

О КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОПЕРЕДАЧЕ И ДРУГИХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТАХ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.Л. Гинзбург

В высокотемпературных сверхпроводниках конвективный механизм теплопередачи может оказаться значительным и наблюдаемым. Обсуждаются и другие вопросы, связанные с термоэлектрическими эффектами в высокотемпературных сверхпроводниках.

В однородных и изотропных сверхпроводниках при наличии градиента температуры плотность нормального тока $j_n = b_n \nabla T$ (на знаки здесь и ниже не обращаем внимания) отлична от нуля, но компенсируется сверхпроводящим током j_s , так что полная плотность тока $j = j_s + j_n = 0$. Однако и в этом случае наличие тока j_n приводит к дополнительной – конвективной теплопередаче. В неоднородных, а также в анизотропных сверхпроводниках, вообще говоря, уже $j \neq 0$ и помимо конвективной теплопередачи имеют место и некоторые другие термоэлектрические эффекты. Это обстоятельство было отмечено очень давно ¹, ситуация освещена в обзорах ^{2, 3}, но и до сих пор термоэлектрические эффекты в сверхпроводящем состоянии привлекают к себе мало внимания и часто вообще игнорируются. Между тем в этой области имеются довольно богатые возможности ^{2, 3} особенно для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Последнее мы и хотим здесь подчеркнуть.

Поток тепла в сверхпроводнике $q = \kappa \nabla T$, $\kappa = \kappa_{lt} + \kappa_{el} + \kappa_c$, где κ_{lt} , κ_{el} и κ_c отвечают соответственно вкладам решетки, нормальных электронов и конвекции. В условиях применимости закона Видемана – Франца $\kappa_{el} = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e^2} T \sigma_n$, где $\sigma_n = j_n/E$ – электропроводность нормальных электронов. Конвективный поток $q_c = \kappa_c \nabla T$ – обусловлен в основном разрывом сверхпроводящих пар при более высокой температуре T_2 и образованием пар из нормальных электронов при $T_1 < T_2$, где ток j_n превращается в ток $-j_s$. Поэтому $q_c \sim j_n \Delta/e$ и $\kappa_c \sim b_n \Delta/e$, где 2Δ – энергия образования пары с зарядом $2e$. Отсюда и из закона Видемана – Франца

$$\kappa_c / \kappa_{el} \sim 3eS\Delta / \pi^2 k_B^2 T, \tag{1}$$

где $S \equiv d \mathcal{E} / dt = b_n / \sigma_n$ – коэффициент Зеебека или, по другой терминологии, дифференциальная термоэдс. Для свободных электронов $S = \pi^2 k_B^2 T / 3eE_F$ (см., например, ²), E_F – энергия Ферми и в силу (1)

$$\kappa_c / \kappa_{el} \sim \frac{\Delta(T)}{E_F} \sim \frac{k_B T_c}{E_F}, \tag{2}$$

где при переходе к последнему выражению положено $\Delta(T) \sim k_B T_c$; такая оценка для обычных сверхпроводников в некоторой области ниже критической температуры T_c имеет смысл и обычно как раз и приводится ⁴⁻⁶. Для обычных сверхпроводников с $T_c \sim 1 - 10$ К и $E_F \sim 3 - 10$ эВ, согласно (2), $\kappa_c / \kappa_{el} \lesssim 10^{-4}$, в силу чего конвективная теплопередача считается пренебрежимо малой ^{2, 4-6}.

Для ВТСП ситуация может быть иной. Так, по оценкам ⁷ в ВТСП $E_F \sim 0,3$ эВ, откуда $\kappa_c / \kappa_{el} \sim k_B T_c / E_F \sim 3 \cdot 10^{-2}$ (при $T_c \sim 10^2$ К). Заметим, что при $S \sim 10^{-5}$ В/К $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ CGS/К (см. ниже) и $\Delta/kT \sim 1$ оценка (1) тоже дает $\kappa_c / \kappa_{el} \sim 3 \cdot 10^{-2}$. Оценки (1) и особенно (2) столь грубы – они не учитывают анизотропию и возможный сложный характер поверхности Ферми, что, как нам представляется, вполне мыслимы ситуации, при которых для ВТСП $\kappa_c / \kappa_{el} \gtrsim 1$. К чему бы это привело? Очевидно, при достаточно больших κ_c измеряемая теплопроводность κ должна начать расти при уменьшении $T < T_c$. Затем, с "вымерзанием" нормальных электро-

нов κ_c , как и κ_{el} , будет падать и стремиться к нулю при $T \rightarrow 0$. Но именно такая картина и наблюдается ⁸, причем максимум κ тем выше, чем больше вклад κ_{el} , а следовательно и κ_c .

