

Для примера рассмотрим случай, когда оболочка представляет чисто инерционное сопротивление. Тогда $L = \xi = \text{const}$, и, используя простейшую асимптотику для функций Бесселя и Ханкеля при $n \rightarrow \infty$ $J_n'(x)H_n^{(1)'}(x) \sim in/\pi x^2$, получим для «передаточной» функции [1]

$$\Phi(\varphi) = \frac{1}{2\pi ka} [{}_2F_1(1, \alpha; 1 + \alpha; e^{i\varphi}) + {}_2F_1(1, \alpha; 1 + \alpha; e^{-i\varphi}) - 1], \quad (7)$$

где ${}_2F_1(1, \alpha; 1 + \alpha; e^{\pm i\varphi})$ — гипергеометрическая функция, $\alpha = 2ka/\mu\xi$, $\varphi = l_{CC_1}/a(C)$, l_{CC_1} — расстояние между точками C и C_1 . Используя интегральное представление для гипергеометрической функции 2.12 (15) из справочника [2] и учитывая, что при $\alpha \rightarrow \infty$ существенно начало контура интегрирования, получим равномерно по φ ${}_2F_1(1, \alpha; 1 + \alpha; e^{i\varphi}) \rightarrow -\alpha e^{i\varphi} \text{Ei}[\alpha(1 - e^{i\varphi})] \exp[\alpha(e^{i\varphi} - 1)]$, $\alpha \rightarrow \infty$.

Здесь Ei — интегральная показательная функция. В рассматриваемом случае можно ограничиться асимптотикой, справедливой при $\varphi < 1$. Для передаточной функции получим

$$\pi ka \Phi(\varphi) = -\alpha [\text{Ci}(\alpha\varphi) \cos \alpha\varphi + \text{Si}(\alpha\varphi) \sin \alpha\varphi]. \quad (8)$$

Обозначения специальных функций соответствуют справочнику [3]. Из выражения (8) видно, что ширина передаточной функции $\Delta \sim a(C)/\alpha$, и, следовательно, условие применимости формулы (8) записывается следующим образом:

$$\mu = \frac{\rho}{\rho_1} kh \ll 1, \quad \frac{\rho h}{2\rho_1 a} \frac{da}{dl} \ll 1.$$

Заметим, что интегральное представление поля и уравнение для передаточной функции, аналогичное (5) и (6), можно получить для трехмерного случая с очевидной заменой функции $H_0^{(1)}(kr)$ на e^{ikr}/r и интегрирования по контуру S интегрированием по поверхности оболочки.

Авторы благодарны Л. М. Лямшеву за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Белоозеров, И. И. Долгова. Дифракция цилиндрической волны на слабоотражающей цилиндрической оболочке. Акуст. ж., 1970, 16, 3, 364—371.
2. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1961.
3. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш. Специальные функции. М., «Наука», 1964.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
25 октября 1969 г.

УДК 534.22—14

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕКОТОРЫХ БАЛЬЗАМОВ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

