

КОНВЕКТИВНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СЛОИСТЫХ ВТСП

Ю.А.Гененко, Ю.В.Медведев

Донецкий физико-технический институт
340114, Донецк

Поступила в редакцию 4 февраля 1992 г.

Показано, что величина конвективного теплового потока в плоских или слоистых ВТСП наряду с обычным переносом тепловой энергии нормальными возбуждениями определяется потоком макровозбуждений вихревого типа, несущих избыточную энтропию электронов, локализованных в области кода.

На сильно анизотропных монокристаллах ВТСП, в которых кроссовер от 3D поведения к двумерному имеет место во флуктуационной области¹, наблюдаются нелинейные вольт-амперные характеристики вида $V \sim I^{\alpha(T)}$ ($\alpha(T) = 1 + q^2/2kT$, $q^2 = \Phi_0^2/(8\pi^2\lambda_3)$), где Φ_0 - квант магнитного потока, λ_3 - эффективная глубина проникновения магнитного поля) (см. 2-5). Подобное резистивное поведение монокристаллов является проявлением вихревого фазового перехода (перехода Березинского-Костерлица-Таулесса) в сверхпроводящих слоях ВТСП.

Признавая существование внутри слоев Cu-O в сильно анизотропных ВТСП материалах макроскопических возбуждений в виде магнитных вихрей различной полярности, следует учитывать, что подобные двумерные вихревые возбуждения способны переносить энтропию S_φ ⁶. Это явление обусловлено тем, что плотность энтропии в сердцевине вихря выше, чем в окружающей сверхпроводящей фазе. Следует ожидать, что эффекты переноса тепла в ВТСП материалах, находящихся в нулевом магнитном поле, должны носить отличительные по сравнению с традиционными сверхпроводниками признаки. В настоящей статье показано, что в ВТСП системах "флуктуационная" часть конвективной теплопроводности Δk оказывается значительной в окрестности температуры вихревого фазового перехода в слоистой системе, T_{2D} . При вычислениях предполагается, что неравномерное тепловое поле в образце существует лишь вдоль плоскостей Cu-O. Предполагается также, что пиннинг вихрей отсутствует.

Если температура в пространстве не постоянна, термоиндуцированные вихревые флуктуации (вне зависимости от их полярности) должны двигаться в температурном поле вдоль вектора теплового потока со скоростью (см. 6)

$$\vec{v}_L = -S_\varphi \eta^{-1} \vec{\nabla} T \quad (1)$$

(здесь η - коэффициент вязкости), осуществляя тем самым перенос тепла.

Определяя плотность потока плоского вихревого течения $J_f = n v_L$ (n - плотность вихревых молекул и свободных вихрей различной полярности) и считая, что вихрь при движении осуществляет конвекцию тепла, равного по величине $T S_\varphi$, для компонент плотности теплового потока вдоль плоскости Cu-O имеем

$$\vec{q}_i = -k_{ii} \vec{\nabla} T + T S_\varphi n \vec{v}_L \quad i = 1, 2, \quad (2)$$

где k_{ii} включает электронную, фононную и конвективную части теплопроводности, характерные для обычных 3D-сверхпроводников.

При записи выражения (2) для теплопроводности анизотропного сверхпроводника использован тот факт, что кристаллы ВТСП имеют ось симметрии и плоскость симметрии. При этом ось z выбрана нами вдоль оси симметрии c . В этом случае схема коэффициентов теплопроводности k_{ij} , являющихся компонентами тензора второго ранга, имеет диагональный вид ⁷.

Поскольку течение $2D$ -вихрей имеет место во всех плоскостях, в (2) под S_ϕ можно подразумевать энтропию обычного $3D$ -вихря на единицу длины вихря.

Подставляя (1) в (2), получаем, что для слоистых ВТСП систем

$$\tilde{k}_{ii} = k_{ii} + TS_\phi^2 \eta^{-1} n_L. \quad (3)$$

При низких температурах ($T < T_{2D}$), когда в системе могут зарождаться лишь вихревые молекулы, их плотность

$$n_b \cong \frac{2\Pi}{\xi^4} \int_{\xi}^{\infty} dr r \exp(-E(r)/T). \quad (4)$$

где энергия, связанная с образованием пары вихрей,

$$E(r) = 2(H_c^2/8\pi)\pi\xi^2 d + q^2 \ln(r/\xi) = q^2(1/4 + \ln(r/\xi)), \quad (5)$$

ξ - длина когерентности в плоскости слоя, d - толщина сверхпроводящего монослоя.

