Письма в ЖЭТФ, том 56, вып.6, стр.305 - 310 25 сентября 1992 г.

S-СПАРИВАНИЕ ЗА СЧЕТ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ВТСП

В.С.Бабиченко, Ю.Каган

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 августа 1992 г.

Показано, что рассеяние носителей за счет обмена антиферромагнитными флуктуациями, если антиферромагнитный импульс $k_0 > 2p_F$, приводит к s-спариванию. Квазикритический характер флуктуаций делает эффективную сверхпроводящую константу взаимодействия $\lambda \sim 1$.

1. Свойства высокотемпературных сверхпроводников, а именно, поведение теплоемкости, температурная зависимость глубины проникновения, относительно большой незатухающий ток в кольце из обычного и высокотемпературного сверхпроводника, сравнительно слабая чувствительность T_c к дефектам и т.д., свидетельствуют, по-видимому, в пользу s-спаривания в этих системах. С другой стороны эксперименты последних лет выявили существенную роль сильных АФ флуктуаций, характерную для всех ВТСП соединений. В этой статье мы покажем, что существует сравнительно общий механизм взаимодействия электронов с АФ флуктуациями, который ведет к s-спариванию с достаточно большой константой связи. Решающим здесь является преимущественная локализация спектральной плотности АФ флуктуаций в металлической фазе в фазовом пространстве вблизи вектора $\bar{k}_0$, характерного для АФ порядка в плоскости CuO_2 в диэлектрической фазе. Особенно наглядно это было продемонстрировано в экспериментах по нейтронному рассеянию (см., например, [1-3]) и по сопоставлению измерений спиновой релаксации и сдвига Найта на ядрах Cu (например, [4-9]). Различие между спиновой релаксацией на Cu и на O^{17} явилось независимым свидетельством характера распределения спектральной плотности АФ флуктуаций [9,10].

Пусть плотность носителей в металлической фазе мала и $2p_F \ll k_0$. Рассеяние электронов друг на друге за счет обмена одним спиновым возбуждением уводит в этом случае электрон (дырку) далеко от поверхности Ферми. Это приводит к тому, что вклад такого процесса в эффективную затравочную вершину в куперовском канале (КК) оказывается подавленной, и эта вершина определяется обменом, по крайней мере двумя спиновыми возбуждениями. Как будет показано ниже, это ведет к притяжению в синглетном канале и s-спариванию. В случае большой поверхности Ферми вектора $\bar{k}_0$ могут связывать дискретные точки на этой поверхности, и рассеяние электронов в КК с переходом между узкими областями вблизи этих точек будет определяться обменом одним спиновым возбуждением, тогда как на остальной части поверхности Ферми рассеяние по-прежнему определяется обменом двумя спиновыми возбуждениями. Общее решение задачи в этом случае снова приводит к синглетному спариванию со сложной угловой зависимостью сверхпроводящей щели. Существенно, однако, что s-компонента параметра порядка оказывается отличной от нуля, что гарантирует ограниченную чувствительность к немагнитным примесям.

Чтобы сделать рассмотрение максимально прозрачным мы ограничимся в этой статье случаем малой поверхности Ферми.

В дальнейшем мы предположим, что на ионах Cu имеется сильное хаббардовское отталкивание, в результате чего наполовину заполненная зона расщепляется на две подзоны, и реализуется диэлектрическое АФ состояние. Свободные носители образуются либо в кислородной подзоне (дырки), либо в верхней хаббардовской подзоне (электроны). Мы предположим, что при сравнительно небольшом допировании нижняя заполненная подзона сохраняет свою индивидуальность, и носители взаимодействуют со спиновой жидкостью, обладающей сильными АФ флуктуациями. Заметим, что эта модель широко использовалась (см. например, [11–13]).

При формальном анализе мы воспользуемся тем, что АФ флуктуации в фазовых областях вблизи $\bar{\mathbf{k}}_0$ носят квазикритический характер. Разрушение дальнего порядка уже при очень малой концентрации носителей в сочетании с тем, что $T_c \ll \omega_0$ (ω_0 – характерная энергия АФ взаимодействия) делает это утверждение почти очевидным, по крайней мере, при ограниченной плотности носителей.

Рассмотрение АФ флуктуаций и взаимодействия с ними в предлагаемой модели существенно отличается от рассмотрения их в рамках однозонной модели со слабым хаббардовским взаимодействием при заполнении, близком к половинному. Такая модель, по-видимому, всегда ведет к d-спариванию (см. [14–16]), а также более раннюю работу [17]).

Отметим, что прямое кулоновское взаимодействие при большой величине статической диэлектрической проницаемости среды ($\epsilon_0 \approx 30$ в La_2CuO_4 [18]) оказывается резко ослабленным или может даже способствовать спариванию.

