

НОВЫЙ РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ПРОЦЕСС В ФОНОН-ПРИМЕСНОЙ СИСТЕМЕ РАСТВОРОВ He^3 – He^4

*И.Н.Адаменко , Э.Я.Рудаковский, В.И.Цыганок,
В.К.Чаговец*

На основании проведенных акустических измерений и развитой теории показано, что установление равновесия в фоновой системе при наличии примесей происходит в два этапа. При этом характерное время релаксации оказывается на порядок меньше, чем в существовавшей ранее теории, что устраняет расхождение между теорией и экспериментами.

Кинетические явления в слабых растворах He^3 в He^4 при температуре ниже 0,6 К, как впервые было показано в ¹, определяются процессами взаимодействия фононов и примес-

404

ных возбуждений. Эти процессы ранее исследовались в экспериментах по измерению теплопроводности ², поглощению второго звука ³ и др. Для слабых растворов, где существенную роль играют фононы, эксперименты в ряде случаев более чем на порядок отличаются от расчетов по общепризнанной теории Бейма и др. ⁴⁻⁷.

Одним из наиболее четких и однозначных по интерпретации методов экспериментально-го изучения кинетических процессов в фонон-примесной системе является непосредственная регистрация скорости и поглощения акустических фононов (первого звука). В данной работе приведены результаты таких экспериментов для растворов с молярной концентрацией He^3 $x \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ в области температур 40 – 600 мК при частотах колебаний 10, 30 и 50 МГц. Были проведены прецизионные измерения величины $\Delta c/c$ (c – скорость звука, $\Delta c = c(T) - c(0)$) с помощью метода сравнения фаз, а также измерения коэффициента поглощения звука α . Наблюдаемое в эксперименте изменение $\Delta c/c$ в растворе может быть записано в виде:

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta c_i}{c} + \frac{\Delta c_{ph}}{c} + \frac{\Delta c_{phi}}{c}, \quad (1)$$

где слагаемые в правой части (1) обусловлены соответственно примесями, фононами и фонон-примесным взаимодействием. Оценка $\Delta c_{phi}/c$ в рамках теории ⁴⁻⁶ дает пренебрежимо малое значение. Величина $\Delta c_i/c$ была вычислена в ⁷, а $\Delta c_{ph}/c$ соответствует экспериментальным данным для He^4 . Как видно из рис.1, результаты расчета $\Delta c/c$ по теории ⁴⁻⁷ существенно отличаются от экспериментальных значений.

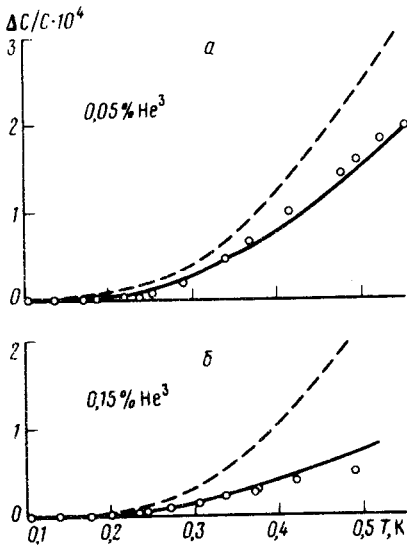


Рис. 1

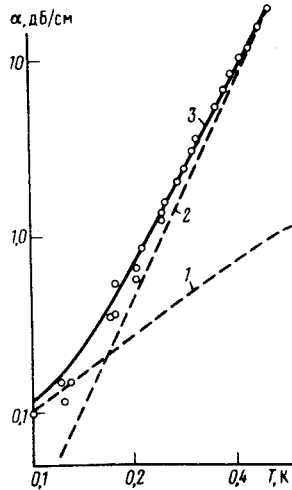


Рис. 2

Рис.1. Температурная зависимость относительной скорости звука для 10 МГц, $a - x = 5 \cdot 10^{-4}$, $b - x = 1,5 \cdot 10^{-3}$. Пунктир – расчет по теории ⁴⁻⁷. Сплошная линия – расчет согласно (6) с учетом примесного вклада

Рис.2. Температурная зависимость коэффициента поглощения звука для 30 МГц при $x = 1,5 \cdot 10^{-3}$: 1 – примесный вклад согласно ⁷, 2 – фононный вклад, рассчитанный согласно (6), 3 – сумма фононного и примесного вкладов

Для объяснения ситуации, сложившейся в кинетике слабых растворов, необходим пересмотр теории, который производится в данной работе путем решения задачи о распространении звука произвольной частоты. Тогда гидродинамический предел дает времена, определяющие теплопроводность и вязкость, а кинетический – перенормировку скорости и поглощения звука, наблюдавшиеся в описанных выше экспериментах.

Исходным является полная линеаризованная система уравнений ^{1,4-6}. В интегралах столкновений были выделены собственные функции с нулевым собственным значением, что позволило выполнить корректное τ -приближение в интеграле столкновения примесь – примесь с характерным временем $\tau_{33} \approx 10^{-11} x^{-1} T^{-1/2}$ и в операторе, описывающем трехчастичные фононные процессы, которые приводят к установлению равновесия в заданном направлении за время $\tau_{||} \approx 2,6 \cdot 10^{-10} T^{-5}$. Здесь и далее температура в К, а времена – в сек. Интеграл столкновения, описывающий фонон-примесное взаимодей-

