АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXI 1975 Вып. 2

УДК 534.231.1—14

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В СМЕСЯХ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ РАССЛАИВАНИЯ. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

И. А. Чабан

Из общего выражения для комплексной адиабатической сжимаемости, на основании экспериментальных данных о рассеянии света выведены формулы для скорости звука и коэффициента поглощения в двухкомпонентной жидкой смеси вблизи критической точки расслаивания (в однофазном состоянии). Полученные формулы сопоставляются с экспериментальными данными.

В работе [1] была получена общая формула для комплексной адиабатической сжимаемости β смеси вблизи критической точки расслаивания. Для дальнейшего вывода конкретных формул для скорости звука и коэффициента поглощения нужно знать функции $\chi(k\rho)$, $\varphi(k\rho)$ (обозначения те же, что и в работе [1]). Определенные заключения о виде этих функций можно сделать на основании экспериментальных данных о рассеянии света вблизи критической точки расслаивания. Спектральная интенсивность центральной компоненты тонкой структуры рассеянного света определяется выражением $I(\omega, k)=I_0|\overline{c_k(\omega)}|^2$, где I_0 — величина, не зависящая от k и слабо зависящая от температуры и концентрации. Согласно формуле (11) работы [1],

$$(1)\qquad I(\omega,k)=I_0\frac{k_\text{Б}T}{2\pi B}\frac{Dk^2\varphi(k\rho)\chi(k\rho)}{\omega^2+(Dk^2\varphi(k\rho))^2}$$

Величина $\Gamma=Dk^2\varphi(k\rho)$ представляет собой полуширину центральной линии, так что $\varphi(k\rho)=\Gamma/Dk^2$. Полная интенсивность $I(k)$ определяется выражением

$$(2)\qquad I(k)=\int_{-\infty}^{\infty}I(\omega,k)\,d\omega=I_0\overline{|c_k|^2}=I_0\frac{k_\text{Б}T}{2B}\chi(k\rho),$$

откуда следует $\chi(k\rho)=I(k)/I(0)$.

Из измерений полной интенсивности (см., например, работы [2—4]) найдено, что отношение $I(k)/I(0)$ при $k\rho\lesssim 1$ близко к функции Орнштейна — Цернике

$$(3)\qquad \chi(k\rho)=\frac{1}{1+(k\rho)^2}.$$

Из экспериментов (см., например, работу [4]), кроме того, следует, что величина $B\rho^2$ в критической области практически не зависит от температуры и концентрации, так что

$$(4)\qquad \frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{B}{\chi(k\rho)}\right)=\frac{\partial B}{\partial p}$$

Из экспериментов (см., например, ту же работу [4]) следует также, что критический индекс $\gamma \approx 1{,}2$.

Вид функции $\chi(k\rho)$ при больших $k\rho$ не известен. Мы будем считать, что при $k\rho > b$ $\chi(k\rho) = 1/(k\rho)^2$ и, следовательно, $\partial/\partial p\,(B/\chi(k\rho)) = 0$, так что вклад в β дают лишь $k \leqslant b/\rho$, где b — постоянная порядка нескольких единиц *. Это предположение близко к высказанному в работе [5]. Величина β_1 существенно зависит от b, величина же $\beta - \beta_0 - \beta_1$, определяющая дисперсию и аномальное поглощение, не зависит от выбора b, поскольку подынтегральное выражение в интеграле, определяющем $\beta - \beta_0 - \beta_1$ (см. формулу (26) в работе [1]), быстро уменьшается с ростом $k\rho$. В связи с этим верхний предел интегрирования в этом интеграле сохраняется равным ∞ при подынтегральной функции, соответствующей $k\rho \leqslant b$.

Используя формулу (5) из работы [1], получаем

$$\beta_1 = -\frac{1}{2\pi^2}\frac{k_\text{б}T}{2B\rho^3}\frac{\partial^2 B}{\partial p^2}(b - \operatorname{arctg} b). \tag{5}$$

Как показывают измерения ширины центральной линии (см., например, работы [4, 6]), функция $\varphi(k\rho)$ довольно хорошо описывается формулой Кавасаки

$$\varphi(k\rho) = \frac{3}{4}\left\{\frac{1}{(k\rho)^2} + 1 + \left(k\rho - \frac{1}{(k\rho)^3}\right)\operatorname{arctg} k\rho\right\}, \tag{6}$$

а величина $D\rho$ в критической области слабо зависит от температуры и концентрации.

Подставляя выражения (3), (4) и (6) в формулу (26) работы [1], получаем

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 + \frac{k_\text{б}T}{2\pi^2\rho^3 B^2}\left(\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2 \times \tag{7}$$

$$\times \int_0^\infty \frac{x^4 \frac{3}{4}\left[\frac{1}{x^2} + 1 + \left(x - \frac{1}{x^3}\right)\operatorname{arctg} x\right] dx}{\left\{i\Omega\tau + 2x^2 \frac{3}{4}\left[\frac{1}{x^2} + 1 + \left(x - \frac{1}{x^3}\right)\operatorname{arctg} x\right]\right\}(1+x^2)^2}.$$

Вводя обозначения

$$F_1(\Omega\tau) = \int_0^\infty \frac{x^4 \frac{3}{4}\left[\frac{1}{x^2} + 1 + \left(x - \frac{1}{x^3}\right)\operatorname{arctg} x\right] dx}{\left\{(\Omega\tau)^2 + 4x^4 \frac{9}{16}\left[\frac{1}{x^2} + 1 + \left(x - \frac{1}{x^3}\right)\operatorname{arctg} x\right]^2\right\}(1+x^2)^2}, \tag{8}$$

$$F_2(\Omega\tau) = \int_0^\infty \frac{2x^6 \frac{9}{16}\left[\frac{1}{x^2} + 1 + \left(x - \frac{1}{x^3}\right)\operatorname{arctg} x\right]^2 dx}{\left\{(\Omega\tau)^2 + 4x^4 \frac{9}{16}\left[\frac{1}{x^2} + 1 + \left(x - \frac{1}{x^3}\right)\operatorname{arctg} x\right]^2\right\}(1+x^2)^2}$$

