Антиферромагнитный обменный механизм сверхпроводимости в купратах

Н. М. Плакида[1)]

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 14 мая 2001 г.

После переработки 31 мая 2001 г.

Рассматривается теория сверхпроводящего спаривания, обусловленного антиферромагнитным обменом, в рамках которой объясняется недавно обнаруженная в ртутных сверхпроводниках сильная зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от постоянной решетки a. Расчеты проведены на основе двухзонной p–d-модели Хаббарда в пределе сильных корреляций. Большая величина энергии возбуждения Δ_{pd} при антиферромагнитном обмене двух частиц из разных хаббардовских подзон приводит к подавлению эффектов запаздывания и спариванию всех частиц в подзоне проводимости с энергией Ферми $E_F \ll \Delta_{pd}$: $T_c \simeq E_F \exp(-1/\lambda)$, где $\lambda \propto J$. $T_c(a)$ и изотопический эффект объясняются зависимостью обменного взаимодействия J от a и нулевых колебаний ионов кислорода.

PACS: 74.20.-z, 74.72.-h

1. Отличительной особенностью высокотемпературных медно-оксидных (купратных) сверхпроводников является сильное антиферромагнитное (АФМ) обменное взаимодействие (см., например, [1]). Обменная энергия связи двух дырок со спином 1/2 на ионах меди $Cu(3d^9)$ и кислорода $O(2p^5)$ составляет величину порядка 1 эВ, а косвенная (через ионы кислорода) АФМ обменная энергия дырок на ионах меди – порядка 0.13 эВ. Если бы купраты имели трехмерную сетку связей для спинов меди, то АФМ температура Нееля в них могла бы достигать рекордной величины $T_N \simeq 1500$ К. Ввиду же двумерного характера спиновой решетки в плоскости CuO_2 температура Нееля оказывается много меньше, $T_N \simeq 300 - 500$ К. Для сравнения отметим, что максимальная температура Нееля, $T_N \simeq 1040$ К, наблюдается в сульфиде ванадия (VS).

Определенное подтверждение особой роли АФМ обмена в сверхпроводящем спаривании в купратах было получено в недавних экспериментах по изучению зависимости температуры сверхпроводимости T_c от межатомного расстояния медь – кислород в ртутных сверхпроводниках (см. [2] и цитированную там литературу). Известно, что в ртутных сверхпроводниках $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+\delta}$ (Hg-12($n-1$)n) достигается максимальная температура $T_c \simeq 135$ К, которая может быть увеличена до 150 К под действием внешнего давления. Эти результаты могут быть объяснены структурными особенностями ртутных сверхпроводников, в которых плоскость CuO_2 имеет наименьшее искажение (buckling): угол связи Cu–O близок к 180°, что обеспечивает максимальное значение косвенного АФМ обменного взаимодействия. Под действием внешнего давления длины связей Cu–O уменьшаются, что ведет к дальнейшему увеличению АФМ обмена. Легирование ртутных сверхпроводников фтором вместо кислорода позволило доказать взаимосвязь увеличения T_c с уменьшением длины связи Cu–O в плоскости: в сверхпроводниках Hg-1201 фторирование приводит к существенному изменению длины связи медь – апексный кислород при неизменном расстоянии Cu–O в плоскости и сохранению максимальной $T_c \simeq 97$ К, в то время как в Hg-1223 фторирование изменяет длины связи Cu–O в плоскости (без существенного изменения угла связи) и увеличивает T_c на 3 К [2]. Сопоставляя имеющиеся данные, авторы [2] приходят к выводу о линейной зависимости температуры сверхпроводимости при оптимальном легировании $T_c(\delta_{opt})$ от постоянной решетки a, расстояния Cu–O–Cu в плоскости, с коэффициентом $dT_c/da \simeq -1.35 \cdot 10^3$ К/Å. Близкие результаты были получены для эпитаксиальных пленок $La_{1.9}Sr_{0.1}CuO_4$: $dT_c/da \simeq -1.0 \cdot 10^3$ К/Å [3]. Действие гидростатического давления оказывает на порядок меньшее увеличение T_c ввиду сопутствующего сжатию искажения плоскости CuO_2 и уменьшения угла связи Cu–O.

