Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 3, стр. 152 – 155 **5 февраля** *1978 г.*

ГИГАНТСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Е.В.Безуглый

Теоретически изучены осцилляционные термомагнитные эффекты в промежуточном состоянии сверхпроводников с открытой поверхностью Ферми. Обнаружены гигантские осцилляции коэффициента теплопроводности, обусловленные открытыми траекториями электронов.

При низких температурах $T \ll T_c$, благодаря андреевскому отражению [1] нормальных электронных возбуждений от границ раздела нормальной и сверхпроводящей фаз, теплопроводность промежуточного состояния (ПС) сверхпроводника первого рода с длиной пробега l, превышающей ларморовский радиус r_H в критическом магнитном поле H_c, обнаруживает немонотонную зависимость от толщины нормальных слоев L, предсказанную в работах [2, 3] в рамках модели металла с изотропным законом дисперсии. В настоящей работе исследована роль анизотропии и топологических особенностей поверхности Ферми в возникновении осцилляционных термомагнитных эффектов в ПС сверхпроводящего металла со сложным законом дисперсии $\epsilon(p)$.

Благодаря исчезающе малой теплопроводности сверхпроводящих слоев при $T \ll T_c$, средний по сечению образца поток тепла q_a направлен вдоль слоев (в плоскости yz) и пропорционален концентрации нормальной фазы η:

$$q_a = -\kappa_{a\beta} \nabla_\beta T = 2\eta \int_0^L \frac{dx}{L} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} v_a \frac{\xi^2}{T} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \xi} \chi(\mathbf{n}, x) . \qquad (1)$$

Здесь $\xi = \epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon_F$ – энергия, $\mathbf{p} = \mathbf{n}|\mathbf{p}|$ – импульс, $\mathbf{v} = \dfrac{\partial \epsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}}$ – скорость электронов, $\kappa_{a\beta}$ – тензор продольной теплопроводности ПС, $\dfrac{\xi}{T}\dfrac{\partial f^{(0)}}{\partial \xi}\chi$ – малая добавка к локально-равновесной фермиевской функции распределения $f^{(0)}(\xi)$, удовлетворяющая линеаризованному кинетическому уравнению Больцмана с граничным условием [3] $\chi(\mathbf{n}, x_0) = \chi(-\mathbf{n}, x_0)$, отвечающим андреевскому отражению от границ нормального слоя $x_0 = 0,\ L$:

$$\chi(t, p_z, x) = \nabla T \int_{-\infty}^{t} dt' \mathbf{v}(t') \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right)(-1)^{\left[\phi(t,t') - \frac{x}{L}\right]},$$

$$\phi(t, t') = \frac{p_y(t') - p_y(t)}{eH_c L} \qquad (2)$$

t — время движения электрона по сечению поверхности Ферми $p_z = \text{const}$ в магнитном поле $\mathbf{H} = (0,\ 0,\ H_c)$; τ — время релаксации, $[a]$ — целая часть a. Согласно (2), движение электрона в импульсном пространстве сопровождается изменением знака скорости (превращением электронного возбуждения в дырочное [1, 3]) при пересечении прямых

$$p_y = p_y(t) + eH_c x + neH_c L \qquad (n = 0,\ \pm 1,\ \pm 2, \ldots), \tag{3}$$

образующих периодическую структуру в импульсном пространстве с периодом $eH_c L$. Подставляя (2) в (1), нетрудно убедиться в том, что немонотонная зависимость теплопроводности от параметров ламинарной структуры ПС, обусловленная резонансным характером взаимодействия электронов с периодической структурой (3), вполне аналогична магнитоакустическим резонансным явлениям [4, 5] в нормальном металле, возникающим в условиях пространственной периодичности, созданной звуковой волной. Благодаря малой толщине нормальных слоев $L \ll r_H$ фаза $\phi(t,\ t')$ в (2) велика ($\sim r_H/L$) и основной вклад в перенос тепла вдоль слоев вносит окрестность точек ее стационарности $\dot{p}_y(t_\mu) = -eH_c v_x(t_\mu) \equiv -eH_c v_{x\mu} = 0$, т. е. участки траектории на "пояске" $v_x = 0$ поверхности Ферми, где электрон движется практически параллельно границам раздела фаз:

