Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 11, стр. 537 – 539 *10 декабря 1986 г.*

К ВОПРОСУ О ТИПЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СОЛЯХ БЕЧГАРДА

Л.П.Горьков

Если сверхпроводимость в солях Бечгарда отвечает триплетному спариванию, переменное магнитное поле у поверхности возбуждает в толще сверхпроводника "спиновые волны", обнаружение которых помогло бы экспериментально решить вопрос о природе сверхпроводящего спаривания в этих материалах.

Природа сверхпроводящего спаривания в так называемых "солях Бечгарда" (соединениях $(TMTSF)_2X$, где $X = PF_6, ClO_4$ и др.) в настоящее время не выяснена. Существует несколько фактов, которые не укладываются в рамки теории сверхпроводимости БКШ. Например, критическая температура сверхпроводящего перехода в них зависит от дефектов и от давления (см. обзоры [1 – 3]). Верхнее критическое поле вдоль главной оси оказывается при низких температурах настолько большим, что нарушается так называемый "парамагнитный предел" для s-спаривания [4]. Привлекает внимание и то, что сверхпроводящее состояние возникает обычно под давлением на границе, где диэлектрическое спаривание в волне спиновой плотности становится неустойчивым. В этих условиях важную роль во взаимодействии куперовских электронов могли бы играть спиновые флуктуации (см., например, в [5]).

В предлагаемой статье обсуждается эффект, который, если бы его удалось обнаружить экспериментально, однозначно указывал бы на триплетный характер сверхпроводимости в указанных соединениях. Речь идет о возбуждении спиновых волн, связанных с поворотом вектора спина куперовских пар.

При триплетном спаривании параметр порядка можно выбрать в виде

$$\hat{\Delta}(\mathbf{p}) = i(\hat{\vec{\sigma}}\mathbf{d})\,\hat{\sigma}^y f(\mathbf{p}), \tag{1}$$

где вектор $\mathbf{d}$ описывает спиновые степени свободы куперовской пары, а $f(\mathbf{p})$ – решение нелинейной задачи теории сверхпроводимости, конкретный вид которого для дальнейшего несуществен. В пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием направление вектора $\mathbf{d}$

не фиксировано, подобно тому, как это имеет место в ^3He. С вращением спинового вектора связаны низколежащие спиновые моды, которые в принципе, способны распространяться вглубь сверхпроводника. В такой волне спиновые токи в толще сверхпроводника в основном компенсируются орбитальными токами. Заметное магнитное поле присутствует лишь в экранирующем слое, где и происходит возбуждение спиновой волны. Процесс, в частности, соответствовал бы поглощению энергии сверхпроводником в низкочастотной области $\omega \ll T_c$ при сколь угодно низких температурах.

Калориметрические измерения в этих материалах обнаруживают при T_c хорошо выраженный трехмерный фазовый переход. Падение теплоемкости ниже T_c резкое и, вероятно, следует экспоненциальному закону (см. в обзорах [1, 3]). Энергетическая щель в спектре определяется величиной:

$$\det \hat{\Delta}(\mathbf{p}) = \mathbf{d}^2 f(\mathbf{p}). \tag{2}$$

С другой стороны, соли Бечгарда, хотя и принадлежат к триклинной системе, обладают центром инверсии. Для триплетного спаривания отсюда следует

$$f(-\mathbf{p}) = -f(\mathbf{p}). \tag{3}$$

Условие (3) не противоречит активационному поведению теплоемкости в сверхпроводящей фазе при низких температурах, так как поверхность Ферми для указанных соединений состоит из двух открытых участков. Однако, активационный закон для теплоемкости налагает в (2) условие: $\mathbf{d}^2 \neq 0$.

Итак, равновесное состояние в сверхпроводящей фазе, если она отвечает триплетному спариванию, может быть описано вещественным спиновым вектором в (1). Его ориентация в равновесии, конечно, фиксируется слабой энергией магнитной анизотропии.

Пусть к поверхности сверхпроводника приложено переменное магнитное поле частоты $\omega \ll T_c$. В мейсснеровском слое (на глубине проникновения δ) магнитное поле возбуждает поправки к параметру порядка вида:

$$\mathbf{d}_1 - \mathbf{d}_1^* = 2i\varphi\mathbf{d}; \quad (\mathbf{d}_1 + \mathbf{d}_1^*)/2|\mathbf{d}| = \mathbf{s},$$

где $\mathbf{s} \perp \mathbf{d}$. Колебания фазы на деле отсутствуют, так как условием электронейтральности они сводятся к высокочастотным плазменным модам. Повороты вектора $\mathbf{d}$, $\mathbf{s}$, в отсутствие спин-орбиты возникают за счет парамагнитных членов в энергии электрона $\mu_B(\vec{\sigma}\,\mathbf{H})$. Дальнейшее содержание работы сводится к выводу уравнений для вектора s и решению электромагнитной задачи

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}; \qquad \mathbf{j} = \mathbf{j}_{\text{орб}} + \mathbf{j}_{\text{спин}}. \tag{4}$$

В (4) $\mathbf{j}_{\text{орб},i} = n^s_{ik}(\nabla\varphi - 2eA/c)_k$, поскольку органические сверхпроводники принадлежат ко второму типу, т. е. описываются локальной электродинамикой.

