

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С НЕОДНОРОДНЫМ СПАРИВАНИЕМ

А.М.Исмагилов, Ю.В.Копаев, Б.Н.Нарожный

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 февраля 1993 г.

Показано, что сверхпроводники с неоднородным спариванием характеризуются большим, по сравнению с однородным случаем, значением критического индекса флуктуационной проводимости.

Как известно ^{1,2}, в сверхпроводящем ферромагнетике самосогласованно возникает неоднородное сверхпроводящее состояние (НСС). В последнее время интерес к НСС вызывается возможностью реализации в ВТСП пространственно-неоднородной компоненты сверхпроводящего параметра порядка, наведенной пространственно-неоднородными диэлектрическими корреляциями (например, антиферромагнитными в меднооксидных перовскитах ³) ^{4,5}.

Недавно показано ⁶, что НСС Ларкина – Овчинникова – Фулде – Феррела (ЛО-ФФ) в области существования флуктуационного среднего порядка характеризуется существенным усилением флуктуационных эффектов по сравнению с однородным случаем ^{7,8}. В частности, увеличивается размер критической области, возрастают корреляционная длина ξ и величина псевдощели в плотности состояний, что обусловлено увеличением фазового объема коррелирующих состояний в $(\xi q_0)^2$ раз (q_0 – модуль векторов неоднородного спаривания) по сравнению с однородным случаем.

В настоящей работе вычисляется флуктуационная проводимость выше точки перехода для случая НСС, экспериментальное измерение которой, как и других кинетических коэффициентов, может послужить надежным методом обнаружения неоднородной сверхпроводимости.

Статическая проводимость σ определяется при малых частотах ω из соотношения

$$j_\omega = i\omega\sigma A_\omega.$$

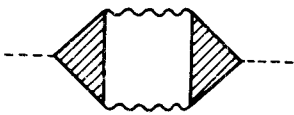


Рис.1

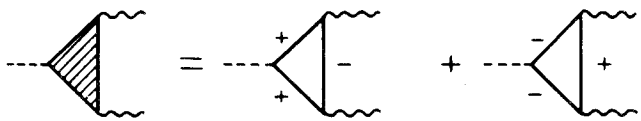


Рис.2

Вследствие эффектов сильного разрушения пар (в частности, из-за встроенного магнитного поля) основной вклад дает диаграмма Асламазова-Ларкина ⁸ (рис.1). Этой диаграмме соответствует выражение

$$j_\omega = \frac{e^2}{m^2} T \sum_{\omega_n} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} [C(q, \omega, \omega_n) A_\omega] C(q, \omega, \omega_n) \Gamma(\omega_n, q) \Gamma(\omega_n - \omega, q), \quad (1)$$

где вершина $C(q, \omega, \omega_n)$ (рис.2) имеет вид

$$C(q, \omega, \omega_n) = T \sum_{\epsilon_n} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p [G^+(p, \epsilon_n) G^-(q-p, \omega_n - \omega - \epsilon_n) G^+(p, \epsilon_n + \omega) + G^-(p, \epsilon_n) G^+(q-p, \omega_n - \omega - \epsilon_n) G^-(p, \epsilon_n + \omega)]. \quad (2)$$

Мы проведем расчет для сверхпроводника со встроенным магнитным полем h ^{1,2}. В этом случае функции Грина спаривающихся электронов даются выражениями

$$G^\pm(p, \epsilon_n) = \frac{1}{i\epsilon_n - \xi(p) \pm \hbar}. \quad (3)$$

Флуктуационный пропагатор $\Gamma(\omega_n, q)$ для исследуемой системы вычислен в работе⁶ и равен

$$\Gamma(\omega_n, q) = -\frac{1}{N(0)} \frac{1}{\eta + D(q - q_0)^2 + \beta|\omega_n|}, \quad (4)$$

где $N(0)$ – плотность состояний на уровне Ферми, $\eta = \frac{\hbar - h_c}{h_c}$, h_c – величина критического поля, $D = v_F^2 [2(v_F^2 q_0^2 - 4h_c^2)]^{-1}$, v_F – скорость Ферми, $\beta = \frac{\pi}{2v_F q_0}$. Для неоднородного сверхпроводящего состояния ЛО – ФФ величина q_0 связана самосогласованным образом со встроенным полем h соотношением

$$q_0 = \frac{\alpha h}{v_F} \left(1 + \frac{8\pi^2}{3(\alpha^2 - 4)} \frac{T^2}{h^2} \right),$$

