Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.6, стр.345 - 348 25 марта 1992 г.

АНИЗОТРОПИЯ ФЛУКТУАЦИОННОГО ВКЛАДА В ГЛУБИНУ ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭКЗОТИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Ю.С.Бараш, А.С.Мельников, А.И.Юхимец

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

117924, Москва

Поступила в редакцию 17 февраля 1992 г.

Найдены флуктуационные поправки к глубине проникновения магнитного поля λ в экзотических сверхпроводниках. Учет этих поправок приводит к температурной зависимости относительной анизотропии λ вблизи T_c. Экспериментальное обнаружение такой зависимости свидетельствовало бы об экзотическом характере сверхпроводимости.

Экзотические сверхпроводники, описываемые в рамках теории Гинзбурга–Ландау многокомпонентным параметром порядка (см. [1-3]), во многих случаях должны проявлять специфические анизотропные магнитные свойства. Поскольку такие анизотропные свойства качественно отличаются от имеющих место в случае сверхпроводников, описываемых обычной теорией Гинзбурга–Ландау с анизотропным тензором масс, их изучение может сыграть важную роль при идентификации типа сверхпроводящего спаривания. В настоящее время данному кругу вопросов в литературе уделяется большое внимание в связи с обсуждением свойств некоторых сверхпроводников с тяжелыми фермионами, фаз Шевреля, а также ВТСП. Рассматривалась, например, специфическая анизотропия верхнего критического поля [4-7], флуктуационного диамагнетизма [7,8] и нижнего критического поля [9,10].

Представляет также интерес вопрос о том, может ли измерение анизотропии глубины проникновения магнитного поля λ позволить отличить сверхпроводник с нетривиальным спариванием от обычного сверхпроводника с анизотропным тензором масс. В предлагаемой работе показано, что такая специфическая анизотропия λ в экзотическом сверхпроводнике может иметь место за счет флуктуационных поправок даже в тех случаях, когда без учета флуктуаций анизотропия λ не имеет специфических особенностей.

Флуктуационный вклад в глубину проникновения магнитного поля в анизотропный сверхпроводник, характеризуемый однокомпонентным комплексным параметром порядка, был недавно найден в [11]. Согласно [11], из обычной теории Гинзбурга–Ландау с анизотропным тензором масс при учете слабых флуктуаций следует

$$\lambda_l^{-2} = \lambda_{o,l}^{-2}\left(1 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{\mathrm{Gi}}{\mathrm{t}}}\right). \tag{1}$$

Здесь $t=(T_c-T)/T_c$, $\mathrm{Gi}= 2T_c m_1 m_2 m_3 b^2/(\pi^2\alpha)$ - число Гинзбурга, $\lambda_{0,l}$ - лондоновские глубины проникновения магнитного поля без учета флуктуаций (точнее, учет флуктуаций приводит лишь к небольшой перенормировке констант в выражении для $\lambda_{o,l}^{-2}$).

Флуктуационный вклад, имеющий характерную температурную зависимость, представлен вторым слагаемым в (1). Для дальнейшего существенно, что, согласно (1), учет флуктуаций не приводит к изменению относительной анизотропии глубин проникновения. Ниже будет показано, что в экзотических сверхпроводниках, в отличие от обычных, анизотропия флуктуационного вклада в λ_i может качественно отличаться от анизотропии $\lambda_{0,i}$.

Рассмотрим гексагональный сверхпроводник с сильной спин-орбитальной связью и нетривиальным спариванием. Параметр порядка для такого сверхпроводника имеет две комплексные компоненты (η_1, η_2), а функционал Гинзбурга–Ландау записывается в виде

$$H[\eta] = \int dV[-a\eta_i\eta_i^* + \beta_1(\eta_i\eta_i^*)^2 + \beta_2|\eta_i\eta_i|^2 + K_1 p_i^*\eta_j^* p_i\eta_j +$$

$$+K_2 p_i^*\eta_i^* p_j\eta_j + K_3 p_i^*\eta_j^* p_j\eta_i + K_4 p_z^*\eta_i^* p_z\eta_i], \qquad (2)$$

где $p_1 = p_x$; $p_2 = p_y$; $\vec{p} = -i\nabla - \frac{2e}{c}\vec{A}$; $a = \alpha t$; $\alpha > 0$

$$\beta_1 > 0; \quad \beta_1 + \beta_2 > 0; \quad K_1 + K_2 + K_3 > |K_2|; \quad K_1 > |K_3|; \quad K_4 > 0. \qquad (3)$$

Если $\beta_2 > 0$, то минимуму свободной энергии (2) в отсутствие магнитного поля отвечает однородная сверхпроводящая фаза $(\eta_1, \eta_2) \propto (1, \pm i)$. В случае же $\beta_2 < 0$ реализуется состояние $(\eta_1, \eta_2) \propto (1, 0)$.