вие можно написать точно, если воспользоваться результатами работы ⁵, согласно которым рассеяние фонона с импульсом ρ на примеси определяется временем

$$t_{phi} = \frac{11\rho_4}{m_4 c x p^4}, \quad (2)$$

где $\rho_4 = n_4 m_4$ — плотность He^4 в растворе. Из полученной системы находится закон дисперсии $\omega = \omega(k)$, реальная часть которого дает перенормировку скорости звука, а мнимая — поглощение α . При этом оказывается, что примесная часть $\Delta c_i/c$ совпадает с результатом, полученным в ⁷ методом теории возмущения с учетом теплового расширения, а α_i — с результатом работы ⁶. При вычислениях фонон-примесную часть удобно объединить с фононной. В итоге время, определяющее релаксацию фононного газа при наличии примесей, оказалось равным

$$\tau_{phi} = \int_0^{\infty} t_{phi} (t_{phi} + \tau_{||})^{-1} p^4 n' dp / \int_0^{\infty} (t_{phi} + \tau_{||})^{-1} p^4 n' dp, \quad (3)$$

где n' — производная от функции распределения фононов по энергии.

Результат (3) отражает различные механизмы установления равновесия в фононной системе при наличии примесей. Так для слабых растворов время фонон-примесной релаксации оказывается много больше времени $\tau_{||}$, что соответствует предельному случаю $\tau_{||} \rightarrow 0$. Тогда из (3) получим

$$(\tau_{phi}^0)^{-1} = -(6\pi^2 \rho_{ph})^{-1} \int_0^{\infty} t_{phi}^{-1} p^4 n' dp, \quad (4)$$

где ρ_{ph} — плотность нормальной компоненты, обусловленная фононами. В соответствии с (4) время τ_{phi}^0 можно получить из формулы (2), в которой $p = 2\pi T/c$ и численно равно $\tau_{phi}^0 \cong 7 \cdot 10^{-12} x^{-1} T^{-4}$. Отсюда следует, что установление равновесия в фононной системе происходит в два этапа: вначале устанавливается равновесие между энергичными фононами с $p \cong 2\pi T/c$ и примесями, затем все остальные фононы мгновенно ($\tau_{||} \rightarrow 0$) подстраиваются к энергичным. При этом $\tau_{phi}^0 > \tau_{33}$.

Таким образом, в слабых растворах реализуется принципиально новый механизм релаксации, который существенно отличается от релаксационного процесса теории Бейма ⁴⁻⁶, где опущены все фононные времена и предполагалось, что равновесие в фононной системе определяется только фонон-примесным рассеянием. Это соответствует пределу $\tau_{||} \rightarrow \infty$, для которого формула (3) дает

$$\tau_{phi}^{\infty} = -(6\pi^2 \rho_{ph})^{-1} \int_0^{\infty} t_{phi} p^4 n' dp. \quad (5)$$

Расходимость в (5) на нижнем пределе, в ⁴⁻⁶ устранялась за счет учета поглощения длинноволновых фононов в меру вязкости примесного газа. В итоге τ_{phi}^{∞} определяется временем (2), в котором p порядка импульса теплового, а не энергичного фонона. Для слабых растворов ($\tau_{phi}^0 \gg \tau_{||}$) следует брать время τ_{phi}^0 , которое при заданной концентрации меньше τ_{phi} более чем на порядок. Если теперь во всех формулах кинетической теории слабых растворов заменить время τ_{phi}^{∞} на τ_{phi}^0 , то устраняется существенное различие между теорией и экспериментами ²⁻³ и др.

Для перенормировки скорости и поглощения звука за счет фононов и фонон-примесного взаимодействия получаются следующие выражения

$$\left(\frac{\Delta c}{c}\right)_{ph} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{ph}}{\rho_4} \operatorname{Re} \left(\frac{u_2}{4} - \frac{1}{3} + \Phi \right); \quad \alpha_{ph} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{ph}}{\rho_4} \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{3} \lambda^2 q - \Phi \right), \quad (6)$$

где $\Phi = (u + 1 + \lambda q - \lambda)^2 \frac{qQ - 1}{1 + Q - qQ}$; $u = \frac{\rho_4}{c} \frac{\partial c}{\partial \rho_4}$; $u_2 = \frac{\rho_4^2}{c} \frac{\partial^2 c}{\partial \rho_4^2}$; $\lambda = \left(1 - \frac{m_3}{m} + \frac{\rho_4}{mc^2} \frac{\partial \epsilon_0}{\partial \rho_4}\right)$; m_3 и m — соответственно масса и эффективная масса примеси, ϵ_0 — энергия связи примеси в растворе, $q = 1 - \delta + i/\omega\tau_{phi}$, а $c\delta = \langle v_{ph} - c \rangle$ — среднее с весом $p^2 n'$ отклонение групповой скорости фонона от c . Результаты расчетов по формулам (6) с учетом примесного вклада показаны сплошными линиями на рис. 1 и 2 и согласуются с экспериментальными данными. Отметим также, что формулы (6), описывают и наблюдаемую в эксперименте частотную зависимость.

Литература

1. Халатников И.М., Жарков В.Н. ЖЭТФ, 1957, 32, 1108.
2. Rosenbaum R.L., Landau L., Eckstein Y. J. Low Temp. Phys., 1974, 16, 131.
3. Murdock E.S., Corruccini L.R. J. Low Temp. Phys., 1982, 46, 219.
4. Baym G., Ebner C. Phys. Rev., 1967, 164, 235.
5. Baym G., Saam W.F. Phys. Rev., 1968, 171, 172.
6. Baym G., Saam W.F., Ebner G. Phys. Rev., 1968, 173, 306.
7. Baym G. Proc. LT-11, St. Andrews, 1968, 1, 385.