

О ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.Л. Гинзбург, Г.Ф. Жарков

Обсуждается вопрос о термоэлектрическом эффекте, возникающем в однородном анизотропном сверхпроводнике при наличии градиента температуры.

В работах [1, 2] и в указанных там других статьях последнего времени рассматривался термоэлектрический эффект, возникающий в изотропных, но неоднородных сверхпроводниках. Термоэлектрический эффект (циркуляционный ток и соответствующее магнитное поле) должен появляться и в однородном, но анизотропном сверхпроводнике [3]. В связи с недавно предпринятой попыткой наблюдать такой эффект [4] нам представляется уместным обратиться здесь к этому случаю тем более, что в [4] сделан вывод о несогласии теории [3] с опытом.

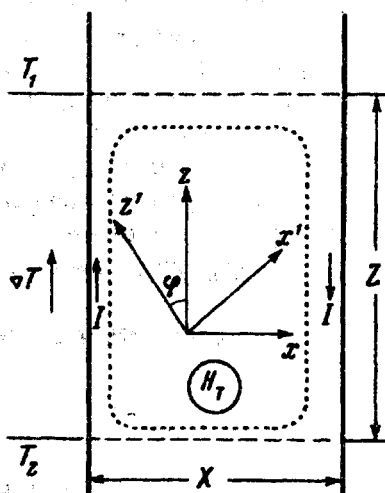


Рис. 1

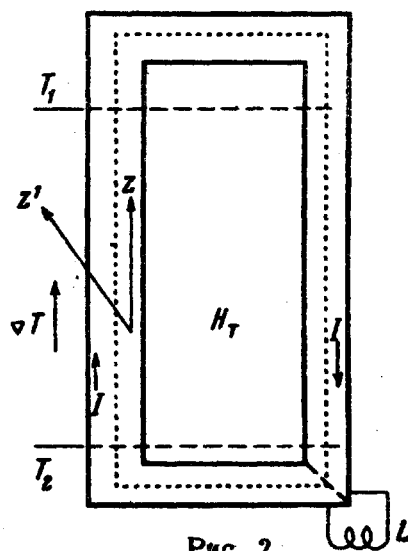


Рис. 2

Поскольку эффект максимален вблизи критической температуры T_c имеются все основания ограничиться локальным приближением, в котором плотность сверхпроводящего тока имеет вид [5, 6]

$$j_k^{(s)} = -\frac{ie^* \hbar}{2m_k^*} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x_k} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial x_k} \right) - \frac{(e^*)^2}{m_k^* c} A_k |\psi|^2,$$

где выбрана система главных осей кристалла $k = 1, 2, 3 = x', y', z'$ и суммирование по k , разумеется, не проводится; ниже используем обозначения $\psi = \sqrt{N_s/2} e^{i\phi}$, $e^* = 2e$, $m_k^* = 2ma_k$ (e и m – заряд и масса свободного электрона, $N_s/2$ – концентрация сверхпроводящих пар).

Плотность нормального тока $j_k^{(n)} = b_{km} \partial T / \partial x_m$ (см. [3]) и, следовательно, плотность полного тока $j = j^{(s)} + j^{(n)}$ определяется выражением

$$\hat{\Lambda} j = -\frac{1}{c} A + \frac{\hbar}{2e} \nabla \phi + \hat{\Gamma} \nabla T. \quad (1)$$

Здесь в общем случае $\hat{\Lambda} j$ — вектор с компонентами $\Lambda_{ik} j_k$, $\Lambda_{ik} = \Lambda \alpha_{ik}$, $\Lambda = m / e^2 N_s = 4 \pi \delta^2 / c^2$, $\alpha_{ik} = m_{ik} / m$ (в случае главных осей $\alpha_{ik} = \alpha_k \delta_{ik}$) и $\Gamma_{ik} = \Lambda_{im} b_{mk}$.

