Март 1998 г. **Том 168, № 3**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

О переносе тепла (теплопроводности) и термоэлектрическом эффекте в сверхпроводящем состоянии

В.Л. Гинзбург

В дополнение к статье автора [1] *сделан ряд замечаний, касающихся теплопроводности в сверхпроводящем состоянии. В этой связи обсуждаются также возможности измерения термоэлектрических коэффициентов в сверхпроводящем состоянии.*

PACS numbers: **01.65.+g**, 74.20.De, 74.20. Hn, **47.37.+q**, **67.40.–w**

В недавно опубликованной статье [1] при освещении вопроса об электронной части теплопроводности в сверхпроводящем состоянии (раздел 5 статьи [1]) я констатировал свое непонимание ситуации. Особенно это касалось учета роли границ образца, где сверхпроводящий ток превращается в нормальный (рис. 1). После выхода из печати русского текста статьи [1] удалось кое-что выяснить и отразить это в примечании к английскому переводу [1]. Хотелось бы, однако, сделать то же на русском языке, причем более подробно и с учетом новых интересных публикаций [2, 3]. При этом для удобства читателей повторим сначала небольшую часть материала, изложенного в разделе 5 статьи [1] [1].

1. Плотность нормального тока $\mathbf{j}_n$ в неравномерно нагретом сверхпроводнике, в полной аналогии со случаем металла в нормальном состоянии, равна [5–7]:

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n\left(\mathbf{E} - \frac{\nabla\mu_n}{e}\right) + b_n\nabla T, \tag{1}$$

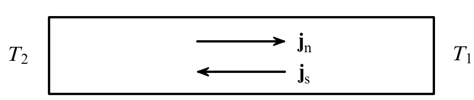

Рис. 1.

где μ_n — химический потенциал, отнесенный к одной частице (возбуждению) с зарядом e, $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ — напряженность электрического поля, T — температура и $\sigma_n(T)$ — электропроводность нормальных электронов (возбуждений). В сверхпроводящем состоянии в стационарном случае

$$\frac{\partial \Lambda \mathbf{j}_s}{\partial t} = \mathbf{E} - \frac{\nabla\mu_n}{e} = 0\,,$$

где $\mathbf{j}_s$ — плотность сверхпроводящего тока; поэтому в таких условиях

$$\mathbf{j}_n = b_n(T)\nabla T \tag{2}$$

(разумеется, $b_n(T) < 0$) [2].

В однородном и изотропном образце (рис. 1) полный ток $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n = 0$ и, следовательно,

$$\mathbf{j}_s = -\mathbf{j}_n\,. \tag{3}$$

Здесь мы отвлекаемся от возможности появления некоторого суммарного электрического заряда квазичастиц с плотностью Q^* (так называемый charge imbalance effect). Между тем этот эффект важен, в частности, для понимания предельного перехода $T \to T_c$, когда $\mathbf{j}_s \to 0$ (соответствующие ссылки см. в [6] и ниже в разделе 7).

2. Даже в условиях полной компенсации токов (3) в сверхпроводящем состоянии должен иметь место некоторый специфический "конвективный" вклад в теплопро-

[1] Пользуюсь возможностью указать на опечатки, замеченные в русском тексте [1]. На с. 432 на строке 30 снизу вместо ссылки [42] нужно читать [45]. На с. 436 в формуле (31), относящейся к случаю $d \ll \delta$, в правой части стоит выражение $[1 - (H_0/H_c)^2]^{3/2}$; двумя строками ниже формулы (31) нужно читать: (см. (29)). На той же странице на строке 10 снизу нужно заменить слово "перегреве" на "переохлаждении", а на строке 9–10 снизу читать: (см. (23)) вместо (см. (27)). В формуле (33) фигурирует коэффициент 0,89 из цитируемой в [1] статьи [61]. В недавно появившейся статье [4] отношение H_{c1}/H_{cm} получено с большей точностью и, в частности, коэффициент 0,89 нужно заменить на $2^{-1/4} \approx 0{,}84$. На с. 445 перед формулой (74) нужно читать $\delta_{II} = \delta_{II}(0)(1 - T/T_{c,II})^{-1/2}$. В ссылке [132] из [1] нужно читать *Phys. Lett. A* **139** вместо *A* **138**. Ссылку [55] нужно уточнить следующим образом: Boulter C J, Indeken J O *Phys. Rev. B* **54** 12407 (1996); см. также Mishonov J M *J. Phys.* (France) **51** 447 (1990).

[2] В [8, 9] для электрона $e > 0$ (у нас и в [1] для электрона $e < 0$) и приняты несколько иные обозначения, причем $b = -\sigma\alpha$, где $\alpha \equiv S \equiv \mathrm{d}\mathcal{E}/\mathrm{d}T$ — коэффициент Зеебека или, по другой терминологии, дифференциальная термо-эдс; $\mathcal{E}$ — термо-эдс.