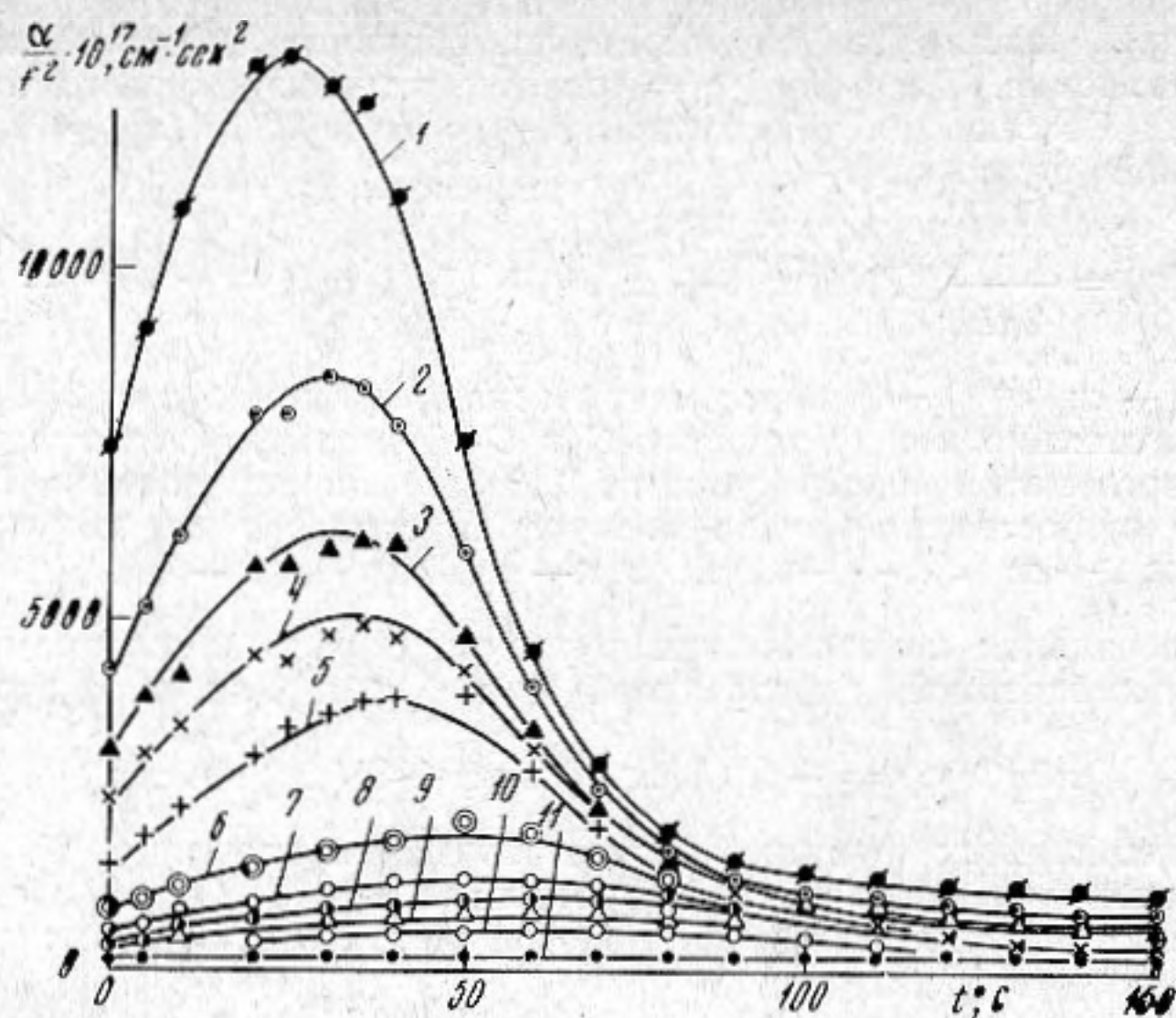
А. А. Бердыев, Б. Хемраев, М. Г. Шубина

В работах [1—4] сообщалось об исследовании вязких жидкостей в широком интервале частот и температур, причем установлено наличие релаксационных эффектов. Однако вопрос о механизме таких релаксационных процессов еще остается открытым. Дальнейшее изучение вязких жидкостей на более высоких частотах может дать дополнительные сведения, необходимые для выяснения типа и механизма релаксации. Ниже приводятся результаты исследования поглощения и скорости ультразвука в канадском, пихтовом и кедровом бальзамах.