можно представить формулу (7) в следующем виде:

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 + \frac{k_\text{б}T}{2\pi^2\rho^3 B^2}\left(\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2 [-i\Omega\tau F_1(\Omega\tau) + F_2(\Omega\tau)]. \tag{9}$$

---

* Некоторые авторы полагают, что обрезывание спектра флуктуаций происходит при $k_\text{max} \approx 2\pi/r_0$, где r_0 — межмолекулярное расстояние. Если в настоящей работе произвести обрезывание спектра при $k_\text{max} \simeq 2\pi/r_0$, то получается худшее соответствие расчетных и экспериментальных данных для высокочастотной скорости звука.

Полученное выражение для комплексной сжимаемости справедливо лишь при частотах, меньших $\frac{3}{2}\frac{b^2}{\tau}\left[\frac{1}{b^2}+1+\left(b-\frac{1}{b^3}\right)\operatorname{arctg} b\right]$.

Скорость звука v и коэффициент поглощения, обусловленный рассмотренным механизмом и отнесенный к квадрату частоты, δ_c/Ω^2, при $\delta_c \ll \Omega/v$ выражаются следующим образом через мнимую и действительную части комплексной сжимаемости:

$$v=\frac{1}{\sqrt{g\,\mathrm{Re}\,\beta}}; \quad \frac{\delta_c}{\Omega^2}=-\frac{1}{2}\frac{gv\,\mathrm{Im}\,\beta}{\Omega}$$

где g — плотность смеси. Подставляя в эти формулы $\mathrm{Re}\,\beta$ и $\mathrm{Im}\,\beta$, взятые из формулы (9), получаем

$$(10) \qquad v=v_0\left\{1-\frac{k_\text{Б}Tgv_0^2}{4\pi^2\rho^3B^2}\left(\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2 F_2(\Omega\tau)+\frac{k_\text{Б}T}{4\pi^2\rho^3B}\cdot\frac{\partial^2 B}{\partial p^2}\frac{(b-\operatorname{arctg} b)}{2}\right\},$$

$$(11) \qquad \frac{\delta_c}{\Omega^2}=\frac{k_\text{Б}Tgv_0\tau}{4\pi^2\rho^3B^2}\left(\frac{\partial B}{\partial p}\right)^2 F_1(\Omega\tau),$$

где $v_0=1/\sqrt{g\beta_0}$.

Входящая в эти формулы величина $\partial B/\partial p$ может быть представлена следующим образом:

$$\frac{\partial B}{\partial p}=\left(\frac{\partial B}{\partial p}\right)_{s_0}=\left(\frac{\partial B}{\partial p}\right)_T+\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_p\frac{T\alpha}{gC_p},$$

где α и C_p — коэффициент теплового расширения и удельная теплоемкость вдали от критической точки, экстраполированные на критическую область, т. е. соответственные величины без добавок, обусловленных флуктуациями концентрации. Подставляя выражение для B для верхней (нижней) критической точки, мы получаем

$$(12) \qquad \frac{\partial B}{\partial p}=\pm B_1\gamma\{|T-T_k|+d|\bar{c}-\bar{c}_k|^3\}^{\gamma-1}\left(-\frac{\partial T_k}{\partial p}+\frac{T\alpha}{gC_p}\right).$$

В этом выражении мы пренебрегли малыми членами, пропорциональными $(\bar{c}-\bar{c}_k)^2$ по сравнению с $-\frac{\partial T_k}{\partial p}+\frac{T\alpha}{gC_p}$.

В соответствии с соотношениями между ρ, D * и B $\left(B\sim\frac{1}{\rho^2},\ D\sim\frac{1}{\rho}\right)$,

$$(13) \qquad \frac{\rho}{\rho_1}=\frac{D_1}{D}=[|T-T_k|+d|\bar{c}-\bar{c}_k|^3]^{-\gamma/2},$$

где ρ_1 и D_1 — радиус корреляции и коэффициент диффузии при $|T-T_k|=1^0$ и $\bar{c}=\bar{c}_k$. Поэтому

$$(14) \qquad \frac{\tau}{\tau_1}=\frac{\rho^2/D}{\rho_1^2/D_1}=[|T-T_k|+d|\bar{c}-\bar{c}_k|^3]^{-3/2\gamma}.$$

---

* В более ранней работе [7] автора неверно полагалось, что этот коэффициент диффузии совпадает с броуновским.