В.Л. Гинзбург. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
117924 Москва, Ленинский проспект 53, Россия
Тел. (095) 135-85-70. Fax (095) 938-22-51
E-mail: ginzburg@td.lpi.ac.ru

Статья поступила 9 декабря 1997 г.

водность, связанный с наличием тока $\mathbf{j}_n$ (напомню, что в несверхпроводниках коэффициент теплопроводности $\varkappa$, по определению, связан с потоком тепла $\mathbf{q} = -\varkappa \nabla T$ в условиях, когда электрический ток $\mathbf{j}$ отсутствует; в сверхпроводящем же состоянии и при $\mathbf{j} = 0$ имеется ток $\mathbf{j}_n$). Вопрос о конвективной теплопроводности в сверхпроводниках обсуждается уже более 50 лет (см. [5–7, 10–13]), но до сих пор остается неясным.

Полный коэффициент теплопроводности

$$\varkappa = \varkappa_{\rm ph} + \varkappa_e^{\rm tot}\,, \quad \varkappa_e^{\rm tot} = \varkappa_e + \varkappa_{\rm c}\,,$$

где $\varkappa_{\rm ph}$ отвечает фононной теплопроводности, $\varkappa_e$ — электронная часть коэффициента теплопроводности. Далее $\varkappa_e^{\rm tot}$ мы довольно условно делим на $\varkappa_e$ — электронную теплопроводность при условии, что $\mathbf{j}_n = 0$, и на $\varkappa_{\rm c}$ — часть коэффициента теплопроводности, связанную с током $\mathbf{j}_n$. На эксперименте измеряется $\varkappa$; различными путями можно разделить $\varkappa_{\rm ph}$ и $\varkappa_e^{\rm tot}$. Однако, по крайней мере при отсутствии внешнего магнитного поля, $\varkappa_e$ и $\varkappa_{\rm c}$ не разделяются. Тем не менее, поставить вопрос о вкладах $\varkappa_e$ и $\varkappa_{\rm c}$ теоретически вполне возможно, а в более сложных условиях (внешнее магнитное поле в анизотропных сверхпроводниках), быть может, разделение $\varkappa_e^{\rm tot}$ на $\varkappa_e$ и $\varkappa_{\rm c}$ приобретает и реальное значение.

После создания в 1957 г. микротеории сверхпроводимости (БКШ) оценка $\varkappa_e$ и $\varkappa_{\rm c}$ стала возможной достаточно последовательным образом. При этом в [11, 12] без указания деталей расчета приводится результат

$$\frac{\varkappa_{\rm c}}{\varkappa_e} \sim \frac{k_{\rm B} T_{\rm c}}{E_{\rm F}}\,, \tag{4}$$

где $E_{\rm F}$ — энергия Ферми.

Такая же оценка была получена ранее [10], с помощью двухжидкостной модели сверхпроводника и некоторых модельных соображений. Наконец, та же оценка была получена мной [1, 7, 13]. При этом я рассматривал разрыв и образование сверхпроводящих пар на концах образца (при температурах T_2 и $T_1 < T_2$) и вместе с тем сомневался в том, не нужно ли теплообмен, связанный с подобным механизмом, суммировать с теплообменом, получаемым методом кинетического уравнения при расчете потока тепла через сечение образца. Но это явное недоразумение, что уже было отмечено в примечании к английскому переводу статьи [1]. В самом деле, для достаточно длинного образца (с длиной $L \gg l_{\rm n}$, где $l_{\rm n}$ — длина свободного пробега "нормальных" электронов-возбуждений) поток через сечение образца, вычисляемый с помощью кинетического уравнения, равен потоку тепла за счет трансформации пар на границах образца.

Если исходить из оценки (4), то для обычных сверхпроводников, когда $E_{\rm F} \sim (3-10)$ эВ и $T_{\rm c} \sim (1-10)$ К, отношение $\varkappa_{\rm c}/\varkappa_e \lesssim 3 \times 10^{-3}$, т.е. конвективная теплопередача пренебрежимо мала. Но для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), а также для сверхпроводников с тяжелыми фермионами, ситуация изменяется [13]. Так, при $E_{\rm F} \sim 0{,}1$ эВ и $T_{\rm c} \sim 100$ К уже, согласно (4), $\varkappa_{\rm c}/\varkappa_e \sim 0{,}1$. Более того, при учете анизотропии и "необыкновенного" спаривания [14–16] коэффициент Зеебека по понятным причинам, вообще говоря, возрастает по сравнению с изотропным случаем в $E_{\rm F}/k_{\rm B}T$ раз. Поэтому, казалось бы, вполне может быть, что в ВТСП $\varkappa_{\rm c} \gtrsim \varkappa_e$.