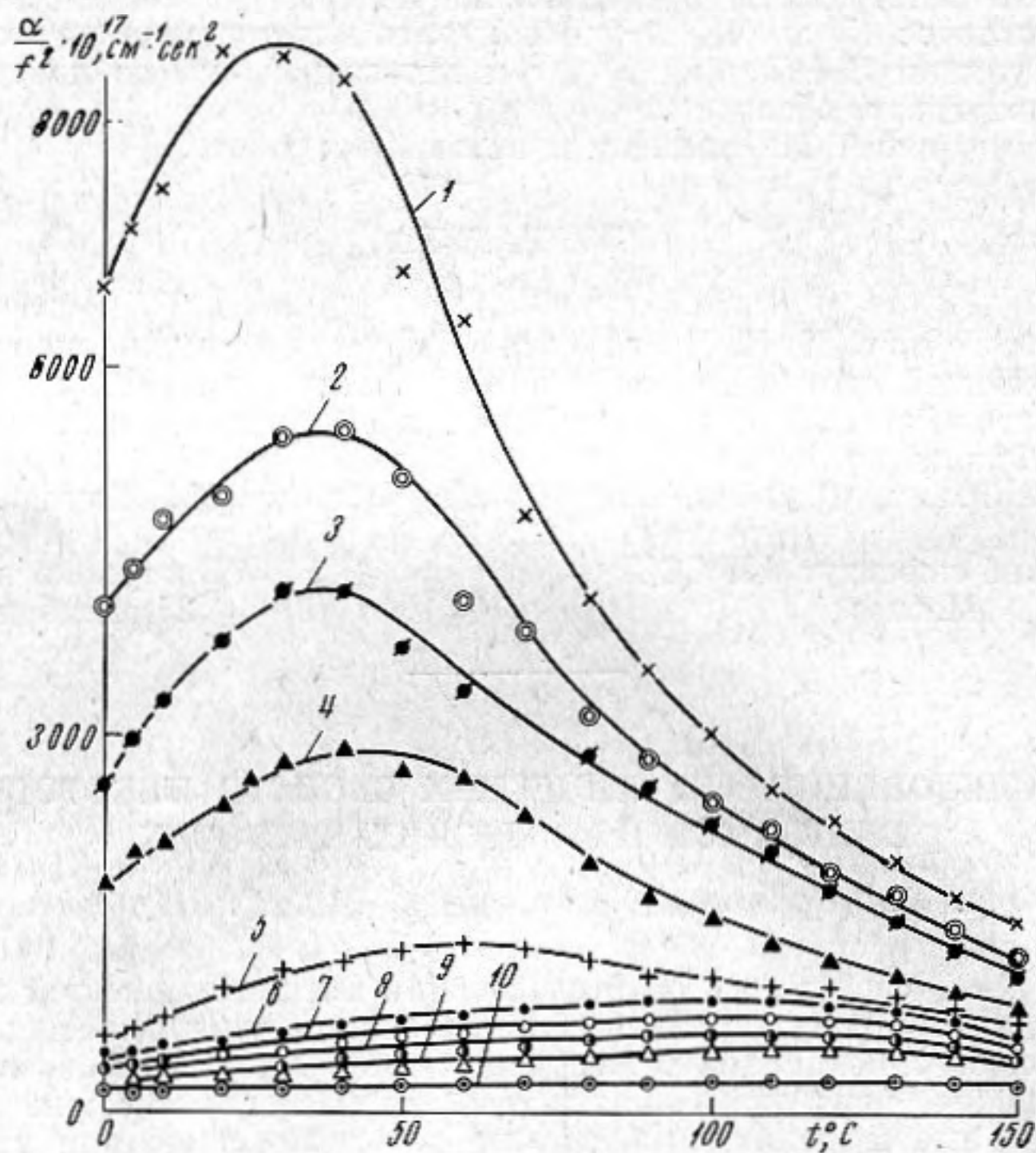
Бальзамы — это продукты нормального или патологического обмена веществ растений. В отличие от смол они содержат больше летучих эфирных масел, поэтому в большинстве случаев представляют собой густые медообразные жидкости. Измерение поглощения ультразвука проводилось при температурах от -40 до $+150^\circ$ в диапазоне частот 21—950 Мгц. Поглощение и скорость звука измерялись импульсным методом, плотность — пикнометром и вязкость при низких температурах — методом падающего шарика, а при высоких — капиллярным вискозиметром.

В таблице приведены полученные нами данные ρ , η , c , а также значения поглощения, вычисленные по формуле Стокса. Из таблицы видно, что плотность, вязкость и скорость звука уменьшается с увеличением температуры.

Из изученных нами бальзамов наименьшей вязкостью обладает канадский. Измерение поглощения ультразвука в канадском бальзамах показало, что во всем исследованном диапазоне частот и температур наблюдается отклонение поглощения от



