

МЕХАНИЗМ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ФАЗЫ И ТРИПЛЕТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ОДНОМЕРНЫХ ПРОВОДНИКАХ

Л.П. Горьков

Показано, что члены магнитной анизотропии расщепляют точки трехмерного (3Д) структурного и антиферромагнитного переходов в квазиодномерных проводниках. Для задачи одной нити возможно сосуществование флуктуаций антиферромагнитного упорядочения и триплетного спаривания в широкой области значений констант взаимодействия.

Соединения со структурной формулой $(\text{TMTSE})_2\text{X}$ становятся сверхпроводниками при низких температурах и разных давлениях [1 – 3]. Наиболее неожиданными оказались свойства трех соединений, где $\text{X} = \text{PF}_6, \text{AsF}_6, \text{SbF}_6$. При давлении $P = 0$, как обычно, в них имеет место переход в диэлектрическую фазу. Структурные измерения [4], однако, надежно указывают на отсутствие так называемых коновских аномалий. Хотя нейтронных измерений пока нет, эксперименты по уширению линии ЯМР [5, 6], анизотропии магнитной восприимчивости и наблюдение эффекта переворота спинов в умеренных полях [7] свидетельствуют об антиферромагнитном характере диэлектрической фазы.

В одномерной (1Д) модели металла теория [8] предсказывает сосуществование структурных флуктуаций и куперовского спаривания. Антиферромагнетизм (сопровождающийся структурной неустойчивостью!) возможен лишь в зоне, заполненной наполовину [9] (см. также обзор [10]). В новых веществах [1], отвлекаясь от слабой димеризации проводящей цепочки, зона заполнена на одну четверть. Поэтому объяснения требует именно появление антиферромагнитной фазы.

Наиболее естественно для нас предположить, что в этих соединениях играют важную роль спин-орбитальные взаимодействия. Действительно, в изоструктурных соединениях $(\text{TMTTF})_2\text{X}$, где атомы селена заменены на атомы серы, диэлектрическая фаза отвечает структурному переходу. Поэтому ниже исследуется, как видоизменяются выводы теории [8 – 11], если межэлектронные взаимодействия включают релятивистские члены, ответственные за магнитную анизотропию.

Согласно [11], 3Д фазовый переход в органических проводниках обеспечивается либо трехмерным характером сил (взаимодействие электронов на разных нитях), либо 3Д электронным спектром (туннелирование с нити на нить). Пренебрегая последним (плоская поверхность Ферми), введем анизотропные добавки к амплитудам рассеяния электронов друг на друге:

$$\vec{\sigma}_{\alpha\gamma} \hat{g}_{(1,2)}^{ik} \vec{\sigma}_{\beta\delta} \quad (1)$$

где пары спиновых индексов (α, γ) и (β, δ) относятся к двум электронам, расположенным на нитях i, k ; 'нижний индекс в тензоре магнитной анизотропии \hat{g} отвечает актам рассеяния с большой ($\pm 2p_F$, индекс 1) или малой (индекс 2) передачей импульса. С (1) были заново выведены

так называемые "паркетные уравнения" для эффективной амплитуды рассеяния электронов [11]:

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma\delta}^{iklm} = (\gamma_1^{ik} \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} + \vec{\sigma}_{\alpha\gamma} \hat{\gamma}_1 \vec{\sigma}_{\beta\delta}) \delta_{il} \delta_{km} - \\ - (\gamma_2^{ik} \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma} + \vec{\sigma}_{\alpha\delta} \hat{\gamma}_2 \vec{\sigma}_{\beta\gamma}) \delta_{im} \delta_{kl}. \quad (2)$$

Приведем результат только частично, а именно, выпишем в уравнениях члены, которые обеспечивают трехмерный эффект:

$$(\gamma_1^{ik})' = \dots - \sum_l \gamma_1^{il} \gamma_1^{lk}; \quad (\hat{\gamma}_1^{ik})' = \dots - \sum_l \hat{\gamma}_1^{il} \hat{\gamma}_1^{lk} \quad (3)$$

(дифференцирование идет по $\xi = \ln \bar{E}/T$, \bar{E} — энергия обрезания). Переходя в (3) к компонентам Фурье в поперечном направлении, $\gamma_1(\mathbf{p}_\perp)$ и $\hat{\gamma}_1(\mathbf{p}_\perp)$ от обеих вершин видим [11], что уравнения (3) допускают особенности типа "движущийся полюс".

