

π-ФАЗА В МАГНИТНЫХ СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.В.Андреев, А.И.Буздин, Р.М.Озгуд

Показано, что в слоистых сверхпроводниках с чередующимися сверхпроводящими и магнитными слоями основному состоянию системы может отвечать π-фаза, в которой параметр порядка сверхпроводимости меняет знак при переходе на соседний слой.

Сейчас удается получить целый ряд слоистых соединений, в которых сверхпроводящие (*S*) слои чередуются с магнитными (*M*) (ферро- (*F*) или антиферромагнитными (*AF*)) слоями. Примером могут служить сверхрешетки типа S/F^{-1} , слоистые сверхпроводники, интеркалированные магнитными атомами², и, наконец, высокотемпературные сверхпроводники типа $(RE)Ba_2Cu_3O_7$, где слои с немагнитными $RE = Y$ чередуются со слоями с магнитными RE , в том числе и с несверхпроводящими слоями с $RE = Pr$ ³. Совершенство технологии позволяет создавать *S/M*-структуры с толщинами слоев вплоть до одной постоянной решетки.

Мы покажем, что обменное взаимодействие электронов проводимости с атомами магнитной прослойки может приводить к возникновению неоднородной сверхпроводящей π-фазы, где знак параметра порядка меняется при переходе на соседний сверхпроводящий слой.

Рассмотрим следующую модель: считаем, что элементарная ячейка состоит из двух слоев – сверхпроводящего и магнитного, движение квазичастиц вдоль слоев для простоты описывается одним и тем же спектром $\xi(\mathbf{p})$, а для описания движения поперек слоев используем приближение сильной связи с интегралом перескока t (причем будем рассматривать случай джозефсоновского взаимодействия слоев, то есть $t \ll T_c$). Мы полагаем, что спаривание между электронами происходит только на *S*-слое, а на *M*-слое имеется обменное поле h , которое считаем константой для случая ферромагнетика (орбитальным эффектом по сравнению с обменным в магнитных сверхпроводниках почти всегда можно пренебречь – см.⁴). Запишем гамильтониан такой системы:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{\mathbf{p}n\alpha\sigma} \xi(\mathbf{p})a_{n\alpha\sigma}^+(\mathbf{p})a_{n\alpha\sigma}(\mathbf{p}) + t(a_{n\alpha\sigma}^+(\mathbf{p})a_{n-\alpha\sigma}(\mathbf{p}) + a_{n+\alpha,-\sigma}^+(\mathbf{p})a_{n\alpha\sigma}(\mathbf{p}) + \\
 & + \text{h.c.}) + H_{int1} + H_{int2} \\
 H_{int1} = & \frac{\lambda}{2} \sum_{\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2n\sigma} a_{n1\sigma}^+(\mathbf{p}_1)a_{n1-\sigma}^+(-\mathbf{p}_1)a_{n1-\sigma}(-\mathbf{p}_2)a_{n1\sigma}(\mathbf{p}_2), \\
 H_{int2} = & \sum_{\mathbf{p}n\sigma} h\sigma_z a_{n,-1,\sigma}^+(\mathbf{p})a_{n,-1,\sigma}(\mathbf{p}),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $a_{n\alpha\sigma}^+(\mathbf{p})$ – оператор рождения электрона со спином σ в n -ой элементарной ячейке с импульсом \mathbf{p} вдоль слоев и $\alpha = 1$ для *S*-слоя и $\alpha = -1$ для *M*-слоя.

Считая, что в рассматриваемой системе фаза параметра порядка сверхпроводимости меняется от слоя к слою как $\Delta = \Delta_0 e^{ikn}$, можно перейти от дискретного представления по n к квазиимпульсному, вводя импульс q в направлении, перпендикулярном слоям, и найти аномальную гриновскую функцию $F^+(\mathbf{p}, q)$ для *S*-слоя:

$$F^+(\mathbf{p}, q) = \frac{\Delta_0^*(\xi_- + h)(\xi_+ - h)}{[\xi_-(\xi_- + h) - 4t^2 \cos^2 q/2][\xi_+(\xi_+ - h) - 4t^2 \cos^2 \frac{(q+k)}{2}]}, \tag{2}$$

где $\xi_{\pm} = \xi_{\mathbf{p}} \pm i\omega$, а $\omega = \pi T(2n + 1)$. В результате, проводя разложение по t/T_c и интегрирование

по импульсам, приходим к следующему уравнению для температуры сверхпроводящего перехода:

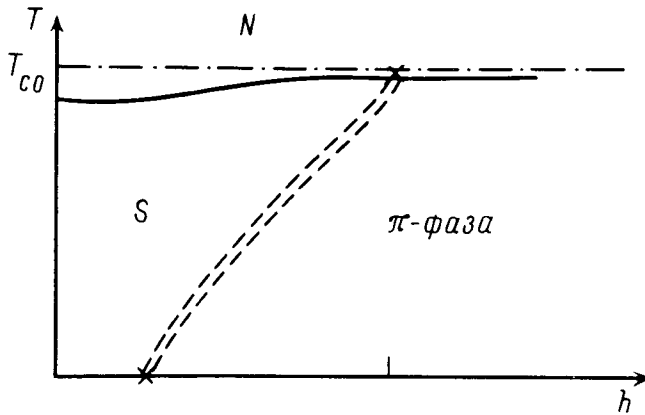
$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = -\pi T_c t^2 \sum_{\omega} \frac{1}{\omega(4\omega^2 + h^2)} + \pi T_c t^4 \cos k \sum_{\omega} \frac{12\omega^4 - 7\omega^2 h^2 - h^4}{\omega^3(\omega^2 + h^2)(4\omega^2 + h^2)^2}, \quad (3)$$

где T_{c0} – критическая температура в приближении среднего поля для $t = 0$ и удержаны лишь члены $\sim t^4$, зависящие от k .

Как следует из (3), критическая температура T_c зависит от k и, очевидно, будет реализовываться то значение k , которое отвечает наибольшей величине T_c . При $h = 0$, естественно, реализуется однородное состояние с $k = 0$. В то же время, при $h \gg T_c$ коэффициент при $\cos(k)$ в (3) отрицателен и выгодна фаза с $k = \pi$ (π -фаза). В этой фазе знак параметра порядка меняется при переходе на соседний сверхпроводящий слой.

Численный расчет дает для критического значения обменного поля (поля, при котором происходит переход из однородной фазы в неоднородную) $h_c = 3,77T_c$.

Расчет свободной энергии при $T = 0$ показывает, что в этом случае $h_c = 0,87T_{c0}$. Фазовая ди-



аграмма системы представлена схематически на рисунке. Отметим, что с ростом h ослабляется связь S - и M -слоев, что приводит к небольшому росту T_c (см. формулу (3)).

Переход от 0-фазы к π -фазе происходит плавно в узкой области шириной $h \sim t^4/T_{c0}^3$, ограниченной на рисунке пунктирными линиями. Для определения зависимости волнового вектора k от обменного поля h в этой области необходимо удерживать в (3) члены порядка t^8 . Отметим, что узкая переходная область с $0 < k < \pi$ по сути дела является аналогом неоднородной сверхпроводящей фазы Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла^{5,6}.

Если M -слой является антиферромагнитным и электронные спектры на S - и M -слоях совпадают, то π -фаза не возникает. В то же время, когда электронный спектр на AF -слое представляет собой очень узкую зону вблизи уровня Ферми (находящуюся на расстоянии E над, или под уровнем Ферми), то при $E \lesssim T_c$ возникновение π -фазы возможно и $h_c \sim \sqrt{\epsilon_F T_{c0}}$. Для случая F -слоев с узкой зоной $\xi(\mathbf{p}) = E$, при $T = T_c$ численный расчет дает следующие значения критического поля h_c : $h_c/T_c = 4,5$, если $E/\pi T_c = 1$ и $h_c/T_c = 31,6$, если $E/\pi T_c = 10$.

Как было показано в работе⁷, для слоистых систем сверхпроводник – нормальный металл (S/N) плотность сверхпроводящих электронов на N -слоях резко возрастает при температурах ниже t^2/T_c , что приводит, например, к убыванию лондоновской глубины проникновения. В отличие от этого для π -фазы плотность сверхпроводящих электронов на M -слое всегда остается тождественно равной нулю.

Характерные значения обменных полей для магнитных металлов составляют $h \sim (100-1000) \text{ к}$ (температура Кюри для РККИ-механизма $\Theta \sim h^2/\epsilon_F$ и $\Theta \sim (10-100) \text{ К}$), так что условия реализации π -фазы $h \gg T_c$ легко выполнимы. Если вся сверхрешетка содержит нечетное число сверхпроводящих слоев, то фаза параметра порядка на краях должна отличаться на π , и система, таким образом, будет представлять собой джозефсоновский π -контакт⁸. Согласно⁸ замкнутая цепь с включенным в нее π -контактом обладает в основном состоянии спонтанным током и магнитным потоком, и этот факт мог бы быть зарегистрирован экспериментально.

Литература

1. Wong H.K. et al. J. Low. Temp. Phys., 1986, 63, 307.
2. Булаевский Л.Н. УФН, 1975, 116, 449.
3. Triscone J.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 804.
4. Буздин А.И. и др. УФН, 1984, 144, 597.
5. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. ЖЭТФ, 1964, 47, 1136.
6. Fuld P., Ferrell R. Phys. Rev. A, 1964, 135, 550.
7. Булаевский Л.Н., Зыскин М.В. Препринт ФИАН, 1990.
8. Булаевский Л.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 314.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
30 мая 1990 г.