где T – температура, $\alpha = 2, 4$. Поскольку вся особенность близости к точке перехода в выражении (1) содержится в пропагаторах $\Gamma(\omega_n, q)$, можно считать $C(q, \omega, \omega_n)$ не зависящей от частот и равной

$$C(q, \omega, \omega_n) = q \frac{p_F^3}{4\pi(v_F q_0)^2} (C(h) + C(-h)),$$

где обозначено

$$C(h) = \text{Re} \left[\psi \left(\frac{1}{2} + \frac{ih}{2\pi T} + \frac{iq_0 v_F}{4\pi T} \right) + \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{ih}{2\pi T} - \frac{iq_0 v_F}{4\pi T} \right) \right] - 4\text{Re} \left[\frac{\pi T}{iq_0 v_F} \ln \frac{\Gamma \left(\frac{1}{2} + \frac{ih}{2\pi T} + \frac{iq_0 v_F}{4\pi T} \right)}{\Gamma \left(\frac{1}{2} + \frac{ih}{2\pi T} - \frac{iq_0 v_F}{4\pi T} \right)} \right], \quad (5)$$

где p_F – фермиевский импульс.

После аналитического продолжения выражения (1) на вещественные ω получаем в линейном по ω приближении флуктуационную поправку σ' к проводимости:

$$\sigma' = \frac{e^2}{m^2} \frac{q_0^2}{3} \left[\frac{p_F^3}{4\pi(v_F q_0)^2} (C(h_c) + C(-h_c)) \right]^2 \frac{N^{-2}(0)}{2\pi\beta^2} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \int dy \text{cth} \frac{y}{2T} \frac{y(z^2 - y^2)}{(z^2 + y^2)^2}, \quad (6)$$

где $z = \beta^{-1}(\eta + D(q - q_0))^2$.

Анализ выражения (6) позволяет выделить две области характерного поведения σ' :

$$1) \quad \eta \ll \beta T; \quad \sigma' = T \frac{\eta^{-5/2}}{D^{1/2}} f\left(\frac{h_c}{T}, \frac{v_F q_0}{T}\right); \quad (7a)$$

$$2) \quad \eta \gg \beta T; \quad \sigma' = \frac{20}{9} \beta \eta^{-7/2} \frac{T^2}{D^{1/2}} f\left(\frac{h_c}{T}, \frac{v_F q_0}{T}\right), \quad (7b)$$

где

$$f\left(\frac{h_c}{T}, \frac{v_F q_0}{T}\right) = \frac{\beta}{\pi 2^7} \frac{(C(h_c) + C(-h_c))^2 e^2 n}{m(p_F v_F)^2 m},$$

n – плотность электронов.

Поправка применима при тех температурах и величинах поля h_c , при которых она не превышает проводимости нормального металла.

В случае, когда неоднородное сверхпроводящее состояние возникает вследствие пространственно-неоднородных диэлектрических корреляций (в ВТСП), оно существует на фоне обычной, однородной сверхпроводимости. При этом речь уже не идет о малых температурах, поэтому неоднородной компоненте соответствует поправка (7a). Она отличается более резкой расходимостью (критический индекс 5/2) от поправки Асламазова–Ларкина для однородной компоненты (критический индекс 1/2). Полная поправка будет, однако, зависеть и от соотношения весов однородной и неоднородной компонент, что выразится в появлении изломов на экспериментальных кривых.

-
1. P.Fulde and R.A.Ferrell, Phys. Rev. A **135**, 550 (1964).
 2. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
 3. R.J.Birgeneav and G.Shirane, Phys. Properties of High Temperature Superconductors. Ed. D.M.Ginsberg-Singapore: World Scientific, 1989.
 4. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (под. ред. В.Л.Гинзбурга, Д.А.Киржница) М.: Наука, 1977.
 5. Е.А.Жуковский, Ю.В.Копаев, Препринт ИАЭ-5039/9, 1990.
 6. А.М.Исмагилов, Ю.В.Копаев, Письма в ЖЭТФ **56**, 300 (1992).
 7. В.Л.Гинзбург, ФТТ **2**, 2031 (1960).
 8. Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, ФТТ **10**, 1104 (1968).