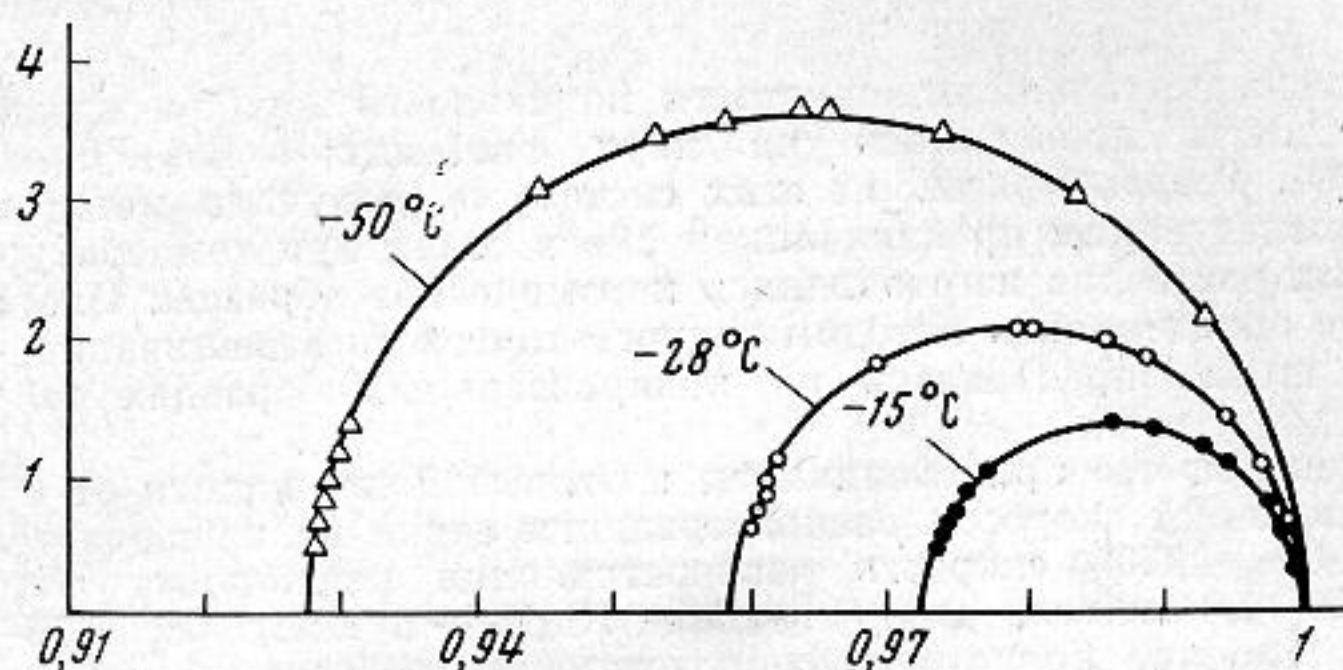
Жидкость	t , °C	c_0 , м/сек	c_∞ , м/сек	$\tau_{ps} \cdot 10^9$, сек	$(\alpha/f^2)_\eta \cdot 10^{17}$, см ⁻¹ сек ²	$(\alpha/f^2)_{\eta'} \cdot 10^{17}$, см ⁻¹ сек ²
<i>n</i> -Бутиловый спирт	-240	1530	1547	1,0	191	199
	-60	1618	1631	2,2	392	408
	-78	1698	1732	6,4	1560	1640
изо-Бутиловый спирт	-15	1328	1340	1,2	208	212
	-28	1400	1414	1,9	276	304
	-50	1509	1530	4,55	856	894
втор-Бутиловый спирт	-27	1390	1413	1,33	248	522
	-45	1462	1489	3,18	697	1073
	-58	1510	1541	5,7	1110	2110

линии одного времени акустической релаксации графики зависимости $\left(\frac{\alpha'\lambda}{\pi} \cdot \frac{c_0^2}{c^2}\right)$ от

$(c_0/c)^2$ образуют полуокружности с центрами на оси абсцисс [3]. Если существует распределение времен релаксации, то графики будут иметь более сложную форму [4, 5]. Графики, построенные по нашим экспериментальным данным, имеют форму полуокружностей с центрами, лежащими в пределах ошибок опыта, на оси абсцисс (см. фиг. 1 и 2).