Вытекающее из (2) выражение для плотности электрического тока, в общем случае сравнительно громоздкое, в достаточном для дальнейшего лондоновском приближении (везде ниже предполагаем $\kappa \gg 1$, где κ - параметр Гинзбурга–Ландау) имеет простой вид

$$j_l = \frac{e}{2m} n_{li}^s \left(\nabla_i\Phi - \frac{2e}{c}A_i\right). \qquad (4)$$

Здесь n_{li}^s - тензор плотности сверхпроводящих электронов (см. также [12]). Собственные значения n_l^s этого тензора простым образом связаны с соответствующими глубинами проникновения магнитного поля

$$n_l^s = \frac{mc^2}{4\pi e^2}\lambda_{o,l}^{-2}, \quad l = x, y, z. \qquad (5)$$

Грани кристалла и ориентации магнитного поля, к которым относятся величины $\lambda_{o,l}$, легко находятся из (4), (5) в системе координат, в которой тензор $n_{l,i}^s$ диагонален.

В случае $\beta_2 > 0$ из (2), (4), (5) следует

$$\lambda_{o,l}^{-2} = \frac{16\pi e^2 a}{\beta_1 c^2}\gamma_l, \quad \vec{\gamma} = (K_1(1+C), K_1(1+C), K_4), \qquad (6)$$

где $C = (K_2 + K_3)/(2K_1)$. Анизотропия глубин проникновения, описываемая выражением (6), имеет тот же характер, что и в обычном одноосном сверхпроводнике: в последнем два из трех собственных значения тензора масс (и, следовательно, глубин проникновения) совпадают.

Если $\beta_2 < 0$, то аналогично (6) находим

$$\lambda_{0,l}^{-2} = \frac{16\pi e^2 a}{(\beta_1 + \beta_2)c^2}\zeta_l, \quad \vec{\zeta} = (K_{123}, K_1, K_4), \qquad (7)$$

где $K_{123} = K_1 + K_2 + K_3$. Анизотропия глубины проникновения, описываемая выражением (7), отражает нарушенную гексагональную симметрию сверхпроводящего состояния (1,0). Здесь все три глубины проникновения различны, и в этом состоит специфика анизотропии глубины проникновения магнитного поля в гексагональный экзотический сверхпроводник, невозмущенное состояние которого есть (1,0).

Рассмотрим теперь флуктуационный вклад в глубину проникновения. При учете флуктуаций параметра порядка для свободной энергии имеем

$$F = -T \ln \int e^{-H[\eta]/T} D\eta. \tag{8}$$

Фигурирующий здесь эффективный гамильтониан $H[\eta]$ определен в (2).

Дальнейшие вычисления проводятся в гауссовом приближении и во многом аналогичны сделанным в [11] для случая обычных сверхпроводников с анизотропным тензором масс. Поскольку и основной вклад при интегрировании в (8) вносят характерные длины волн $\sim \xi$ (ξ - длина когерентности), при взятии функционального интеграла (8) можно приближенно полагать $\vec{A}$ =const. Тогда в системе координат, в которой тензор n^s_{li} диагонален, для вычисления глубин проникновения λ_i оказывается применимым простое соотношение

$$\lambda_l^{-2} = \frac{4\pi}{V} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial A_l^2}. \tag{9}$$

Рассмотрим сначала случай $\beta_2 < 0$.

В силу приближенной симметрии частица–дырка вблизи поверхности Ферми величина $(K_2 - K_3)/K_1$, как известно, оказывается весьма малой. Далее положим $K_2 = K_3$. Тогда из (3) вытекает, что величина $C = (K_2 + K_3)/(2K_1) = K_2/K_1$ ограничена неравенствами $-\frac{1}{3} < C < 1$. Проведем вычисление свободной энергии (8) в гауссовом приближении по флуктуациям, используя разложение по степеням параметра C. С учетом членов первого порядка по C получаем следующее выражение для $\lambda_l^{-2}(T)$:

$$\lambda_l^{-2}(T) = \lambda_{0,l}^{-2} \left[1 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{\mathrm{Gi}}{\mathrm{t}}} f_l(C, B)\right], \tag{10}$$

где

$$f_{x,y} = 1 - C\left(1 \pm \frac{\sqrt{B}}{1+\sqrt{B}}\right); \quad f_z = 1 - C$$

$$\mathrm{Gi} = \frac{T_c(\beta_1+\beta_2)^2}{8\pi^2 K_1^2 K_4 \alpha}(1+\sqrt{B})^2; \quad B = \frac{|\beta_2|}{\beta_1 - |\beta_2|}. \tag{11}$$

Величина $\lambda_{o,l}^{-2}(T)$ имеет вид (7).

