

Причина этого заключается в отсутствии диссипации энергии на стадиях захлопывания и расширения. Время расширения и распределения давления скорости на стадии расширения, рассчитанных указанным образом, представлены на фиг. 3, 4, 5. На фиг. 3 представлена зависимость безразмерного радиуса x от времени расширения τ для ряда значений λ и δ . На фиг. 4 — изменение давления $P(x, \tau)$ при изменении радиуса пузырька на стадии расширения для различных величин λ и δ . На фиг. 5 — зависимость скорости расширения пузырька V от его радиуса x на стадии расширения, для ряда значений λ и δ .

Видно, что с увеличением λ длительность стадии расширения сокращается и заметно падают значения давления и скорости на начальной стадии расширения.

Авторы очень благодарны Др. Р. Р. Аггарвану и Др. К. Д. Гилдяду за ценные советы и постоянное руководство работой и директору лаборатории за разрешение опубликовать эту статью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rayleigh. On Pressure Developed in a Liquid during the Collapse of a Spherical Cavity. Phil — Mag., 1917, 34, 94—100.
2. Р. Коул. Подводные взрывы. М., ИЛ., 1954.
3. Б. В. Замышляев, Ю. С. Яковлев. Динамические нагрузки при подводных взрывах. Л., Судпром., 1967.
4. Г. Хорошев. Захлопывание паровоздушных пузырьков. Акуст. ж., 1963, 2, 3, 340—346.

Поступила в редакцию
22 сентября 1970 г.

УДК 534.22

О ДИСПЕРСИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В РАСТВОРАХ ТРИЭТИЛАМИН — ВОДА С КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКОЙ РАССЛАИВАНИЯ

*Л. А. Давидович, А. А. Иванов, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин,
Ш. Шарипов*

Исследования авторов работ [1, 2] показали, что в растворах триэтиламин — вода, имеющих нижнюю критическую точку расслаивания (критическая концентрация — $X_{кр} \approx 0,072$ мольных долей триэтиламина в воде, критическая температура — $T_{кр} = 17,6^\circ$) при частотах 10^7 — 10^9 гц наблюдается релаксационная область поглощения звука, вызванная релаксацией флюктуаций концентрации. Однако характер частотной зависимости скорости звука в указанных работах не изучался. Скорость звука измерялась лишь на частоте 23,6 Мгц как вблизи, так и вдали от критической точки расслаивания.

Для получения более полной информации о механизме акустической релаксации в растворах триэтиламин — вода нам казалось целесообразным изучить частотную зависимость скорости звука в широком диапазоне частот, концентрации и температур. С этой целью были выполнены измерения скорости звука в растворах триэтиламин — вода в интервале частот от 285 кгц до 300 Мгц как вблизи, так и вдали от критической точки расслаивания.

Триэтиламин марки ХЧ подвергался химической очистке и многократной перегонке. Степень чистоты контролировалась по температуре кипения — $t_{кип} = 89,5^\circ$, показателю преломления $n_D^{20} = 1,4002$ и плотности $d_4^{20} = 0,7279$ г/см³. Скорость звука измерялась фазовым методом на двух установках при частотах от 285 кгц до 5 Мгц с точностью 0,1% и от 10 до 300 Мгц с точностью $\sim 0,5\%$. Точность термостатирования составляла $\sim 0,01^\circ$.