Фиг. 1

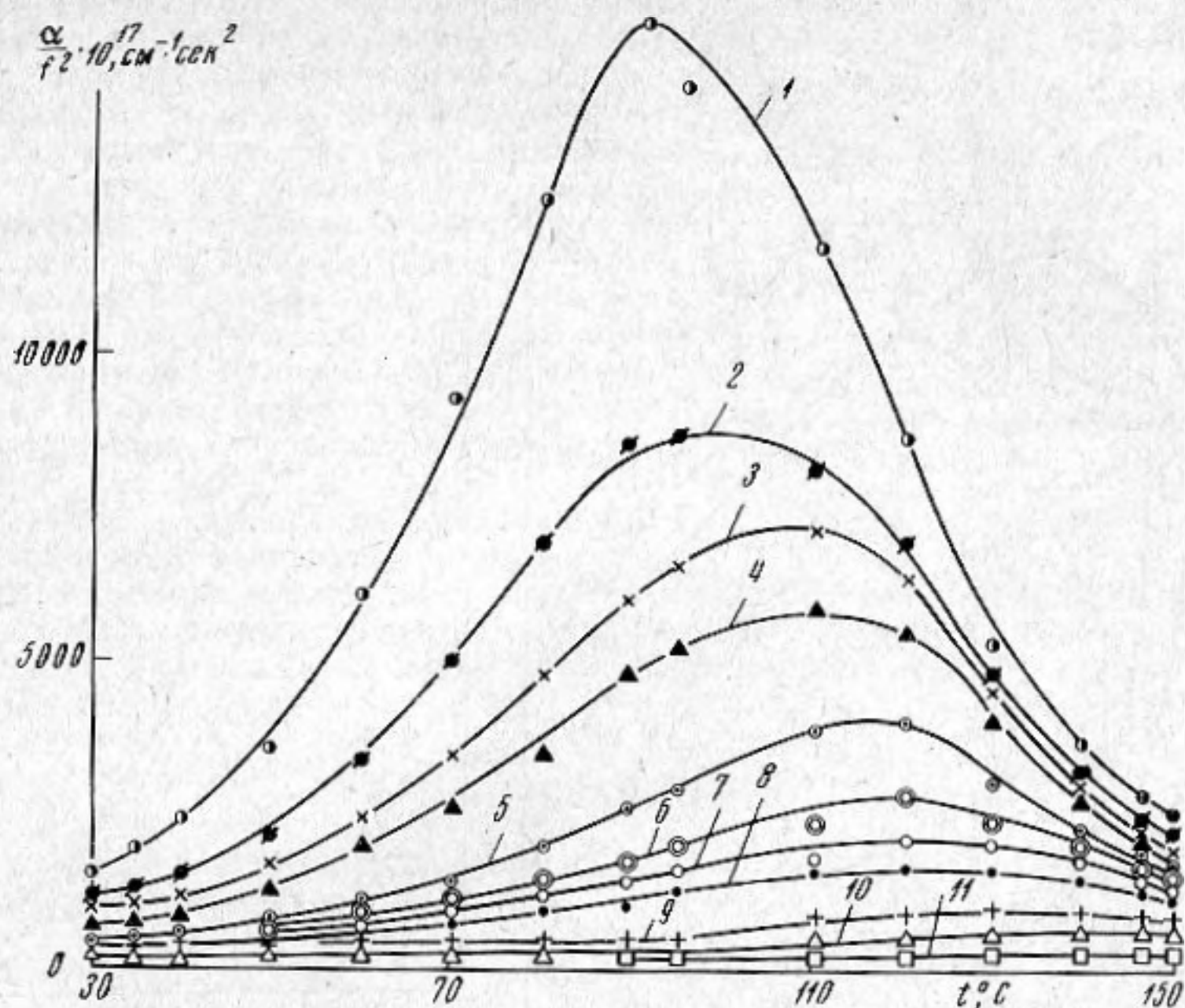


Фиг. 2

квадратичной зависимости и температурная зависимость величины α / f^2 проходит через максимум (см. Фиг. 1: 1 — 21, 2 — 35, 3 — 49, 4 — 62, 5 — 76, 6 — 200, 7 — 304, 8 — 390, 9 — 502, 10 — 800, 11 — 950 Мгц). Значения поглощения ниже 390 Мгц взяты из работы [5]. Максимум поглощения изменяет свое положение с изменением частоты; при повышении частоты он смещается в сторону высоких температур.

Сравнение экспериментальных значений с вычисленными по формуле Стокса показывает, что при низких температурах величина $(\alpha / f^2)_{ст}$ намного превышает $(\alpha / f^2)_{эксп}$. С увеличением температуры разница между ними уменьшается и при 40° $(\alpha / f^2)_{эксп}$ уже превышает стоксовское значение поглощения.