Вывод уравнений для вектора s и выражения для $\mathbf{j}_{\text{спин}}$ был нами проделан при $T = 0$ и здесь опущен. Приведем только результаты. Имеем

$$\left(\overline{v_i v_k}\,\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k} - \frac{\partial^e}{\partial t^2}\right)\mathbf{s} = 2\mu_B[\dot{\mathbf{B}} \times \mathbf{n}], \tag{5}$$

$$\mathbf{j}_{\text{спин}} \simeq \mu_B c\nu(E_F)\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}[\mathbf{s} \times \mathbf{n}]. \tag{6}$$

Здесь и выше $\mathbf{n} = \mathbf{d}/|\mathbf{d}|$, $\nu(E_F)$ – плотность состояний (на один спин), $\overline{v_i v_k} = \int v_F^{-1} v_i v_k dS / \int v_F^{-1} dS$, $n^s_{ik} = (2\pi)^{-3}\,\overline{v_i v_k}$.

Как упоминалось, кристаллы $(TMTSF)_2X$ принадлежат к триклинной системе, которая близка к моноклинной системе, где главные направления совпадают с осями тензора проводимости и, следовательно, тензора n^s_{ik}. В этом приближении:

$$n^s_{ik} = n^s_i \delta_{ik}, \quad \overline{v_i v_k} = \overline{v_i^2}\delta_{ik} .$$

Решение электродинамической задачи (4) с учетом (5), (6) требует каких-то граничных условий для вектора s. Мы пользовались $s(z = 0) = 0$, но величина эффекта слабо зависит от выбора граничных условий. Величина магнитного поля, связанного со спиновой волной вдали от поверхности ($z \gg \delta_z$), конечно, мала:

$$H_y^{(1)}(z) \simeq \frac{4\pi\chi i\sqrt{\overline{v_z^2}}\,H_y(0)}{\omega\delta_z}\;\frac{\omega^4 \exp\left(i\omega z/\sqrt{\overline{v_z^2}}\right)}{(\omega^2 + \overline{v_z^2}/\delta_z^2)^2}, \tag{7}$$

т. е. при $\omega\delta_z/\sqrt{\overline{v_z^2}} \sim 1$ имеет порядок $H_y^{(1)}(z) \sim \chi H_y(0)$, где $H_y(0)$ – поле на поверхности. (Для бечгардовских солей $\chi \sim 10^{-6} \div 10^{-7}$).

Нам кажется, что прохождение спиновой волны через образец тем не менее, может быть сравнительно легко детектировано с помощью двух идентичных резонаторов, отделенных друг от друга исследуемым материалом. Этому благоприятствует то обстоятельство, что электрический вектор в волне мал по сравнению с магнитным: $E_x^{(1)}(z) \sim (v/c)H_y^{(1)}(z)$, как это требуется условием малости поверхностного импеданса на поверхности сверхпроводника.

Величина безразмерной комбинации $\omega\delta_z/\bar{v} \sim (\omega/T_c)(\delta_z/\xi_0) \sim (\kappa\omega/T_c)$ может заметно меняться, оставаясь в рамках условия $\omega \ll T_c$ $(\kappa \gg 1)$. При самых низких частотах необходим учет спин-орбитального взаимодействия, которое фиксирует пороговую частоту возбуждения спиновых волн. Величину его можно оценить по данным [6] для частоты антиферромагнитного резонанса в антиферромагнитной фазе. Отсюда найдем интервал частот, где применимы наши формулы:

$$10^{-2}\, T_c \ll \omega \ll T_c .$$

Итак, обнаружение спиновых волн в сверхпроводящей фазе солей Бечгарда явилось бы тем качественным явлением, которое могло бы однозначно идентифицировать триплетный характер сверхпроводимости в них.

Литература

1. *Jerome D., Schulz H.J.* Adv. Phys., 1982, **31**, 299.
2. *Горьков Л.П.* УФН, 1984, **144**, 381.
3. *Буздин А.И., Булаевский Л.Н.* УФН, 1984, **144**, 415.
4. *Gor'kov L.P., Jerome D.* J. de Phys. Lett., 1985, **46**, 643.
5. *Chaikin P.M., Greene R.L.* Physics Today, May 1986, 24.
6. *Torrance J.B.* J. de Phys., 1983, **C3-44** 799.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 ноября 1986 г.