Краткие сообщения по физике № 2 1983

О ВЫНУЖДЕННОМ КОНЦЕНТРАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ ЗВУКА В РАССЛАИВАЮЩИХСЯ ЖИДКИХ РАСТВОРАХ

Ф. В. Бункин, Г. А. Ляхов, О. Б. Шуман

УДК 551.463.26

Рассмотрен эффект вынужденного рассеяния звука на концентрационных возбуждениях в растворе вблизи критической точки расслаивания ($T_К$). Показано, что пороговая интенсивность накачки может быть ниже 1 Вт/см^2 при $|T - T_К| \leqslant 1$ К.

1. Исследования новых механизмов вынужденного рассеяния (ВР) и самовоздействия звука на возбуждениях неакустической природы имеют, по меньшей мере, два круга приложений. Во-первых, технические приложения: создание преобразователей и усилителей узкополосных звуковых сигналов. Во-вторых, чисто физические приложения, связанные с возможностями изучения кинетических параметров жидкости, особенно тех, которые не поддаются определению в термостатических экспериментах. Изучение предложенных ранее универсальных механизмов ВР звука - температурного /1/ и связанного с возбуждением акустического течения - позволяет определить лишь достаточно известные параметры среды, поэтому речь здесь может идти в основном о технических приложениях. При действии же специфических механизмов ВР использование контролируемого - внешнего по отношению к среде - звукового воздействия обеспечивает возможности новых физических измерений. Это в особенности относится к исследованиям ВР на колебаниях тех физических величин, которые являются параметрами порядка для фазовых переходов. Известный пример здесь - ВР на пузырьках газа при кипении жидкости.

Цель нашей работы - оценить возможности ВР звука на концентрационных возбуждениях в расслаивающихся растворах. Критическое поведение в точке расслаивания (температура $T_К$) имеют производная $\partial\mu/\partial c \sim \theta^{\gamma}$, $\theta = |T - T_K| T_K^{-1}$ (μ - химический потенциал, $c_1 = c$ - концентрация одного из компонентов бинарной смеси, $c_2 = 1 - c$) и кинетическая подвижность $L \sim \theta^{-\nu(1-\eta)}$. Здесь $\gamma \simeq 1,2 - 1,3$, $\nu \simeq 0,6 - 0,7$ - критические показатели обобщенной восприимчивости и радиуса корреляции флуктуаций; согласно масштабной гипотезе (см. /2/) $\eta = 2 - \gamma\nu^{-1}$. В термостатических и оптических экспериментах измеряется только коэффициент диффузии $D = (L/\rho)(\partial\mu/\partial c)$; для $\partial\mu/\partial c$ существуют только оценки, например, в модели регулярных растворов. Подвижность же L до сих пор не измерялась; можно показать, что она непосредственно определяет порог нестационарной самофокусировки звука, как и в оптическом аналоге /3/ этого эффекта. Ниже мы покажем, что, с другой стороны, коэффициент усиления при ВР звука обратно пропорционален $\partial\mu/\partial c$, а D определяет только ширину линии ВР. Таким образом, постановка экспериментов по самовоздействию и ВР звука дает возможность измерения полного набора критических параметров для фазового перехода в расслаивающихся растворах.

2. Исходной для анализа концентрационного ВР звука служит система гидродинамических уравнений совместно с уравнениями диффузии и теплопроводности:

$$\rho\partial_t c = - \mathrm{div}\,\vec{j}_c, \quad \rho c_p \partial_t T = - \mathrm{div}\,\vec{j}_q. \qquad (I)$$

Здесь ρ - плотность смеси, c_p - теплоемкость. Диффузионный ($\vec{j}_c$) и тепловой ($\vec{j}_q$) потоки пропорциональны градиентам c и T; в отсутствие звука

$$\vec{j}_c^{\,0} = - L \frac{\partial\mu}{\partial c}\,\mathrm{grad}\,c - \rho D_T\,\mathrm{grad}\,T, \qquad (2)$$

$$\vec{j}_q^{\,0} = - \varkappa\,\mathrm{grad}\,T - \rho c T D_T \frac{\partial\mu}{\partial c}\,\mathrm{grad}\,c,$$

$\varkappa$ и D_T - коэффициенты теплопроводности и термодиффузии. Из-за перекрестных связей (2) в линии ВР смешиваются тепловая и концентрационная компоненты, однако вблизи точки расслаивания температурные зависимости кинетических коэффициентов различны /2,4/:

$L\dfrac{\partial\mu}{\partial c} \sim \theta^{\gamma-\nu(1-\eta)}$, в то время как $\varkappa$ не обнаруживает критического поведения. Из положительности источника энтропии следует неравенство $D_T^2 \leqslant \varkappa L(\rho^2 T)^{-1}$, и при учете расходимости (логарифмической) c_p в окрестности критической точки достаточно учитывать лишь звукоиндуцированные изменения концентрации. Звуковой источник в первом уравнении из (I) пропорционален $\partial^2\mu/\partial p^2$:

$$\rho\partial_t c = L\left[\frac{\partial\mu}{\partial c}\nabla^2 c + \frac{\partial^2\mu}{\partial p^2}\nabla^2\left(\frac{p^2}{2}\right)\right]. \qquad (3)$$

Амплитуда p звукового давления удовлетворяет волновому уравнению, причем скорость звука $v = v_0 + c\partial v/\partial c$. Зависимость v от температуры не учитываем в силу вышесказанного; отметим, что это приближение является фактически точным для растворов с особой точкой, вблизи которой $\partial v/\partial T = 0$ /5/.