В настоящей работе мы даем объяснение полученных экспериментальных результатов, предполагая, что механизм сверхпроводящего спаривания в купратах обусловлен косвенным антиферромагнитным обменом. В рамках этого же подхода приводится и объяснение изотопического эффекта в купратах при за-

1) e-mail: plakida@thsun1.jinr.ru

мещении кислорода ^{16}O на ^{18}O. Отмечается также, что спаривание посредством АФМ обмена имеет ряд особенностей, которые приводят к d-волновому спариванию с высокой T_c. Полученные результаты позволяют сделать вывод об определяющей роли АФМ обмена при сверхпроводящем спаривании в купратах.

2. На особую роль АФМ обменного взаимодействия в купратах обратил внимание Андерсон [4], который предложил теорию резонирующих валентных связей в рамках однозонной $t{-}J$-модели. Однако использование приближения среднего поля (ПСП) в рамках теории вспомогательных бозонов в [4], как и дальнейшее развитие спинон-холонной теории, не дало убедительных доказательств в пользу АФМ обмена как механизма высокотемпературной сверхпроводимости (см. [5]). Впоследствии сверхпроводящее спаривание, обусловленное АФМ обменом в рамках $t{-}J$-модели, рассматривалось во многих работах (см. обзор [6], и, например, [7, 8] и цитированную там литературу).

В недавней работе [9] была исследована сверхпроводимость в более общей двухзонной $p{-}d$-модели, где было показано, что результаты, полученные в рамках $t{-}J$-модели с мгновенным обменным взаимодействием, остаются справедливыми и при учете эффектов запаздывания в двухзонной модели. Поэтому для выяснения зависимости dT_c/da и оценки изотопического эффекта мы можем ограничиться вычислением T_c в однозонной $t{-}J$-модели, вычисляя однако ее параметры в рамках двухзонной $p{-}d$-модели. Поэтому ниже мы кратко изложим этот метод расчета.

Сильное АФМ обменное взаимодействие в купратах обусловлено двумя факторами: большой величиной $pd\sigma$ гибридизации, $t_{pd} \simeq 1.5$ эВ, для $3d$-состояний меди и $2p$-состояний кислорода и небольшой энергией расщепления их атомных уровней, $\Delta_{pd} \simeq 3$ эВ. В то же время сильные кулоновские корреляции для $3d$-состояний меди, $U_d \simeq 8$ эВ, значительно увеличивают энергию двудырочных $3d$-состояний, за счет чего возникает диэлектрическая фаза в нелегированных купратах, а металлическая фаза появляется при легировании синглетной $p{-}d$-дырочной зоны, лежащей ниже триплетной зоны [10]. Эти особенности электронного спектра дырок в плоскости CuO_2 – основного структурного элемента купратов можно описать в рамках простого модельного $p{-}d$-гамильтониана [11]:

$$H=\sum_{i\sigma}\{\epsilon_d \tilde{d}^+_{i\sigma}\tilde{d}_{i\sigma} + \epsilon_p c^+_{i\sigma}c_{i\sigma}\} + \sum_{i,j,\sigma} V_{ij}\{\tilde{d}^+_{i\sigma}c_{j\sigma} + \text{H.c.}\}. \tag{1}$$