$$\gamma \sim A_l (\xi - \xi_0(\mathbf{p}_\perp))^{-1}. \quad (4)$$

(Зависимость $\xi_0(\mathbf{p}_\perp)$ от поперечного импульса делает все флуктуации конечными, а переход — трехмерным [11]. "Движущийся полюс" с $A = 1$ в функции γ_1 отвечает чисто структурному переходу, полюс в тензоре $\hat{\gamma}_1$ — антиферромагнитному упорядочению. Как и предполагалось, обе особенности независимы. Для тензора \hat{A} в случае магнитного перехода имеем условие

$$\hat{A} = \hat{A}^2 \quad (4')$$

Если тензор \hat{A} имеет обратную матрицу, из (4') следует, что $\hat{A} \equiv \hat{1}$. В противном случае (4') определяет проективный оператор. Легкой оси вдоль вектора l соответствует $\hat{A}_{lp} = l_l l_p (l^2 = 1)$.

Уравнения так называемого "быстрого паркета" [11] и наши уравнения (3) не решаются аналитически. Поэтому нельзя непосредственно ответить на вопрос, какой из типов перехода осуществляется при данных затравочных константах взаимодействия. Конкуренцию между спин-орбитальным и обычными взаимодействиями интересно, однако, проследить в одномерной задаче. Вместо (3), выпишем полную систему уравнений для одной цепочки (выделенная ось $l \parallel z$):

$$\gamma_1' = -\gamma_1^2 + (\gamma_1 - \gamma_{1z}) \gamma_{2z}; \quad \gamma_2' = -(1/2) (\gamma_1^2 + \gamma_{1z}^2); \quad (5)$$

$$\gamma_{1z}' = -\gamma_{1z}^2 - (\gamma_1 - \gamma_{1z}) \gamma_{2z}; \quad \gamma_{2z}' = -\gamma_1 \gamma_{1z}.$$

Будем опять искать полюсные особенности всех величин $\gamma_i \sim A(\xi - \xi_0)^{-1}$ (величина $\xi_0 = \ln \bar{E}/T_c$ определяет шкалу температур, T_c , где флуктуации делаются большими). Подставляя γ_i в таком виде в (5), найдем три возможных набора вычетов:

$$\begin{array}{ccc} A_1 & 1 & 1 & 0 \\ A_{1z} & 1 & 0 & 1 \\ A_2 & 1 & 1/2 & 1/2 \\ A_{2z} & 1 & 0 & 0 \end{array} \quad (6)$$

С помощью (6) исследовалось поведение так называемых функций откликов системы около T_c на флуктуации волны заряда или спина, сверхпроводящего упорядочения синглетного или триплетного типов [8–11]. Первый столбец не дает особенности ни в одной из этих величин, а потому более внимательно не рассматривался. Второй столбец отвечает решению [8] – сосуществованию структурных и куперовских флуктуаций. И наконец, последний столбец в (6) отвечает расхождениям вида $(\xi - \xi_0)^{-1/2}$ только в корреляторах спина (вектор волны $z p_F$, $s_z \neq 0$) и триплетных пар (проекция спина пары $s_z = 0$).

Сосуществование двух новых типов в флуктуаций в 1Д проводнике возможно в широкой области затравочных взаимодействий $g_1 \sim g_2$, даже если магнитные взаимодействия малы. Перейдем в (5) к функциям $\gamma_{1\pm} = \gamma_1 \pm \gamma_{1z}$; $\gamma_{2\pm} = \gamma_2 \pm \gamma_{2z}$. После несложных выкладок, используя граничные условия при $\xi = 0$, найдем:

$$a + 2\gamma_{2-} = \sqrt{\Delta} \operatorname{ctg} \sqrt{\Delta} (\xi + g_1^{-1}) \quad (7)$$

(здесь $a = g_1 - 2g_2 + g_{1z}$, $\Delta = 4g_1(g_{1z} - g_{2z}) > 0$; в (7) и ниже можно пренебречь линейными по g_z членами). Еще одно уравнение $2\gamma'_{2-} = -\gamma_{1-}^2$ определит γ_{1-} :

$$\gamma_{1-} = \sqrt{\Delta} / \sin \sqrt{\Delta} (\xi + g_1^{-1}). \quad (8)$$

(В решении (7), (8) мы выбрали противоположный [8] случай $g_1 > 0$). В соответствии с (6), вычет $A_{1-} = A_1 - A_{1z} = -1$. Полус равен

