Письма в ЖЭТФ, том 31, вып.12, стр. 750 – 752 *20 июня 1980 г.*

ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский

Рассмотрено влияние магнитного поля на сверхпроводящее упорядочение в квазиодномерных сверхпроводниках. Предполагается, что трехмерный сверхпроводящий параметр порядка устанавливается благодаря переходам электронов между цепочками. В этом случае орбитальный эффект приводит к тому, что перпендикулярное к цепочкам критическое поле $H_{c2\perp} \to \infty$ при $T \to 0$, и T_c оказывается периодической функцией поля, параллельного цепочкам.

В связи с экспериментальными исследованиями сверхпроводящих свойств полимерного соединения $(SN)_x$ [1, 2] и органических кристаллов $(TMTSF)_2PF_6$ [3] представляет интерес рассмотреть теорию верхнего критического магнитного поля в квазиодномерных сверхпроводниках. Указанные соединения содержат проводящие цепочки $(SN)_x$ и стопки молекул TMTSF соответственно. Сверхпроводящие свойства квазиодномерных систем существенно зависят от соотношения между резонансными интегралами J, описывающими движение электронов между проводящими цепочками, и энергетической щелью Δ, характеризующей основное состояние внутри цепочки [4, 5]. В этой статье мы рассмотрим случай, когда $J \ll \Delta$, и фазовый переход в системе цепочек соответствует появлению дальнего трехмерного порядка для синглетного сверхпроводящего спаривания. Такая ситуация реализуется, если куперовская неустойчивость внутри цепочки оказывается более сильной, чем пайерлсовская, и взаимодействие электронов на разных цепочках мало по сравнению с эффектом движения электронов между цепочками [8]. Тогда переходы электронов между цепочками делают возможным фазовый переход в сверхпроводящее состояние с критической температурой T_c, причем $T_c \to 0$ при $J \to 0$. Мы исследуем зависимость T_c от магнитного поля H при $J \ll \Delta$. В рамках теории Гинзбурга – Ландау (ГЛ) такое исследование было проведено Менневилем [6] и Туркевичем и Клеммом [7]. Ниже мы увидим, что учет одномерных флуктуаций приводит к существенному изменению результатов теории ГЛ.

Для расчета зависимости T_c от H или H_{c2} от T мы используем приближение самосогласованного поля по взаимодействию между цепочками (СПВ) [9]. При $H = 0$ температура T_c определяется уравнением

$$W(\mathbf{q}_\perp) - \chi^{-1}(q_z, T) = 0, \qquad (1)$$

где $W(q_\perp)$ – фурье-образ параметра $W_{\mathbf{n},\mathbf{n}'}$ для взаимодействия $W_{\mathbf{n},\mathbf{n}'}\,\psi^*_{\mathbf{n}}(z)\,\psi_{\mathbf{n}'}(z)$ сверхпроводящих параметров порядка $\psi_{\mathbf{n}}(z)$ и $\psi_{\mathbf{n}'}(z)$ цепочек $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$, а $\chi(q_z T)$ – функция сверхпроводящего отклика одной цепочки для возмущений с волновым вектором q_z, направлен ным вдоль цепочки. В пределе $J << \Delta$ величина $W_{\mathbf{n},\mathbf{n}'}$ определяется джозефсоновским взаимодействием ближайших цепочек. Для прямоугольной решетки цепочек $\mathbf{n} = (n_1, n_2)$, где $n_{1,2}$ — целые числа, имеем $W(\mathbf{q}_\perp) = W(\cos q_x + \cos q_y)$ и $W = J^2/\epsilon_F$. В рамках теории ренормгруппы [8] имеем для $X(q_z, T)$ выражение

$$X(q_z, T) = \frac{\epsilon_F}{T_1^2} \left(\frac{T_1^2}{T^2 + v^2 q_z^2} \right)^{\gamma/2}, \tag{2}$$

где $\gamma > 0$ — численный параметр порядка единицы, v имеет порядок v_F, а T_1 с точностью до численного множителя совпадает с Δ. Из (1) и (2) следует, что максимальное значение T_c достигает при $\mathbf{q} = 0$, и $T_c = J^{2/\gamma} T_1^{1-2/\gamma}$. Для учета магнитного поля заменим $\mathbf{q}$ на $\partial/\partial\mathbf{r} - 2e\mathbf{A}/\hbar c$, где $\mathbf{A}$ — векторный потенциал. Переходя к уравнению для сверхпроводящего параметра порядка $\psi_\mathbf{n}(z)$, получим задачу на собственные значения дифференциально-разностного уравнения. Рассмотрим случай $\gamma = 2$, который позволяет свести проблему к решению уравнения Матье. Отметим, что качественное поведение $H_{c2}(T)$ не зависит от значения $\gamma > 0$.