Операторы $\tilde{d}^+_{i\sigma}$ и $c^+_{i\sigma}$ описывают рождение однодырочных d- и p-состояний в узлах i квадратной решетки в плоскости CuO_2 с энергией ϵ_d и $\epsilon_p = \epsilon_d + \Delta$, соответственно. При этом ввиду сильных кулоновских корреляций на узлах меди ($U_d \gg \Delta$) учитываются только однократно занятые $3d$-состояния: $\tilde{d}^+_{i\sigma} = d^+_{i\sigma}(1 - n^d_{i,-\sigma})$. Для орбиталей кислорода здесь введено представление Ванье, в результате чего параметры $p{-}d$-гибридизации записаны в виде $V_{ij} = 2t_{pd}\nu_{ij}$, где коэффициенты Ванье ν_{ij} для внутриузельной и гибридизации между первыми и вторыми соседями равны: $\nu_0 = \nu_{jj} \simeq 0.96$, $\nu_1 = \nu_{j\, j\pm a_{x/y}} \simeq -0.14$, $\nu_2 = \nu_{j\, j\pm a_x \pm a_y} \simeq -0.02$ [12]. Поскольку одноузельная гибридизация достаточно велика и много больше межузельной, необходимо сначала привести одноузельную часть гамильтониана (1) к диагональному виду, а затем записать межузельную гибридизацию через операторы новых (перенормированных) одноузельных состояний. Учитывая лишь два низших уровня энергии: однодырочное d-состояние с перенормированной энергией $E_1 = \tilde{\epsilon}_d - \mu$ (где μ – химический потенциал) и двудырочное синглетное $p{-}d$-состояние с энергией $E_2 = 2E_1 + \tilde{\Delta}$ (где $\tilde{\Delta} \simeq \Delta$), мы приходим к двухзонной эффективной модели Хаббарда [12]:

$$H = E_1 \sum_{i,\sigma} X_i^{\sigma\sigma} + E_2 \sum_i X_i^{22} + \sum_{i\neq j,\sigma}\{t^{11}_{ij} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} + t^{22}_{ij} X_i^{2\sigma} X_j^{\sigma 2} + 2\sigma t^{12}_{ij}(X_i^{2\bar\sigma} X_j^{0\sigma} + \text{H.c.})\}. \tag{2}$$

Здесь введены операторы Хаббарда $X_i^{nm} = |in\rangle\langle im|$, описывающие переходы между указанными выше состояниями: $n,m = |0\rangle$, $|\sigma\rangle$, $|2\rangle = |\uparrow\downarrow\rangle$, $\sigma = \pm 1/2$, $\bar\sigma = -\sigma$. Коэффициенты $t^{\alpha\beta}_{ij} = K_{\alpha\beta}V_{ij}$ определяют эффективные интегралы переноса между узлами решетки $(i \neq j)$ для однодырочной подзоны d-типа, $\alpha = 1$, двудырочной синглетной подзоны $p{-}d$-типа, $\alpha = 2$, и их гибридизацию. Параметры $K_{\alpha\beta}$ зависят от величины одноузельной гибридизации t_{pd}/Δ и для физически разумных параметров, $\Delta \simeq 2t_{pd}$, все коэффициенты оказываются одного порядка: $K_{\alpha\beta} \leq 1$ [12]. Ввиду же малости коэффициентов Ванье ν_{ij} в определении V_{ij} для несовпадающих узлов, $i \neq j$, значения интегралов переноса $t^{\alpha\beta}_{ij}$ невелики: для ближайших соседей $t_{eff} \simeq 0.15 t_{pd} \simeq 0.2$ эВ (см. оценки в работах [12–14]), так что эффективная ширина подзон $W = 8t_{eff}$ для двумерной решетки оказывается меньше энергии их расщепления, $W \leq 2\Delta$, и гамильтониан (2) соответствует пределу сильных корреляций в модели Хаббарда.

В пределе сильных корреляций межзонную гибридизацию можно исключить во втором порядке по параметру t^{12}_{ij} и свести гамильтониан (2) к эффективной однозонной $t{-}J$-модели. При дырочном легировании эта модель для синглетной подзоны в операторах Хаббарда записывается в виде

$$H_{t-J}=\sum_{i\neq j,\sigma} t_{ij}^{22}\, X_i^{2\sigma}X_j^{\sigma 2}-\mu\sum_i X_i^{22}+ \\ +\frac{1}{4}\sum_{i\neq j,\sigma} J_{ij}\left(X_i^{\sigma\bar\sigma}X_j^{\bar\sigma\sigma}-X_i^{\sigma\sigma}X_j^{\bar\sigma\bar\sigma}\right), \qquad (3)$$

