АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XI 1965 Вып. 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.22

ОБ ОДНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В СИСТЕМЕ ЖИДКОСТЬ — ПАР ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

А. А. Глинский

При исследовании распространения ультразвуковых волн в системе жидкость — пар шестифтористой серы, этана и двуокиси углерода было обнаружено, что при некоторой температуре, близкой к критической скорости звука в насыщенном паре c' и жидкости c'' становятся равными и при дальнейшем росте температуры вплоть до критической $c' > c''$ [1—3]. В работе [3] было найдено, что на этот эффект существенное влияние могут оказывать примеси. Вместе с тем исследование аргона в столь же узком интервале температур, как и в работах [1—3], показало, что всюду $c'' > c'$ [4].

Для расчета c вблизи критической точки воспользуемся известными термодинамическими соотношениями:

$$c^2 = -\frac{c_p}{c_v} v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T, \quad c_p = -T\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial T^2}\right)_p, \quad c_v = -T\left(\frac{\partial^2 F}{\partial T^2}\right)_v \tag{1}$$

и разложением удельного термодинамического потенциала в ряд по степеням: $\omega = v - v_k$, $\pi = p - p_k$, $\tau = T - T_k$ [5]:

$$\Phi = F(v, T) + pv = \Phi(p_k, T_k, v_k) + \pi v_k - \tau s_k + \\ + (\pi - \tau p_T)\omega - p_{vT}\frac{\tau\omega^2}{2} - p_{vvT}\frac{\tau\omega^3}{3!} - p_{vvv}\frac{\omega^4}{4!}, \tag{2}$$

а также получаемым на основании (2) уравнением состояния:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial v} = (\pi - \tau p_T) - p_{vT}\tau\omega - p_{vvT}\frac{\tau\omega^2}{2} - p_{vvv}\frac{\omega^3}{6} = 0. \tag{3}$$

В выражениях (2) и (3) коэффициенты разложения являются значениями производных в критической точке.

При расчете теплоемкости c_v по последнему соотношению (1) в разложении удельной свободной энергии $F(v, T)$ следует сохранять члены, содержащие τ во второй степени. Это выражение для $F(v, T)$ здесь не приводится. Выражение для c, получаемое на основании выражений (1), (2), (3) и упомянутого разложения для $F(v, T)$, представляется рядом, содержащим последовательные степени ω, начиная с нулевой. Если учесть что величина ω, найденная на основании (3) для сосуществующих фаз, дается формулой $\omega = \pm \text{const}\, \tau^{1/2}$ [5, 6], то приведенная скорость звука c_0 может быть записана так:

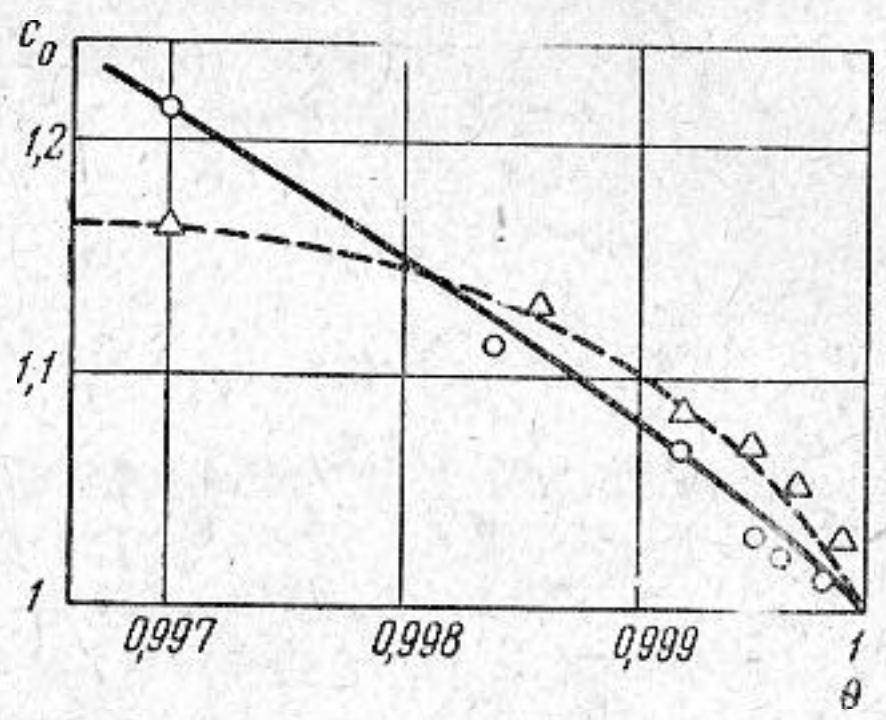
$$c_0^2 = \frac{c^2}{c_k^2} = 1 \pm a(1-\theta)^{1/2} + b(1-\theta) \pm d(1-\theta)^{3/2} + f(1-\theta)^2, \tag{4}$$

где $\theta = T / T_k$ — приведенная температура, знак плюс относится к жидкой фазе и знак минус — к насыщенному пару.

Безразмерные величины a, b, d, f выражаются довольно громоздкими соотношениями, содержащими коэффициенты разложения (2), а также упомянутого выше разложения $F(v, T)$. При этом играющий существенную роль знак a будет определяться не только знаками коэффициентов этих разложений, но и их абсолютными величинами. Поэтому предсказать знак a из общего вида соотношения, определяющего a, затруднительно. Можно было бы попытаться вычислить коэффициенты разложения (2) по имеющимся довольно подробным $p - v - T$ данным для двуокиси углерода и аргона и таким образом найти a, b, d, f путем, независимым от акустических измерений. При этом, однако, для таких коэффициентов, как p_{vvT}, p_{vvv}, получились бы лишь ориентировочные данные.

