

80 ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА ВБЛИЗИ ТОЧЕК ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА

Совместно с И. М. ХАЛАТНИКОВЫМ

ДАН СССР, 96, 469, 1954

Общая теория фазовых переходов позволяет рассмотреть явление поглощения звука вблизи λ -точки. Мы покажем, что вблизи λ -точки должно наблюдаться аномально большое поглощение звука.

Вблизи точки фазового перехода второго рода термодинамический потенциал Φ может быть представлен в виде

$$\Phi(p, T, \eta) = \Phi_0(p, T) + A(p, T)\eta^2 + C(p, T)\eta^4 + \dots \quad (1)$$

Здесь $C > 0$, $A < 0$ в низкотемпературной (несимметричной) фазе; $A > 0$ в высокотемпературной (симметричной) фазе; точка перехода определяется условием $A(p, T) = 0$. При заданном давлении вблизи точки перехода функция $A(p, T)$ разлагается в ряд по разности $T - T_\lambda$ (T_λ — температура перехода):

$$A(p, T) = a(p)(T - T_\lambda). \quad (2)$$

Параметр η характеризует степень несимметрии. В симметричной фазе $\eta \equiv 0$, в несимметричной же фазе параметр η отличен от нуля. Зависимость η от температуры вблизи λ -точки определяется из условия минимальности потенциала Φ . Из условия $\partial\Phi/\partial\eta = 0$ находим не равное нулю значение η_0^2 :

$$\eta_0^2 = -\frac{A}{2C} = \frac{a}{2C}(T_\lambda - T), \quad (3)$$

соответствующее некоторому равновесному состоянию несимметричной фазы. Пусть система, находящаяся в несимметричном состоянии, выведена из состояния равновесия. Скорость приближения параметра η к равновесному значению η_0 определяется кинетическим уравнением

$$\frac{d\eta}{dt} = \gamma \frac{\partial\Phi}{\partial\eta}; \quad (4)$$

здесь γ — кинетический коэффициент, о котором мы будем предполагать, что он не обладает какими-либо особенностями вблизи T_λ . Разлагая производную $\partial\Phi/\partial\eta$ в ряд по разности $\eta - \eta_0$ при помощи (4), находим

$$\frac{d\eta}{dt} = 2\gamma C\eta_0^2(\eta - \eta_0) = -\frac{1}{\tau}(\eta - \eta_0). \quad (5)$$

Отсюда следует, что время релаксации τ , характеризующее установление равновесия в несимметричной фазе, равно

$$\tau = -\frac{1}{2C\gamma\eta_0^2}. \quad (6)$$

Вблизи λ -точки имеем

$$\tau = \frac{1}{\gamma a(T_\lambda - T)}. \quad (7)$$

Следовательно, время релаксации вблизи точки перехода быстро возрастает по мере приближения к λ -точке. Установление равновесия, таким образом, вблизи λ -точки происходит чрезвычайно медленно, а это должно приводить к заметному затуханию звука. Совершенно очевидно, что такое аномальное затухание звука будет наблюдаться только в несимметричной фазе, т. е. ниже T_λ (при заданном давлении). В симметричной же фазе параметр η тождественно равен нулю во всех состояниях, как равновесных, так и неравновесных, а следовательно, никаких аномалий в поглощении звука не будет.

Пусть в рассматриваемой системе распространяется звуковая волна частоты ω , т. е. в системе происходит адиабатическое периодическое сжатие и разрежение. Согласно М. Леонтовичу и Л. Мандельштаму¹⁾, квадрат скорости звука в низкотемпературной фазе будет равен

$$c^2 = \frac{1}{1 - i\omega\tau} [c_{\text{равн}}^2 - i\omega\tau c_\eta^2]. \quad (8)$$

Здесь $c_{\text{равн}}$ — скорость звука при процессе, столь медленном, что система все время находится в равновесии. Эта скорость в нашем случае, очевидно, равна равновесной скорости звука c_{II} в низкотемпературной фазе²⁾:

$$c_{\text{равн}} = c_{II}. \quad (9)$$

Скорость же c_η — скорость звука при процессе, столь быстром, что параметр η при распространении звуковой волны остается постоянным. Вблизи λ -точки скорость c_η равна равновесной скорости звука в высокотемпературной фазе:

$$c_\eta = c_I. \quad (10)$$

Таким образом, окончательно имеем

$$c^2 = \frac{1}{1 - i\omega\tau} [c_{II}^2 - i\omega\tau c_I^2]. \quad (11)$$

Величина коэффициента поглощения звука α равна мнимой части волнового вектора:

$$k = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\frac{1 - i\omega\tau}{c_{II}^2 - c_I^2 i\omega\tau}}. \quad (12)$$

¹⁾ См., например, [1].

²⁾ Значения величин в низкотемпературной фазе обозначаем римской цифрой II, а в высокотемпературной — цифрой I.