$$\kappa_{\alpha\beta} = \frac{4}{3\pi^3}\,\eta TL \int dp_z \sum_{0 < t_\mu \leqslant T_H} \; \sum_{-\infty < t_\nu \leqslant t_\mu} \frac{v_{\alpha\mu} v_{\beta\nu}}{|v'_{x\mu} v'_{x\nu} v_{y\mu} v_{y\nu}|^{1/2}} \times$$

$$\times \exp\left(\frac{t_\nu - t_\mu}{\tau}\right) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)^{-3} \cos\left(\pi(2n+1)\frac{D_{\mu\nu}}{eH_c L} - \frac{\pi}{4}(s_\mu - s_\nu)\right),$$

$$s_\mu = \operatorname{sign} v_{x\mu}.$$

Здесь T_H — циклотронный период, $v'_x \equiv \dfrac{\partial v_x}{\partial p_x}$, $D_{\mu\nu} = p_{y\mu} - p_{y\nu}$ — диаметр поверхности Ферми в направлении оси p_y.

Для исследования особенностей термомагнитных эффектов, связанных с конкретной структурой электронного спектра, рассмотрим сверхпроводящий металл с поверхностью Ферми типа "гофрированный цилиндр", ось которого ориентирована перпендикулярно магнитному полю таким образом, что слой открытых траекторий пересекается пояском $v_x = 0$.

В этом случае слагаемые с $\mu = \nu$ в области значений p_z, отвечающих замкнутым траекториям, формируют "плавную" зависимость $\kappa_{\alpha\beta}$ от параметров структуры ПС:

$$\kappa^{(0)}_{\alpha\beta} = \frac{7\zeta(3)}{6\pi^3}\,\eta\tau\, TL \int \frac{dp_z}{T_H(p_z)} \sum_{0 < t_\mu \leqslant T_H} \frac{v_{\alpha\mu} v_{\beta\mu}}{|v'_{x\mu} v_{y\mu}|} \sim \eta \frac{L}{r_H}\kappa_n, \tag{4}$$

где κ_n — теплопроводность бесконечного нормального металла при $H = 0$. Слагаемые с $\mu \neq \nu$ описывают осцилляционный эффект с периодом

$$\Delta(L^{-1}) = \frac{2eH_c}{D_{\mu\nu}} \tag{5}$$

т. е. своеобразный геометрический резонанс между диаметром поверхности Ферми $D_{\mu\nu}$ и толщиной нормального слоя $eH_c L$ в импульсном пространстве, вклад в который вносят в общем случае сечения с экстремальными значениями $D_{\mu\nu}$, а также самопересекающиеся и прочие особые сечения поверхности Ферми. Форма осцилляций весьма близка к гармонической, а зависимость амплитуды эффекта от L описывается степенной функцией $(L/r_H)^a$ (или $(L/r_H)^a \ln^{-1} {r_H}/{L}$ — для самопересекающихся сечений) с показателем a, зависящим от характера соответствующих особенностей поверхности Ферми.