Пусть магнитное поле направлено перпендикулярно цепочкам под углом ϕ к оси x. Тогда из (1) и (2) получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{2v^2}{T_c^2} \frac{d^2\psi_\mathbf{n}}{dz^2} + \left(\cos\frac{2eHaz\cos\phi}{c\hbar} + \cos\frac{2eHaz\sin\phi}{c\hbar} - \frac{2T^2}{T_c^2} \right)\psi_\mathbf{n} = 0, \tag{3}$$

где a — расстояние между цепочками. При $\phi = \pi/4$ получаем из (3) уравнение Матье, и

$$H_{c2} = \frac{2\Phi_0}{\pi a \xi} \frac{T_c - T}{T_c}, \quad T_c - T << T_c,$$
$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi a\xi} \frac{T_c}{T}, \quad T << T_c, \tag{4}$$

где Φ_0 — квант потока и $\xi = v/T_c$. Из (4) видно, что $H_{c2} \to \infty$ при $T \to 0$, так как взаимодействие между цепочками "выключается" под влиянием поля, и с уменьшением эффективного взаимодействия понижается температура трехмерного упорядочения T_c. Отметим, что при больших H необходимо учитывать парамагнитный эффект, который и дает конечные значения H_{c2} при $T = 0$ (для синглетного спаривания). В рамках теории ГЛ [6, 7] магнитное поле также уменьшает величиту T_c, но это уменьшение очень мало, и $T_c(H) \to T_c(0) - 2W$ при $H \to \infty$ (напомним, что $W \ll T_c(0)$).

В поле, параллельном цепочкам, получаем разностное уравнение

$$\psi_{n_1,n_2} \cos \frac{2eHa^2 n_2}{c\hbar} + \frac{1}{2}\psi_{n_1,n_2+1} + \frac{1}{2}\psi_{n_1,n_2-1} - \frac{T^2}{T_c^2}\psi_{n_1,n_2} = 0. \tag{5}$$

Задача на собственные значения разностного уравнения рассмотрена в [7], и мы воспользуемся результатами этой работы. Прежде всего, $T_c(H)$ оказывается периодической функцией H с периодом Φ_0/a^2 и $T_c(H)$ осциллирует между $T_c(0)$ и $0{,}8\ T_c(0)$. Вблизи $T_c(0)$ имеем $H_{c2} = 2\sqrt{2}\,\Phi_0 (T_c - T)/\pi a^2 T_c$. По-видимому, осцилляции $T_c(H)$ реально не наблюдаемы, так как в полях порядка Φ_0/a^2 парамагнитный эффект существенно меняет поведение $T_c(H)$. Теория ГЛ также дает осцилляции $T_c(H)$, но T_c осциллирует в узком интервале температур между $T_c(0)$ и $T_c(0) - 2W$.

Однако, согласно [1 – 3], как в полимере $(SN)_x$, так и в органическом сверхпроводнике $(TMTSF)_2PF_6$ поле $H_{c2\perp}$ стремится к конечной величине, которая существенно меньше парамагнитного предела. Таким образом, в этих сверхпроводниках, по-видимому, реализуется ситуация с $J \gtrsim \Delta$: при $J \gg \Delta$ поведение $H_{c2}(T)$ может быть описано в модели обычного трехмерного анизотропного сверхпроводника, и полимер $(SN)_x$ несомненно относится как раз к этому типу. Поведение $H_{c2}(T)$ при $J \approx \Delta$ требует дополнительного исследования.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 апреля 1980 г.

Литература

[1] R.L.Greene, , G.B.Street, L.J.Suter. Phys. Rev. Lett., 34, 577, 1975.

[2] L.J.Azevedo, W.G.Clark, G.Deutscher, R.L.Greene, G.B.Street, L.J.Suter. Sol. Stat. Comm., 19, 197, 1976.

[3] D.Jerome, A.Mazaud, M.Ribault, K.Bechgaard, J. Physique Lett., 41, 4, L-95, 1980.

[4] В.Н.Пригодин, Ю.А.Фирсов, Письма в ЖЭТФ, 25, 90, 1977; ЖЭТФ, 76, 1602, 1979.

[5] A.I.Larkin, J.Sak. Phys. Rev., B18, 6053, 1978.

[6] P.Manneville. J. Physique, 36, 701, 1975.

[7] L.A.Turkevich, R.A.Klemm. Phys. Rev., B19, 2520, 1979.

[8] J.Solyom. Adv. in Phys., 28, 201, 1979.

[9] D.J.Scalapino, Y.Imry, P.Pincus. Phys. Rev., B11, 2042, 1975