Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.8, стр.570 - 574 © 1996г. 25 октября

О ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ $d \to (s \pm id)$ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Е.А.Шаповал[1)]

Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы
117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 сентября 1996 г.
После переработки 26 сентября 1996 г.

Рассмотрена модель с потенциалом притяжения в s- и d-каналах. Оказалось, что в определенном интервале соотношения s- и d-компонент потенциала модель испытывает фазовый переход второго рода с нарушением симметрии относительно обращения времени из d- в $(s \pm id)$-состояние. Вычислены температура перехода и скачок теплоемкости.

PACS: 74.20.-e, 74.25.Bt

Одной из центральных проблем высокотемпературной сверхпроводимости является вопрос о симметрии параметра порядка, который, по общему мнению, может оказаться ключевым для определения механизма куперовского спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках. Хотя сама по себе сильная анизотропия параметра порядка ни у кого не вызывает сомнений, открытым остается вопрос, к какой группе симметрии ее следует отнести. Различные эксперименты дают противоречивые свидетельства (см., например, обзор Скалапино [1]), указывая либо на s-, либо на d-, либо на смешанную $(s+d)$–симметрии.

Здесь будет рассмотрена простая модель с цилиндрической поверхностью Ферми и потенциалом притяжения, существенным в обоих s- и d-каналах:

$$V(\mathbf{k},\mathbf{k}') = \lambda_s + 2\lambda_d \cos(2\phi)\cos(2\phi'). \tag{1}$$

Тогда в общем случае параметр порядка также состоит из двух компонент:

$$\Delta(\phi) = \Delta_s + e^{i\theta}\Delta_d \cos 2\phi, \tag{2}$$

где Δ_s и Δ_d — действительны и в приближении слабой связи удовлетворяют системе уравнений

$$\Delta_s = \nu\lambda_s\pi T\sum_\omega \left\langle \frac{\Delta(\phi)}{\sqrt{\omega^2+|\Delta(\phi)|^2}}\right\rangle, \qquad \Delta_d = \nu\lambda_d\pi T\sum_\omega \left\langle \frac{2\Delta(\phi)\cos 2\phi}{\sqrt{\omega^2+|\Delta(\phi)|^2}}\right\rangle, \tag{3}$$

где $\omega = 2\pi(n+1/2)$ — мацубаровские частоты, суммирование по которым проводится до $|\omega|$ порядка ω_0, ν — плотность состояний на поверхности Ферми, а угловые скобки означают, как и в предыдущих работах автора [2], усреднение по поверхности Ферми, здесь — по углам ϕ.

Из системы (3) прежде всего следует, что относительная фаза $\theta = 0$ или $\pi/2$. В работах [3] и [4], где рассматривалась аналогичная модель, было показано, что при $T=0$ и в окрестности T_c, соответственно, лишь состояние

[1)] e-mail: shap@cvsi.rc.ac.ru

с $\theta = \pi/2$, называемое $(s + id)$-состоянием, может быть устойчиво, в то время как состояние с $\theta = 0$, называемое $(s + d)$-состоянием, всегда неустойчиво. То же справедливо и при любых температурах, в чем можно убедиться из приводимых ниже выражений для термодинамического потенциала, поэтому мы рассматриваем лишь $(s + id)$-состояния.

Введем T_s и T_d — температуры перехода из нормального в чистые s- и d-состояния:

$$\ln \frac{2\gamma\omega_0}{\pi T_s} = \frac{1}{\nu\lambda_s}, \qquad \ln \frac{2\gamma\omega_0}{\pi T_d} = \frac{1}{\nu\lambda_d}; \tag{4}$$

тогда систему (3) для $(s + id)$-состояний при ненулевых Δ_s и Δ_d можно представить в виде

$$\begin{aligned} \ln \frac{T}{T_s} &= \pi T \sum_\omega \left(\left\langle \frac{1}{\sqrt{\omega^2 + \Delta_s^2 + \Delta_d^2 \cos^2 2\phi}} \right\rangle - \frac{1}{|\omega|} \right), \\ \ln \frac{T}{T_d} &= \pi T \sum_\omega \left(\left\langle \frac{2\cos^2 2\phi}{\sqrt{\omega^2 + \Delta_s^2 + \Delta_d^2 \cos^2 2\phi}} \right\rangle - \frac{1}{|\omega|} \right), \end{aligned} \tag{5}$$

где суммирование по мацубаровским частотам распространено до $\pm\infty$.