Фиг. 1



Фиг. 2

На фиг. 1 представлена зависимость величин $\left(\frac{\alpha'\lambda}{\pi} \cdot \frac{c_p^2}{c^2}\right)$ от $(c_0/c)^2$ для н-бутилового и на фиг. 2 зависимость величин $\left(\frac{\alpha'\lambda}{\pi} \cdot \frac{c_0^2}{c^2}\right)$ от $(c_0/c)^2$ для изо-бутилового

спирта для различных температур. Аналогичные графики получаются и для втор-бутилового спирта.

Так как в данном интервале частот наблюдается релаксация как объемной η' , так и сдвиговой вязкости η , то существование одного τ может служить достаточным фактом для утверждения, что спектр времен акустической релаксации в изученных нами спиртах отображается δ -функцией. Поэтому можно считать, что $\tau_{ps} = \tau_{\eta} = \tau_{\eta}'$ (где τ_{η} и τ_{η}' — время релаксации сдвиговой и объемной вязкости, соответственно).

Согласно работам [6—8] акустическая релаксация в жидких н-бутиловом, изо-бутиловом и втор-бутиловом спиртах вызвана структурной релаксацией, т. е. процессами перестройки ассоциированных комплексов за счет водородных связей.

Пользуясь случаем, выражаем глубокую благодарность М. И. Шапаронову за постоянное внимание и интерес к данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин. Высокочастотная импульсная установка для исследования акустических свойств жидкостей на частотах 300—950 Мгц. Сб. «Ультразв. техн.», 1967, 3, 47—50.
2. П. К. Хабибуллаев, К. Парпиев, Т. Маманов, М. Г. Халиулин, С. С. Алиев. Низкотемпературная импульсная ультразвуковая установка для исследования акустических свойств жидкостей на частотах 20—1000 Мгц. Сб. «Ультразв. техн.», 1968, 3, 1—4.
3. П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин, С. С. Алиев. Об акустической релаксации в жидком сероуглероде. Вестн. МГУ, сер химии, 1968, 3, 41—43.

4. П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин, С. С. Алиев. Колебательная релаксация в жидком бензоле. *Ж. физ. хим.*, 1968, 42, 7, 1804—1806.
5. P. K. Habibullayev, M. G. Haliulin, S. S. Aliyev, M. I. Shakhparonov, L. V. Lanshina. Acoustic dispersion and its mechanism in benzene, pyridine, chloroform and some other liquids in frequency range 10—5000 mc/S. The 6 International Congress on Acoustics, Tokyo, Japan, 1968, p. 0—37.
6. М. И. Шахпаронов. О механизме низкочастотной диэлектрической релаксации и вязкого течения в спиртах и воде. Докл. АН СССР, 1967, 175, 5, 1097—1100.
7. М. И. Шахпаронов. Современные проблемы теории жидкостей. Сб. «Совр. пробл. физ. хим.», 1, Изд-во МГУ, 1968, 51—76.
8. Физическая акустика. Под ред. У. М. Мезона, II, ч. А., М., «Мир», 1968.

Московский государственный
университет

Поступило в редакцию
6 января 1969 г.