При значениях θ, достаточно близких к единице, ход кривых c' и c'' будет определяться в основном вторым и третьим членами разложения (4). Тогда при $a < 0$ будет иметь место неравенство $c' > c''$, что наблюдалось в работах [1—3]. При этом из выражения (4) следует, что кривые c' и c'' имеют две точки пересечения при $T = T_k$ и $T = T_k(1 + a/d)$.

При $a > 0$, напротив, $c' < c''$ и кривые пересекаются только при $T = T_k$. Вторая точка пересечения существует лишь при $\theta > 1$, когда разложение (4) непригодно. Такой случай наблюдался в работе [4].



Фиг. 1

Необходимо заметить, что в работах [1—4] в интервалах приведенных температур $\Delta\theta \simeq 10^{-3}$ вблизи $\theta = 1$ было получено несколько экспериментальных точек (для шестифтористой серы их по пять для каждой из фаз), тогда как в других работах в том же интервале $\Delta\theta$ в лучшем случае наблюдалось лишь по одной точке. Поэтому решение вопроса о возможных знаках величины a в различных веществах требует постановки более детальных экспериментов.

Результат расчета c_0' (пунктир) и c_0'' (сплошная кривая) для шестифтористой серы на основании выражения (4) представлен на фигуре при следующих значениях постоянных: $a = -1{,}703$, $b = 2{,}238 \cdot 10^2$, $d = 8{,}964 \cdot 10^2$, $f = 2{,}938 \cdot 10^4$. Экспериментальные точки для жидкости (кружки) и насыщенного пара (треугольники) заимствованы из работы [1].

Сказанное выше относительно хода кривых c' и c'' сохраняет силу, если в выражении (4) отбросить члены четвертой степени. Последнее соответствует приближению, принятому в уравнении состояния (3), из которого вытекает существование двух фаз при $T < T_k$. При этом, однако, согласие с опытом оказывается несколько хуже.

Приведенный метод не дает способа вычисления коэффициентов в формуле (4), независимого от опыта по измерению c. Поэтому формула (4) должна рассматриваться как удобная интерполяционная формула для расчета c вблизи критической точки по ограниченному количеству экспериментальных данных. Пользуясь формулой (4), можно, например, рассчитывать c в одной из фаз по имеющимся экспериментальным данным для другой фазы.

Интересно, что вычисленные подобным образом в том же приближении, что и в формуле (4), кривые изотермического модуля упругости сосуществующих фаз имеют только одну точку пересечения при $T = T_k$. Это находится в согласии с условиями термодинамической устойчивости вещества вблизи критической точки. Наличие двух точек пересечения кривых c' и c'' связано с особенностями температурной зависимости отношения теплоемкостей c_p и c_v вблизи критической точки.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. G. Schneider. Sound velocity and sound absorption in the critical temperature region. Canad. J. Chem., 1951, **29**, 3, 243—252.
2. H. Tannenberger. Eine Untersuchung des kritischen Zustandes mit Ultraschall. Zs. Phys., 1959, **153**, 4, 445—475.
3. Ю. С. Трелин. Исследование распространения ультразвуковых волн в двуокиси углерода в области жидкого и газообразного состояния. Сб. «Применение ультраакуст. к исслед. вещества», М., МОПИ, 1961, **13**, 123—138.
4. И. С. Радовский. Экспериментальное исследование скоростей звука в аргоне по линии насыщения. Ж. прикладн. механ. и техн. физ., 1963, **3**, 159—1962.
5. М. А. Леонтович. Введение в термодинамику. М.— Л., ГТТИ, 1951.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика, М., ГТТИ, 1951.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию 9 марта 1964 г.

УДК 534.16/.222

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Гун Сю-фэнь, Л. К. Зарембо, В. А. Красильников

Фонон-фононные взаимодействия, как известно [1], подчиняются определенным правилам отбора. Эти правила отбора для трехфононного взаимодействия могут быть определены из условия сохранения энергии взаимодействующих фононов: $\omega' + \omega'' = \omega'''$ и сохранения квазиимпульса $\mathbf{k}' + \mathbf{k}'' = \mathbf{k}'''$ *. Из этих условий, в частности, следует, что в средах с одной фазовой скоростью звука (средах без дисперсии) возможно взаимодействие только фононов с коллинеарными векторами квазиимпульса, т. е., например, в жидкостях без дисперсии рассеяния звука на звуке не должно быть, если под рассеянием понимать существование комбинационных частот вне области взаимодействия звуковых пучков. В настоящее время этот вопрос для хорошо коллимированных пучков, по-видимому, следует считать решенным как с точки зрения теоретической [2, 3], так и с точки зрения экспериментальной [4]. В твердых телах возможно два типа волн: продольные и поперечные, что приводит к выполнению условий взаимодействия под углами. В этом смысле рассеяние звука на звуке в твердых телах становится возможным при выполнении условий, которые иногда называют резонансными. С квантовой точки зрения эти взаимодействия были рассмотрены еще в работах [5, 6]. Сравнительно недавно [7] этот же вопрос был заново подвергнут анализу с точки зрения пятиконстантной теории упругости Мэрнагана; в отличие от предыдущих работ здесь были получены также условия, при которых в результате взаимодействия получаются волны разностной частоты.

С этой точки зрения в работе [8] были рассмотрены два случая: один из них — возникновение продольной 2-й гармоники в продольной же волне — удовлетворяет резонансным условиям, другой — возникновение продольных смещений удвоенной частоты в поперечной волне — не удов-

---

* Здесь рассматриваются только нормальные процессы и исключаются из рассмотрения так называемые процессы переброса.