3. Из эксперимента известно [17–21], что для ряда ВТСП измеряемый коэффициент $\varkappa = \varkappa_{\rm ph} + \varkappa_e^{\rm tot}$ при $T < T_{\rm c}$ имеет максимум (примерно при $T \sim T_{\rm c}/2$; см. в качестве примера рис. 2). Какова природа такого поведения, обусловлено ли оно зависимостью $\varkappa_{\rm ph}(T)$ или речь идет о температурном ходе $\varkappa_e^{\rm tot} = \varkappa_e + \varkappa_{\rm c}$? В принципе, возможно и то и другое. Так, фононная теплопроводность может иметь максимум, если основную роль играет рассеяние фононов на электронах. Действительно, концентрация нормальных электронов $n_{\rm n}$ падает с T, эти электроны (возбуждения) просто-напросто "вымерзают". Трудно сомневаться в том, что именно такова природа максимума функции $\varkappa(T)$, наблюдаемого в некоторых обычных сверхпроводниках (в сплавах; см. [22, 23] и указанную там литературу). Было распространено мнение (см., например, [24, 25]), что так же обстоит дело и в ВТСП. Однако, как было предположено в [13], максимум функции $\varkappa(T)$ мог бы быть обусловлен появлением в сверхпроводящем состоянии нового "канала" — электронной конвективной теплопроводности. Все дело, конечно, в величине $\varkappa_{\rm c}(T)$ — нужно, чтобы она была достаточно велика. Что же касается температурного хода $\varkappa_{\rm c}(T)$, то как мы увидим ниже (впрочем, это очевидно), $\varkappa_{\rm c} \propto |b_{\rm n}(T)|$, а функция $b_{\rm n}(T)$ при "необыкновенном" спаривании имеет колоколообразный характер с максимумом при $T \sim T_{\rm c}/2$. Поэтому гипотеза о конвективной природе максимума $\varkappa_e^{\rm tot}$ при $T \sim T_{\rm c}/2$ с этой точки зрения не встречает возражений.

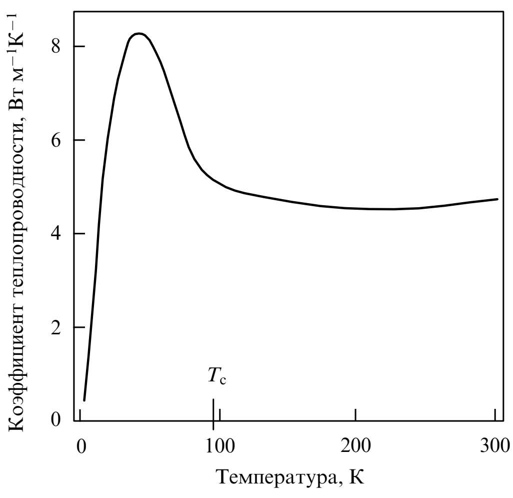

Рис. 2.

4. Итак, возникли две задачи: во-первых, разделить фононную и электронную теплопроводность (т.е. выяснить роль $\varkappa_{\rm ph}$ и $\varkappa_e^{\rm tot}$) и, во-вторых, отделить обычную электронную теплопроводность $\varkappa_e$ от конвективной теплопроводности $\varkappa_{\rm c} = \varkappa_e^{\rm tot} - \varkappa_e$. Первая задача уже решена: та часть теплопроводности $\varkappa$ в ВТСП, которая ответственна за максимум, есть, в основном, электронная теплопроводность $\varkappa_e^{\rm tot}$ [19–21, 26]. В этом отношении особенно убедительны опыты [20] по измерению эффекта Риги–Ледюка (называемого также тепловым эффектом Холла — речь идет о влиянии на теплопроводность магнитного поля; см., например, [9] § 27). Точнее, доминирующая роль имеющей максимум электронной теплопроводности в ВТСП установлена только в ряде случаев. Для некоторых ВТСП материалов характерный максимум теплопроводности может быть связан с фононным механизмом (см. [27]), но, по-видимому, это не типично и, во всяком случае, поддается контролю. Считаем ниже, что роль $\varkappa_{\rm ph}$ несущественна.

Что касается второй задачи — разделения $\varkappa_e^{\rm tot}$ на $\varkappa_e$ и $\varkappa_{\rm c}$, то она остается нерешенной. На опыте, если фононная теплопроводность $\varkappa_{\rm ph}$ мала или учтена, то, как уже упоминалось, измеряется $\varkappa_e^{\rm tot}$, а ее часть $\varkappa_{\rm c} = \varkappa_e^{\rm tot} - \varkappa_e$ является величиной в известном смысле условной — такой была бы электронная телопроводность, если бы плотность тока $\mathbf{j}_{\rm n}$ равнялась нулю. В случае справедливости закона Видемана – Франца (см. также ниже) коэффициент $\varkappa_e \equiv \varkappa_{{\rm n}e}$ можно определить из данных об электропроводности $\sigma_{\rm n}(T)$ в сверхпроводящем состоянии. Кстати, такие данные [28] свидетельствуют в некоторых случаях о немонотонном падении $\sigma_{\rm n}$ с понижением температуры (это связано, очевидно, с соответствующим поведением длины свободного пробега $l_{\rm n}(T) = v_{\rm F}\tau_{\rm n}(T)$). Поэтому вполне возможно, что в таких случаях обсуждаемый максимум теплопроводности связан с $\varkappa_e$. Разумеется, то же заведомо справедливо, если мы знаем, что $\varkappa_e \gg \varkappa_{\rm c}$.