Из системы (5) прежде всего следует, что

$$\ln \frac{T_d}{T_s} = \pi T \sum_\omega \left\langle \frac{1 - 2\cos^2 2\phi}{\sqrt{\omega^2 + \Delta_s^2 + \Delta_d^2 \cos^2 2\phi}} \right\rangle. \tag{6}$$

Так как правая часть этого уравнения всегда положительна, $(s+id)$– состояние может существовать лишь при $T_d > T_s$, то есть $\lambda_d > \lambda_s$. В противном случае, когда $T_s \geq T_d$, рассматриваемая система переходит из нормального состояния в сверхпроводящее s-состояние при $T_c = T_s$ и остается в нем при понижении температуры до нуля, при этом параметр порядка как функция температуры определяется из хорошо известного уравнения БКШ

$$\ln \frac{T}{T_c} = \pi T \sum_\omega \left(\frac{1}{\sqrt{\omega^2 + \Delta_s^2}} - \frac{1}{|\omega|} \right). \tag{7}$$

Соответствующая зависимость Δ_s/T_c показана кривой *1* на рис.1.

При $T_d > T_s$ переход из нормального состояния происходит в сверхпроводящее d-состояние при $T_c = T_d$, амплитуда параметра порядка при понижении температуры определяется уравнением

$$\ln \frac{T}{T_c} = \pi T \sum_\omega \left(\left\langle \frac{2\cos^2 2\phi}{\sqrt{\omega^2 + \Delta_d^2 \cos^2 2\phi}} \right\rangle - \frac{1}{|\omega|} \right) \tag{8}$$

и показана кривой *2* на рис.1.

Так продолжается лишь до температуры T^*, когда появляется исчезающе малая s-компонента параметра порядка и происходит фазовый переход второго рода в $(s + id)$-, точнее в $(s \pm id)$-состояние, так как термодинамические потенциалы состояний с изменением знака одной из компонент параметра порядка равны, то есть при этом переходе нарушается симметрия относительно обращения времени. Такой фазовый переход в рамках теории Гинзбурга–Ландау

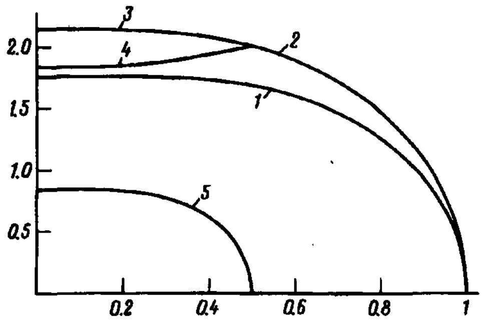

Рис.1. Зависимость относительных амплитуд параметра порядка от относительной температуры T/T_c: *1* — Δ_s/T_c для чистого s-состояния; *2,3* — Δ_d/T_c для чистого d-состояния; *2,4* — Δ_d/T_c и *5* — Δ_s/T_c при $T^*/T_c = 0.5$

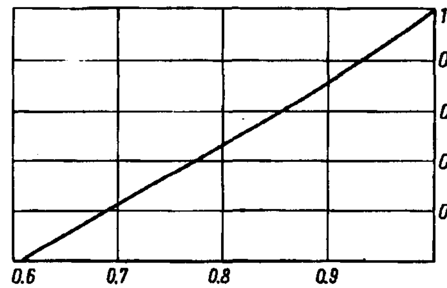

Рис.2. Зависимость относительной температуры фазового перехода T^*/T_c от T_s/T_d

был вервые предсказан в работе [4]. Температура перехода T^*, а также значение амплитуды параметра порядка Δ_d в точке перехода в зависимости от T_s/T_d определяются системой уравнений

$$\ln\frac{T^*}{T_c} = \pi T\sum_{\omega}\left(\left\langle\frac{2\cos^2 2\phi}{\sqrt{\omega^2+\Delta_d^2\cos^2 2\phi}}\right\rangle - \frac{1}{|\omega|}\right),$$

$$\ln\frac{T_s}{T_d} = \pi T\sum_{\omega}\left\langle\frac{2\cos^2 2\phi - 1}{\sqrt{\omega^2+\Delta_d^2\cos^2 2\phi}}\right\rangle. \qquad (9)$$