2. Рассматривая двухзонную модель с гамильтонианом обменного взаимодействия между носителями и спиновой подсистемой в двумерном случае, имеем

$$H_{int} = I^2 \int d^2\mathbf{r}\Psi^+(r)\bar{\sigma}\Psi(r)\bar{S}(r). \tag{1}$$

$$\bar{\mathbf{S}}(r) = a^2 \sum_n \bar{S}_n \delta(\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{R}}_n).$$

Здесь $\bar{\mathbf{S}}_n$ есть спиновый оператор на узле R_n, а $\Psi^+\bar{\sigma}\Psi$ – оператор спиновой плотности дырок (электронов) во второй зоне. Затравочное электрон-электронное взаимодействие представляет собой обмен спиновым возбуждением (парамагноном) (рис.1). Эта вершина в предположении изотропности спиновой жидкости может быть записана в виде

$$\gamma_{\alpha\beta\gamma\delta} = I^2 D(\bar{\mathbf{k}}, \omega)(\bar{\sigma}_{\alpha\gamma}\bar{\sigma}_{\beta\delta}), \tag{2}$$

где $D(\bar{\mathbf{k}}, t) = -\frac{i}{3} < T_t \bar{\mathbf{S}}(\bar{\mathbf{k}}, t)\bar{\mathbf{S}}(-\bar{\mathbf{k}}, 0) >$.

Мы предположим, что пропагатор $D(k, \omega)$ в фазовом пространстве локализован преимущественно в малой области импульсов вокруг АФ вектора $\bar{\mathbf{k}}_0$. Тогда для плотности носителей, для которой $2p_F \ll k_0$, вершина (рис.1) является подавленной в КК и эффективное взаимодействие будет начинаться со второго порядка по парамагнитному взаимодействию. Главный вклад будут вносить диаграммы (рис.2*а*) и (рис.2*б*). Другие диаграммы второго порядка могут не рассматриваться по тем же причинам, что и диаграмма (рис.1).

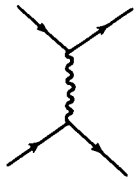

Рис.1

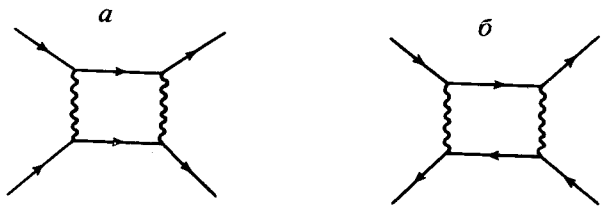

Рис.2

Аналитические выражения для диаграмм (рис.2*а*, 2*б*) могут быть записаны в виде

$$\Gamma^{(-,+)}_{\alpha\beta\gamma\delta} = \{3\delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta} \mp 2(\bar{\sigma}_{\alpha\gamma}\bar{\sigma}_{\beta\delta})\}I_{-,+}, \tag{3}$$

где

$$I_- = -I^4 T \sum_\omega \int d^2\mathbf{k}/(2\pi)^2 D(k)D(p-p'-k)G(p-k)G(k-p),$$

$$I_+ = -I^4 T \sum_\omega \int d^2\mathbf{k}/(2\pi)^2 D(k)D(p-p'-k)G(p-k)G(-p'-k). \tag{4}$$

Знак (–) в выражении (3) соответствует диаграмме (рис.2*а*), а знак (+) диаграмме (рис.2*б*). Легко показать, что:

$$I_- + I_+ = -I^4 \frac{T}{2} \sum_\omega \int d^2\mathbf{k}/(2\pi)^2 D(k)D(p-p'-k)F^*(p,p',k)F(p,p',k),$$

$$I_- + I_+ = -I^4 \frac{T}{2} \sum_\omega \int d^2\mathbf{k}/(2\pi)^2 D(k)D(p-p'-k)\Phi^*(p,p',k)\Phi(p,p',k), \tag{5}$$

где $F(p,p',k) = G(k-p) + G(-p'-k)$; $\Phi(p,p',k) = G(k-p) - G(-p'-k)$. В температурной технике $D(\bar{\mathbf{k}},\omega)$ является знакопостоянной функцией, а поэтому величины $I_- + I_+ < 0$ и $I_- - I_+ < 0$ для любых p, p'. Эффективные затравочные вершины в синглетном и триплетном канале имеют соответственно вид

$$\Gamma_s = 3(I_- + I_+) + 6(I_- - I_+), \tag{6}$$

$$\Gamma_t = 3(I_- + I_+) - 2(I_- - I_+).$$

Из этих выражений видно, что $\Gamma_s < 0$ и $|\Gamma_s| > |\Gamma_t|$. Таким образом эффективная вершина Γ_s соответствует притяжению, а ее знакопостоянство предопределяет s-спаривание. Необходимо подчеркнуть достаточно общий характер этого утверждения.

