

О ПРЕДЕЛЬНОМ УВЕЛИЧЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ЗА СЧЕТ ВАНХОВОВСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ

И.Е.Дзялошинский

Показано, что предельное увеличение температуры перехода за счет ванхововских особенностей, аналогичное рассмотренному ранее¹ в слоистых кристаллах, может быть достигнуто в кубическом объемно-центрированном кристалле. При этом $T_c \sim \exp(-\text{const}/g^{1/3})$.

В предыдущей статье¹ было разобрано влияние ванхововских особенностей на характер и величину температуры перехода в слоистых тетрагональных кристаллах, к которым принадлежит, например, La_2CuO_4 . Оказалось, что если ванхововская сингулярность попадает на середину граней зоны, то меняется характер перехода, причем возникает когерентное смещение синглетной сверхпроводимости СС и волны спиновой ВСП и зарядовой ВЗП плотности, а температура перехода возрастала: $T_c \sim \exp(-\text{const}/g^{1/2})$ ¹.

Резонно поставить вопрос о максимальном увеличении T_c за счет ванхововского механизма. Ответ на него лежит в прямолинейном обобщении рассуждений из¹ и цитированной там работы Преловшека и др. Рассмотрим кубический объемно-центрированный кристалл и ограничимся простейшей формулой для спектра электронов:

$$\epsilon(\mathbf{p}) \sim \cos \frac{\pi p_1}{2p_0} \cos \frac{\pi p_2}{2p_0} \cos \frac{\pi p_3}{2p_0}. \quad (1)$$

При точно одном электроне на ячейку соответствующая поверхность Ферми есть куб с вершинами (в единицах p_0) $A - \bar{1}\bar{1}\bar{1}$, $B - \bar{1}\bar{1}\bar{1}$, $C - \bar{1}\bar{1}\bar{1}$ и т.д. Теперь остается повторять слово в слово рассуждения из¹.

Картина явления как и раньше, определяется лишь окрестностями точек $A, B, C \dots$. Однако в отличие от двумерного случая (1) не является ванхововской особенностью общего положения даже для высокосимметричной точки на границе зоны. Общий вид спектра в безразмерных импульсах x_1, x_2, x_3 , есть

$$\epsilon_A = \alpha(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) + \beta(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) + \nu p_0 x_1 x_2 x_3 \quad (2)$$

и аналогично для B, C, \dots . Если $\beta, \alpha \ll \nu p_0$, то общая картина поверхности Ферми, задаваемая (1), сохранится, и при температурах T_c и химических потенциалах перехода $|\mu_c|$ (ср.¹), лежащих в интервале $\alpha, \beta \ll T_c, |\mu_c| \ll \nu p_0$, коэффициенты α, β в (2) можно положить равными нулю.

При $\beta, \alpha = 0$ и куперовские, и нуль-звуковые петли кубичны по логарифмам. Например,

$$C_{AC} \sim Z_{AB} \sim \xi_1 \xi_2 \xi_3; \quad (3)$$

$$\xi_l = \ln \frac{\Lambda (\nu p_0)^{1/2}}{\max(T^{1/2}, |\mu|^{1/2}, x_l (\nu p_0)^{1/2})}; \quad l = 1, 2, 3,$$

$\Lambda \lesssim 1$ обрезающий безразмерный импульс. Суммирование диаграмм одного порядка $g \xi_1 \xi_2 \xi_3 \sim 1$ дает оценку температуры перехода

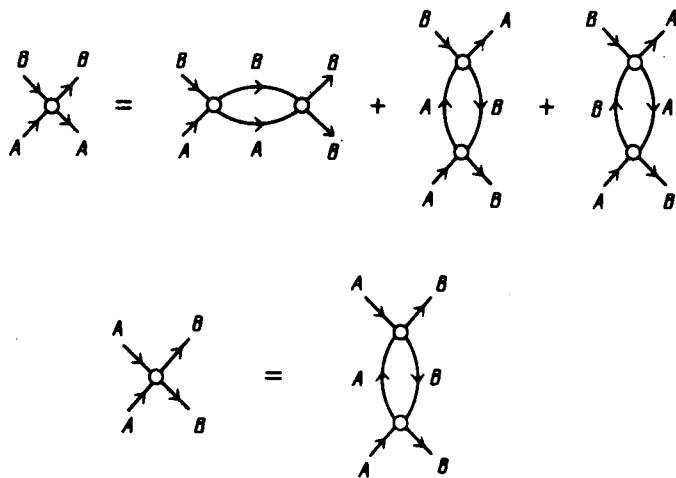
$$T_c, |\mu_c| \sim \Lambda^2 \nu p_0 \exp(-\text{const}/g^{1/3}), \quad (3a)$$