Зависимость T^*/T_c от T_s/T_d показана на рис.2 (напомним, что в рассматриваемом случае $T_c = T_d$). Когда $T_s/T_d = e^{-1/2} = 0.606$, температура T^* обращается в нуль, и фазовый переход исчезает, так что при меньших значениях T_s/T_d рассматриваемая модель при всех температурах ниже T_c находится в d-состоянии (кривая *2,3* на рис.1). Таким образом, фазовый переход из d- в $(s{\pm}id)$-состояние происходит лишь в интервале значений компонент потенциала взаимодействия

$$0 < \nu^{-1}\left(\lambda_s^{-1} - \lambda_d^{-1}\right) = \log\left(T_d/T_s\right) < 1/2. \qquad (10)$$

Рис.1 иллюстрирует этот фазовый переход в том случае, когда $T^* = T_c/2$, то есть при $T_s/T_d = 0.816$, или $\ln(T_d/T_s) = \nu^{-1}(\lambda_s^{-1} - \lambda_d^{-1}) = 0.203$: кривая *4* соответствует $\Delta_d(T)/T_c$, а кривая *5* — $\Delta_s(T)/T_c$ при температурах ниже T^*. Подобная картина имеет место и при других значениях T^*/T_c.

Когда $T = 0$, s-компонента $\Delta_s = \pi T_s\left(1 + 2\ln(T_s/T_d)\right)/\gamma$, а амплитуда d-компоненты $\Delta_d = 2\pi T_s\sqrt{2\ln(T_d/T_s)}/\gamma$, что, естественно, совпадает с результатами работы [3].

Найдем теперь скачок теплоемкости при рассматриваемом фазовом переходе. Для анизотропных сверхпроводников разность термодинамических потенциалов сверхпроводящего и нормального состояний равна

$$\Omega_s - \Omega_n = -\nu\pi T\sum_{\omega}\left(\left\langle 2\sqrt{\omega^2+|\Delta|^2} - |\Delta|^2\left(\omega^2+|\Delta|^2\right)^{-1/2}\right\rangle - 2|\omega|\right); \qquad (11)$$

здесь индекс s означает сверхпроводящее состояние. Из (11), в частности, следует, что скачки теплоемкости при переходе из нормального в чистые s- и d-состояния равны

$$\frac{\Delta C}{T_c} = \frac{8\pi^2\nu}{7\zeta(3)} \text{ для } s-\text{состояний}, \qquad \frac{\Delta C}{T_c} = \frac{16\pi^2\nu}{21\zeta(3)} \text{ для } d-\text{состояний}. \tag{12}$$

Для вычисления скачка теплоемкости при исследуемом переходе нам лучше рассмотреть разность термодинамических потенциалов ($s \pm id$)-фазы и чистого d-состояния, так как последний регулярен в точке T^*:

$$\Omega_{s\pm id} - \Omega_{d0} = -2\nu(\pi T)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\langle \frac{2(2n+1)^2 - |D|^2}{\sqrt{(2n+1)^2 + |D|^2}} - \frac{2(2n+1)^2 - D_{d0}^2 \cos^2 2\phi}{\sqrt{(2n+1)^2 + D_{d0}^2 \cos^2 2\phi}} \right\rangle, \tag{13}$$

где $D(T) = \Delta/\pi T = (\Delta_s \pm i\Delta_d \cos 2\phi)/\pi T$ определяется из системы (5), а $D_{d0} = \Delta_{d0}/\pi T$ определяется из уравнения (8), индекс $d0$ указывает, что данная величина относится к чистому d-состоянию ниже температуры перехода T^*.

