

РАССЕЯНИЕ ФОНОНОВ НА ВИХРЕВЫХ НИТЯХ АБРИКОСОВА В ВАНАДИИ

Н.А.Редько, Б.К.Чакальский

В ванадии ($\rho_{300\text{K}}/\rho_{4,2\text{K}} = 14,4$) выделена фононная составляющая теплопроводности в сверхпроводящем состоянии ($1,8 \div 3\text{K}$). По зависимости теплопроводности от магнитного поля в смешанном состоянии вблизи H_{C1} обнаружено рассеяние фононов на вихрях и сделана оценка эффективного сечения рассеяния ($\sigma^{\perp} = 9,2 \cdot 10^{-7}\text{ см}$, $\sigma^{\parallel} = 4,5 \cdot 10^{-7}\text{ см}$).

Проведены исследования теплопроводности (κ) ванадия (сверхпроводника второго рода со слабой электрон-фононной связью¹) в интервале температур $1,8 \div 15\text{ K}$. Измерения проводились на двух образцах с отношением сопротивлений $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4,2\text{K}}$, равными 44 и 14,4 и остаточными сопротивлениями $0,49 \cdot 10^{-6}\text{ Ом}\cdot\text{см}$ и $1,6 \cdot 10^{-6}\text{ Ом}\cdot\text{см}$. Образец 1 – поликристалл $\Phi = 1,4\text{ мм}$, $h = 40\text{ мм}$, $T_c = 5,38\text{ K}$, $\Delta_0 = 9,5\text{ K}$ – полуширина энергетической щели ($T = 0\text{ K}$) и $l_0 = 1,17 \cdot 10^{-5}\text{ см}$ – длина свободного пробега электронов. Образец 2 – монокристалл $4 \times 4 \times 40\text{ мм}^3$, $T_c = 5,06\text{ K}$, $\Delta_0 = 8,55\text{ K}$, $l_0 = 3,6 \cdot 10^{-6}\text{ см}$.

1. Температурная зависимость $\kappa(T)$ образцов 1, 2 представлена на рис. 1, а. Электронный характер $\kappa(T)$ в нормальном состоянии следует из того, что число Лоренца не превышает зоммерфельдовского значения. Зависимость $\kappa^n(T) \sim T$ указывает на рассеяние электронов на примесях и дефектах решетки. Теплопроводность в сверхпроводящем состоянии (κ^s) для образца 1 хорошо описывается формулой Гейликлмана², учитывающей рассеяние электронных возбуждений на точечных дефектах (штриховая линия 1а, рис. 1, а):

$$\kappa^s = \kappa^n \frac{6}{\pi^2} \left\{ \frac{b^2}{e^2 + 1} + 2 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{(-1)^{s+1}}{s} e^{-sb} + 2b \ln(1 + e^{-b}) \right\}, \quad (1)$$

где $b = \Delta(T)/T = (f(T)/t)\Delta_0/T_c$, $t = T/T_c$. При вычислении $\Delta(T)$, использовались данные³ для $f(t)$. Для образца 2 электронная составляющая теплопроводности, вычисленная по формуле (1) при $\Delta_0/T_c = 1,692$, хорошо согласуется с экспериментом в области $T = (0,6 \div 1) T_c$ (кривая 3, рис. 1, а). При $T < 0,6 T_c$ экспериментальная κ^s превышает расчетную, что связано с появлением заметной фононной составляющей ($\kappa_{\text{ф}}$). Выделенная $\kappa_{\text{ф}}$ представлена на рис. 1, б.

2. Наличие фононной составляющей теплопроводности в образце 2 наряду с электронной при $T < 0,6 T_c$ и отсутствие ее при $T > 0,6 T_c$ обуславливает различный характер зависимости теплопроводности от магнитного поля в смешанном состоянии, которые приведены на рис. 2. Для области температур $T > 0,6 T_c$ с преобладающим электронным вкладом в общую теплопроводность на зависимости $\kappa(H)$ в смешанном состоянии вблизи H_{C1} отсутствуют провалы, обусловленные рассеянием нормальных возбуждений на вихревых нитях Абрикосова (кривые 1, 2, рис. 2). На чистом образце ванадия¹ такие провалы наблюдаются (в меньшей степени для образца 1). В образце 2 нормальные возбуждения преимущественно рассеиваются на примесях и дефектах, а в чистом образце на вихрях. Так, например, определенное из эксперимента при $T = 2,43\text{ K}$ тепловое сопротивление нормальных возбуждений при рассеянии на примесях и дефектах увеличивается с $0,7\text{ см}\cdot\text{K}/\text{Вт}$ для чистого образца¹ до $69\text{ см}\cdot\text{K}/\text{Вт}$ для образца 2. Тепловое сопротивление нормальных возбуждений при рассеянии на вихрях не зависит от чистоты образца и равно $\sim 2,2\text{ см}\cdot\text{K}/\text{Вт}$.