Используя формулы (12)–(14), представим выражения (10) и (11) в следующем виде:

$$(15)\qquad v=v_0\left\{1-\frac{k_Б T g v_0^2\gamma^2}{4\pi^2\rho_1^3}\left(-\frac{\partial T_k}{\partial p}+\frac{T\alpha}{gC_p}\right)^2[|T-T_k|+\right.$$

$$\left.+d|\bar{c}-\bar{c}_k|^3]^{-2+3/2\gamma}\left[F_2(\Omega\tau)-\frac{(b-\operatorname{arctg} b)(\gamma-1)}{2\gamma}\right]\right\},$$

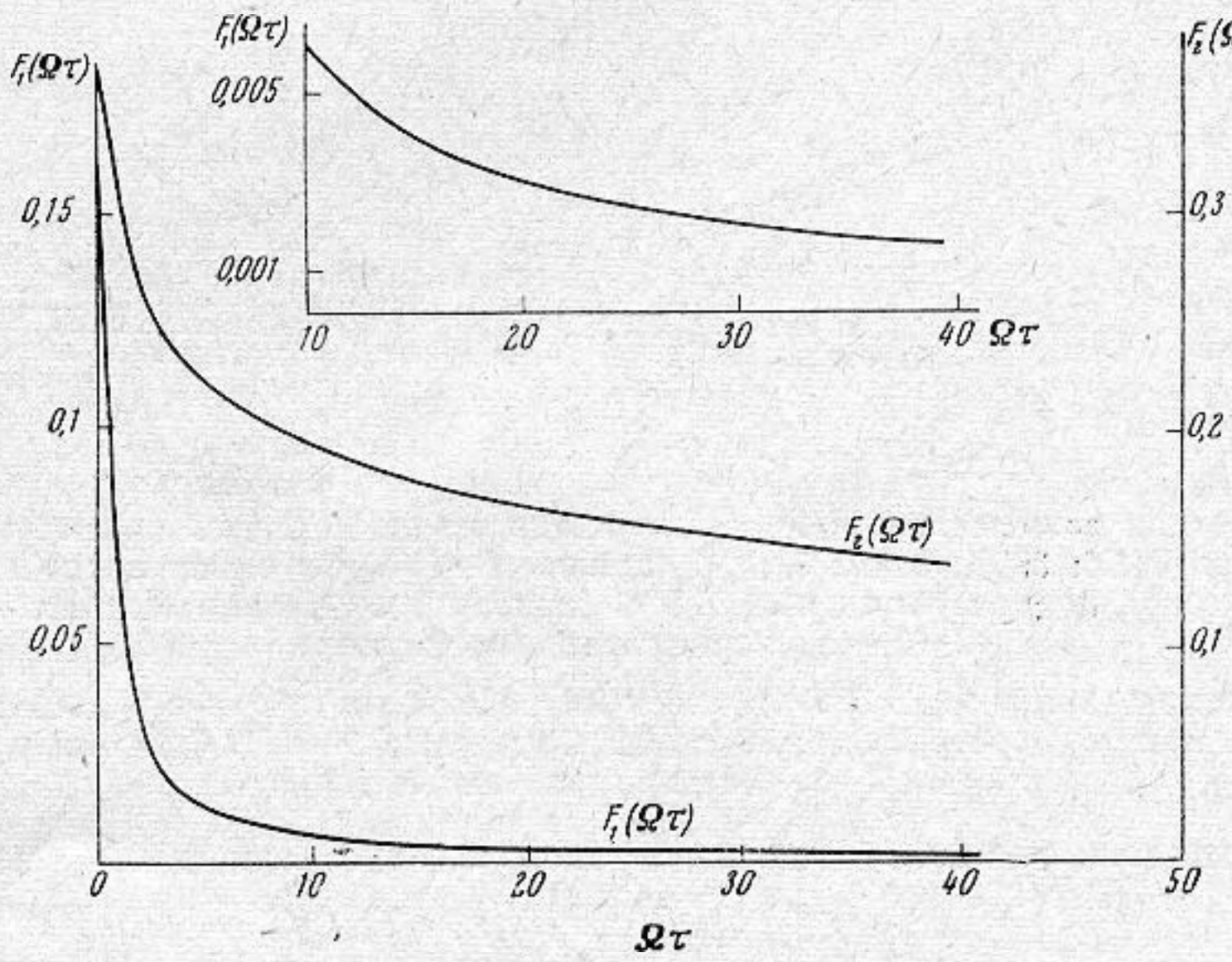
$$(16)\qquad \frac{\delta_c}{\Omega^2}=\frac{k_Б T g v_0\tau_1\gamma^2}{4\pi^2\rho_1^3}\left(-\frac{\partial T_k}{\partial p}+\frac{T\alpha}{gC_p}\right)^2[|T-T_k|+d|\bar{c}-\bar{c}_k|^3]^{-2}\cdot F_1(\Omega\tau).$$

Подставляя $\gamma=1,2$, мы получаем следующие окончательные выражения для скорости и полного коэффициента поглощения, отнесенного к квадрату частоты δ/Ω^2:

$$(17)\qquad v=v_0\left\{1-\frac{Mv_0}{\tau_1}[|T-T_k|+d|\bar{c}-\bar{c}_k|^3]^{-0,2}\left[F_2(\Omega\tau)-\frac{b-\operatorname{arctg} b}{12}\right]\right\},$$

$$(18)\qquad \delta/\Omega^2=M[|T-T_k|+d|\bar{c}-\bar{c}_k|^3]^{-2}F_1(\Omega\tau)+L,$$

где $M=\dfrac{1{,}44k_Б T g v_0\tau_1}{4\pi^2\rho_1^3}\left(-\dfrac{\partial T_k}{\partial p}+\dfrac{T\alpha}{gC_p}\right)^2$ – слабо зависящая от температуры и концентрации величина, L – вклад в δ/Ω^2 от всех механизмов, кроме рассмотренного выше; в соответствии с рассмотренной моделью, связывающей акустические аномалии лишь с флуктуациями концентрации, L следует считать величиной, слабо зависящей от температуры и концентрации.



