АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIX 1973 Вып. 5

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.22

ВЫСОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ЗВУКА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЖИДКОСТЬ — ПАР

А. Д. Алехин, А. В. Чалый

Вблизи критической точки парообразования сингулярное возрастание восприимчивости системы к слабым внешним воздействиям является причиной резкой пространственной неоднородности вещества. Именно эта неоднородность позволяет проводить прецезионные исследования особенностей термодинамических характеристик системы [1, 2]. Цель настоящего сообщения — изучение поведения скорости звука вблизи критической точки жидкость — пар с учетом влияния гравитационного поля, что также представляет собой эффективный метод исследования критического состояния.

Скорость звука вблизи критической точки с учетом различного характера сингулярностей изотермической сжимаемости и изохорной теплоемкости описывается выражением

$$u^* = \left(\frac{\partial\mu^*}{\partial t}\right)_\rho c_v^{*-1/2}. \tag{1}$$

Здесь $u^* = u\sqrt{\dfrac{\rho_к}{P_к}}$ и $\mu^* = \mu\dfrac{\rho_к}{P_к}$ — безразмерные скорость звука и химический потенциал, зависящие от температурной $t = (T - T_к)/T_к$ и «полевой» $h = \rho_к gH / P_к$ переменных, где $\rho_к$, $P_к$ и $T_к$ — критические плотность, давление и температура вещества, g — ускорение свободного падения, H — высота, отсчитываемая вверх от уровня с максимальным градиентом плотности. Используя уравнение состояния теории подобия $\Delta\mu = t^{\beta\delta}G(y)$ ($G(y)$ — масштабная функция переменной $y = \Delta\rho / t^\beta$, аналитический вид которой известен лишь при $y \ll 1$ и $y \ll 1$ [3], $\Delta\rho = (\rho - \rho_к)/\rho_к$, β и δ — критические индексы), мы получаем следующие выражения для безразмерной удельной теплоемкости $c_v^* = c_v\dfrac{\rho_к T_к}{P_к}$:

$$\underset{(y\ll1)}{c_v^*} = c_v^{0*}(\rho_к, T) + \sum_{n=0}^{\infty} \eta_{n+1} t^{-(\alpha+2\beta n)}[\Delta\rho(h,t)]^{2n}, \tag{2}$$

$$\underset{(y\gg1)}{c_v^*} = c_v^{0*}(\rho, T_к) + \sum_{n=0}^{\infty} \nu_{n+1} t^{n}[\Delta\rho(h,t)]^{-(\alpha+n)/\beta}, \tag{3}$$

где $c_v^{0*}(\rho, T)$ — регулярная часть удельной теплоемкости.

Учитывая, что $\Delta\mu = [\mu^*(\rho, T) - \mu^*(\rho_к, T)] / \mu^*(\rho_к, T) = -h$, можно найти высотную и температурную зависимости отклонения плотности в окрестностях критических изохоры и изотермы:

$$\underset{(y\ll1)}{\Delta\rho(h,t)} = -\frac{|h|}{a_1 t^\gamma}\left[1 - \frac{a_2}{a_1^3}\left(\frac{h}{t^{\beta\delta}}\right)^2 + \dots\right]\operatorname{sign} h, \tag{4}$$

$$\underset{(y\gg1)}{\Delta\rho(h,t)} = -\left(\frac{|h|}{b_1}\right)^{1/\delta}\left[1 - \frac{b_2}{\delta b_1^{1-1/\beta\delta}}\left(\frac{|h|}{t^{\beta\delta}}\right)^{-1/\beta\delta} + \dots\right]\operatorname{sign} h, \tag{5}$$

где a_1, a_2, b_1 и b_2 — параметры уравнений состояния [3], $\gamma = \beta(\delta - 1)$.