Аналогичная картина наблюдается и в пихтовом бальзаме (Фиг. 2; обозначения те же). Здесь также температурная зависимость α / f^2 в указанном интервале

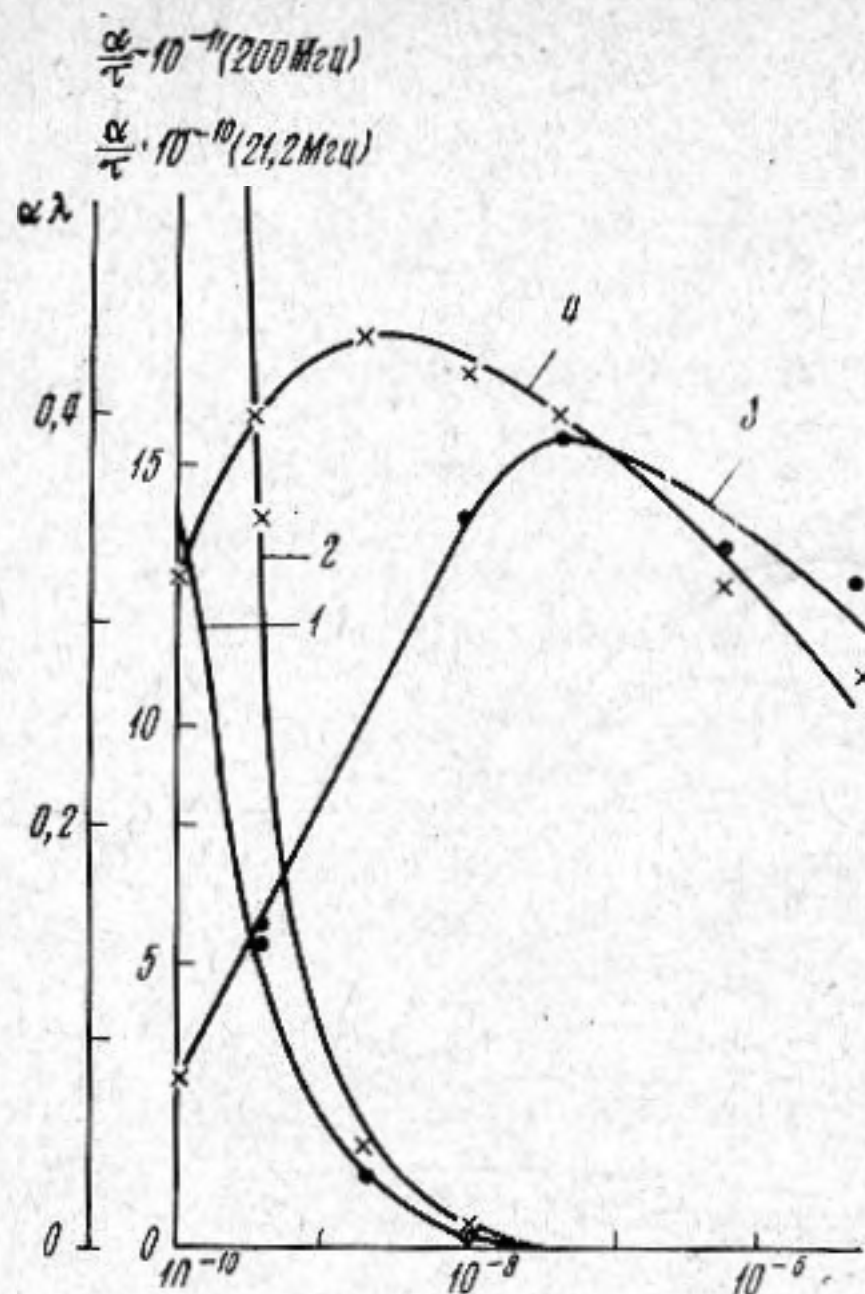


Фиг. 3

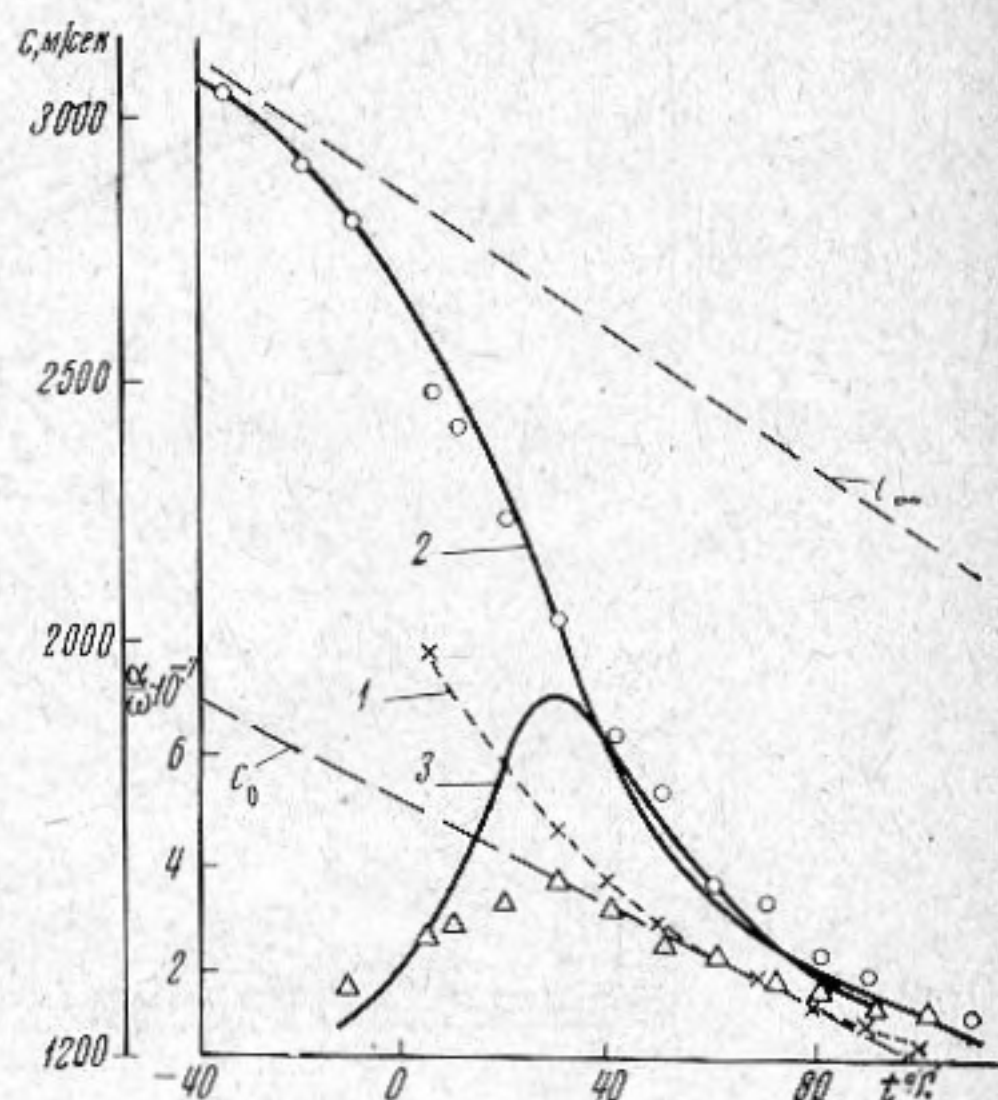
частот проходит через максимум. В области температур 5—50° (α / f^2)_{ст} значительно больше (α / f^2)_{эксп.} На высоких температурах экспериментальные значения поглощения больше стоксовских.

Из выбранных бальзамов наибольшую вязкость имеет кедровый. Поглощение в нем также больше, чем в других бальзамах. Из фиг. 3 видно (обозначения те же),

Вещества	t, °C	ρ , г/см ³	η , пуаз	c, м/сек	(α/f^2) _{ст} · 10 ¹⁷
Канадский бальзам	5	0,9902	2075,5	1830	899332
	10	0,9900	804,2	1737	407508
	20	0,9836	124,3	1596	81743
	30	0,9781	26,5	1521	20227
	40	0,9717	6,9	1470	5877
	50	0,9650	2,9	1416	2792
	60	0,9578	1,3	1387	1297
	70	0,9507	0,6	1360	638
	80	0,9441	0,4	1331	413
	90	0,9365	0,2	1306	29
130	—	—	0,02	—	—
Пихтовый бальзам	5	1,0168	—	1972	—
	10	1,0152	—	1894	—
	20	1,0084	740,6	1767	349971
	30	1,0010	202,0	1645	119170
	40	0,9942	68,0	1549	48380
	50	0,9872	32,0	1457	27466
	60	0,9802	13,9	1413	13214
	70	0,9741	5,0	1347	5521
	80	0,9665	3,0	1295	3758
	90	0,9602	1,4	1264	1898
130	—	—	0,2	—	—
Кедровый бальзам	50	1,0368	1565	1901	577648
	70	1,0293	230,7	1767	106799
	80	1,0225	46,3	1549	32044
	90	1,0157	13,0	1436	12055
	95	1,0110	5,1	—	—
	130	0,9810	0,4	—	—
147	0,9700	0,2	—	—	



