Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 11, стр. 662 – 665 5 июня 1975 г.

ТЕРМОЭДС В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков

Теоретически показано, что при наличии градиента температуры в сверхпроводнике возникает электрическое поле, спадающее экспоненциально при удалении от границы сверхпроводника. Глубина проникновения поля намного превышает длину корреляции и совпадает с длиной, характеризующей "смешение ветвей".

В последнее время проявляется повышенный интерес к термоэлектрическому эффекту в сверхпроводниках [1 – 3], рассмотренному впервые Гинзбургом [4]. Из проведенных исследований, касающихся изотропных сверхпроводников, следует, что при наличии градиента температуры T_x' в однородном и изотропном сверхпроводнике возникает градиент фазы $2mv_s = \chi_x'$ параметра порядка, а электрическое поле E и полный ток равны нулю. Однако, это утверждение относится к безграничному сверхпроводнику. Ниже мы покажем, что вблизи границы сверхпроводника возникает поле $E(x)$, спадающее вглубь сверхпроводника.

Рассмотрим полубесконечный сверхпроводник, занимающий полупространство $x > 0$, в котором создан градиент температуры T_x'. Вблизи критической температуры (только такой случай мы и будем рассматривать) выражение для тока имеет вид

$$j = \sigma E + \beta T_x' + j_s, \qquad j_s = eN_s v_s \quad , \tag{1}$$

где коэффициенты σ и β такие же как и в нормальном металле. На границе сверхпроводника (с диэлектриком) должны выполняться граничные условия:

$$j_n(0) = (\sigma E + \beta T_x')_{x=0} = j_s(0) = 0, \tag{2}$$

справедливое при отсутствии поверхностной рекомбинации квазичастиц. Условию (2) нельзя удовлетворить, если считать $E = 0$. Поэтому для решения задачи нам требуется уравнение, связывающее $E = -\phi_x'$ и j_s. Таким уравнением является одно из неравновесных уравнений Гинзбурга – Ландау, полученных Горьковым и Элиашбергом для бесщелевых сверхпроводников с парамагнитными примесями

$$12\sigma |\Delta|^2 \Phi - \xi^2(T)|\Delta_0|^2 \frac{\partial j_s}{\partial x} = 0, \tag{3}$$

где $\xi(T)$ – длина корреляции. Градиент температуры в линейном приближении не входит в это уравнение, так как единственная величина, которая могла бы войти в (3), $\operatorname{div}(\vec{\nabla} T)$ равна нулю в силу сохранения потока тепла $\mathbf{q} = \kappa \vec{\nabla} T$ [1)]. Подставим j_s из (1) в (3) и положим значение $|\Delta|$ равным равновесному значению $|\Delta_0|$ ($|\Delta|$ будет меняться во втором порядке по T_x'). Получим

$$\Phi_{xx}'' - 12\xi^{-2}(T)\Phi = 0. \tag{4}$$

Это уравнение описывает проникновение поля E в сверхпроводник. Оно использовалось для нахождения такого поля в сверхпроводнике при протекании тока через границу $S - N$ [5, 6]. Тогда решение (4), удовлетворяющее условию $j_n(0) = 0$ и $j(x) = 0$ имеет вид

$$\Phi = -\frac{\beta \xi(T) T_x'}{\sigma\sqrt{12}} \exp(-\sqrt{12}\,x/\xi(T)). \tag{5}$$

---

1) Членом γE в потоке тепла можно пренебречь как и в нормальном металле, так как он мал в силу малости $(T/\epsilon_F)^2$.

В рассматриваемом случае рассеяния импульса на примесях имеет место соотношение $\beta = -(\pi^2/3e)(T/\epsilon_F)\sigma$. Таким образом величина возникающей на границе термоэдс такая же, как и в нормальном металле толщиной $\xi(T)/\sqrt{12}$.

Рассмотрим обычный сверхпроводник со щелью. Линеаризуем уравнения (19) работы [7], описывающие бесстолкновительную эволюцию Δ в модели БКШ, считая заданным потенциал Φ в гамильтониане $\hat{H}$. Тогда для больших времен получим аналог уравнению (3)

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(e\Phi + \frac{1}{2}\frac{\partial\chi}{\partial t}\right) = \frac{v^2}{3}\frac{\partial^2\chi}{\partial x^2}\ . \qquad (6)$$

Уравнение (6) означает, что, если имеется дивергенция сверхпроводящего тока, то возникает градиентно-инвариантный потенциал, который в модели БКШ неограниченно растет. Для получения конечного значения потенциала необходимо учесть неупругое рассеяние на фононах. Это значит, что характерное время τ (и, соответственно, длина l) установления потенциала будет намного превосходить Δ^{-1} (соответственно $l >> \xi(T)$. Поэтому мы можем воспользоваться квазиклассическими уравнениями, полученными Ароновым и Гуревичем [8]. Линеаризуем кинетическое уравнение для отклонения функции распределения квазичастиц $\delta n = n - n_0(\tilde{\epsilon})$

$$v\frac{\xi}{\epsilon}\frac{\partial\delta n}{\partial x} - v\xi\frac{T_x'}{T}\frac{\partial n_0}{\partial\epsilon} = -\nu_- n_- - I_H(n_+), \qquad (7)$$