Рассмотрим теперь образец — пластинку в условиях, ясных из рис. 1 (x' , z' — оси симметрии кристалла, ось z направлена по ∇T). Нас будет интересовать область температур вблизи T_c , где эффект максимален. При этом $N_s \propto T_c - T$ и $\delta^2 = \delta_0^2 (1 - T/T_c)^{-1}$; слабой зависимостью α_{ik} и b_{ik} от температуры пренебрегаем. Кроме того, будем считать $\nabla T = \text{const}$ ¹⁾. Из (1) и уравнений $\text{rot } A = H$, $\text{rot } H = 4 \pi j / c$ получаем

$$H = H_T - c \text{rot } \hat{\Lambda} j, \quad H_T \equiv c \text{rot } \hat{\Gamma} \nabla T, \quad (2)$$

$$\text{rot rot } \hat{\Lambda} j + 4 \pi c^{-2} j = F, \quad F \equiv \text{rot rot } \hat{\Gamma} \nabla T. \quad (3)$$

Величина H_T с учетом сказанного медленно изменяется с z за счет зависимости $T = T(z)$. Допустим, что $H_T = \text{const}$ и $F = 0$. Тогда легко убедиться, что решение системы (2), (3) имеет вид $H = H_T + H'$, $j \sim j_0 e^{-x/\delta}$, где H' и j экспоненциально спадают вглубь образца (см. [3]). На границе с вакуумом имеем $H = 0$ и ток $j = j_z \sim (c^2 / 4 \pi \delta) (d\Gamma_{xz} / dz) \times (dT / dz)$.

Пусть теперь член F в (3) отличен от нуля. Связанная с ним добавка к току $j \sim (c^2 / 4 \pi) (d^2 \Gamma_{xz} / dz^2) (dT / dz)$. Поэтому роль члена F в (3) оказывается малой при условии $\delta_0 T_c^{-1} (1 - T/T_c)^{-3/2} dT / dz \ll 1$, которое выполняется даже при $dT / dz \sim 0,1$ и $1 - T/T_c \sim 10^{-4}$ (для олова $\delta_0 \approx 2,5 \cdot 10^{-6}$ см). Следовательно, в более реальных условиях, например, при $1 - T/T_c \sim 10^{-2}$ вполне можно считать что в толще сверхпроводника (на глубине $\Delta x \gg \delta$) ток $j = 0$. Тогда согласно (2) поле в сверхпроводнике

$$H = H_T = c \frac{d\Gamma_{xz}}{dz} \frac{dT}{dz} = \frac{4 \pi}{c} \delta_0^2 \frac{\alpha_{xx} b_{xz} + \alpha_{xz} b_{zz}}{T_c (1 - T/T_c)^2} \left(\frac{dT}{dz} \right)^2. \quad (4)$$

¹⁾ В отсутствие источников тепла в самом образце $\text{div } \hat{\kappa} \nabla T = 0$. Поскольку коэффициенты теплопроводности $\kappa_{ik}(T)$ при $T \rightarrow T_c$ остаются конечными, в ряде случаев можно, вероятно, в хорошем приближении пренебречь температурной зависимостью и анизотропией теплопроводности.

При $\delta_\lambda = 2,5 \cdot 10^{-6}$ см, $T_c = 3,72$ К (олово), $a_{xx} b_{xx} + a_{yy} b_{yy} =$
 $= (b_{xx} a_{xx} - b_{yy} a_{yy}) \sin \theta \cos \theta \leq b \sim 10^{11}$ CGS получаем $H \leq 10^{-10} (1 - T/T_c)^{-2} \times$
 $\times (dT/dz)^2$ и даже при $1 - T/T_c \sim 10^{-2}$ и $dT/dz \sim 0,1$ поле $H \leq 10^{-8}$ э.

Формула (4) совпадает, если не говорить об обозначениях, с формулой (19) из [3], но получена проще и при более общих предположениях. Приведенная в [3] оценка также указывала на малые значения H . Исползованная же в [4] оценка поля H согласно статье [7], ошибочна, так как коэффициент b_{ik} в [7] был завышен на несколько порядков величины (см. [8]). Вообще очевидно, что в (4) входят независимо наблюдаемые величины и самый надежный способ оценки H должен опираться на использование измеренных значений δ , T_c , b_k и a_k , а не на расчеты. В силу изложенного ясно, что измерения [4] не противоречат теории, так как наблюдавшееся поле значительно сильнее поля (4) и по-видимому, обусловлено иными причинами. Помимо возможных источников поля, обсуждавшихся в [4], укажем на роль неоднородности кристалла (например, в результате деформаций). Как ясно уже из (2) в неоднородном образце, когда Γ_{ik} зависят от координат, будет возникать поле, пропорциональное¹⁾ ∇T , как это и наблюдалось [4].