где обменное взаимодействие $J_{ij}=4(t_{ij}^{12})^2/\tilde\Delta$. При электронном легировании гамильтониан (2) сводится к эффективной однозонной $t-J$-модели для однодырочных состояний, описываемых операторами Хаббарда $X_i^{\sigma 0}\,(X_j^{0\sigma})$ с интегралом переноса t_{ij}^{11}. Однако обменное взаимодействие сохраняет свой прежний вид, как и в гамильтониане (3), которое может быть записано в стандартном гейзенберговском виде, $H_J=(1/2)\sum_{i\neq j} J_{ij}\mathbf{S_i}\mathbf{S_j}$, для спиновых операторов $S_i^{\pm}=X_i^{\pm\mp}$, $S_i^z=(1/2)(X_i^{++}-X_i^{--})$. Приведенное выше выражение для обменного взаимодействия J_{ij} было получено во втором порядке по параметру гибридизации t_{ij}^{12}, более последовательный метод редукции полной $p-d$-модели к эффективной однозонной $t-J$-модели приводится в работе [14], где обсуждается также роль трехузельных членов, возникающих при такой редукции, которые могут давать заметный вклад в дисперсионные зависимости квазичастиц. В настоящей работе для качественных оценок мы будем пренебрегать подобными уточнениями модели.

Пользуясь методом проектирования уравнений движения для операторов Хаббарда, в рамках этой модели нетрудно получить систему уравнений Горькова для нормальной и аномальной компонент одночастичной функции Грина в ПСП (см. [8]). При этом самосогласованное уравнение для сверхпроводящей щели $\phi_\sigma(\mathbf{q})$ в синглетной подзоне принимает вид

$$\phi_\sigma(\mathbf{q})=\frac{1}{N\chi_2}\sum_{\mathbf{k}} J(\mathbf{k}-\mathbf{q})\langle X_{-\mathbf{q}}^{2\bar\sigma}X_{\mathbf{q}}^{2\sigma}\rangle= \\ =\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}} J(\mathbf{k}-\mathbf{q})\frac{\phi_\sigma(\mathbf{k})}{2E(\mathbf{k})}\tanh\frac{E(\mathbf{k})}{2T}, \qquad (4)$$

где квазичастичная энергия $E(\mathbf{k})=[\epsilon(\mathbf{k})^2+|\phi_\sigma(\mathbf{k})|^2]^{1/2}$ и $\epsilon(\mathbf{k})$ – спектр возбуждений в синглетной подзоне в нормальном состоянии. Параметр $\chi_2=\langle X_i^{22}+X_i^{\sigma\sigma}\rangle=n/2$ определяет вес синглетной зоны в зависимости от концентрации дырок $n=1+\delta$.

Выход за рамки ПСП в [8] при учете собственно-энергетических поправок в функциях Грина во втором порядке по интегралам переноса t_{ij}^{22} (в приближении непересекающихся диаграмм) позволил оценить затухание квазичастичного спектра в $t-J$-модели и дополнительный вклад в спаривание, обусловленный обменом спиновыми флуктуациями, которые возникают за счет кинематического взаимодействия во втором порядке по интегралам переноса. При этом было обнаружено, что основной вклад в сверхпроводящее спаривание дает обменное взаимодействие, для которого эффекты запаздывания (и конечного времени жизни квазичастиц) не важны. Поэтому для оценок T_c в рамках двухзонной $p-d$- или редуцированной $t-J$-модели (3) достаточно исследовать уравнение для щели (4) при учете лишь обменного взаимодействия.