3. В образце фононная составляющая теплопроводности сравнима с электронной при $T < 0,6 T_c$ и в зависимости $\kappa(H)$ в смешанном состоянии вблизи H_{C1} наблюдаются провалы, обусловленные рассеянием фононов на вихревых нитях Абрикосова (кривые 3, 5, 6 рис. 2). Теплопроводность имеет следующую зависимость от магнитного поля. В мейснеровской области ($H < H_{C1}$) $\kappa(H)$ не зависит от поля. При $H > H_{C1}$ с возрастанием поля $\kappa(H)$ сначала резко уменьшается из-за увеличивающегося рассеяния фононов на вихрях. Пройдя через мини-

мум $\kappa(H)$ начинает увеличиваться в основном из-за возрастания числа нормальных возбуждений при приближении H к H_{C2} , где электронная составляющая вносит преобладающий вклад в общую теплопроводность. Заметим, что минимальная величина теплопроводности в смешанном состоянии (при $H \perp \nabla T$, кривые 3, 5, ирис. 2) совпадает с расчетным значением электронной составляющей в сверхпроводящем состоянии (кривая 3, рис. 1, *a*). Это указывает на преимущественное рассеяние фононов на вихрях в поперечном магнитном поле. В зависимости $\kappa(H)$, где имеются провалы, наблюдается значительный гистерезис (рис. 2). Кривая обратного хода $\kappa(H)$ для обеих ориентаций магнитного поля не возвращается к своему первоначальному значению, а остается на уровне минимального значения, что связано с замораживанием магнитного потока в образце.

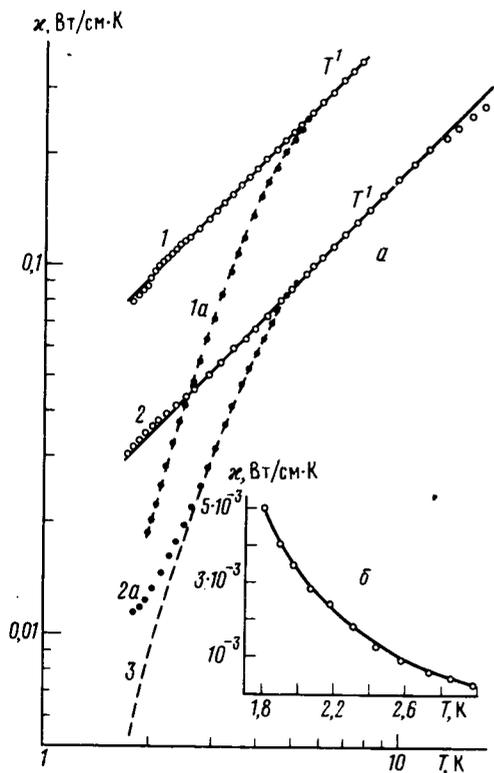


Рис. 1

Рис. 1. *a* – Зависимость теплопроводности ванадия от температуры для образцов 1, 2. Кривые 1, 2 в нормальном, 1а, 2а в сверхпроводящем состояниях. Кривые 3, — — 1а расчет электронной теплопроводности в сверхпроводящем состоянии по формуле (1); *b* – зависимость фононной составляющей теплопроводности от температуры

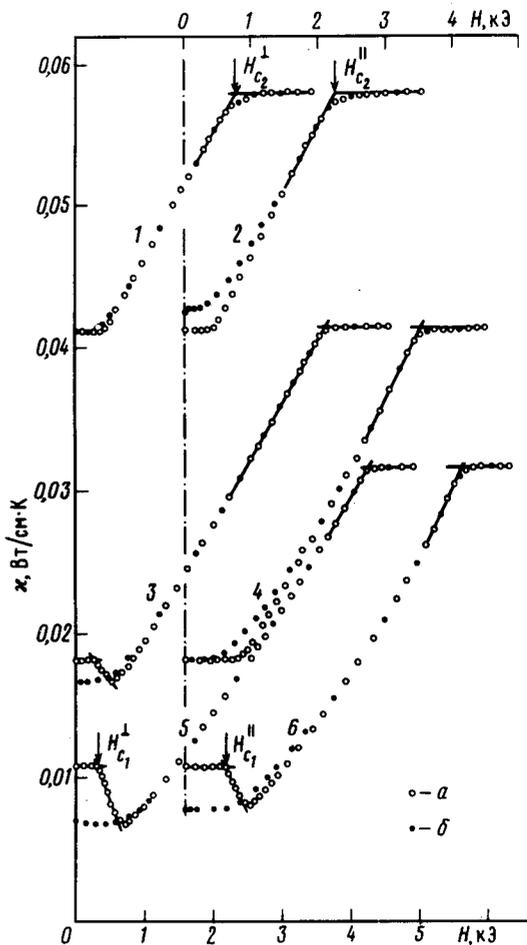


Рис. 2

Рис. 2. Поведение теплопроводности образца 2 в магнитном поле как в поперечном ($H \perp \nabla T$) кривые – 1, 3, 5, так и в продольном ($H \parallel \nabla T$) кривые – 2, 4, 6, где – 1, 2 при $T/T_c = 0,68$; 3, 4 при $T/T_c = 0,48$; 5, 6 при $T/T_c = 0,364$. *a* – Прямой ход, *b* – обратный ход