3. Для определения Γ_s, воспользуемся тем, что $|\bar{\mathbf{k}}_0| \gg |\bar{\mathbf{p}}| \sim |\bar{\mathbf{p}}'| \sim p_F$ и $E_0 = k_0^2/2m^* \gg \omega_0$. Поскольку в интегралах (4), (5) область интегрирования сконцентрирована вблизи $\bar{\mathbf{k}} \sim \bar{\mathbf{k}}_0$ функция Грина в этих выражениях может быть заменена на величину $G \approx -1/E_0$. Воспользовавшись известным представлением для спиновой восприимчивости в критической области [19]

$$\chi^R(\bar{\mathbf{k}}, \omega) = A \sum_{k_0} \frac{1}{(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 + \kappa^2 - i\Omega/\Gamma}; \quad \text{где} \quad \kappa \ll |\bar{\mathbf{k}}_0| \tag{7}$$

можно определить запаздывающую гриновскую функцию $D^R(k, \omega)$ для компонент спина, а вместе с тем и причинную гриновскую функцию $D(k, \omega)$, фигурирующую в (5). Вычисление выражений (5), (6) проводится непосредственно. Определяя среднее по углу рассеяние $\bar{\Gamma} = \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} d\varphi \Gamma_s(\varphi)$, где $\varphi = \bar{\mathbf{p}} \hat{} \bar{\mathbf{p}}'$, для безразмерной константы связи находим с учетом $T \ll \omega_0$

$$\lambda_s = \Gamma_s \rho(\epsilon_F) \approx -\frac{6A}{\pi^3} \frac{I^4 a^2 m^* \Omega}{E_0^2 (\kappa a)^2} \ln \frac{k_0}{(\kappa, p)}. \tag{8}$$

Здесь мы учли наличие четырех эквивалентных векторов k_0 и использовали значение плотности состояний в двумерном случае $\rho(\epsilon_F) = \frac{m^*}{2\pi}$. Параметр $\Omega = \Gamma\kappa^2$ характеризует фактически частотный интервал квазикритических АФ флуктуаций.

Недавно на основе изменения NQR в соединение $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ было установлено [8], что изменение Ω как функции x и T может быть описано простым соотношением ($x < 0,15$)

$$\Omega(x, T) \approx \theta(x) + T, \qquad T > T_c \tag{9}$$

причем $\theta(x)$ линейно растет с x. Структура выражения (9) отражает наличие двух каналов разрушения АФ порядка: за счет взаимодействия с носителями и за счет конечной температуры. Существенно, что $\theta(x) > T_c$, поэтому при $T \sim T_c$ отношение $\Omega/(\kappa a)^2$ слабо зависит от x, поскольку $\kappa \sim x^{1/2}$ [1].

Величину A в (7), (8) мы определим из правила сумм

$$\int d^2\mathbf{k} d\omega/(2\pi)^3 K(\bar{\mathbf{k}}, \omega) = \frac{1}{3} s(s+1), \tag{10}$$

$$K(\bar{\mathbf{k}}, \omega) = \frac{1}{3} < \mathbf{S}_{\bar{\mathbf{k}},\omega} \mathbf{S}_{-\bar{\mathbf{k}},-\omega} >= 2\mathrm{Im}\chi(\bar{\mathbf{k}}, \omega)\{1 - \exp(-\frac{\omega}{T})\}^{-1}.$$

Экспериментальные результаты по NMR и NQR (см., например, [4-8]) позволяют установить, что вклад в (10) от области далекой от всех k_0 мал [9]. Тогда, подставляя (7) в (10), находим $A \sim \pi/2\omega_0$. Оценим теперь величину (λ_s) для $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, воспользовавшись найденными значениями $\theta(x)$ [8] и $\kappa^{-1} \sim 3,8x^{-1/2}$Å [1], а также принимая во внимание, что, согласно большинству

измерений, m^* в несколько раз больше m_0. Легко убедиться, что $\lambda_s \sim 1$. Таким образом, рассматриваемый механизм s-спаривания ведет к сравнительно сильному взаимодействию.

Если приближенно оценить T_c в рамках теории БКШ, то $T_c(x) \sim \Omega(x)\exp\{-1/\lambda_s\}$. Интересно, что при уменьшении x логарифмический рост λ_s усиливает тенденцию к появлению зависимости $T_c \sim \Omega \sim \theta(x)$. Но именно такая корреляция была найдена для лантановых систем в работе [8]. С ростом x уменьшается λ_s, так как начинает усиливаться относительная роль некритической части взаимодействия. Последняя усиливает роль одномагнонного рассеяния, ведущего к отталкиванию. В результате рост T_c с ростом x должен смениться падением.