Поскольку поле H_T весьма слабо, его непосредственное измерение затруднительно. Однако полный ток, обтекающий образец есть $I =$

$$= j_0 \delta Y = \frac{c}{4\pi} H_T Y \quad (X, Y, Z - \text{соответствующие размеры кристалла,}$$

предполагается, что Y достаточно велико) и для достаточно большого образца ток I может быть большим. В этой связи удобно измерять не поле H_T а ток I , используя для этого двухсвязный кристалл (рис. 2). Тогда интегрируя соотношение (1) по контуру с $j = 0$ (пунктир), получаем (ср. [1])

$$\Phi = \oint A ds = \Phi_T + \Phi^{(0)}, \quad \Phi_T = H_T XZ, \quad \Phi^{(0)} = \frac{\pi \hbar c}{e} n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

При $n = 0$ результат (5) совпадает с (4). Разрезав кристалл и пропуская ток I через вспомогательную сверхпроводящую катушку L (рис. 2) можно непосредственно наблюдать поле тока I . Такой метод удобен еще и потому, что поле в катушке L может быть сделано значительно сильнее поля H_T простым увеличением числа ее витков²⁾. Дополнительное усиление эффекта можно получить, если вставить в отверстие в кристалле (см. рис. 2) сверхпроводящий сердечник. Наконец, полный поток

¹⁾ Выделив температурный множитель $f(z) = (1 - T/T_c)^{-1}$ и записав с $\hat{\Gamma} \nabla T = a f(z)$ имеем $H_T = \text{rot } a f = f \text{rot } a + [\nabla f, a]$. В случае однородного анизотропного сверхпроводника вектор $a = \text{const}$ и $H_T = [\nabla f, a]$. В неоднородном, но изотропном случае $a \parallel \nabla f$ и $H_T = f \text{rot } a$. В общем случае отличны от нуля оба эти члена. Первый дает вклад $\sim (\nabla T)^2$, второй $\sim \nabla T$.

²⁾ Это замечание справедливо и для эксперимента с неоднородным образцом [9]. Поток Φ_L в катушке и поток внутри сверхпроводящего контура $\Phi \sim \Phi_T$ могут быть различны по величине и направлению.

Φ может, в принципе, оказаться достаточным для измерения ЭДС при размыкании контура. Отделить обсуждаемый термоэлектрический эффект, обусловленный анизотропией, от эффекта, связанного с неоднородностями и рядом других причин можно, учитывая, что поток Φ пропорционален $XZ (dT/dz)^2$; в то время, как другие эффекты пропорциональны dT/dz и, вообще говоря, не должны возрастать с увеличением X . Легко видеть, что поток (5) может быть того же порядка или даже больше потока, возникающего в неоднородной сверхпроводящей цепи [1, 8]. Последний же поток уже удалось обнаружить на эксперименте [9].

В связи с тем, что [1, 2] обсуждался также термомеханический циркуляционный эффект в сверхтекучей жидкости, заметим, что в сверхтекучем He^3 (и в нейтронной жидкости при образовании пар с неравным нулю моментом) нужно учитывать (при наличии границ или магнитного поля) анизотропию жидкости. Это может привести к появлению новых циркуляционных эффектов, обусловленных неоднородностью температуры. Аналогичные циркуляционные эффекты, но не имеющие никакой квантовой специфики, могут, вероятно, появляться и в обычных жидких кристаллах.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 октября 1974 г.

Литература

- [1] В.Л.Гинзбург, Г.Ф.Жарков, А.А.Собянин. Письма в ЖЭТФ, 20, 223, 1974.
- [2] Г.Ф.Жарков, А.А.Собянин. Письма в ЖЭТФ; 20, 163, 1974.
- [3] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 14, 177, 1944; Jour n. Phys. USSR, 8, 148, 1944.
- [4] P.M.Selzer. Dissertation Stanford University, USA, 1974; P.M.Selzer, W.M.Fairbank. Phys. Lett., A48, 279, 1974.
- [5] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 23, 236, 1952.
- [6] Л.П.Горьков, Т.И.Мелик-Бархударов. ЖЭТФ, 45, 1493, 1962.
- [7] В.З.Кресин, В.А.Литовченко. ЖЭТФ, 53, 2154, 1967.
- [8] Ю.М.Гальперин, В.Л. Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ, 66, 1387, 1974.
- [9] Н.В.Заварицкий. Письма в ЖЭТФ, 19, 205, 1974.