4. Из-за отсутствия теории, описывающей поведение фононной теплопроводности в смешанном состоянии вблизи H_{C1} , приведем оценку сечения рассеяния фононов на вихрях по экспериментальным данным. Изменение общей теплопроводности в магнитном поле вблизи

H_{C1} происходит в результате рассеяния фононов на вихрях

$$\Delta\kappa(H) = \kappa_{\Phi}(H) - \kappa_{\Phi}^s, \quad (2)$$

где $\kappa_{\Phi}(H)$ и κ_{Φ}^s — теплопроводность фононной составляющей в магнитном поле H и при $H = 0$. Выделим две частоты рассеяния для фононов на вихрях ($1/\tau_b$) и на прочих вкладах в рассеяние ($1/\tau_0$)

$$1/\tau_{\Phi}(H) = 1/\tau_b + 1/\tau_0, \quad (3)$$

$$1/\tau_b = \sigma v N, \quad (4)$$

где σ — сечение рассеяния, $v = \bar{v} = 3,2 \cdot 10^5$ см/с — скорость звука в ванадии⁴, $N = \Delta B/\phi_0$ — плотность вихрей, $\phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² — квант магнитного потока. В формулу (2) подставим $\tau_{\Phi}(H)$, используя (3), (4)

$$\Delta\kappa(H) = \kappa_{\Phi}(H) - \kappa_{\Phi}^s = \frac{1}{3} C v^2 \tau_{\Phi}(H) - \frac{1}{3} C v^2 \tau_0 = \kappa_{\Phi}^s \left(\frac{1}{1 + \sigma v N \tau_0} - 1 \right), \quad (5)$$

где $C = \alpha T^3 = 2,6 \cdot 10^5$ Дж/см³·К — удельная теплоемкость решетки ванадия⁵ при $T = 1,84$ К. Получим сечение рассеяния, используя $\tau_0 = 3\kappa_{\Phi}^s/Cv^2$ и (5)

$$\sigma = \frac{Cv}{3N\kappa_{\Phi}^s} \left(\frac{\kappa_{\Phi}^s}{\Delta\kappa(H) + \kappa_{\Phi}^s} - 1 \right).$$

Сечения рассеяния фононов на вихревых нитях Абрикосова равны $\sigma^{\perp} = 9,2 \cdot 10^{-7}$ см и $\sigma^{\parallel} = 4,5 \cdot 10^{-7}$ см, которые определены по экспериментальным данным при $T = 1,84$ К $\kappa_{\Phi}^s = 0,00492$ Вт/см·К для $H \perp \nabla T$ ($\Delta\kappa(H) = -0,00345$ Вт/см·К, $\Delta B = 300$ Гс) и для $H \parallel \nabla T$ ($\Delta\kappa(H) = -0,00175$ Вт/см·К, $\Delta B = 140$ Гс).

Теоретическая оценка сечения рассеяния фононов на вихрях, основанная на предположении, что длина волны фонона меньше длины когерентности (ξ), дает: $\sigma = 1/Nl_{\Phi} \approx kT\xi^2/\hbar v_F \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см. Здесь $l_{\Phi} = l_{\Phi}^n/N\xi^2 \approx \hbar v_F/kTN\xi^2$, где l_{Φ}^n — длина свободного пробега фононов в нормальном металле, v_F — фермиевская скорость электронов.

Эта оценка сечения рассеяния фононов на вихрях хорошо согласуется с оценкой по экспериментальным данным. Интересно отметить, что сечения рассеяния нормальных возбуждений на вихрях равно $\sim 6 \cdot 10^{-7}$ см¹.

Авторы выражают благодарность Ю.М.Гальперину за обсуждение экспериментальных результатов и оценку длины свободного пробега фононов на вихрях.

Литература

1. Чакальский Б.К., Редько Н.А., Шалыт С.С., Ажажа В.М. ЖЭТФ, 1978, 75, 1320.
2. Гейликман Б.Т. ЖЭТФ, 1958, 34, 1042.
3. Mühlischlegel B. Zs. Phys., 1959, 155, 313.
4. Bolef D.J., Menes M. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1426.
5. Radebaugh R., Keesom P.H. Phys. Rev., 1966, 149, 209.