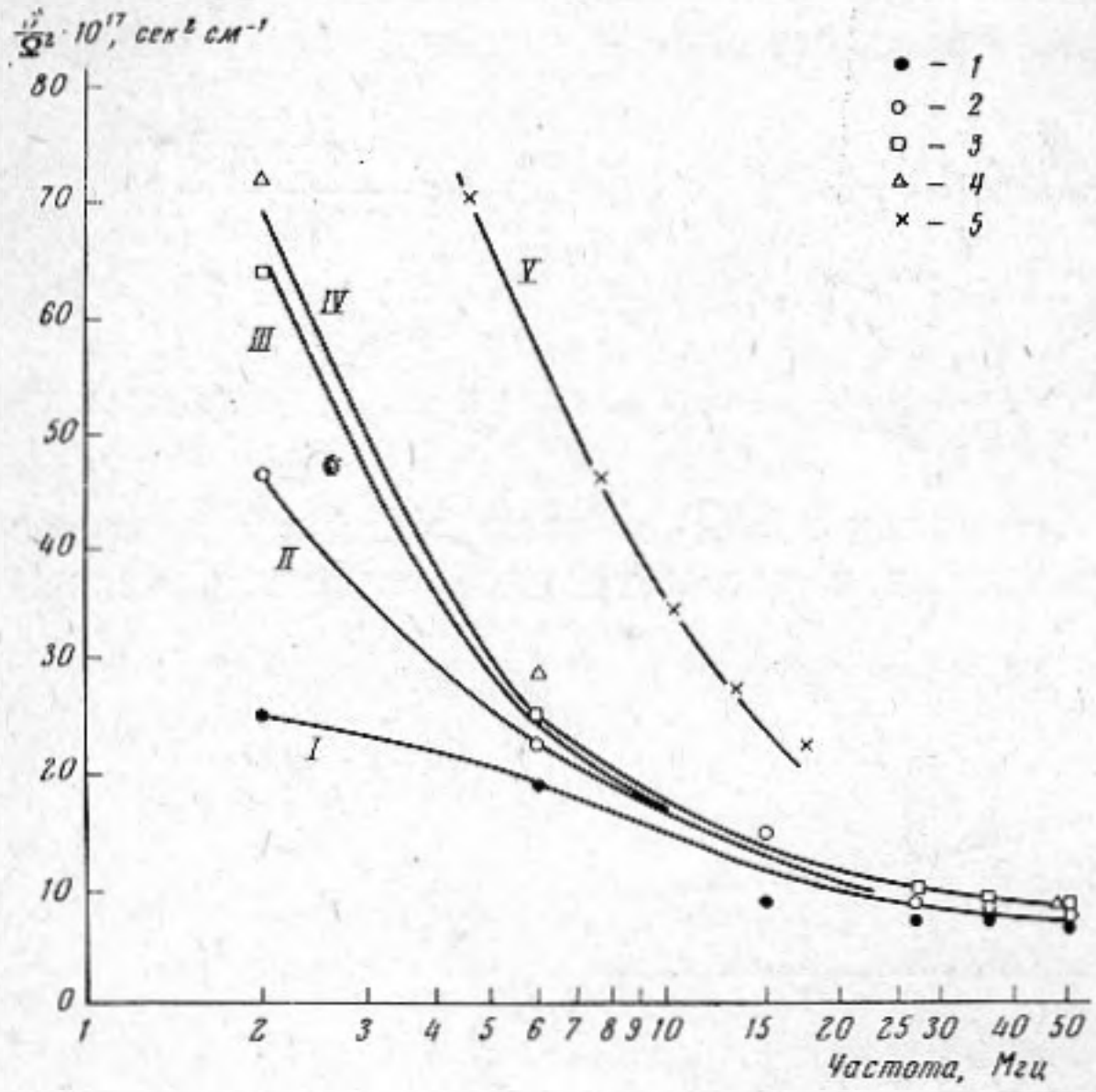
Фиг. 1. Зависимости $F_1(\Omega\tau)$ и $F_2(\Omega\tau)$ от $\Omega\tau$

Функции $F_1(\Omega\tau)$, $F_2(\Omega\tau)$, вычисленные на БЭСМ-6, показаны на фиг. 1. При $\Omega\tau\to 0$ $F_1(\Omega\tau)$ и $F_2(\Omega\tau)$ стремятся к постоянным значениям 0,163 и 0,368 соответственно. В области от $\Omega\tau=15$ до $\Omega\tau=25$ $F_1(\Omega\tau)$ спадает примерно как $1/(\Omega\tau)$, а $F_2(\Omega\tau)$ – как $1/(\Omega\tau)^{0,23}$.