Фиг. 4



Фиг. 5

что чем больше вязкость бальзама, тем при более высокой температуре наблюдается максимум коэффициента поглощения звука. Максимум поглощения, обнаруженный в бальзамах, по-видимому, можно объяснить резкой перестройкой структуры при переходе вещества от состояния с малыми вязкостями к состоянию с очень большими вязкостями, что и сопровождается резким изменением поглощения звука.

По своему значению величина $(\alpha/f^2)_{ст}$ значительно превышает $(\alpha/f^2)_{эксп}$ во всем исследованном интервале частот до 80° . С дальнейшим увеличением температуры на низких частотах величина $(\alpha/f^2)_{ст} < (\alpha/f^2)_{эксп}$, а на высоких частотах $(\alpha/f^2)_{ст} > (\alpha/f^2)_{эксп}$.

Мы попытались обсудить экспериментальные данные с позиций релаксационной теории с одним временем релаксации. Последняя требует, чтобы максимум кривой $\alpha\lambda$ от τ точно совпадал с серединой кривой, выражающей зависимость α/τ от τ . Для всех бальзамов были построены кривые зависимости α/τ и $\alpha\lambda$ от τ . В качестве иллюстрации на фиг. 4 приведены для пихтового бальзама зависимости α/τ (кривые 1, 2) и $\alpha\lambda$ (кривые 3, 4) от τ на частотах 21,2 и 200 Мгц. Во всех случаях максимум сильно смещен в сторону больших значений τ , причем чем ниже частота, тем сильнее указанное смещение. Кривые $\alpha\lambda$, полученные по экспериментальным данным, шире, чем этого требует релаксационная теория. Отсюда следует, что релаксационная теория с одним временем релаксаций не может объяснить результаты опыта.

Согласно нелокальной теории распространения звука в вязкой среде [6], время релаксации, коэффициент поглощения и скорость звука определяются следующими выражениями:

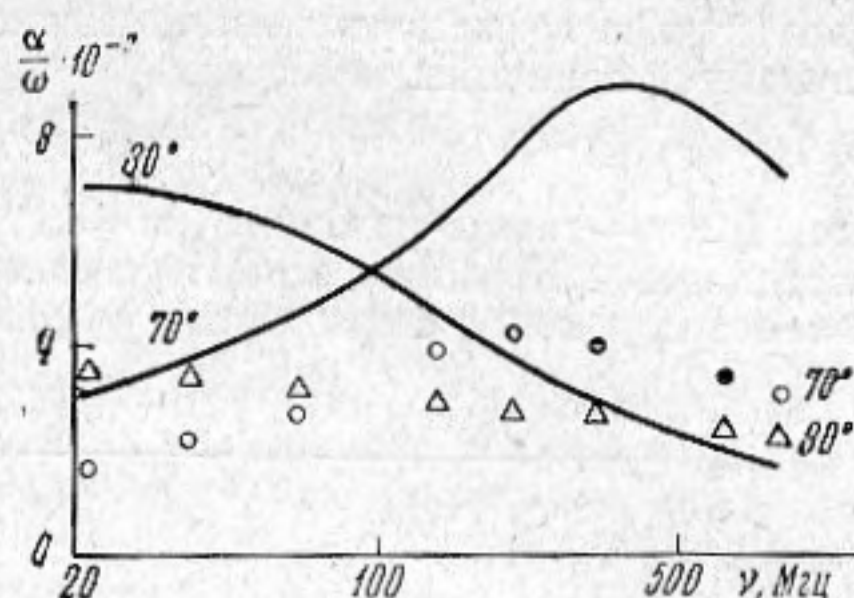
$$\tau = \frac{5c_\infty^2}{3\rho c_0^2} \frac{\eta + \frac{3}{4}\eta'}{c_\infty^2 - c_0^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\alpha}{\omega} = \frac{1}{c_\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \times \sqrt{\sqrt{\left(1 - \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \operatorname{Im} F\right)^2 + \left(\frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \operatorname{Re} F\right)^2} - \left(1 - \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \operatorname{Im} F\right)}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{c_\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \times \sqrt{\sqrt{\left(1 - \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \operatorname{Im} F\right)^2 + \left(\frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \operatorname{Re} F\right)^2} + \left(1 - \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{c_0^2} \operatorname{Im} F\right)}. \quad (3)$$