Приведенные выше соотношения (2) и (3) для теплоемкости c_v^* и выражение для производной $\left(\frac{\partial\mu^*}{\partial t}\right)_\rho$ с учетом известных асимптотик функции $G(y)$ и формул (4) и (5) позволяют получить на основании формулы (1) следующие соотношения для скорости звука: а) в окрестности критической изотермы ($y \gg 1$)

$$u^*(h, t) = \left(\frac{\partial\mu^*(\rho_к, T_к)}{\partial t}\right)_\rho \left[1 - \frac{b_2}{\frac{\partial}{\partial t}\ln\mu^*(\rho_к, T_к)}\left(\frac{|h|}{b_1}\right)^{1-1/\beta\delta}\operatorname{sign} h\right] \times$$
$$\times\left[c_v^{0*}(\rho, T_к) + \nu_1(|h|/b_1)^{-\alpha/\beta\delta}\right]^{-1/2}, \tag{6}$$

б) в окрестности критической изохоры ($y \ll 1$)

$$u^*(h, t) = \left(\frac{\partial\mu^*(\rho_к, T)}{\partial t}\right)_\rho \left[1 - \frac{\gamma}{\frac{\partial}{\partial t}\ln\mu^*(\rho_к, T)}\frac{|h|}{t}\operatorname{sign} h\right] \times$$
$$\times\left[c_v^{0*}(\rho_к, T) + \eta_1 t^{-\alpha}\right]^{-1/2}. \tag{7}$$

В этих выражениях учтены лишь главные сингулярные слагаемые теплоемкости c_v^* и основные высотные поправки к конечному значению производной $\partial\mu^* / \partial t$ на критической изохоре.

Для описания поведения скорости звука в произвольной окрестности критической точки может быть использовано приближенное уравнение состояния, предложенное в работах [1, 2] и проверенное экспериментально в работе [4]. Сингулярную часть теплоемкости следует представить при этом как сумму главных особенностей асимптотик (2) и (3).

Температурная зависимость $u^*(0, t)$, определяемая формулой (7), подтверждается многочисленными экспериментальными исследованиями скорости звука вблизи критической точки жидкость — пар, использующими как прямые методы [5], так и данные по тонкой структуре линии Релея [6].

В работах [7, 8] экспериментально обнаружено влияние гравитационного поля на скорость звука вблизи критической точки, хотя непосредственных исследований высотной зависимости $u^*(h)$ до настоящего времени не проводилось. Имеющиеся экспериментальные данные по зависимости скорости звука от давления $\frac{P - P_к}{P_к} \sim h$ [5] и плотности $\Delta\rho$ [7] в He^4 подтверждают зависимость (6) вплоть до асимметрии $u^*(h < 0) > u^*(h > 0)$.

Использование полученных формул при анализе экспериментальных данных $u^*(h, t)$ в околокритическом состоянии позволяет определять вид масштабной функции уравнения состояния $G(y)$ и критические индексы вещества. Отметим также, что формулы (6) и (7) могут быть использованы для исследования влияния гравитационного поля на величину смещения компонент Мандельштама – Бриллюэна $\Delta\omega_{МБ} \sim u^*(h, t)$ в той области вблизи критической точки жидкость — пар, где можно пренебречь дисперсией скорости и поглощением звука.

Для иллюстрации высотного распределения скорости звука вблизи критической точки воспользуемся представленными в [7] экспериментальными данными $u(\Delta\rho)$ в He^4 вдоль наиболее близкой к критической температуре изотермы $t = 1{,}4\cdot10^{-4}$. На основании уравнения состояния He^3 вблизи критической точки [9] эти данные пересчитаны нами в высотную зависимость $u(H)$ (таблица), которая указывает на высокую чувствительность акустического метода исследования критического состояния с учетом гравитационного эффекта.

$\Delta\rho$	0	−0,017	−0,032	−0,053	−0,088	−0,120
H, см	0	0,003	0,05	0,3	2,8	11,0
u, м/сек	67,2	67,7	68,8	72,2	78,3	83,6

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Чалый, А. Д. Алехин. Изучение рассеяния света с учетом гравитационного эффекта методами теории подобия и определение критических индексов по данным рассеяния света. ЖЭТФ, 1970, 59, 2(8), 337—345.
2. Л. М. Артюховская, Е. Т. Шиманская, Ю. И. Шиманский. Исследование термодинамических свойств пентана вблизи критической точки жидкость — пар. ЖЭТФ, 1970, 59, 3 (9), 688—695.
3. R. B. Griffiths. Thermodynamic Functions for Fluids and Ferromagnets near the Critical Point. Phys. Rev., 1967, 158, 1, 176—187.