где $\delta n = n_+ + n_-$, $n_\pm$ – симметричная и несимметричная части δn, $\xi = (p^2/2m) - \epsilon_F$, $\tilde{\epsilon} = \sqrt{(\xi + e\Phi)^2 + |\Delta|^2} + pv_s$. ν_- – частота упругих столкновений, I_H – интеграл неупругих столкновений. Для нахождения Φ используем уравнение Пуассона

$$\frac{1}{4\pi}\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} = e\delta N = e^2\frac{\partial N}{\partial\epsilon_F}\Phi + e\int d\tau_p n_+\frac{\xi}{\epsilon}\ . \qquad (8)$$

Коэффициент при Φ справа есть квадрат обратной длины экранирования Томаса – Ферми, поэтому слагаемым слева можно пренебречь. Из (8) видно, что нам нужно вычислить интеграл по импульсам от величины $\frac{\xi}{\epsilon}n_+$. Поэтому произведем преобразование Лапласа $n_+(s) = \int_0^\infty dx n_+(x)e^{-sx}$, выразим из (7) n_+ и вычислим величину

$$\bar{n}_+(s) = (2\pi)^{-3}\int dpp^2 d\phi n_+(s)\frac{\xi}{\epsilon} = -\frac{\beta\nu_-}{2ev^2}\frac{T_x' l}{(s + l^{-1})}\ , \qquad (9)$$

где $l = v\sqrt{3\nu_-\nu_+}$, $\mu = p_x/p_0$. частота ν_+ определяется следующим соотношением $\int dpp^2 I_H(n_+) = \nu_+\int dpp^2(\xi/\epsilon)n_+$. Вычисляя левую часть этого равенства, находим $\nu_+ = a(T^3/\theta_D^2)(\Delta/T)$, где $a \sim 1$. Частота ν_+ характеризует так называемое "смещение ветвей", она равна обратному времени выравнивания заселенностей ветвей энергетического спектра с $\xi > 0$ и $\xi < 0$. Эта частота была введена Кларком и Тинкхэмом [9]. При нахождении $\bar{n}_+$ мы использовали условие $j_n(0) = 0$. Подставим теперь $\bar{n}_+$ из (9) в (8) и, совершив обратное преобразование Лапласа, найдем $\Phi(x) = -(\beta/\sigma)T_x' \exp(-x/l)$. При $x >> l$ $\Phi(x)$ спадает экспоненциально. Характерная длина спадания равна l [1]. Если принять $\nu_- \approx 10^{10}$ *сек*$^{-1}$, $\nu_+ \approx 10^9(\Delta/T)$ *сек*$^{-1}$, $v \approx 10^8$ *см/сек*, то $l \approx 3\cdot 10^{-2}(T/\Delta)^{1/2}$ *см*. На опыте предсказываемую термоэдс $\Phi(0)$, по-видимому, можно обнаружить, если измерить температурную зависимость термоэдс в цепи S-N или в сверхпроводнике, находящемся в промежуточном состоянии, аналогично тому, как измеряли Пиппард с сотрудниками [10] избыточное сопротивление, обусловленное проникновением поля E в S-области .

Авторы признательны А.И.Ларкину и Ю.Н.Овчинникову за критическое обсуждение.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 марта 1975г.

Литература

[1] Ю.М.Гальперин, В.Л. Гуревич, В.И.Козуб. Письма в ЖЭТФ, **17**, 687, 1973.

[2] Н.В.Заварицкий. Письма в ЖЭТФ, **19**, 205, 1974.

[3] В.Л.Гинзбург, Г.Ф.Жарков, А.А.Собянин. Письма в ЖЭТФ, **20**, 223, 1974.

[4] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, **14**, 177, 1944.

[5] T.J.Rieger. D.J.Scalapino, J.E.Mercereau. Phys. Rev. Lett., **27**, 1787, 1971.

[6] А.Ф.Волков. ЖЭТФ, **66**, 758, 1974.

[7] А.Ф.Волков. Ш.М.Коган. ЖЭТФ, **65**, 2038, 1973.

[8] А.Г.Аронов, В.Л.Гуревич. ФТТ, **16**, 2656, 1974.

[9] M.Tinkham. J.Clarke. Phys. Rev. Lett., **28**, 1366, 1972.

[10] A.B.Pippard, J.G.Shepard, D.A.Tindall. Proc. Roy. Soc. (London), **A324**, 17, 1971.

---

[1] Идея о том, что электрическое поле в сверхпроводнике должно спадать на такой длине была высказана Кларком и Тинкхэмом [9].