5. Оценка (4) была получена в [10, 13] явно ненадежным способом. Расчет [11, 12] был, казалось бы, последовательным, но детали вычисления не приводились. И вот при обсуждении проблемы с Л.П. Питаевским [3] выяснилось, что конечный результат (4), приведенный в [11, 12], получен в силу какой-то необъяснимой ошибки. Поэтому приведем здесь оценку, представляющуюся нам правильной.

По аналогии со сверхтекучестью "конвективный" поток тепла в изотропном сверхпроводнике равен

$$\mathbf{q}_{\rm c} = -\varkappa_{\rm c}\nabla T = Ts_{\rm n}\mathbf{v}_{\rm n}\,, \tag{5}$$

где $s_{\rm n}$ — энтропия электронов, отнесенная к единице объема (как известно, вклад в $s_{\rm n}$ вносят лишь "нормальные" электроны), и $\mathbf{v}_{\rm n}$ — средняя скорость нормальной компоненты (т.е. тех же "нормальных"электронов). Далее, $\mathbf{j}_{\rm n} = b_{\rm n}\nabla T = en_{\rm n}\mathbf{v}_{\rm n}$, где $n_{\rm n}$ — концентрация "нормальных" электронов. Отсюда

$$\varkappa_{\rm c} = \frac{Ts_{\rm n}}{en_{\rm n}}|b_{\rm n}|\,. \tag{6}$$

При $T \approx T_{\rm c}$ в рамках модели БКШ можно воспользоваться выражениями для свободного электронного газа при $T = T_{\rm c}$, т.е. положить

$$s_{\rm n} = \frac{1}{2}\pi^2 k_{\rm B}\frac{k_{\rm B}T_{\rm c}}{E_{\rm F}}n_{\rm n}\,, \quad n_{\rm n} = n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2\pi E_{\rm F}}{\hbar^2}\right)^{3/2}$$

и, таким образом,

$$\varkappa_{\rm c}(T \sim T_{\rm c}) \sim \frac{k_{\rm B}T_{\rm c}}{e}\left(\frac{k_{\rm B}T_{\rm c}}{E_{\rm F}}\right)|b_{\rm n}|\,. \tag{7}$$

Согласно закону Видемана – Франца (см. [8] § 78)

$$\sigma_{\rm n} = \frac{3e^2}{\pi^2 k_{\rm B}^2 T}\varkappa_e\,, \tag{8}$$

[3] Пользуюсь возможностью поблагодарить Л.П. Питаевского за помощь в этом вопросе.

а коэффициент Зеебека (не путать его с энтропией $s_{\rm n}$!)

$$S_{\rm n} = \frac{|b_{\rm n}|}{\sigma_{\rm n}} = \frac{\pi^2 k_{\rm B}^2 T}{3eE_{\rm F}}\,. \tag{9}$$

Кстати, в такой же простейшей модели

$$\sigma_{\rm n} = \frac{e^2 n_{\rm n}\tau_{\rm n}}{m}\,, \quad \varkappa_e = \frac{\pi^2 k_{\rm B}^2 T n_{\rm n}\tau_{\rm n}}{3m}\,, \tag{9a}$$

где $\tau_{\rm n} = l_{\rm n}/v_{\rm F}$ — время свободного пробега, $l_{\rm n}$ — длина свободного пробега и $v_{\rm F}$ — скорость на поверхности Ферми.

Используя выражения (8) и (9), из (7) получаем

$$\frac{\varkappa_{\rm c}}{\varkappa_e} \sim \left(\frac{k_{\rm B}T_{\rm c}}{E_{\rm F}}\right)^2. \tag{10}$$

Поскольку в [11, 12] исходным было, по существу, выражение (6), переход к оценке (4) вместо (10) можно объяснить лишь каким-то недоразумением. В [10, 13] ошибка связана с допущением, что энергия порядка $\Delta \sim k_{\rm B}T_{\rm c}$ выделяется (или поглощается) при разрыве или образовании пар с концентрацией $n_{\rm n}$. На самом же деле концентрация пар порядка $k_{\rm B}T_{\rm c}n_{\rm n}/E_{\rm F}$. Относительная малость конвективной теплопроводности в сверхпроводниках в конечном счете связана с малостью теплоемкости электронов в металле. Вместе с тем, для металлов со сложной электронной структурой (в частности, для ВТСП) отношение $\varkappa_{\rm c}/\varkappa_e$ может очень сильно превосходить оценку (10); см. выше и [14 – 16, 53].