Вблизи T^* при малых $\tau^* = (T^* - T)/T^*$

$$D_s^2(T) = \frac{c_2 - c_1/2}{c_0 c_2 - c_1^2}\tau^*, \quad D_d^2(T) - D_d^2(T^*) = \frac{c_0/2 - c_1}{c_0 c_2 - c_1^2}\tau^*, \quad D_{d0}^2(T) - D_d^2(T^*) = \frac{\tau^*}{2c_2}, \tag{14}$$

где

$$c_n = \sum_{n=0}^{\infty} \left\langle \frac{\cos^{2n} 2\phi}{[(2n+1)^2 + D_d^2(T^*)\cos^2 2\phi]^{3/2}} \right\rangle. \tag{15}$$

С точностью до членов второго порядка по τ^* разность термодинамических потенциалов равна

$$\Omega_{s\pm id} - \Omega_{d0} = -\nu(\pi T)^2 \frac{(c_2 - c_1/2)^2}{2c_2(c_0 c_2 - c_1^2)}(\tau^*)^2. \tag{16}$$

Отсюда, используя (12), находим отношение приведенного скачка теплоемкости при фазовом переходе $d \to (s \pm id)$ к скачку теплоемкости при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние, когда $T_c = T_\alpha$:

$$\frac{\Delta C(T^*)}{\Delta C(T_c)} = \frac{21\zeta(3)}{16} \frac{(c_2 - c_1/2)^2}{c_2(c_0 c_2 - c_1^2)} \frac{T^*}{T_c} = f\left(\frac{T^*}{T_c}\right)\left(\frac{T^*}{T_c}\right)^2. \tag{17}$$

Если $T_s \to T_d$, то $T^*/T_c \to (T_s/T_d)^3$, что совпадает с результатами работы [4], а $c_0 \to 7\zeta(3)/8$, $c_1 \to 7\zeta(3)/16$, $c_2 \to 21\zeta(3)/64$, $f \to 1/2$ так что $\Delta C(T^*) \to \Delta C(T_c)/2$, и сумма скачков теплоемкости при переходах $n \to d$ и $d \to (s \pm id)$ стремится к скачку при переходе из нормального в сверхпроводящее s-состояние.

На рис.3 показана зависимость функции $f(T^*/T_c)$ в выражение (17) от T^*/T_c. Когда $T^* \to 0$, $f(0) = 21\gamma\sqrt{e}\zeta(3)(\ln 2)^2/2\pi^2 = 0.5743$.

Недавно Ма с сотрудниками [5] обнаружили в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ температурную зависимость симметрии энергетической щели: сразу ниже T_c щель мала или равна нулю в направлении (π, π), но быстро возрастает ниже температуры $T^* = 0.8\,T_c$. Если это наблюдение соответствует рассмотренному здесь фазовому переходу, то компоненты потенциала взаимодействия λ_s и λ_d

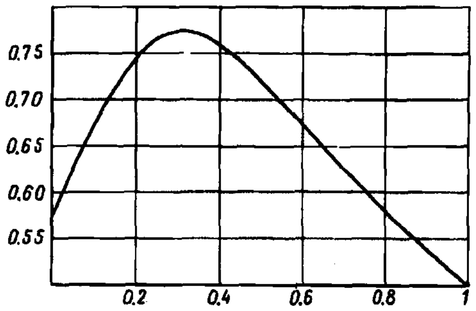

Рис.3. Зависимость функции $f(T^*/T_c)$ в формуле (17) от T^*/T_c

должны быть одного порядка, что накладывает весьма сильное ограничение на допустимые механизмы куперовского спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках. Вместе с тем для разных соединений соотношения λ_s и λ_d и, соответственно, отношение T_s/T_d могут в некоторых пределах меняться, так что одни сверхпроводящие соединения будут иметь s-, другие — d-симметрию, а третьи будут испытывать рассмотренный здесь фазовый переход. Тогда анализ зависимости соотношения s- и d-компонент потенциала взаимодействия со структурой прольет дополнительный свет на природу высокотемпературной сверхпроводимости.

Работа поддерживается Научным советом направления "Сверхпроводимость" ГНТП "Актуальные направления физики конденсированных сред" и выполнена в рамках проекта 93159.

1. D.J.Scalapino, Phys. Rep. **250**, 330 (1995).
2. Е.А.Шаповал, ЖЭТФ **88**, 1073 (1985); Письма в ЖЭТФ **64**, 350 (1996).
3. K.A.Musaelian, J.Betouras, A.V.Chubukov, and R.Joynt, Phys. Rev. B **53**, 3598 (1996).
4. Yong Ren, Ji-Hai Xu, and C.S.Ting, Phys. Rev. B **53**, 2249 (1996).
5. J.Ma et al., Science **267**, 862 (1995).