4. А. Д. Алехин, Н. П. Крупский. Экспериментальная проверка масштабного закона в критической области циклопентана. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 581—585.
5. Proceedings of the International Conference on Phenomena near Critical Points, Washington, NBS Misc. Publication, 1965.
6. B. Chu. Laser Light Scattering. Ann. Rev. Phys. Chem., 1970, 21, 145—174.
7. M. Barmatz, P. C. Hohenberg. Test of a Parametric Equation of State and Calculation of Gravity Effects at the Gas-Liquid Critical Point. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 22, 1225—1229.
8. В. Ф. Ноздрев, П. С. Петухов. Влияние гидростатического эффекта на изменение скорости распространения ультразвуковых волн в критической области индивидуальных веществ и сложных растворов. Акуст. ж., 1971, 17, 4, 617—620.
9. B. Wallace, H. Meyer. Critical Isotherm of He³. Phys. Rev., 1970, 2A, 1670—1672.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступила
19 января 1972 г.

УДК 534.232

МОДУЛЯЦИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

С. В. Богданов, И. Б. Яковкин

Под эффективностью пленочного преобразователя поверхностных волн понимается отношение электрической мощности $P_{эл}$, снимаемой с преобразователя системой электродов, сосредоточенных в пленке пьезоэлектрика, к величине механической энергии $P_{мех}$, переносимой волной за единицу времени через выбранное сечение звукопровода

$$\alpha = 10 \lg \frac{P_{эл}}{P_{мех}}.$$

Ранее нами была решена задача об эффективности такого преобразователя. Аналитическое выражение для α имеет вид

$$\alpha = 10 \lg \left| \frac{\eta \Phi_0 \omega \varepsilon \chi_2}{Y - 0{,}5 i \omega \varepsilon \chi_2} \right| \frac{A^2 \operatorname{Re}(mY)}{2P_{мех}}, \tag{1}$$

где A — амплитуда поверхностных волн, χ — отношение полных эллиптических интегралов первого рода, зависящее от l / Λ_R (полуширина электродной полоски — l, Λ_R — длина поверхностной волны), H – толщина пленки, ω – угловая частота, $\eta = \frac{1 - 4e^{-4\pi H/\Lambda_R}}{12 e^{-4\pi H/\Lambda_R}}$, ε — относительная диэлектрическая проницаемость пленки, $Y = (1/R + 1/r + i\omega c) \cdot 1/m$, m — число пар электродов, R — сопротивление пленки, C — емкость преобразователя, r — внешняя нагрузка. Далее

$$\Phi_0 = e \sum_{n=1}^{2} \frac{iA_1(n)[1 + 3\beta(n)] + A_3(n)[2\beta^2(n) + \beta(n) - 1]}{\varepsilon[1 + \beta(n)]},$$

где e — пьезоконстанта поперечно-изотропной пленки,

$$A(1) = -i\frac{2\pi}{\Lambda_R}, \qquad A_1(2) = \frac{2i\beta(2)\beta(1)}{\beta^2(2) + \left(\frac{2\pi}{\Lambda_R}\right)^2},$$

$$A_3(1) = -\beta(1), \qquad A_3(2) = \frac{2\beta(1)\left(\frac{2\pi}{\Lambda_R}\right)^2}{\beta^2(2) + \left(\frac{2\pi}{\Lambda_R}\right)^2},$$

$\beta(1)$, $\beta(2)$ — факторы затухания поверхностной волны в плавленом кварце, определяемые коэффициентом Пуассона [1].

Поскольку пленка CdS обладает фотопроводимостью, рассмотрим возможность модуляции эффективности преобразователя. Такая модуляция эффективности достигается только изменением R при изменении интенсивности подсветки преобразователя. При а) $R = r = 0$, $\alpha \to -\infty$; при б) $R = r = \infty$, $\alpha \to +\infty$.