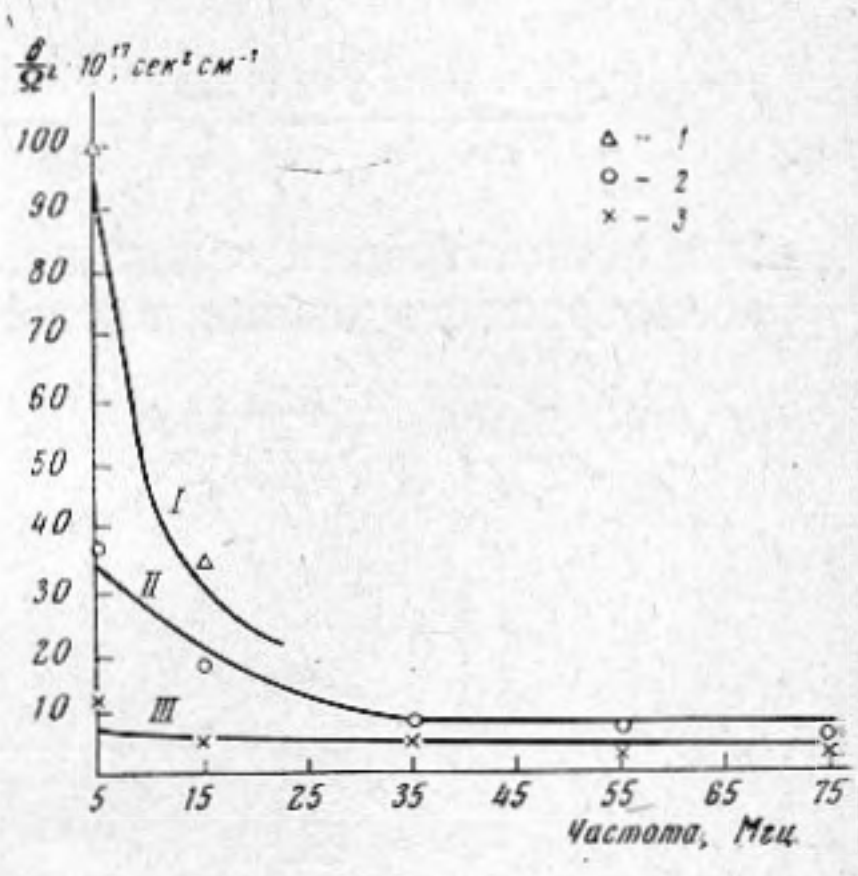
Таким образом, согласно формуле (18), при $\Omega\tau\ll 1$ величина δ/Ω^2 резко возрастает с приближением к критической точке, но практически не зависит от частоты, а при $\Omega\tau\gg 1$ она уменьшается обратно пропорционально частоте, но изменяется медленно с изменением температуры и концентрации. Скорость звука, согласно формуле (17), при $\Omega\tau\ll 1$ уменьшается с приближением к критической точке и слабо зависит от частоты. При

$\Omega\tau \gg 1$, когда $F_2(\Omega\tau)$ становится меньше $\frac{b - \operatorname{arctg}\beta}{12}$ *, скорость звука начинает расти с приближением к критической точке. Такое поведение поглощения и скорости звука находится в качественном соответствии с экспериментальными результатами, перечисленными в начале статьи.

Проведем количественное сопоставление полученных формул с экспериментальными данными. Начнем со смеси анилин-циклогексан критической концентрации (критическая температура 30,1° С [8]). Данные для коэффициента поглощения в этой смеси при различных температурах и частотах приведены в работе [8]. В работе [9] приводятся эксперимен-



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Частотная зависимость δ/Ω^2 в смеси анилин-циклогексан критической концентрации при 35,06; 33,34; 31,62; 31,1° С (кривые *I—IV*) и в смеси нитробензол-изооктан критической концентрации при 34,8° С (кривая *V*). Сплошные линии — теория, *1—5* — экспериментальные точки

Фиг. 3. Частотная зависимость δ/Ω^2 в смеси нитробензол-*n*-гексан с 0,33 мол. долями нитробензола при температурах 22; 30,4; 56,9° С (кривые *I—III*). Сплошные линии — теория, *1—3* — экспериментальные точки

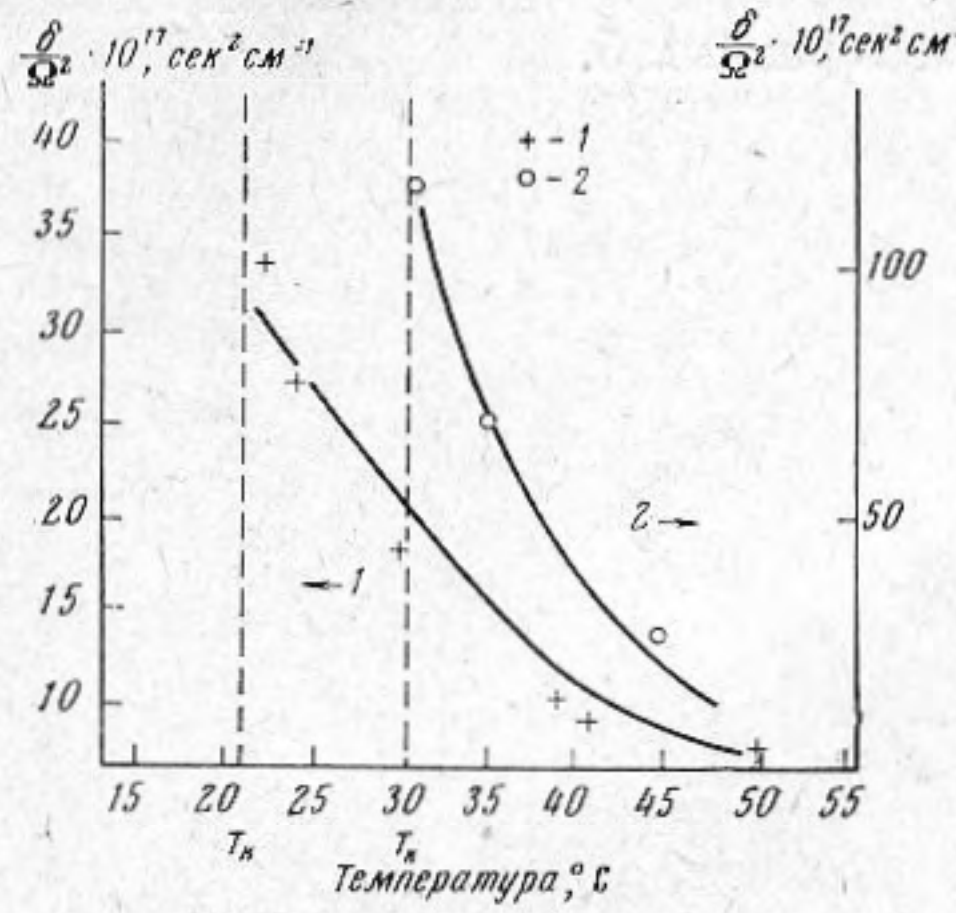
тальные данные о рассеянии света в этой смеси. Для этой смеси $g = 0{,}87$ *г/см*, $\frac{\partial T_к}{\partial p} = 0{,}68 \cdot 10^{-8}$ *град/см²·дин*, $T\alpha/gC_p = 1{,}23 \cdot 10^{-8}$ *град·см²/дин*, $v_0 = 1{,}3 \cdot 10^5$ *см/сек*. На фиг. 2 показаны теоретические кривые для частотной зависимости δ/Ω^2 при четырех температурах, построенные по формуле (18) при $D_1 = 4 \cdot 10^{-7}$ *см²/сек* и $\rho_1 = 0{,}35 \cdot 10^{-6}$ *см*, наилучшим образом описывающие экспериментальные результаты. (При этих значениях D_1 и ρ_1 мы получаем $M = 3{,}65 \cdot 10^{-14}$ *сек²град²см⁻¹* и $\tau_1 = 3{,}07 \cdot 10^{-7}$ *сек*; L полагалось равным $5 \cdot 10^{-17}$ *сек²см⁻¹*.) На той же фигуре показаны экспериментальные точки, взятые из работы [8]. Заметим, что выбранные значения D_1 и ρ_1 примерно в два раза отличаются от тех, которые следуют из данных работы [9] о рассеянии света. Такое соответствие можно считать удовлетворительным, принимая во внимание недостаточную точность оптических экспериментов, а также тот факт, что оптические и акустические измерения производились на различных образцах.