но сводится, как и ранее¹, к решению уравнений быстрого паркета с большим числом вершин. Задача, однако, упрощается с учетом периодичности всех вершин. Периоды обратной решетки (ГЦК) есть 220, ... и 400, ... Поэтому, если интересоваться лишь ок-

рестностью восьми вершин нашего куба, то $111, \bar{1}\bar{1}\bar{1}, \bar{1}\bar{1}1, \bar{1}\bar{1}\bar{1}$ можно склеить в одну точку A , а оставшиеся $\bar{1}\bar{1}\bar{1}, \bar{1}\bar{1}1, \bar{1}\bar{1}\bar{1}, 1\bar{1}\bar{1}$ в другую — B . Легко убедиться, что имеются лишь одна куперовская и одна нуль-звуковая петля:

$$C_{AB} = Z_{AB} = \frac{p_0^2}{2\pi^3 v} \xi_1 \xi_2 \xi_3 .$$

Соответствующий паркет описывается диаграммами рисунка.



Уравнения быстрого паркета (ср. ¹) даже для простой схемы рисунка все еще очень громоздки. Мы поэтому, как и в ¹, ограничимся перечислением их полюсных решений. В паркете рисунка перепутаны две вершины: $\gamma(ABBA)$ и вершина с перебросом $\gamma(AABB)$. Их спиновая структура определяется формулами:

$$\begin{aligned} \gamma(ABBA) &= \gamma_1 \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} - \gamma_2 \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma}, \\ \gamma(AABB) &= \gamma_3 (\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} - \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma}) \end{aligned} \quad (4)$$

вершины и заряды будем измерять в единицах $\pi^3 v/p_0^2$. Снова имеется два вида полюсов по температуре или химическому потенциалу — движущиеся и неподвижные (стоящие). В стоящем полюсе ($k = 1, 2, 3$):

$$\gamma_k \approx \frac{\Gamma_k}{3\xi_0^2(\xi - \xi_0)}, \quad \xi = \frac{1}{2} \ln \frac{\Lambda^2 v p_0}{\max(T, |\mu|)} . \quad (5)$$

Движущиеся полюса в куперовском или нуль-звуковом каналах можно записать в виде

$$\gamma_k \approx \frac{\Gamma_k}{\xi \xi_1 \xi_2 - \xi_0^3} . \quad (6)$$

с ξ из (5). Их положение зависит от проекций, например, на оси 1, 2 куперовского с или нуль-звукового импульса z посредством $\xi_{1,2}(c, z)$ в (6):

$$\xi_{1,2} = \ln \frac{\Lambda}{(c_{1,2}, z_{1,2})} .$$

Как было уже пояснено в ¹, нахождение и исследование стоящих полюсов сводится к однологарифмической паркетной задаче, задаваемой рисунком, в переменных $\xi = \xi^3$. Соответствующая задача именно в обозначениях (4) была решена Ларкиным и автором ². Паркет описывается дифференциальными уравнениями (9) из ². Они имеют три стацио-

нарные точки $(\Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma_3)$:

$$\left(1 - \frac{1}{2} \ 0 \right), \quad \left(0 - \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right).$$

Все три точки устойчивы, соответствующая диаграмма состояний в пространстве затравочных зарядов g_1, g_2, g_3 построена на рисунке в ². В точке $\left(1 - \frac{1}{2} \ 0 \right)$ отклики ведут себя как ²

$$\chi_{SS} \sim \chi_{CDW} \sim (1 + g_1 \xi^3)^{-1/2}, \quad \chi_{SDW} \sim 0, \quad (7a)$$

а в точках $\left(0 - \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right)$

$$\chi_{SDW} \sim \chi_{CDW} \sim (\xi_0 - \xi)^{-1/2}, \quad \chi_{SS} \sim 0, \quad (7b)$$

ξ_0 в (7б) приведено в ².

В куперовском канале имеется два полюса. (110) отвечает синглетной сверхпроводимости СС с полюсной сингулярностью в χ_{SS} , а (-110) – триплетному спариванию ТС с полюсом в χ_{TS} . В нуль-звуковом канале имеются как чистые ВСП и ВЗП с полюсами в χ_{SDW} и χ_{CDW} , так и их комбинации.

Итак, главной особенностью рассмотренного здесь кубического случая, по сравнению с рассмотренным ранее квадратным ¹ оказалось наличие триплетной сверхпроводимости. Кроме того, как раньше, наряду с чистыми состояниями возможны когерентные смеси: СС + ВЗП и ВСП + ВЗП.

Литература

1. Дзялошинский И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, Приложение.
2. Дзялошинский И.Е., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1971, 61, 791.