Используя предельные значения скоростей, полученные в эксперименте, и предполагая, что $\eta \approx \eta'$, по формулам (2) и (3) были рассчитаны значения α/ω и c , и сопоставлены с результатами опыта (см. фиг. 5 и 6; кривые 1, 2 — скорость звука на частотах 7,041 и 21,2 Мгц соответственно и кривая 3 — поглощение звука на частоте 21,2 Мгц в пихтовом бальзаме). Сплошные линии получены путем расчета, точки представляют собой экспериментальные данные. Согласие теории и опыта в отношении скорости звука хорошее. Что касается поглощения, то здесь имеется лишь качественное согласие.

Наблюдаемое расхождение нелокальной теории с экспериментальными данными по поглощению, возможно, объясняется тем, что бальзамы являются сложными смесями органических безазотистых веществ, компоненты которых могут оказывать различное влияние на эффекты поглощения, а также возможной неточностью в оценке величины объемной вязкости.



Фиг. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Михайлов. Исследования по распространению ультразвуковых волн в жидкостях (докт. диссертация), ЛГУ, 1959.
2. И. Г. Михайлов, Л. И. Савина. Измерение скорости и поглощения ультразвука в эпоксидных смолах. Украин. физ. ж., 1967, 12, 2, 251—257.
3. А. А. Бердыев, Б. Хемраев, М. Г. Шубина. Поглощение ультразвуковых волн в некоторых растительных маслах. Изв. АН ТССР, сер. ФТХиГН, 1969, 3, 105—108.
4. А. А. Бердыев, Б. Хемраев. Поглощение ультразвуковых волн в некоторых минеральных маслах. Изв. АН ТССР, сер. ФТХиГН, 1969, 4, 116—118.
5. А. А. Бердыев, Б. Хемраев. Измерение скорости и поглощения ультразвука в некоторых бальзамах. Изв. АН ТССР, сер. ФТХиГН, 1969, 6, 105—108.
6. М. А. Исакович, И. А. Чабан. Распространение волн в сильновязких жидкостях. Ж. эксп. и теор. физ., 1966, 50, 5, 1347.

Физико-технический Институт
АН Туркменской ССР
Ашхабад

Поступило в редакцию
23 марта 1970 г.

УДК 534.23—143

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ФЛЮКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МОРСКОЙ СРЕДЕ

Е. А. Борисова, В. П. Коданев, В. А. Тузиков

Ниже приводятся некоторые результаты экспериментального изучения статистических характеристик амплитудных флюктуаций звукового поля в морской среде. Эксперимент был проведен в Черном море в декабре 1968 г. при глубине моря 340 м, толщине приповерхностного слоя 35 м, волнении в среднем около 2 бал. С одного из двух судов, лежащих в дрейфе на расстоянии R (250 и 600 м) друг от друга, погружался на глубину 40 м преобразователь, излучавший гармонический сигнал с частотой 122,5 кгц, с другого — приемный преобразователь на глубину 20 м. Направленность преобразователей не была высокой, так что суммарный принимаемый сигнал создавался прямым и отраженными от дна и поверхности моря лучами. Однако, учитывая относительно большую глубину моря в районе проведения экспериментов и илистый характер дна, можно предположить, что донные отражения мало влияли на общую интерференционную картину.

Принятый сигнал записывался на промежуточной частоте 50 кгц на магнитофоне; в лабораторных условиях записи воспроизводились и после линейного детектирования флюктуации амплитуды регистрировались на шлейфовом осциллографе. Полученные осциллограммы с помощью устройства «Силуэт» вводились в ЦВМ «Минск-22». Объем выборок был выбран равным тысяче отсчетов, погрешность была меньше 1%, интервал выборки составлял около 1 мсек в реальном масштабе времени.

Гистограммы экспериментальных законов распределения были аппроксимированы [1, 2] наиболее употребительными законами распределения: нормально-логариф-