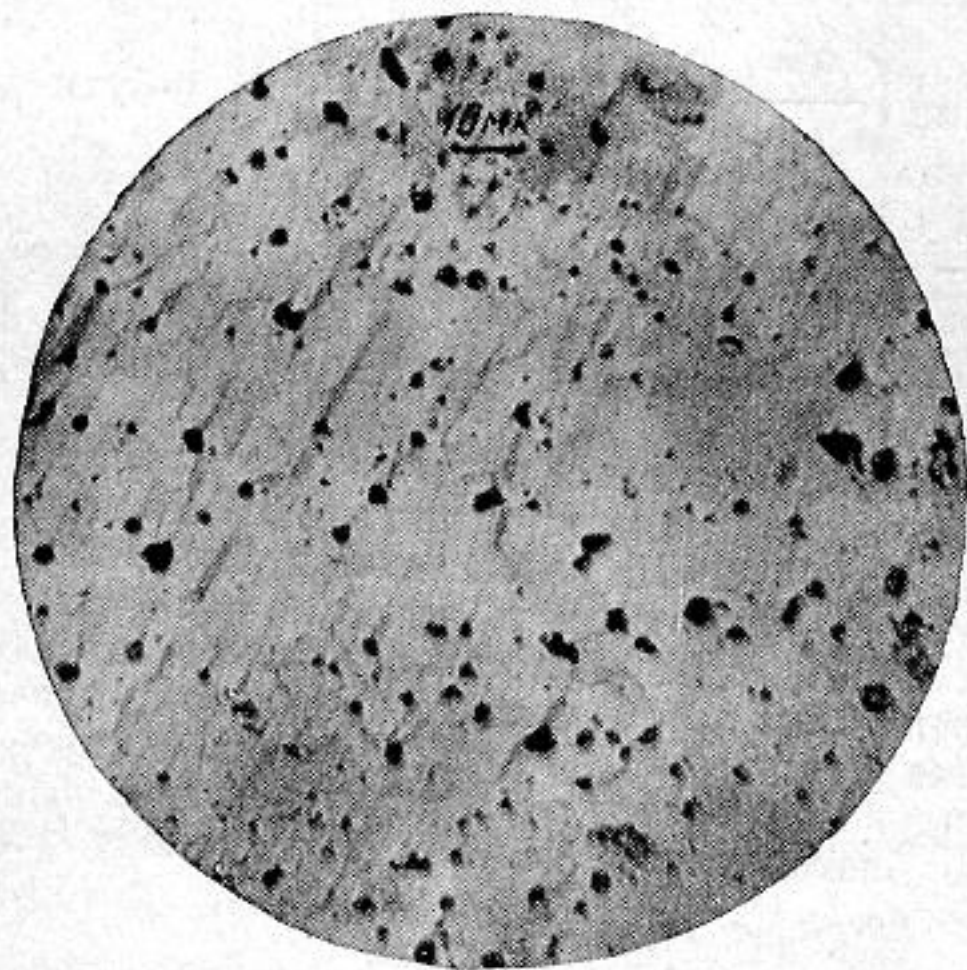
УДК 534.22

СКОРОСТЬ ЗВУКА В ПОРИСТОЙ ПЬЕЗОКЕРАМИКЕ

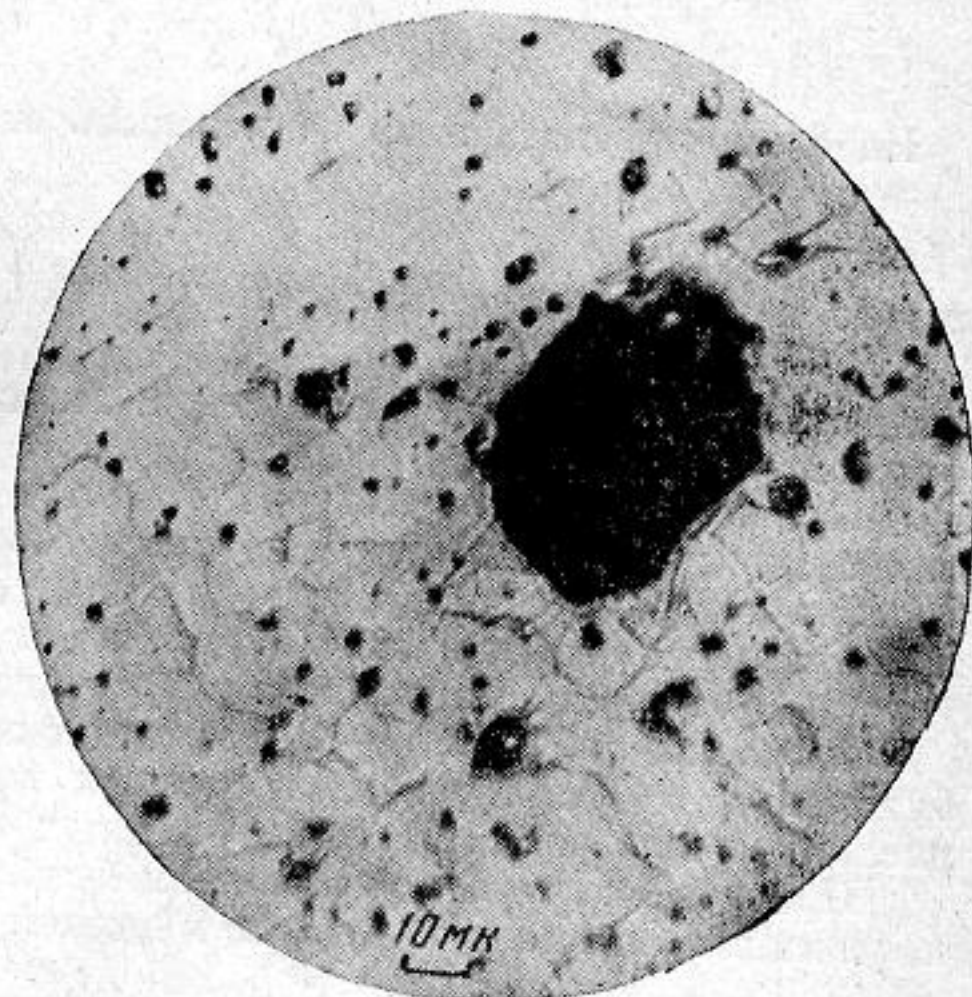
Н. И. Моргачева, А. П. Находнова

Нами исследовано влияние пористости на скорость звука в пьезокерамических материалах. Опыты проводились на двух системах: $(\text{Ba}_{0,8}\text{Pb}_{0,12}\text{Ca}_{0,08})\text{TiO}_3$ и $(\text{Pb}_{0,6}\text{Ba}_{0,4})\text{Nb}_2\text{O}_6$. Твердые растворы этих систем мы получали методом совместного осаждения с последующим прокаливанием смеси солей при температуре 1000—1050°, из этих твердых растворов изготавливались керамические образцы. Плотность и пористость образцов определялись методом гидростатического взвешивания, скорость распространения звука определялась на поляризованных образцах по резонансным частотам.

Опыты показали, что при увеличении и открытой пористости от 0 до 4% систематических изменений скорости распространения звука не наблюдается. Для системы $(\text{Ba}_{0,8}\text{Pb}_{0,12}\text{Ca}_{0,08})\text{TiO}_3$ скорость распространения радиальных волн колеблется в пределах 4,65—5,0 км/сек, для $(\text{Pb}_{0,6}\text{Ba}_{0,4})\text{Nb}_2\text{O}_6$ — в пределах 3,70—4,00 км/сек. Дальнейшее повышение пористости сопровождается небольшим понижением скорости распространения звука. При величине объемной пористости, равной примерно



Фиг. 1



Фиг. 3

8,2—8,5%, скорость распространения звука для первой системы снижается до 4,23 км/сек, для второй — до 3,4 км/сек, что составляет примерно 85—87% от максимальной величины. Пьезомодуль d_{31} , модуль Юнга и коэффициент электромеханической связи с увеличением объемной пористости керамики изменяются в соответствии со скоростью распространения звука.

Для выяснения причины относительно слабого влияния пористости пьезокерамики на скорость звука нами изучались микрошлифы керамических образцов с различной скоростью распространения звуковых волн. Результаты обследования пока-