В вышеприведенных оценках мы ограничились рассмотрением лишь двухпарамагнонных процессов для эффективной затравочной вершины в КК, что справедливо, если $\Gamma\rho(\epsilon_F) \ll 1$. Кроме того, мы предполагали справедливым приближение самосогласованного поля для спиновой подсистемы, что эквивалентно возможности расцепления четырех-спинового коррелятора на произведение парных $< SSSS > - < SS >< SS >$. Мы думаем, что более строгое рассмотрение не изменит качественных результатов.

4. Как мы уже отмечали, роль прямого кулоновского взаимодействия резко меняется при большой величине ϵ_0 среды. В этом случае вершина первого порядка в КК оказывается подавленной. В связи с этим в эффективной вершине необходимо удерживать члены, по крайней мере, второго порядка, которые будут резко усилены в $\epsilon_0/\epsilon_\infty \gg 1$ раз по сравнению с членами первого порядка. Это связано с тем, что в вершины более высокого порядка чем первый, взаимодействие входит на частотах $\omega \gg \omega_c$, где ω_c – характерная частота дисперсии диэлектрической проницаемости. Прямое вычисление приводит к следующему выражению для эффективной вершины в КК:

$$\Gamma_c - V_c(0) - V_c(\infty) + \frac{V_c(\infty) + \gamma_c}{1 + \{V_c + \gamma_c\}\rho(\epsilon_F)\ln(\epsilon_F/\omega_c)}, \tag{11}$$

где $V_c(0)$ и $V_c(\infty)$ кулоновское взаимодействие, экранированное ϵ_0 и ϵ_∞ соответственно, γ_c – неприводимая в КК вершина. Результат аналогичный (11) известен в теории сверхпроводимости легированных полярных полупроводников [20]. Из (11) следует, что в рассматриваемом случае кулоновское взаимодействие либо усиливает спаривание, либо играет негативную роль в очень ослабленной форме.

---

1. R.J.Birgeneau, G.Shirane, in "Physical Properties of High Temperature Superconductors", Edited by D.M.Ginsberg (World Scientific, Singapore 1990).
2. J.M.Tranguada, W.J.L.Buyers, H.Chou, T.E.Mason, M.Sato, S.Samoto, and G.Shirane, Phys. Rev. Lett. **64**, 800 (1990).
3. G.Shirane, R.J.Birgeneau, Y.Endoh, P.Gehring, M.A. and K.Yamada, Phys. Rev. Lett. **63**, 330 (1989).
4. T.Imai, T.Shimizu, Y.Yasuoka, Y.Ueda, and Kosuge, J. Phys. Soc. Jpn. **57**, 2280 (1988).
5. R.E.Walstedt, W.W.Warren, R.F.Bell, G.F.Brennert, G.P.Espinosa, R.J.Cava, L.F.Schneemeyer, and J.V.Waszczak, Phys. Rev. **B38**, 9299 (1989).
6. C.H.Pennington, D.J.Durand, C.P.Slichter, J.P.Rice, E.D.Bukowski, and D.M.Ginsberg, Phys. Rev. **B39**, 2902 (1989).
7. T.Imai, J. of Phys. Soc. of Japan **59**, 2508 (1990).
8. Sh.Ohsugi, Y.Kitaoka, K.Ishida, and K.Asayama, J. of Phys. Soc. of Japan **60**, 2351 (1991).

9. M.Monien, D.Pines, Phys. Rev. **B41**, 6297 (1990).
10. N.Bulut, D.Hone, D.J.Scalapino, and N.E.Birckers, Phys. Rev. **B41**, 1797 (1990).
11. C.Castellani, C.Di Castro, M.Grilly, Physica C **153–155**, 1659 (1988).
12. N.Andrei, P.Coleman, Phys. Rev. Lett. **62**, 959 (1989).
13. A.Ramsak, P.Prelovsek, Phys. Rev. **B37**, 2239 (1989).
14. I.R.Schrieffer, X.G.Wen, S.C.Zhang, Phys. Rev. **B39**, 11663 (1989).
15. A.Kampf, I.R.Schrieffer, Phys. Rev. **B41**, 6399 (1990).
16. А.Н.Козлов. Сверхпроводимость **2**, N6, 64 (1989).
17. D.J.Scalapino, E.Loh, I.E.Hirsch, Phys. Rev. **B34**, 8190 (1986).
18. C.Y.Chen, R.I.Birgeneau, M.A.Kastner, Preprint MIT 1990.
19. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский, "Флуктуационная теория фазовых переходов", Наука, 1982.
20. В.Л.Гуревич, А.И.Ларкин, Ю.А.Фирсов, ФТТ **4**, 185 (1962).