Для других смесей, исследованных акустически, не удалось найти в литературе полных данных о рассеянии света и оценить D_1 и ρ_1. В связи

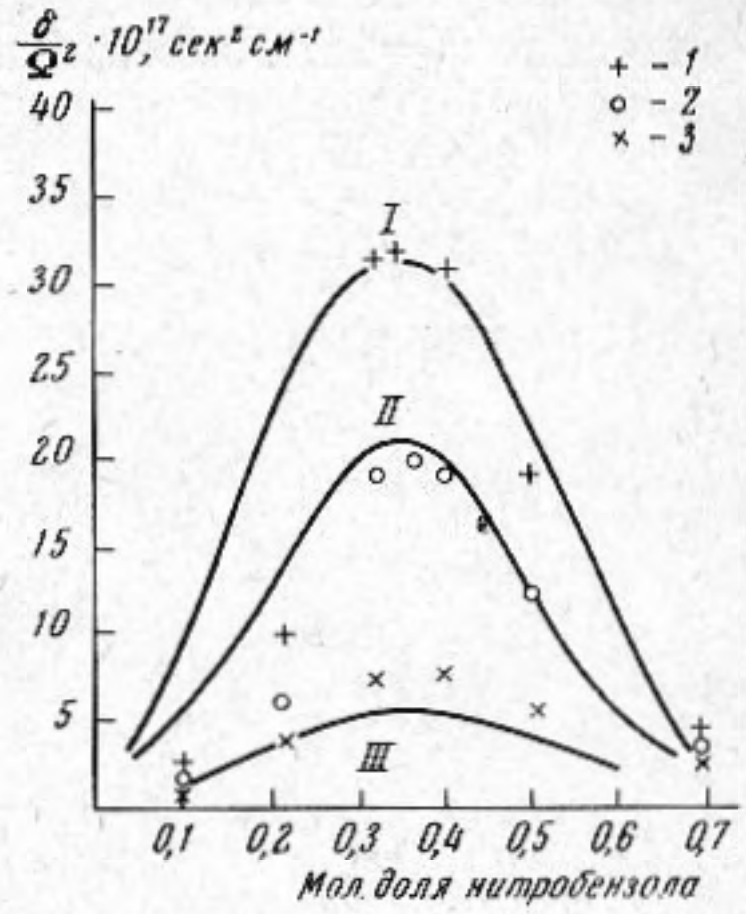
* Возможно при $b \leqslant 5{,}4$.

с этим при дальнейшем сопоставлении с экспериментом M и τ_1 подбирались таким образом, чтобы получалось наилучшее согласие с экспериментом. Сопоставление теории с экспериментом проводилось для частотной, температурной и концентрационной зависимости поглощения. Для смеси нитробензол-*n*-гексан сравнение проводилось также и для частотной и температурной зависимости скорости.

Для смеси нитробензол-*n*-гексан (критическая температура 21° С, критическая концентрация 0,36 мол. долей нитробензола [10—12]) при построении теоретических кривых были выбраны следующие значения постоянных: $M=1{,}8\cdot10^{-13}$ *сек²град²см⁻¹*, $\tau_1=4\cdot10^{-7}$ *сек*, $L=4\cdot10^{-17}$ *сек²см⁻¹*.



