

К ДИФФУЗИИ ПРИМЕСОНОВ В ТВЕРДОМ He⁴

Д.И.Пушкарёв

Как известно [1, 2], диффузия точечных дефектов в квантовых кристаллах при низких температурах сводится к диффузии соответствующих им квазичастиц – дефектонов. В работах [2–4] было показано, что коэффициент диффузии дефектонов в фононном газе имеет вид

$$D_{\Phi} = 20 \frac{ac}{\sigma_0} \left(\frac{\epsilon}{\theta} \right)^2 \left(\frac{\theta}{8T} \right)^9; \quad (1)$$

а время свободного пробега

$$\tau = 7,8 \frac{\tau_0}{\sigma_0} \frac{\epsilon}{\theta} \left(\frac{\theta}{8T} \right)^9, \quad (2)$$

где a – постоянная решетки, c – скорость звука, θ – температура Дебая, $\tau_0 = \hbar/A$ – время делокализации дефекта, A – амплитуда вероятности туннельного перехода дефекта в соседний узел, ϵ – ширина дефектонной зоны, σ_0 – постоянная, связанная с изменением динамической матрицы вокруг дефекта. В случае вакансии $\sigma_0 = 1$, а в случае изотопической примеси $\sigma_0 = \left[\frac{M - m}{M} \right]^2$ (m – масса атома решетки, M – масса дефекта).

Формулы (1) и (2) справедливы для температур, больших по сравнению с шириной зоны ($T > \epsilon$). Однако, для того, чтобы дефектоны были хорошими квазичастицами, необходимо, чтобы их время свободного пробега было больше времени делокализации дефекта. Следовательно, квантовая диффузия должна наблюдаться при температурах ниже некоторой характерной температуры T^* , определяемой из (2):

$$T^* = \frac{\theta}{8} \left(\frac{7,8\epsilon}{\sigma_0 \theta} \right)^{1/9}. \quad (3)$$

Таким образом, с понижением температуры должен наблюдаться быстрый рост коэффициента диффузии. Его естественным ограничением сверху является взаимодействие между дефектами.

Если через σ обозначить сечение рассеяния дефектона на дефектоне (в единицах a^2), то можно показать, что коэффициент диффузии при абсолютном нуле температуры и заданной концентрации x дефектов будет

$$D_0 = \frac{ac}{zx\sigma} \frac{\epsilon}{\theta}, \quad (4)$$

где Z – число ближайших соседей, а длина свободного пробега

$$l = \frac{a}{\sqrt{2}\sigma x}. \quad (5)$$

Если фоновый и дефектный механизмы считать независимыми, то полный коэффициент диффузии D можно записать в виде:

$$D^{-1} = D_0^{-1} + D_{\Phi}^{-1} = \frac{1}{ac} \frac{\theta}{\epsilon} \left\{ z x \sigma + \frac{\sigma_0}{20} \frac{\theta}{\epsilon} \left(\frac{8T}{\theta} \right)^9 \right\}. \quad (6)$$

Подобная интерполяционная формула была использована в [5, 6] для обработки экспериментальных данных о диффузии примесей He^3 в твердом He^4 . Следует, однако, отметить и некоторые существенные отличия. В (6) в качестве характерной температуры входит не θ , а $\theta/8$, что очень важно, поскольку эта величина возводится в девятую степень. Другая особенность связана с величиной сечения рассеяния дефектов на дефектонах σ . Как было показано в [2], ввиду малой ширины дефектонной зоны, σ может оказаться аномально большим. Так например, в случае изотропного взаимодействия $U(r) = V_0 (a/r)^6$,

$$\sigma \approx 2\pi \left(z \frac{V_0}{\epsilon} \right)^{2/5}. \quad (7)$$

Таким образом, концентрации, при которых дефекты можно считать невзаимодействующими, определяются из условия $l \gg a$, т. е.

$$x < \frac{1}{\sigma} \sim \left(\frac{\epsilon}{zV_0} \right)^{2/5}. \quad (8)$$

Оценим ширину дефектонной зоны, используя экспериментальные результаты [5 - 7]

$$D_0 x = (1,2 \pm 0,4) 10^{-11} \text{ см}^2/\text{сек}, \quad (9)$$

$$D_{\Phi}^{-1} = 4,6 \cdot 10^6 T^6,$$

$$\theta = 26^\circ \text{K}, \quad a \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}, \quad c \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек}. \quad (10)$$

Сравнивая (10) и (1) получаем $\epsilon \approx 10^{-4}$ град, а из (4) и (9) определяем порядок сечения рассеяния $\sigma \approx 6 \cdot 10^2$.

Подставляя это значение в (8) мы видим, что концентрации, при которых можно наблюдать дефектный механизм диффузии, должны удовлетворять неравенству $x < 2 \cdot 10^{-3}$. Неудивительно поэтому, что в [8] не наблюдалась квантовая диффузия вплоть до $0,4^\circ \text{K}$, так как эксперимент проводился при концентрациях $x = 7,5 \cdot 10^{-3}$.

Вычисление характеристической температуры T^* по формуле (3) дает $T^* = 1,3^\circ \text{K}$, что также хорошо согласуется с экспериментом [5].

Наконец, обратимся к формуле (7). Если считать, что по порядку величины $V_0 \sim \Delta mc^2/2$, то из нее следует $\sigma \approx 10^3$.

Таким образом, видно, что предлагаемая теория самосогласована и показывает хорошее совпадение с экспериментальными результатами. Отметим также, что вычисленное нами значение для ширины дефектонной зоны примерно на два порядка больше полученного в [5]. По-видимому, это связано с неточностью использованной там интерполяционной

формулы и неучетом большого сечения рассеяния дефектона на дефектоне.

Автор благодарит И.М.Лифшица за обсуждение результатов.

Институт физики твердого тела
Болгарской Академии наук
София

Поступила в редакцию
5 мая 1974 г.

Литература

- [1] А.Ф.Андреев, И.М.Лифшиц. ЖЭТФ, **56**, 2057, 1969.
 - [2] Д.И.Пушкаргов. ЖЭТФ, **59**, 1755, 1970.
 - [3] Д.И.Пушкаргов. Квантовая теория дефектов в кристаллах при низких температурах, автореферат диссертации, МГУ, 1972 г.
 - [4] Д.И.Пушкаргов. Кинетика дефектонов, X Международная конференция по физике и технике низких температур, Варна, 1971 г.
 - [5] В.Н.Григорьев, Б.Н.Есельсон, В.А.Михеев, Ю.Е.Шульман. Письма в ЖЭТФ, **17**, 25, 1973.
 - [6] V.N.Grigoriev et al. J. Low Temp. Phys., **13**, 65, 1973.
 - [7] M.C.Richards, J.Pope, A.Widom. Phys. Rev. Lett., **29**, 708, 1972.
 - [8] В.Н.Григорьев, Б.Н.Есельсон, В.А.Михеев. ЖЭТФ, **64**, 609, 1973.
-