Весьма интересно изучение теплопроводности в сверхпроводящем состоянии при наличии внешнего магнитного поля — имеется в виду влияние поля на тензорный коэффициент теплопроводности $\varkappa_{ik}(T, H)$. Об измерениях эффекта Риги – Ледюка уже упоминалось [20]. В работах [2, 3] исследовалось влияние поперечного поля $\mathbf{H}$, направленного по оси $\mathbf{c}$, на теплопроводность купратов в плоскости ab. Результат таков: в сильном поле $\varkappa_e^{\rm tot} \to 0$. Если перенос тепла связан с током $\mathbf{j}_{\rm n}$, то такой результат вполне естествен — ясно, что сильное поле $\mathbf{H}$ не позволяет течь току $\mathbf{j}_{\rm n} \perp \mathbf{H}$, а потому будет подавлен и поток тепла $\mathbf{q}_{\rm c}$. Но, конечно, поле может подавлять поток тепла $\mathbf{q}$ поперек поля и в случае обычной (т.е. неконвективной) теплопроводности. Совершенно очевидно, что невозможно как следует проанализировать проблему теплопроводности в сверхпроводящем состоянии как без поля $\mathbf{H}$, так и в его присутствии, пока не имеются расчеты величин $\varkappa_{e,ik}(T, \mathbf{H})$ при s- и d-спаривании. Точнее, при отсутствии поля ряд результатов уже получен (см. [12, 8 § 98, 26]), но при этом члены $\varkappa_e$ и $\varkappa_{\rm c}$ не разделены [4]. Конечно, поскольку на опыте измеряется сумма $\varkappa_e^{\rm tot} = \varkappa_e + \varkappa_{\rm c}$, можно посчитать, что выявление роли тока $\mathbf{j}_{\rm n}$ (т.е. роли члена $\varkappa_{\rm c}$) вообще не представляет особого интереса. Мне кажется, однако, повторим это, что выделение конвективного члена $\varkappa_{\rm c}$ имеет физический смысл и полезно для понимания механизма теплопроводности в сверхпроводящем состоянии, в частности, при наличии магнитного

[4] У меня было подозрение, что в соответствующих расчетах вклад конвективной теплопроводности может оказаться неучтенным. Однако, как пояснено в [8] § 98, тот факт, что $\mathbf{v}_{\rm s} \neq 0$, приводит при вычислении потока тепла $\mathbf{q}$ лишь к поправкам более высокого порядка по $|\nabla T|$.

поля [2, 3]. При использовании микрокартины (т.е. соответствующего кинетического уравнения для нормальных возбуждений) выделение конвективного члена не должно, казалось бы, составлять проблемы.

6. Нельзя не сожалеть о том, что вопрос о конвективной теплопроводности в сверхпроводящем состоянии, несмотря на неоднократные призывы [7, 29] обратить на него внимание, так и остается неисследованным. Это тем более странно, что изучению теплопроводности в сверхпроводниках уделяется немало усилий (помимо ряда ссылок, имеющихся в [1] и выше, см. также [30–39]). Но еще более непонятно невнимание к изучению термоэлектрических эффектов в сверхпроводящем состоянии, в то время как измерениям термо-эдс в нормальном состоянии сверхпроводников (в частности, ВТСП) посвящено много работ.

Очевидно, для анализа термоэлектрических явлений в сверхпроводящем состоянии нужно измерять в этом состоянии коэффициент $b_{\mathrm{n}}(T)$ в изотропном случае и коэффициенты $b_{\mathrm{n},\,ik}(T)$ в анизотропных сверхпроводниках. Для этой цели можно исследовать несколько эффектов [6, 40], но подробнее остановлюсь только на двух из них, которые сам рассматривал [5–7, 29, 41] (там же указана и другая литература).

В случае контура из двух сверхпроводников (рис. 3) измерять нужно поток магнитного поля Φ через контур, причем

$$\Phi = n\Phi_0 + \Phi_T\,, \quad \Phi_T = \frac{4\pi}{c}\int_{T_1}^{T_2}\left(b_{\mathrm{n,\,II}}\delta_{\mathrm{II}}^2 - b_{\mathrm{n,\,I}}\delta_{\mathrm{I}}^2\right)\mathrm{d}T\,, \tag{11}$$

где $\delta(T)$ — глубина проникновения магнитного поля, $\Phi_0 = hc/2e$ — квант потока, n — целое число; вывод этой формулы имеется, например, в [6, 7]. Желательно и, вероятно, нетрудно выбрать в качестве одного из сверхпроводников в цепи (для определенности, сверхпроводник I) такой, чтобы для изучаемого сверхпроводника II выполнялось неравенство $b_{\mathrm{n,\,II}}\delta_{\mathrm{II}}^2 \gg b_{\mathrm{n,\,I}}\delta_{\mathrm{I}}^2$. Далее, для "открытых" контуров в отличие от "закрытых" (см. ниже раздел 7) захваченный поток обычно отсутствует (т.е. в (11) $n = 0$; то же всегда имеет, конечно, место для биметаллической пластины без отверстия [5]). В таких условиях измеряется величина $\Phi_T = (4\pi/c)\int_{T_1}^{T_2} b_{\mathrm{n,\,II}}(T)\delta_{\mathrm{II}}^2(T)\,\mathrm{d}T$ и можно найти $b_{\mathrm{n,\,II}}(T)$, поскольку глубина $\delta_{\mathrm{II}}(T)$ может быть измерена совершенно независимым способом. Формула (11) пригодна и для анизотропного образца, если под b_{n} и δ понимать компоненты $b_{\mathrm{n},\,ik}$ и δ_k, отвечающие геометрии контура (речь идет об ориентации осей кристалла относительно "плеч" контура). Поток Φ_T для обычных сверхпроводников измерялся в ряде работ (в последней из них [42] и в [6, 40] приведены и более ранние ссылки).