Фиг. 4



Фиг. 5

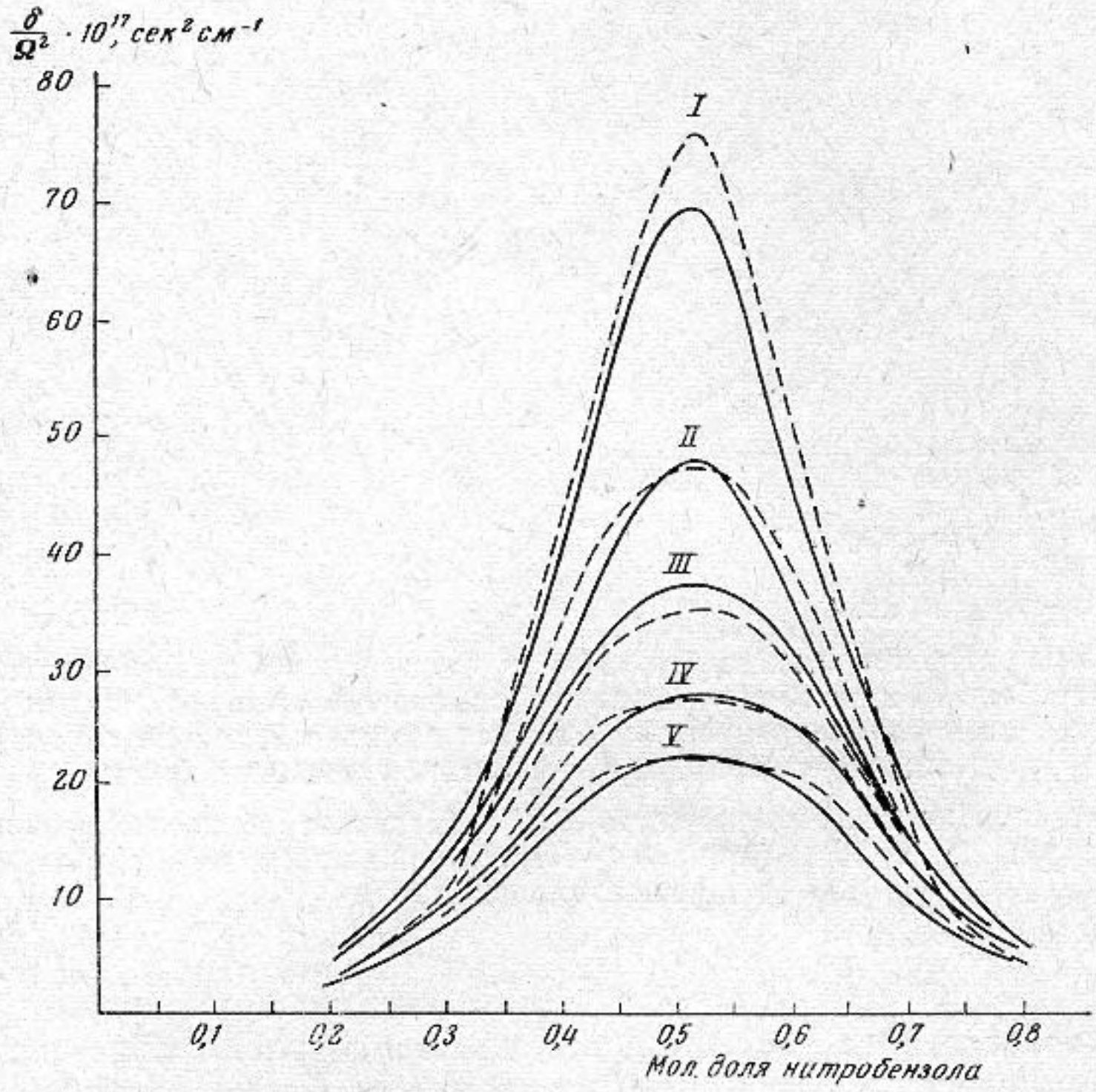
Фиг. 4. Температурная зависимость δ/Ω^2 в смеси нитробензол-*n*-гексан с 0,33 мол. долями нитробензола при 15 *Мгц* (кривая *1*, шкала слева) и в смеси нитробензол-изооктан критической концентрации при 4,58 *Мгц* (кривая *2*, шкала справа). Сплошные линии — теория, *1*, *2* — экспериментальные точки

Фиг. 5. Концентрационная зависимость δ/Ω^2 в смеси нитробензол-*n*-гексан при 15 *Мгц* и температурах 22; 30; 50° С (кривые *I—III*). Сплошные линии — теория, *1—3* — экспериментальные точки

Величина $d=1000$ *град/мол·доля³* была найдена из формы бинодали, приведенной в работе [10]. Большее на порядок, по сравнению со смесью анилин-циклогексан, значение M связано с тем, что величина $\partial T_k/\partial p$ для смеси нитробензол-*n*-гексан, в отличие от смеси анилин-циклогексан, отрицательна ($\partial T_k/\partial p=-8\cdot10^{-9}$ *град·см²·дин⁻¹*). На фиг. 3 даны теоретические графики для частотной зависимости δ/Ω^2 при 0,33 мол. долях нитробензола для трех температур, а также нанесены экспериментальные точ-

Температура, °С	Частота, *Мгц*			
	5		15	
	$v_{эксп}$, *м/сек*	$v_{теор}$, *м/сек*	$v_{эксп}$, *м/сек*	$v_{теор}$, *м/сек*
21,131	1197,43	1199,0	1201,95	1201,7
20,619	1200,04	1201,4	1204,01	1204,4
20,559	1201,19	1201,8	1204,43	1204,7
20,391	1202,40	1202,9	1205,88	1206,1
20,305	1203,01	1203,8	1206,15	—
20,226	1204,04	1204,4	1207,50	—
20,221	1204,64	1204,8	1207,90	—
20,143	1205,34	1205,6	1208,97	—
20,079	1205,90	1206,4	1210,39	—
19,972	1206,89	1207,6	1210,75	—

ки. На фиг. 4 дан теоретический график и экспериментальные точки для температурной зависимости δ/Ω^2 при 15 *Мгц* и 0,33 мол. долях нитробензола. На фиг. 5 дан теоретический график для концентрационной зависимости δ/Ω^2 при 15 *Мгц* и трех температурах и также нанесены экспериментальные точки. Экспериментальные данные взяты из работ [11—13]. В таблице приводится сравнение теоретических и экспериментальных значений скорости звука в рассматриваемой смеси с концентрацией 0,428 мол. долей нитробензола при различных температурах на частотах 5 и 15 *Мгц*. Экспериментальные данные взяты из работы [14, 15]. Температура расслаивания для смеси указанной концентрации, согласно работе [14], составляет 19,597° С. В теоретических расчетах было использовано значение v_0=1194 *м/сек*, b полагалось равным 5.