Выше T_{2D} на фоне нераспавшихся молекул с максимальным размером ξ_+ появляется вихревая плазма с плотностью

$$n_f = c\xi_+^{-2}. \quad (6)$$

где согласно Костерлицу ⁸

$$\xi_+(T) = a\xi(T) \exp[b(T_{c0} - T_{2D})/(T - T_{2D})^{1/2}]. \quad (7)$$

(T_{c0} - среднеполевая температура сверхпроводящего перехода). При этом плотность вихревых молекул определяется выше T_{2D} формулой (4), где в качестве верхнего предела следует взять ξ_+ . Тогда полное число вихрей

$$n = \frac{2\pi \exp(-q^2/4T)}{\xi^2} \frac{\exp(-q^2/4T)}{q^2/T - 2} \left[1 - \left(\frac{\xi_+}{\xi} \right)^{2 - q^2/\pi} \vartheta(T - T_{2D}) \right] + \frac{c\vartheta(T - T_{2D})}{\xi_+^2}. \quad (8)$$

Зависимость $n(T)$ в единицах ξ^{-2} представлена на рис. 1. В соотношениях (7-8) a, b, c - коэффициенты порядка единицы.

Для вычисления $\Delta k = \tilde{k}_{ii} - k_{ii}$ учтем, что энтропия вихря во всем интервале температур от нуля до температуры T_{c0} хорошо описывается аппроксимационной формулой $S_\phi(T) = S_0(1 - (T/T_{c0})^p)T/T_{c0}$ ⁹, где $p = 2 \div 3$, а $S_0 \sim 10^{-8}$ эрг/(см·К) (калориметрические исследования образцов ВТСП ¹⁰ для S_ϕ дают величину на порядок ниже, чем в классических системах). Тогда оценивая η с помощью известного соотношения $\eta = \Phi_0^2/(c^2\xi^2\rho_n)$ (ρ_n - удельное нормальное электросопротивление), Δk можно представить в виде $\Delta k = Af(t)$, где $A = S_0^2 T_{c0} \rho_n e^2 / \hbar^2 \pi^2$, а функция f безразмерной температуры $t = T/T_{c0}$ представлена на рис. 2 для различных значений константы $\tau_c = (T_{c0} - T_{2D})/T_{c0}$ и "диэлектрической постоянной" вихревой плазмы ϵ_c , являющихся параметрами материала ¹¹.

Таким образом, явление переноса теплоты в плоских сверхпроводниках или слоистых ВТСП соединениях, в которых проявляется вихревой фазовый переход, будет осуществляться не только за счет процессов рассеяния квазичастиц

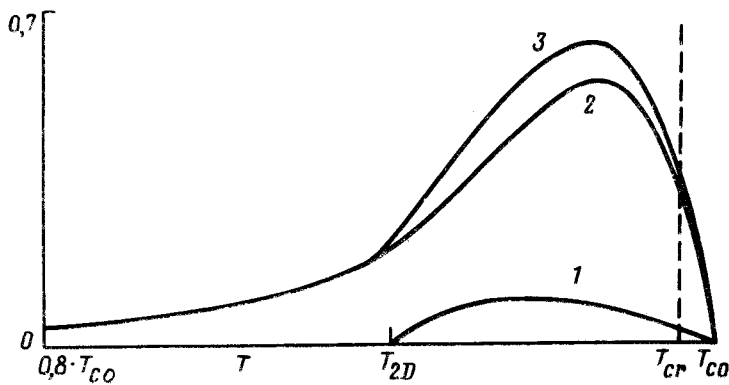


Рис. 1. Плотность свободных вихрей n_f (1), связанных в пары вихрей n_b (2), и суммарная плотность n (3), имеющие смысл при $T < T_{cr}$ - температуры кроссовера

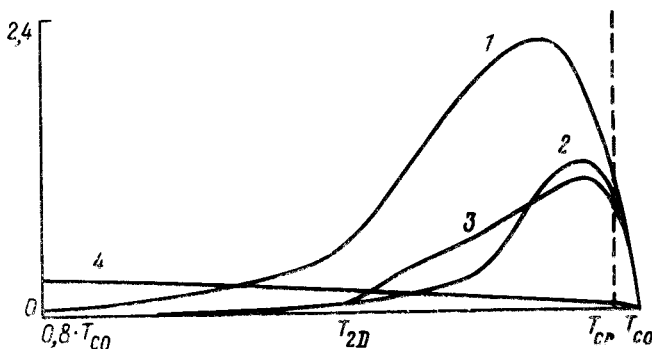


Рис. 2. Поправка к теплопроводности Δk , как функция температуры для значений параметров $\tau_c = 0, 1, \epsilon_c = 1(1)$; $\tau_c = 0, 05, \epsilon_c = 1(2)$; $\tau_c = 0, 1, \epsilon_c = 2(3)$. Энтропия вихря $S_v(t)/S_0(4)$

друг на друге, но и за счет термоиндуцирования вихревых флуктуаций и переноса ими тепловой энергии в направлении их скорости. Этот эффект аналогичен эффекту Эттингаузена (см. ⁶) для классического сверхпроводника, находящегося в динамическом смешанном состоянии, когда в процессе течения потока вихри или трубки потока зарождаются на одном краю образца (тепло при этом поглощается) и аннигилируют на другом (тепло выделяется).