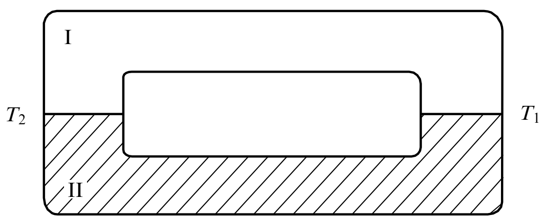

Рис. 3.

Для анизотропного сверхпроводника при определении $b_{\mathrm{n},\,ik}(T)$ более привлекательным кажется измерение магнитного поля H_T, перпендикулярного сверхпроводящей пластине, в которой градиент температуры ∇T составляет некоторый угол φ с осями кристалла, скажем с осью z' (рис. 4; роль оси z' может играть, например, ось **a** в ВТСП купратах). Это поле H_T пропорционально $|\nabla T|^2$ и соответствующим величинам $b_{\mathrm{n},\,ik}(T)$ (см. [5–7, 41, 51])

$$H_T = \frac{2\pi}{c}\,\frac{\delta_0^2(\alpha_{z'}b_{z'} - \alpha_{x'}b_{x'})\sin 2\varphi}{T_{\mathrm{c}}(1 - T/T_{\mathrm{c}})^2}\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z}\right)^2, \tag{12}$$

где $\alpha_{x'}$, $\alpha_{z'}$, $b_{x'}$, $b_{z'}$ — главные значения тензоров α_{ik} и $b_{\mathrm{n},\,ik}$, отвечающие осям симметрии кристалла x' и z'.

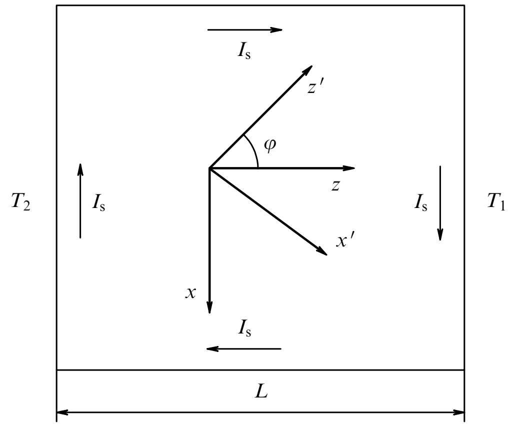

Рис. 4.

Величины $2m\alpha_k$, где $k = x', y', z'$, фигурируют в известном выражении для плотности сверхпроводящего тока

$$j_{\mathrm{s},\,k} = \frac{2ie}{2m\alpha_k}\left(\Psi^*\frac{\partial\Psi}{\partial x_k} - \Psi\frac{\partial\Psi^*}{\partial x_k}\right) - \frac{2e^2}{m\alpha_k}\,A_k|\Psi|^2\,,$$

причем e и m — заряд и масса электрона, A_k — векторный потенциал и функция $\Psi = \sqrt{n_{\mathrm{s}}/2}\,e^{\mathrm{i}\varphi}$ нормирована так, что $n_{\mathrm{s}}/2$ есть концентрация сверхпроводящих пар; можно также написать $\Lambda_k = \Lambda\alpha_k$, $\Lambda = m/e^2 n_{\mathrm{s}} = 4\pi\delta^2/c^2$ и в (12) положить $\delta^2 = \delta_0^2(1 - T/T_{\mathrm{c}})^{-1}$, поскольку рассматриваются температуры T, близкие к T_{c}. Как было замечено в работе [43], в (12) поле H_T, вообще говоря, сильно зависит от координат, поскольку от них зависит температура T. Поэтому при вычислении потока Φ_T через пластинку в некоторых условиях нужно учитывать зависимость H_T от z, и в результате поток Φ_T пропорционален $\mathrm{d}T/\mathrm{d}z$, а не $(\mathrm{d}T/\mathrm{d}z)^2$. Но это деталь.

Поразительно, что поле H_T в сверхпроводящем кристалле пытались измерить лишь один раз [44], причем с неясными результатами. Казалось бы, в настоящее время, когда доступны сильно анизотропные ВТСП кристаллы, измерения термополя H_T должны привлечь к себе внимание. Кстати, вместо поля H_T, быть может, удобнее измерять обтекающий кристалл сверхпроводящий ток [41].