При изучении эффектов, обусловленных наличием открытых траекторий, существенным является то обстоятельство, что приращение компоненты импульса $p_y(t)$ за период T_H движения электрона по открытой траектории равно периоду обратной решетки B_y в направлении оси p_y и, следовательно, одинаково для всех электронов на открытых траекториях. Благодаря этому вклад последних в теплопроводность

$$\kappa_{\alpha\beta} = \frac{4}{3\pi^3}\eta TL \int dp_z \sum_{0 < t_\mu \leq T_H} \frac{v_{\alpha\mu} v_{\beta\mu}}{|v'_{x\mu} v_{y\mu}|} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)^{-3} \times$$

$$\times \operatorname{Re}\left\{1 - \exp\left(\frac{\pi i B_y}{eH_c L}(2n+1) - \frac{T_H}{\tau}\right)\right\}^{-1} \tag{6}$$

содержит известный в теории магнитоакустического резонанса [5] характерный "резонансный знаменатель", описывающий гигантские осцилляции теплопроводности ПС на фоне плавного вклада замкнутых траекторий (4), модулированного слабыми квазигармоническими осцилляциями (5). Согласно (6), резонансные максимумы теплопроводности с амплитудой, сравнимой с $\kappa^{(0)}_{\alpha\beta}$, локализованы вблизи значений L, отвечающих условию соизмеримости периода обратной решетки и толщины нормального слоя в импульсном пространстве:

$$L_{n,m} = \frac{2n+1}{2m}\frac{B_y}{eH_c} \quad \begin{pmatrix} n = 0, 1, 2, \ldots \\ m = \pm 1, \pm 2) \ldots \end{pmatrix}. \tag{7}$$

Данному номеру n отвечает серия максимумов с различными m и одинаковой относительной амплитудой, убывающей с ростом n как $(2n+1)^{-3}$. Период гигантских осцилляций, т. е. расстояние между соседними максимумами n-й серии $L_{n,m} - L_{n,m+1} \sim {L_{n,m}}/{m}$, значительно превосходит их ширину $(\Delta L)_{n,m} \sim {r_H L_{n,m}}/{ml}$. Оценки показывают возможность экспериментального наблюдения максимумов, принадлежащих первым двум сериям ($n = 0,1$), с номерами $m \sim {}^{r}H/_{L}$.

Полезно отметить другой аспект физической природы осцилляционных эффектов в ПС, связанный с особенностями движения электронных возбуждений в координатном пространстве вдоль нормальных слоев по сложной траектории, состоящей из отрезков сечения $p_z = \mathrm{const}$ поверхности Ферми [2, 3]. Анализ показывает, что замкнутая траектория в импульсном пространстве отвечает медленному направленному дрейфу вдоль слоев, скорость которого, а, следовательно, и интенсивность потока тепла, немонотонным образом зависят от L. В то же время инфинитное движение по открытой траектории в импульсном пространстве в условиях андреевского отражения обладает двумя, вообще говоря, несоизмеримыми периодами B_y и $eH_c L$. В этом случае дрейф электронного возбуждения в координатном пространстве носит характер случайного блуждания со средней скоростью, отличной от нуля лишь при определенном рациональном соотношении между B_y и $eH_c L$ (7), отвечающем максимальному потоку тепла в нормальном слое.

В заключение укажем, что исследование теплопроводности ПС может служить методом восстановления формы и топологии поверхности Ферми металла по известной зависимости L от внешнего магнитного поля H_o. Измерение периода квазигармонических осцилляций (5) при различных ориентациях H_o относительно кристаллографических осей образца дает информацию о диаметрах поверхности Ферми, а исследование зависимости амплитуды осцилляций от L – о характере соответствующих особенностей электронного спектра. Появление гигантских осцилляций свидетельствует о наличии открытых траекторий и позволяет судить о топологических свойствах поверхности Ферми.

Автор благодарит В.П.Галайко за полезные обсуждения результатов **работы.**

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 ноября 1977 г.

Литература

[1] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, **46**, 1823, 1964.

[2] В.П.Галайко, Е.В.Безуглый. ЖЭТФ, **63**, 713, 1972.

[3] В.П.Галайко, Е.В.Безуглый, Э.Пуппе. ФММ, **37**, 479, 1974.

[4] В.Л.Гуревич. ЖЭТФ, **37**, 71, 1959.

[5] Э.А.Канер, В.Г.Песчанский, И.А.Привороцкий. ЖЭТФ, **40**, 214, 1961.