Заметим, что конвективная часть теплопроводности ВТСП, определяемая нормальной составляющей тока, по оценкам работы ¹² на два порядка выше конвективной теплопередачи в традиционных сверхпроводниках. Как показано в ¹², за счет достаточно большой нормальной конвективной составляющей измеряемая теплопроводность должна иметь максимум. Этот максимум наблюдается на зависимости теплопроводности как на керамических образцах, так и на монокристаллах ¹³. При учете "флуктуационной" добавки Δk максимум теплопроводности должен быть более крупномасштабным.

Оценим величину Δk . Функцию $f(T)$ в максимуме можно оценить как $f_{max} \cong 2\pi r_c / e \cong \tau_c$. Тогда, сравнивая Δk_{max} с электронной теплопроводностью (пользуясь законом Видемана-Франца $k_{ee} = (1/3) (\frac{\pi k_b}{e})^2 T \sigma_n$), находим

$$\frac{\Delta k_{max}}{k_{ee}} \cong \frac{6p}{\pi^3 e} \left(\frac{S_0 \rho_n}{k_b} \right)^2 \frac{1}{R_0^2} \tau_c, \quad (9)$$

где характерное сопротивление $R_0 = \hbar/e^2 = 4,1$ кОм. Типичное для ВТСП значение $\rho_n \cong 100$ мкОм¹⁴, так что оказывается $\Delta k_{max}/k_{ee} \cong (1 \div 10)\tau_c$. Последний параметр в высокоанизотропных ВТСП на основе Bi и Tl достигает $1 \cdot 10^{-2}$ ⁵, так что возможно $\Delta k_{max}/k_{ee} \cong 10^{-1}$.

В описанной картине анизотропия соединений существенна лишь постольку, поскольку она обеспечивает выполнение неравенства $\tau_f \gg \tau_{cr}$, о котором идет речь в первой фразе статьи. При выполнении его сама температура перехода T_{2D} в зависимости от степени анизотропии меняется в интервале $T_{KT} < T_{2D} < T_{c0}$, обычно весьма узком (T_{KT} - температура 2D-перехода в изолированном монослое). Параметр τ_c также слабо зависит от степени анизотропии, а именно¹:

$$\tau_c = \tau_{KT} \left[1 - g/\ln^2 \left(\frac{M d^2}{m \xi_{||}^2} \tau_{KT} \right) \right]. \quad (10)$$

где $g \cong 1$, а M и m - эффективные массы носителей вдоль оси c и плоскости (ab) соответственно.

Возможный пиннинг 2D-вихрей вряд ли может оказать существенное влияние на течение вихрей в окрестности T_{KT} , поскольку¹¹ $U_p \cong (H_c^2/8\pi)\pi\xi^2 d = q^2(T_{KT})/8 = T_{KT}/2$.

В заключение отметим, что при продольном течении потока вихрей в неоднородном температурном поле внутри сверхпроводника будет выделяться дополнительное тепло $\Delta Q(T, r) = -d/dT(nv_L T S_\varphi/\partial T)$, которое $\sim (\bar{\nabla} T)^2$. В выражении для диссипативной функции в уравнении теплового баланса это слагаемое может быть опущено.

Авторы признательны А.М.Быкову, Я.И.Южелевскому за полезное обсуждение работы.

-
1. Л.И.Глазман, А.Е.Кошелев, ЖЭТФ, 97, 1371, (1990).
 2. M.A.Dubson, S.T.Herbert, J.J.Calabrese et al. Phys. Rev. Lett., 60, 1061 (1988).
 3. P.Minnhagen, Sol. St. Commun. 71, 677 (1989).
 4. Артеменко С.Н., И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев, Письма в ЖЭТФ, 49, 566 (1989).
 5. И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев, Письма в ЖЭТФ, 51, 197 (1990).
 6. Р.П.Хюбнер. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. М.: Машиностроение, 1984.
 7. Г.Карслоу, Д.Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
 8. J.M.Kosterlitz, J. Phys. C: Solid State Phys. 7, 1046 (1974).
 9. Р.Г.Миц, А.Л.Рахманов, Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984.
 10. А.М.Быков, Я.И.Южелевский, СФХТ, 4, 318 (1991).
 11. L.C.Davis, M.R.Beasley and D.J.Scalapino, Phys. Rev. B 42, 99 (1990).
 12. В.Л.Гинзбург, Письма в ЖЭТФ, 49, 50 (1989).
 13. Ю.А.Кириченко, К.В.Русанов, Е.Г.Тюрина, ОМ-ВТСП-2, 1990.
 14. В.В.Мошалков, И.Г.Муттин, А.В.Ярыгин и др. ФНТ 17, 1395, (1991).