3. Представляем звуковое поле в виде суперпозиции волны накачки (p_0) и рассеянной во встречном направлении волны (p_s):

$$p = \frac{p_0}{2}\exp\left[i(\omega_0 t - k_0 x)\right] + \frac{p_s}{2}\exp\left[i(\omega_s t + k_s x)\right] + \text{к.с.}. \qquad (4)$$

Концентрационную моду ищем в виде

$$c = \frac{c_\Omega}{2}\exp\left[i(\Omega t - qx)\right] + \text{к.с.}, \qquad (5)$$

где $\Omega = \omega_0 - \omega_s$, $q = k_0 + k_s \cong 2\omega_0/v_0$. Подстановка (4), (5) в волновое уравнение с использованием (3) дает укороченное уравнение для амплитуды рассеянной волны. В стационарном режиме ($v_0\tau > l$, l – длина взаимодействия, τ – длительность импульса накачки, $\tau > \Omega_0^{-1} = \rho v_0^2\left[4\omega_0^2 L(\partial\mu/\partial c)\right]^2$) решение имеет вид

$$|p_s(0)| = |p_s(l)|\exp\left[G(\Omega)l\right].$$

Усиление максимально на частоте $\Omega = \Omega_0$, при этом

$$G(\Omega_0) = \frac{\omega_0\rho v_0^2 l}{8\dfrac{\partial\mu}{\partial c}}\,\frac{\partial v_0^{-2}}{\partial c}\,\frac{\partial^2\mu}{\partial p^2} - \delta. \qquad (6)$$

Здесь $I = p_0^2(x = 0)/(2\rho v_0)$ – интенсивность накачки, δ – коэффициент поглощения звука. Пороговую интенсивность определяет условие $G \geqslant 0$, она достаточно высок[illegible] при больших Θ, но резко понижается при $\Theta \to 0$: $I_t \sim \Theta^\gamma$.

Чтобы определить I_t, используем термодинамическое тождество $\partial\mu/\partial p = -\partial\rho/\partial c$. При $\Theta \simeq 10^{-2}$ коэффициент диффузии $D \simeq 10^{-7}$ см^2/с /6/, т.е. имеет место уменьшение D на два – три порядка от некритического значения; это соответствует увеличению производной $\partial\mu/\partial c$ примерно на пять порядков. В результате для частоты $\omega_0/2\pi = 1$ МГц $I_t \simeq (1 - 10)$ Вт/см^2 Θ^γ, т.е. наблюдение концентрационного ВР вполне реально в расслаивающихся растворах при $\Theta \leqslant 10^{-2} - 10^{-3}$. Дальнейшее уменьшение Θ затруднено, с одной стороны, техническими причинами. С другой стороны, при $I_t \to 0$ сужается полоса усиления, так как $\Omega_0 \sim D$. Это приводит к необходимости использовать в эксперименте длинные импульсы накачки. Нестационарное обобщение теории по методике, развитой для температурного рассеяния /I/, показывает, что при $\tau \leqslant \delta l v_0^2 (2\omega_0^2 D)^{-1} I I_t^{-1} \simeq 10^2$ с реальный порог выше стационарного – в зависимости от поглощения – на один – два порядка, и оптимальный температурный диапазон около $\Theta \simeq 10^{-3}$; пороговая интенсивность здесь составляет десятки ватт на квадратный сантиметр.

Поступила в редакцию
I4 июля 1982 г.

Литература

I. Ф. В. Бункин, К. И. Воляк, Г. А. Ляхов, Акустический журнал, 28, № 5, (I982).
2. М. А. Анисимов, УФН, II4, 249 (I974).
3. Ф. В. Бункин, Г. А. Ляхов, К. Ф. Шипилов, Т. А. Шмаонов, Письма в ЖЭТФ, 35, 25I (I982).
4. М. Ш. Гитерман, Е. Е. Городецкий, ЖЭТФ, 57, 637 (I969).
5. С. В. Кривохижа, Л. Л. Чайков, Л. И. Чеванченко, Краткие сообщения по физике ФИАН № I2, 57 (I98I).
6. С. В. Кривохижа, Л. М. Сабиров, Я. Туракулов, ЖЭТФ, 78, I579 (I980).