Фиг. 6. Концентрационная зависимость δ/Ω^2 в смеси нитробензол-изооктан критической концентрации при 34,8° С для частот 4,58; 7,56; 10,56; 13,55; 16,55 *Мгц* (кривые *I*—*V*). Штриховые линии — теория, сплошные линии — эксперимент

Для смеси нитробензол-изооктан (критическая температура 30,2° С, критическая концентрация 0,515 мол. долей нитробензола [16]) при построении теоретических кривых были выбраны следующие значения постоянных: $M=2{,}2\cdot10^{-13}$ *сек²см⁻¹град²*, $\tau_1=5\cdot10^{-7}$ *сек*, $L=0$. Поскольку нам не удалось найти в литературе бинодаль для этой смеси, d принималось равной соответствующей величине для смеси нитробензола-*n*-гексан. На фиг. 2 дан теоретический график для частотной зависимости δ/Ω^2 в этой смеси при 34,8° С и критическом составе, а также нанесены экспериментальные точки. На фиг. 4 показан теоретический график для температурной зависимости δ/Ω^2 при 4,58 *Мгц* и критическом составе смеси и нанесены экспериментальные точки. На фиг. 6 даны теоретические графики для концентрационной зависимости δ/Ω^2 при 34,8° С для пяти частот, а также изображены экспериментальные кривые. Экспериментальные данные для этой смеси взяты из работы [16].

Сопоставление теоретических кривых с экспериментальными показывает, что полученные формулы достаточно хорошо описывают экспериментальные данные.

Пользуюсь случаем выразить благодарность Ю. Л. Газаряну, М. А. Исаковичу и С. М. Рытову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. А. Чабан.* К вопросу о распространении звука в смесях вблизи критической точки расслаивания. Акуст. ж., 1975, *21*, 1.
2. *P. Debye, J. Bashaw, B. Chu, D. M. Tan Creti.* Critical Opalescence of the Polystyrene – Cyclohexane System: Small-Angle X-Ray Scattering. J. Chem. Phys., 1966, *44*, 1, 4302—4305.
3. *P. Debye, D. Caulfield, J. Bashaw.* Critical Opalescence of Binary Mixtures: Perfluorotributylamine Isopentane. J. Chem. Phys., 1964, *41*, 10, 3051—3054.
4. *A. F. Chang, P. H. Keyes, J. V. Sengers, C. O. Alley.* Dynamics of Concentration Fluctuations Near the Critical Mixing Point of Binary Fluid. Phys. Rev. Lett., 1971, *27*, 25, 1705—1709.
5. *А. З. Паташинский, В. Л. Покровский.* О поведении упорядочивающихся систем вблизи точки фазового перехода. ЖЭТФ, 1966, *50*, 2, 439—447.
6. *P. Berge, P. Calmetter, C. Laj, M. Taurnaie, B. Volochine.* Dynamics of Concentration Fluctuations in a Binary Mixture in Hydrodynamical and Nonhydrodynamical Regions. Phys. Rev. Lett., 1970, *24*, 22, 1223–1225.
7. *I. A. Chaban.* Sound Propagation in Mixtures Near the Critical Solution Point. The 7th Intern. Congr. of Acoust., Budapest, 1971, 2M1.
8. *G. D'Arrigo, L. Mistura, D. Sette, J. L. Hunter.* Absorption and Velocity of Ultrasonic in a Critical Mixture of Aniline and Cyclohexane. The 6th Intern. Congr. of Acoust., Tokyo, Japan, August 21—28, 1968, J-5-16.
9. *P. Berge, M. Dubois.* Experimental Confirmation of Kawasaki — Einstein — Stokes Formula; Measurement of Small Correlation Lengths. Phys. Rev. Lett., 1971, *27*, 17, 1125—1127.
10. *D. Sette.* Structural Effects in Ultrasonic Absorption of Liquid Muxtures Nuovo Cim., 1, N 5, 800–821, 1955; Hundbuch der Physik, ed. S. F. Flüge, XI/I, Akustic I.
11. *G. D'Arrigo, D. Sette.* Ultrasonic Absorption in Nitrobenzene-n-Hexane Critical Mixtures. Proc. Fifth Intern. Congr. of Acoust., Liege, 1965, D-54.
12. *С. С. Алиев, П. К. Хабибуллаев.* Акустическая релаксация в растворах нитробензол-n-гексан, имеющих критическую точку расслаивания. Акуст. ж., 1970, *16*, 1, 137—138.
13. *R. P. Singh, G. S. Darbari, G. S. Verma.* Acoustical Behavior of Critical Mixtures. Phys. Rev. Lett., 1966, *16*, 25, 1150—1151.
14. *G. D'Arrigo, D. Sette, P. Tartaglia.* Sound Velocity in Binary Liquid Mixtures Near the Critical Point. The 7th Intern. Congr. of Acoust., Budapest, 1971, 19M7.
15. *P. Tartaglia, G. D'Arrigo, L. Mistura, D. Sette.* Dispertion of Ultrasonic Waves in the Binary Mixture Nitrobenzene-n-Hexane Near a Critical Point. Phys. Rev., 1972, *6A*, 4, 1627—1633.
16. *A. V. Anantarman, A. B. Walters, P. D. Edmonds, C. J. Pings.* Absorption of Sound Near the Critical Point of Nitrobenzene-Iso-Octane Systems. J. Chem. Phys., 1966, *44*, 7, 2651—2658.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
30 марта 1973 г.