Предполагая разность значений скоростей c_{II} и c_I малой по сравнению с c_I , находим³⁾

$$\alpha = \text{Im } k = \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{1}{2c_I^3} (c_I^2 - c_{II}^2). \quad (13)$$

Время релаксации τ вблизи λ -точки определяется формулой (7). Оно быстро возрастает при приближении к λ -точке. Согласно (13), при приближении к λ -точке (при заданной частоте звука ω) коэффициент поглощения звука также возрастает. В непосредственной же окрестности λ -точки ($\omega\tau \approx 1$) величина α достигает максимума, а затем начинает убывать. Такова общая картина явления аномального поглощения звука вблизи λ -точки в низкотемпературной фазе. В высокотемпературной же фазе никакого аномального поглощения звука не должно быть.

Величина скачка скорости звука в λ -точке $c_{II} - c_I$, входящая в формулу для α , может быть выражена через обычно хорошо известную величину скачка теплоемкости в λ -точке.

Имея в виду в дальнейшем применять результаты к случаю λ -точки в гелии II, мы искомую связь получим для перехода в жидкости. Исходим из того, что объем V и температура T в точке перехода непрерывны (в качестве же независимых переменных выбираем давление p и энтропию S), т. е. их скачки ΔV и ΔT равны нулю:

$$\Delta V = 0, \quad \Delta T = 0. \quad (14)$$

Дифференцируя эти равенства по энтропии вдоль кривой перехода, имеем

$$\Delta \frac{\partial V}{\partial S} + \frac{dp}{dS} \Delta \frac{\partial V}{\partial p} = 0, \quad (15)$$

$$\Delta \frac{\partial T}{\partial S} + \frac{dp}{dS} \Delta \frac{\partial T}{\partial p} = 0. \quad (16)$$

Учитывая равенство производных $\frac{\partial V}{\partial S} = \frac{\partial T}{\partial p}$, исключим из обоих равенств величину $\Delta \frac{\partial V}{\partial S}$:

$$\Delta \frac{\partial V}{\partial p} = \Delta \frac{\partial T}{\partial S} \left(\frac{dS}{dp} \right)^2. \quad (17)$$

Отсюда получаем искомое соотношение, связывающее скачки скорости звука и теплоемкости в λ -точке:

$$\Delta \frac{1}{c^2} = -\frac{T}{V} \left(\Delta \frac{1}{c_p} \right) \left(\frac{dS}{dp} \right)^2. \quad (18)$$

³⁾ Формулой, аналогичной (13), пользовался П. Е. Степанов [2] при анализе данных о поглощении упругих колебаний в β -латуни вблизи точки Кюри. Автор, однако, не учитывал существенной вблизи точки фазового перехода температурной зависимости величины времени релаксации.

Производную dS/dp вдоль кривой равновесия фаз можно выразить через коэффициент теплового расширения $\partial V/\partial T$ и производную $\partial T_\lambda/\partial p$:

$$\frac{dS}{dp} = \left(\frac{dS}{dp} \right)_T + \left(\frac{dS}{dT} \right)_p \frac{dT_\lambda}{dp} = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p + c_p \frac{d \ln T_\lambda}{dp}. \quad (19)$$

Полученные выше результаты относительно поглощения звука вблизи λ -точки применимы во всех случаях фазовых переходов второго рода⁴⁾. Мы их применим для анализа данных по поглощению первого (обычного) звука вблизи λ -точки в гелии II. Чейз [3] наблюдал аномальный рост коэффициента поглощения звука в гелии II при приближении к λ -точке. Выше же λ -точки аномально большого поглощения звука не наблюдалось. Пользуясь данными [4] для c_p и $\partial V/\partial T$ и данными [5] о зависимости T_λ от давления, при помощи (18) находим величину скачка скорости звука в λ -точке:

$$c_{II} - c_I \approx 12,5 \text{ м/с}. \quad (20)$$

Далее, сравнив экспериментальные значения коэффициента поглощения при различных температурах (применявшиеся частоты в [3] равнялись 2 и 12,1 мегациклов в секунду), находим величину времени релаксации τ . Экспериментально полученное значение времени релаксации прекрасно следует температурной зависимости, даваемой формулой (7):

$$\tau = \frac{4 \cdot 10^{-13}}{T_\lambda - T} \text{ (с)}. \quad (21)$$

В интервале температур, в котором производились измерения, величина $\omega\tau$ не превышала 10^{-2} . Поэтому член $\omega^2 \tau^2$ в знаменателе выражения (13) можно при этом не учитывать. Указанный член мог бы оказать влияние лишь при $T_\lambda - T \approx 3 \cdot 10^{-5}$ К (для рассматриваемых частот звука). Выше этого значения T следовало бы ожидать уменьшения величины коэффициента поглощения звука α .

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Литература

1. Л. Ландау, Е. Лифшиц. Механика сплошных сред, 1953.
2. П. Е. Степанов. ДАН СССР, 74, 217, 1950.
3. C. Chase. Proc. Roy. Soc., 220, 116, 1953.
4. В. Кеззом. Гелий. ИЛ, 1949.
5. W. Keesom, K. Clusius. Lieden University. Phys. Labor. Comm., N 216b, 1931.

⁴⁾ В частности, они должны быть применимы для переходов из нормального в сверхпроводящее состояние, где аномальное поглощение звука вблизи точки перехода экспериментально еще никем не наблюдалось.