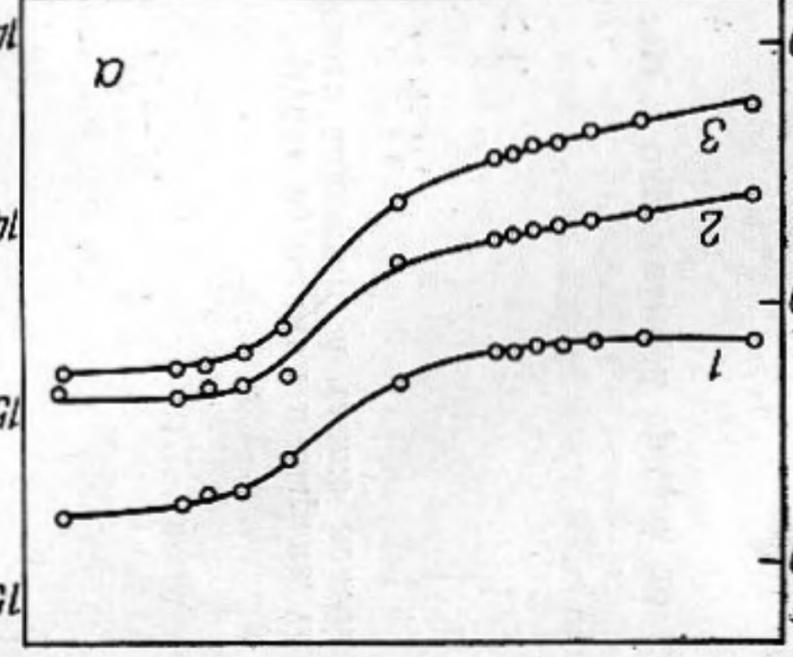
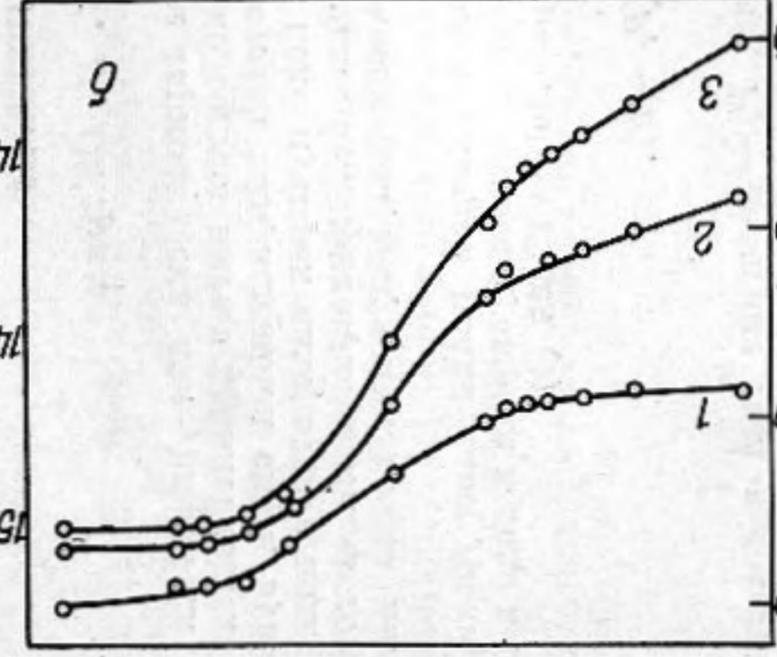
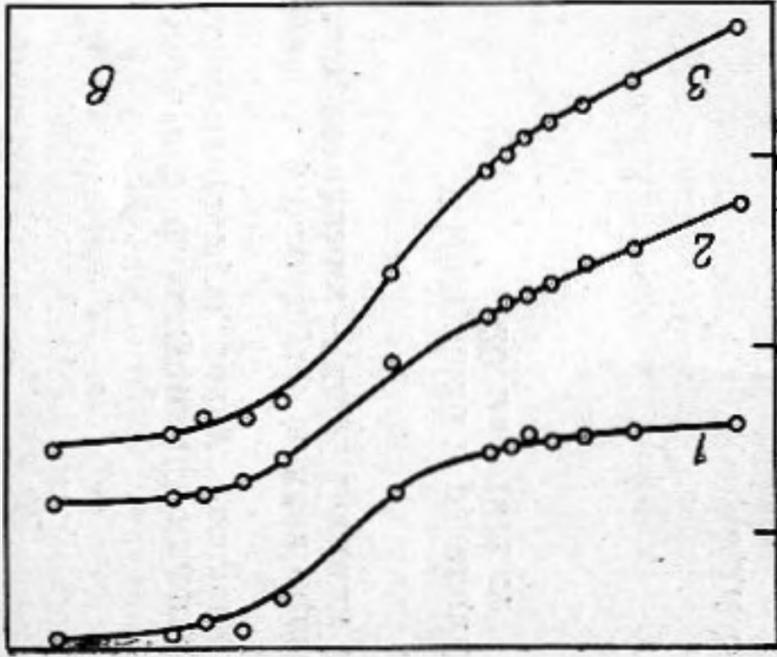
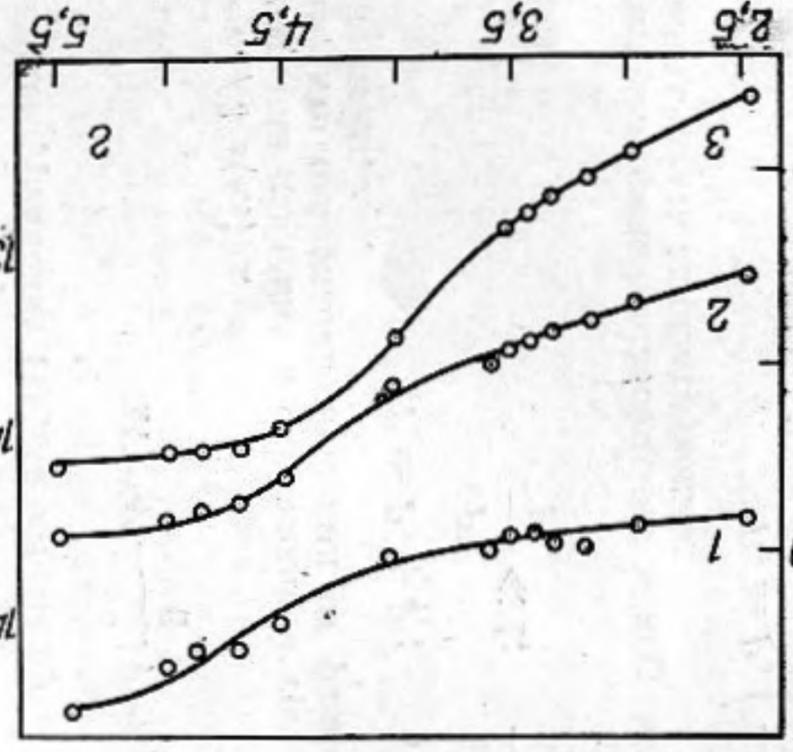
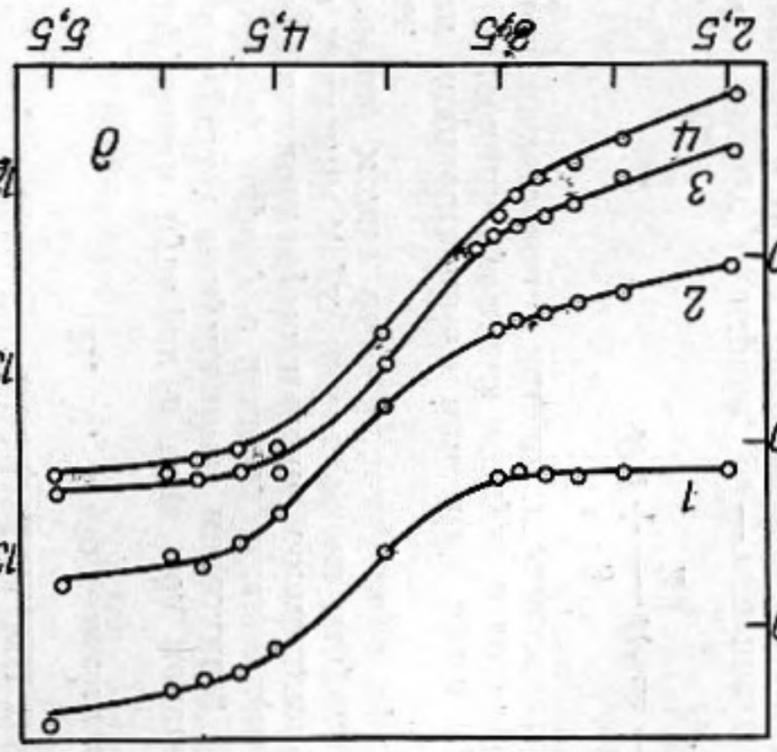
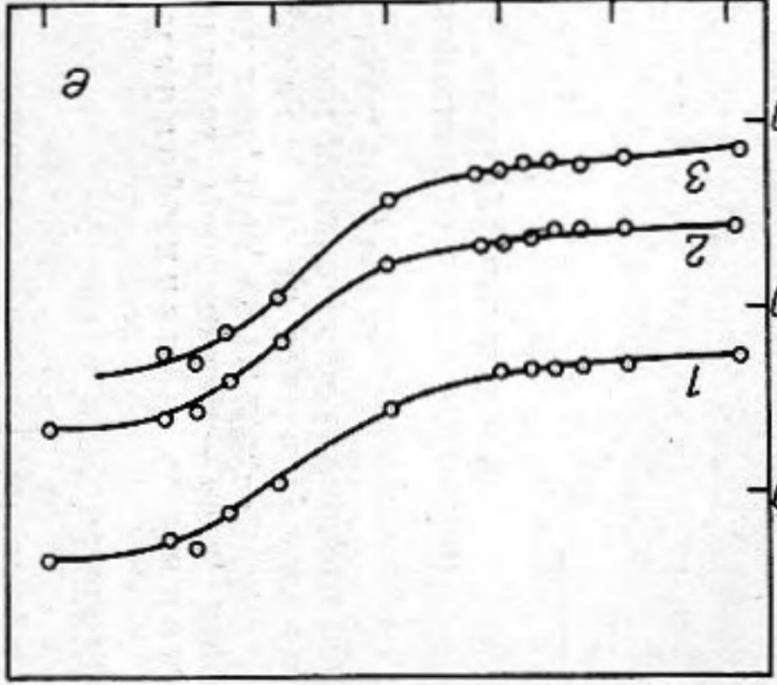
Частотная зависимость скорости звука c представлена на фигуре, где графики *a, б, в, г, д, е* соответствуют растворам 0,03; 0,05; 0,072; 0,100; 0,125; 0,300 мольных долей триэтиламина в воде; кривые 1—4 соответствуют температурам 10° ; 15° ; 17° ; $17,7^\circ$ С.