7. В связи с проблемой теплопроводности (см. (6), (7)) нужны, в первую очередь, измерения величин $b_{\mathrm{n}}(T)$ и

$b_{n,ik}(T)$ существенно ниже T_c. Но для анализа термоэлектрических эффектов в целом представляет также большой интерес область температур вблизи T_c. Здесь, во-первых, особенно для ВТСП (см. конец статьи [7] и [37]), должны быть существенны флуктуационные эффекты. Во-вторых, поскольку сверхпроводящий переход является переходом второго рода, он должен быть непрерывным. Это обеспечивается тем, что при $T \to T_c$ глубина проникновения поля $\delta_k \to \infty$. В случае контуров и пластинок (пленок) характерным параметром является отношение $(\delta/d)^2$, где d — размер образца (диаметр проволоки, толщина пластинки). Так, полный сверхпроводящий ток в контуре (см. рис. 3) $I_s \sim (\delta/d)^2 I_n$, где I_n — ток в этом контуре в нормальном состоянии [6]. Другим аспектом проблемы перехода $T \to T_c$ является вопрос о пределах применимости выражения (2). В незамкнутом образце (рис. 1) при $T > T_c$, очевидно, $j = j_n = 0$ и в силу (1) $\mathbf{E} - \nabla\mu/e = -b\nabla T/\sigma$. При $T < T_c$ достаточно далеко от концов образца справедливы соотношения (2) и (3). Но вблизи концов скапливается некоторый заряд с плотностью Q^* (charge imbalance). Величина Q^* зависит от расстояния до границ (концов) образца, а $\mathbf{j}_n$ зависит от ∇Q^* (см. [40, 45–48]). При этом обеспечивается непрерывный переход от сверхпроводящего в нормальное состояние. Измерение заряда Q^* и связанных с ним величин можно использовать [48] для определения коэффициента $b_n(T)$. Далее, с ростом $\delta(T)$ поток Φ уже сравним или превосходит квант потока Φ_0 (в условиях [42] все еще $\Phi_T \ll \Phi_0$). При этом с приближением к T_c возможно и, собственно, неизбежно возрастание захваченного потока $n\Phi_0$ (см. (11)). Согласно [49] (там же и в [1] цитируются и более ранние работы), именно этим объясняется "гигантский" термоэффект[5], наблюдавшийся в [40] в контурах с "закрытой" геометрией (цилиндр, тороид). Измерения полного потока $\Phi(T)$ в условиях, когда $\Phi \gg \Phi_0$ как при термоэффекте, так и во внешнем магнитном поле, при различной геометрии сверхпроводников еще не проведены. Между тем они представляются очень интересными и полезными для понимания термодинамики и кинетики ряда процессов в сверхпроводниках [49, 50].

Список литературы

1. Гинзбург В Л *УФН* **167** 429 (1997) [*Physics-Uspekhi* **40** 407 (1997)]
2. Krishana K, Ong N P et al. *Science* **277** 83 (1997)
3. Ong N P, Krishana K, Kimura T *Physica* (Proc. M^2 SHTSC, Beijing, Feb. 1997; in press)
4. Dolgert A, Di Bartolo S, Dorsey A *Phys. Rev. B* **53** 5650 (1996); *Phys. Rev. B* **56** 2883 (1997)
5. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **14** 177 (1944) [*Journ. Phys. USSR* **8** 148 (1944)]
6. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *УФН* **125** 19, 750 (1978) [*Sov. Phys. Usp.* **21** 381 (1978)]

[5] Недавно в статье [52] было, как и в [1, 49], справедливо подчеркнуто, что "гигантский" термоэффект в сверхпроводниках заслуживает внимания. В [52] "гигантский" эффект связывается с предполагаемым сильным возрастанием коэффициента $b_n(T)$ (в [52] это коэффициент $\alpha_s(T)$). Поскольку речь идет об "обычных" сверхпроводниках (конкретно о Sn), подобное предположение представляется, по-видимому, противоречащим экспериментальным данным, полученным при некотором удалении от T_c (см., например, [42]). Содержащиеся в [52] теоретические аргументы мне не ясны. Возможной роли "конвективной" теплопроводности в ВТСП посвящена статья [53].