$$\xi_0 = g_1^{-1} [(\pi/4) (g_1/g_{1z} - g_{2z})^{1/2} - 1]. \quad (9)$$

Решения (7) – (9) определяют новый масштаб температур, причем малость магнитной анизотропии входит нелинейно, как квадратный корень. Напомним, что условие $g_1 - 2g_2 > 0$ означает ослабление 1Д коновской аномалии с понижением температуры [10]. Указанные результаты замечательным образом качественно коррелируют с экспериментальными фактами [1–4], включая сюда относительно малую (12К) температуру антиферромагнитного упорядочения [1] при $P = 0$ и большую чувствительность сверхпроводящего перехода к дефектам [12]¹⁾. Что касается 3Д эффектов, добавим, что поперечное туннелирование электронов [11] подавляет спиновуупорядоченную фазу.

Физическая интерпретация 1Д результатов такова [8]: развивающиеся спиновые (структурные) флуктуации представляют собой эффективный механизм притяжения для триплетных (синглетных) куперовских пар, которое в свою очередь, усиливает спиновые флуктуации. Трехмерные эффекты не исключают этот механизм притяжения, они только его ограничивают. Его роль вновь возрастает при приближении к границе устойчивости диэлектрической фазы (по давлению), что уже отмечалось в теории сверхпроводников со структурой A15 [15]. Напри-

¹⁾ Спиновые зависимости в межэлектронных взаимодействиях были формально введены в [13] для 1Д задачи. Уравнения (5) в форме уравнений для γ_{\pm} совпадают с результатами [14]. Физическая интерпретация и особенности решений (7) – (9) в [14] отсутствуют.

мер, фононное притяжение между электронами усиливается за счет мягкой моды на заметной части почти плоской поверхности Ферми.

Наконец, в ответ на вопрос, почему антиферромагнитная фаза обнаруживается в селеновых соединениях, тогда как изоструктурные серосодержащие вещества претерпевают пайерлсовский переход, приведем следующее качественное соображение: помимо кулоновских сил, относительно которых мы предполагали $g_1 - 2g_2 > 0$, при низких температурах $T < \omega_0$ (ω_0 — характерная фононная частота) между электронами действует индуцированное фононами притяжение. В более тяжелых соединениях этот механизм взаимодействия включается при более низких температурах чем в легких, тогда как спин-орбитальное взаимодействие в последних мало. Для полноты отметим, что антиферромагнитная фаза может быть описана трехмерной моделью [16], которая, однако, целиком основана на специфических предположениях относительно закона дисперсии электронов.

Автор признателен С.Барисичу за полезные обсуждения.

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

Поступила в редакцию
29 октября 1981 г.

Литература

- [1] *Bechgaard K., Jacobsen C.S., Mortensen K., Pedersen H.J., Thoroup N.* Solid State Com., 1980, **33**, 1119.
- [2] *Ribault M., Benedeck G., Jerome D., Bechgaard K.* J. Physique-Lett., 1980, **41**, L397.
- [3] *Bechgaard K., Carneiro K., Olsen M., Rasmussen F.B., Jacobsen C.S.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 852.
- [4] *Pouget J.P.* Chem. Scripta, 1981, **17**, 85.
- [5] *Andrieux A., Jerome D., Bechgaard K.* J. Physique-Lett., 1981, **42**, L87.
- [6] *Pedersen H.J., Scott J.C., Bechgaard K.* Solid State Com., 1980, **35**, 207.
- [7] *Mortensen K., Tomkiewicz Y., Shultz T.D., Engler E.M.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 1234.
- [8] *Бычков Ю.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е.* ЖЭТФ, 1966, **50**, 738.
- [9] *Дзялошинский И.Е., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1971, **61**, 791.
- [10] *Soloyt J.* Adv. in Phys., 1979, **28**, 201.
- [11] *Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е.* ЖЭТФ, 1974, **67**, 397.
- [12] *Bouffard S., Ribault M., Brusetti R., Jerome D., Bechgaard K.* J. Phys. C (в печати), 1981.
- [13] *Luther A., Emery V.J.* Phys. Rev. Lett., 1974, **33**, 589.
- [14] *Sugiyama T.* Progr. Theor. Phys., 1980, **64**, 406.
- [15] *Горьков Л.П.,* Progr. in Low Temp. Phys., 1978, **VIIb**, 579.
- [16] *Horowitz B., Gutfreund H., Weger M.* Solid State Com., 1981, **39**, 541.