К сожалению, утверждать, что тем самым наблюдается конвективная теплопередача, еще нельзя, ибо указанное возрастание κ может объясняться увеличением κ_{lf} за счет уменьшения рассеяния фононов на нормальных электронах, вымирающих с понижением T_c . Кроме того, возрастание κ при $T < T_c$ наблюдалось (см. ⁵) и в некоторых низкотемпературных сплавах. Для того, чтобы разобраться в вопросе необходимы экспериментальные и теоретические исследования теплопроводности и термоэлектрических эффектов в сверхпроводниках.

Выше T_c величины S и σ , а значит и b , непосредственно измеряются. Можно думать, что непосредственно ниже T_c значения $b_n \approx b(T_c)$ и $\sigma_n \approx \sigma(T_c)$. Вместе с тем, согласно ⁹, при анизотропном сверхпроводящем спаривании коэффициент b_n возрастает на несколько порядков величины. В целом ситуация не ясна. Если же использовать значения $S(T_c)$ и $\sigma(T_c)$, то для

ВТСП, скажем, $S \sim 10^{-5}$ В/К, $\sigma = 1/\rho \sim 10^3$ (Ом · см)⁻¹, откуда $b \sim 10^{-2} \frac{\text{В}}{\text{Ом} \cdot \text{см} \cdot \text{К}}$. В то же время, например, для Sn $\sigma \sim 10^9$ (Ом · см)⁻¹, $S \sim 10^{-7} \frac{\text{В}}{\text{К}}$ и $b \sim 10^2 \frac{\text{В}}{\text{Ом} \cdot \text{см} \cdot \text{К}}$. Как

поток магнитного поля, возникающий в неоднородной термоэлектрической цепи, так и магнитный поток в случае анизотропного неравномерно нагретого сверхпроводящего образца, пропорциональны $b_n \delta^2$, где δ — глубина проникновения поля ². Поэтому малость b_n в керамических ВТСП по сравнению с обычными сверхпроводниками приводит к уменьшению соответствующих эффектов. Но каковы значения b_n для монокристаллов ВТСП мы не знаем. Впрочем, и для керамики осуществление соответствующих экспериментов ^{2, 3}, особенно в случае квазизамкнутых (тороидных) конфигураций ³ (см. в этой связи также ^{10, 11}) явно целесообразно. Резюмируя, мы можем лишь подчеркнуть, что изучение термоэлектрических эффектов (включая конвективную теплопередачу) в сверхпроводящем состоянии в случае ВТСП имеет свою специфику и представляет немалый интерес (в этой связи см. также ¹²).

Литература

1. Гинзбург В.Л. ЖЭТФ, 1944, 14, 177; Phys. USSR, 1944, 8, 148.
2. Гинзбург В.Л., Жарков Г.Ф. УФН 1978, 125, 19.
3. Van Harlinger D.J. Physica, B, 1982, 109 – 110, 1710.
4. Klemens P.G. Proc. Phys. Soc., A, 1953, 66, 576.
5. Klemens P.G. Handb. der Physik, 1956, 14, 198.
6. Гейликман Б.Т., Кресин В.З. Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках. М.: Наука, 1972.
7. Горьков Л.П., Копнин Н.Б. УФН, 1988, 156, 117.
8. Jezowski A., Zaleski A.J., Ciszek M. et al., Helvetica Physica Acta, 1988, 61, 438.
9. Pethick C.J., Pines D. Preprints 1987, 1988.
10. Ginzburg V.L., Zharkov G.F., Sobyenin A.A. J. Low Temp. Phys., 1984, 56, 195.
11. Zharkov G.F. Superconductivity, Superdiamagnetism, Superfluidity. Ed. Ginzburg V.L. M.: Mir Publishers, 1987, p. 126.
12. Ginzburg V.L. Proc. 18 Conf. on Low Temp. Phys., 1987, Part 3, 2046.