7. Гинзбург В Л *УФН* **161** (2) 1 (1991) [*Sov. Phys. Usp.* **34** 101 (1991)]
8. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979) [*Physics Kinetics* (Oxford: Pergamon Press, 1981)]
9. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992)
10. Klemens P G *Proc. Phys. Soc. A* **66** 576 (1953); *Handbuch der Physik* **XIY** 198 (1956) [Русский перевод: *Физика низких температур* (М.: ИЛ, 1959)]
11. Гейликман Б Т *ЖЭТФ* **34** 1042 (1958)
12. Гейликман Б Т, Кресин В З *Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках* (М.: Наука, 1972) [Translated into English (New York: Wiley, 1974)]
13. Гинзбург В Л *Письма в ЖЭТФ* **49** 50 (1989) [*JETP Lett.* **49** 58 (1989)]
14. Arfi B, Bahlouli H, Pethick C, Pines D *Phys. Rev. Lett.* **60** 2206 (1988); *Phys. Rev. B* **38** 2312 (1988); *Phys. Rev. B* **39** 8959 (1989)
15. Hirschfeld P J *Phys. Rev. B* **37** 9331 (1989)
16. Pethick C, Pines D, в сб.: *Проблемы теоретической физики и астрофизики* (к 70-летию В.Л. Гинзбурга) (М.: Наука, 1989) с. 304
17. Jezowski A et al. *Helv. Phys. Acta* **61** 438 (1988); *Phys. Lett. A* **139** 265 (1988)
18. Cohn J L et al. *Phys. Rev. B* **45** 13144 (1992)
19. Yu R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1431 (1992)
20. Krishana K, Harris J M, Ong N P *Phys. Rev. Lett.* **75** 3529 (1995)
21. Matsukawa M et al. *Phys. Rev. B* **53** R6034 (1996)
22. Shoenberg D *Superconductivity* (Cambridge Univ. Press, 1965) [Русский перевод предыдущего издания (М.: ИЛ, 1955)]
23. Линтон Э *Сверхпроводимость* (М.: Мир, 1971) [Английское издание: Linton E A *Superconductivity* (London, 1969)]
24. Peacor S D et al. *Phys. Rev. B* **44** 9508 (1991)
25. Cohn J L et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 1657 (1993)
26. Hirschfeld P J, Putikka W O *Phys. Rev. Lett.* **77** 3909 (1996)
27. Ikebe M et al. *Journ. Low Temp. Phys.* **107** 467 (1997)
28. Bonn D A et al. *Phys. Rev. B* **47** 11314 (1993)
29. Ginzburg V L *Journ. Supercond.* **2** 323 (1989)
30. Zeh M et al. *Physica C* **167** 6 (1990)
31. Graf M J et al. *Journ. Low Temp. Phys.* **102** 367 (1995)
32. Cohn J L *Phys. Rev. B* **53** R 2963 (1996)
33. Claughton N R, Lambert C J *Phys. Rev. B* **53** 6605 (1996)
34. Beal-Monod M T, Maki K P*hysica C* **265** 309 (1996)
35. Gargon R et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1976 (1997)
36. Guttman G D et al. *Phys. Rev. B* **55** 3849 (1997)
37. Houssa M et al. *Phys. Rev. B* **56** 802, 6226 (1997)
38. Taillefer L et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 483 (1997)
39. Plackowski T et al. *Phys. Rev. B* **56** 11267 (1997)
40. Van Harlingen D J *Physica B* **109–110** 1710 (1982)
41. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *Письма в ЖЭТФ* **20** 659 (1974) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **20** 302 (1974)]
42. Герасимов А М, Головашкин А И, Иваненко О М, Мицен К В *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **8** 634 (1995) [*Journ. Low Temp. Phys.* **106** 591 (1997)]
43. Lawrence W E, Pipes P B, Schwartzman K *Phys. Rev. B* **23** 4476 (1981)
44. Selzer P M, Fairbank W M *Phys. Lett. A* **48** 279 (1974); Selzer P M *A study of thermally generated magnetic fields in an anisotropic crystal at low temperatures* (Dissertation. Stanford University, 1974)
45. Pethick C J, Smith H *Phys. Rev. Lett.* **43** 640 (1979); *Ann. of Phys.* **119** 133 (1979)
46. Mattoo B A, Singh Y *Prog. Theor. Phys.* **70** 51 (1983)
47. Артеменко С Н, Волков А Ф *ЖЭТФ* **70** 1051 (1976) [*Sov. Phys. JETP* **43** 548 (1976)]
48. Van Harlingen D J *Journ. Low Temp. Phys.* **44** 163 (1981)
49. Арутюнян Р М, Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *ЖЭТФ* **111** 2175 (1997) [*JETP* **84** 1186 (1997)]; *УФН* **167** 457 (1997) [*Physics-Uspekhi* **40** 435 (1997)]
50. Ginzburg V L, Zharkov G F *Journ. Lows. Temp. Phys.* **92** 25 (1993); *Physica C* **235–240** 3129 (1994)
51. Кресин В З, Литовченко В А *Письма в ЖЭТФ* **21** 42 (1975) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **21** 19 (1975)]
52. Marinescu D C, Overhauser A W *Phys. Rev. B* **55** 11637 (1997)
53. Fedorov N K *Solid State Commun.* (1998) (in press)

On heat transfer (heat conduction) and the thermoelectric effect in the superconducting state

V.L. Ginzburg
P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences
Leninskiĭ prosp. 53, 117924 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 135-85 70. Fax (7-095) 938-22 51

As a follow-up to the author's earlier paper [1], some remarks concerning heat conduction in the superconducting state are presented and prospects for the measurement of thermoelectric coefficients discussed.

PACS numbers: **01.65.+g**, 74.20.De, 74.20. Hn, **47.37.+q**, **67.40.–w**

Bibliography — 53 references *Received 9 December 1997*