Результаты измерений показали, что в растворах триэтиламин — вода при всех изученных нами концентрациях и температурах наблюдается значительная дисперсия скорости звука (см. фигуру). Частотная зависимость скорости звука в области состояний растворов триэтиламин — вода, примыкающих к критической точке, не следует уравнению

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

содержащему одно время акустической релаксации, где c_0 и c_∞ скорость звука при $\omega \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow \infty$, соответственно, $\omega = 2\pi f$ круговая частота, τ — время акустической ре-

197, KSH
5,5



G, CER
M

лаксации. Но вдали от критической точки расслаивания ($\Delta T = |T_{кр} - T| > 8^\circ$) частотная зависимость скорости звука, в пределах ошибок опыта, следует формуле (1), т. е. с ростом ΔT спектр времен релаксации резко сужается.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. К. Хабибуллаев, С. С. Алиев. О кинетике флюктуаций концентрации в растворах триэтиламин — вода, имеющих критическую точку расслаивания, Ж. физ. хим., 1969, 43, 11, 2953—2954.
2. С. С. Алиев, П. К. Хабибуллаев. Скорость ультразвука вблизи критической точки расслаивания бинарного раствора триэтиламин — вода, Вестник МГУ, сер. Химия, 1969, 6, 115.

Ташкентский гос. педагогический институт им. Низами

Поступило в редакцию 20 мая 1971 г.

УДК 534.22

ИЗЛУЧЕНИЕ ГАРМОНИК И КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ ВОЗДУШНЫМИ ПУЗЫРЬКАМИ

Е. А. Заболотская, С. И. Солуян

Воздушный пузырек в воде под действием гармонически изменяющегося давления совершает вынужденные колебания. Эти колебания имеют нелинейный характер. Поэтому наряду с волной, обладающей частотой вынуждающей силы, пузырек излучает высшие гармонические составляющие. Если пузырек находится в поле звукового давления двух частот, то он излучает волны с комбинационными частотами. Это явление может быть использовано практически для излучения волны низкой частоты.

Для количественного описания этого процесса выведем нелинейное уравнение малых колебаний пузырька воздуха в воде. Движение стенки пузырька в воде в приближении несжимаемой жидкости описывается уравнением Рэлея (1):

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_0}(P_r - P). \quad (1)$$

Здесь R — радиус пузырька, ρ_0 — плотность воды, P_r — давление газа в пузырьке, P — давление в среде, окружающей пузырек, точками обозначены производные по времени.

Напишем уравнение (1) для объема пузырька:

$$aV^{-1/3}\dot{V} - \frac{a}{6}V^{-4/3}\dot{V}^2 = P_r - P, \quad (2)$$

где $a = \rho_0 / 3^{1/3}(4\pi)^{2/3}$.

Изменение давления в окружающей среде вызывает пульсации пузырька. Предположим, что отклонение давления от равновесного значения, а также колебания пузырька малы, т. е.

$$P = P_0 + P'; \quad V = V_0 + V', \quad (3)$$

$$\frac{P'}{P_0} \ll 1; \quad \frac{V'}{V_0} \ll 1. \quad (4)$$

Если пренебречь теплообменом между полостью и окружающей средой, то процесс можно считать адиабатическим:

$$P_r = P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma. \quad (5)$$

Подставляя выражения (3) и (5) в уравнение (2) и сохраняя малые члены порядка $(V'/V_0)^2$, получим уравнение для малых колебаний идеального пузырька:

$$\dot{V} + \omega_0^2 V - \alpha V^2 - \beta(2VV' + \dot{V}^2) = -\varepsilon P. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения $\omega_0^2 = 3\gamma P_0 / \rho_0 R_0^2$, $\alpha = 3\beta(\gamma + 1)\omega_0^2$, $\beta = 1/8\pi R_0^3$, $\varepsilon = 4\pi R_0 / \rho_0$, где R_0 — равновесное значение радиуса пузырька; переменные V и P ,