Из сравнения (1) и (10) видно, что в отличие от обычных анизотропных сверхпроводников, в экзотических сверхпроводниках флуктуации параметра порядка приводят к появлению температурной зависимости у относительной анизотропии глубин проникновения, то есть у величин вида $\lambda_{x,y}(T)/\lambda_z(T)$.

В случае $\beta_2 > 0$ при вычислении флуктуационного вклада в глубину проникновения магнитного поля естественным путем получается разложение по степеням параметра $\epsilon = C/(1+C)$. При условии $K_2 = K_3$ из (3) следует $|\epsilon| < \frac{1}{2}$. Учитывая члены второго порядка малости по ϵ, получаем

$$\lambda_l^{-2} = \lambda_{0,l}^{-2} \left[1 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{\mathrm{Gi}}{\mathrm{t}}} g_l(\epsilon, b)\right], \tag{12}$$

где

$$g_x = g_y = 1 - \epsilon - 24\epsilon^2 P_1(b); \quad g_z = 1 - \epsilon - 24\epsilon^2 P_2(b)$$

$$\mathrm{Gi} = T_c\beta_1^2/(8\pi^2 K_1^2 K_4 \alpha); \quad b = \beta_2/\beta_1, \tag{13}$$

$$P_1(b) = -\frac{168b^2 + 504b^{3/2} + 672b + 497\sqrt{b} + 167}{210(1+\sqrt{b})^3}, \quad (14)$$

$$P_2(b) = \frac{56b^2 + 168b^{3/2} + 224b + 161\sqrt{b} + 47}{210(1+\sqrt{b})^3}. \quad (15)$$

Температурная зависимость относительной анизотропии глубин проникновения магнитного поля $\lambda_{x,y}/\lambda_z$ возникает здесь лишь при учете членов второго порядка по малому параметру ϵ. Заметим, что согласно (12), (13), флуктуации не приводят к нарушению исходного равенства $\lambda_x = \lambda_y$, имеющего место в случае $\beta_2 > 0$ (см. (6)).

Наличие температурной зависимости у относительной анизотропии глубин проникновения магнитного поля вблизи T_c, согласно полученным выше результатам, свидетельствовало бы об экзотической сверхпроводимости. Флуктуационный вклад в глубину проникновения, насколько нам известно, пока не был изучен экспериментально. Заметим, что небольшую температурную зависимость относительной анизотропии легче обнаружить в эксперименте, чем специфические температурные поправки к абсолютным величинам глубин проникновения. Это позволяет надеяться на использование подобных экспериментов для идентификации экзотических сверхпроводников.

---

1. Г.Е.Воловик, Л.П.Горьков, ЖЭТФ **88**, 1412 (1985).
2. M.Sigrist and K.Ueda, Rev. Mod. Phys. **63**, 239 (1991).
3. J.F.Annett, Adv. in Phys. **39**, 83 (1990).
4. Л.П.Горьков, Письма в ЖЭТФ **40**, 351 (1984).
5. Л.И.Бурлачков, ЖЭТФ **89**, 1382 (1985).
6. K.Machida, T.Ohmi and M.Ozaki, J. Phys. Soc Jpn. **54**, 1552 (1985).
7. Ю.С.Бараш, А.В.Галактионов, ЖЭТФ **100**, 1699 (1991).
8. Ю.С.Бараш, А.В.Галактионов, ЖЭТФ **98**, 1476 (1990).
9. T.A.Tokuyasu, D.W.Hess and J.A.Sauls, Phys. Rev. B. **41**, 8891 (1990).
10. Ю.С.Бараш, А.С.Мельников, ЖЭТФ **100**, 307 (1991).
11. A.Buzdin and B.Vuyichit, Mod. Phys. Lett. B **4**, 485 (1990).
12. А.В.Балацкий, Л.И.Бурлачков, Л.П.Горьков, ЖЭТФ **90**, 1478 (1986).