Этот вывод был недавно подтвержден при решении системы уравнений для функции Грина от 4-х компонентных операторов Хаббарда, $\hat{X}_{i\sigma}^{\dagger}=(X_i^{2\sigma}\;X_i^{\bar\sigma 0}\;X_i^{\bar\sigma 2}\;X_i^{0\sigma})$, для двухзонной модели (2) в [9]. В этой работе было показано, что аномальные средние в модели (2) определяются корреляционными функциями вида $\langle c_{i\downarrow}c_{i\uparrow}N_j\rangle=\langle X_i^{02}N_j\rangle=-(4t_{ij}^{12}/\Delta)2\sigma\langle X_i^{\sigma 2}X_j^{\bar\sigma 2}\rangle$, вычисление которых приводит к уравнению (4) с обменным взаимодействием J_{ij}, если пренебречь эффектами запаздывания порядка (t_{ij}^{22}/Δ).

3. Учитывая вышесказанное, проведем оценку для температуры d-волнового спаривания в уравнении (4), полагая для щели зависимость в виде $\phi_\sigma(\mathbf{q})=\phi_d(\cos q_x-\cos q_y)=\phi_d\eta(\mathbf{q})$. Умножая (4) на $\eta(\mathbf{q})$ и суммируя по $\mathbf{q}$ для модели обменного взаимодействия ближайших соседей, $J(\mathbf{q})=2J(\cos q_x+\cos q_y)$, получим уравнение для T_c:

$$1=\frac{J}{2N}\sum_{\mathbf{k}}(\eta(\mathbf{k}))^2\frac{1}{\epsilon(\mathbf{k})}\tanh\frac{\epsilon(\mathbf{k})}{2T_c}\simeq \\ \simeq\frac{J}{2}\int_{-\mu}^{W-\mu}\frac{d\epsilon}{\epsilon}N(\epsilon)\tanh\frac{\epsilon}{2T_c}. \qquad (5)$$

Приближенное выражение здесь получено после усреднения по углам вектора $\mathbf{k}$ и перехода к интегрированию по энергии квазичастиц в синглетной подзоне проводимости с эффективной шириной зоны W и плотностью состояний $N(\epsilon)$. Как показывают расчеты (см., например, [12]), плотность состояний $N(\epsilon)$ в исходной модели Хаббарда (2) достаточно сложным образом зависит от энергии и концентрации дырок. Однако в отличие от обычной теории спаривания посредством бозонов, где интегрирование проводится в узком энергетическом слое порядка энергии бозонов вблизи энергии Ферми E_F, и поэтому плотность состояний на поверхности Ферми $N(\epsilon=0)$ определяет константу связи, в нашем случае интегрирование распространяется на всю зону проводимости. В этом случае для качественных оценок мы можем выполнить интегрирование в (5), вводя усредненную плотность состояний N_δ. В приближении слабой связи для $T_c \ll \mu = E_F$ в логарифмическом приближении приходим к следующей оценке для температуры спаривания:

$$T_c \simeq 1.14\sqrt{\mu(W-\mu)}\exp(-1/\lambda), \quad \lambda \simeq J\,N_\delta, \qquad (6)$$

где $\mu = E_F(\delta)$ определяет зависимость энергии Ферми от концентрации дырок δ в синглетной зоне. Ввиду достаточно большой энергии обменного взаимодействия в купратах, $J \simeq 0.13$ эВ, при умеренной плотности состояний в узкой корреляционной зоне, например, $N_\delta \geq 2\,(\text{эВ})^{-1}$, получаем $\lambda \simeq 0.3$. Максимальное значение T_c достигается при оптимальном легировании, $E_F(\delta_{opt}) \simeq W/2$. При этом ввиду большой предэкспоненты – электронной энергии Ферми (например, $E_F \simeq 0.35$ эВ [15]) мы приходим к высокой температуре спаривания, $T_c \simeq 170$ К. При отклонении от оптимального легирования, $E_F \neq W/2$, температура T_c уменьшается, что соответствует экспериментально наблюдаемой зависимости $T_c(\delta)$ во всех медно-оксидных сверхпроводниках. Очевидно, что полученная оценка не годится в случае малого легирования, когда антиферромагнитные корреляции приводят к существенной перестройке спектра квазичастиц (спиновых поляронов) и поверхности Ферми (при образовании дырочных "карманов" вблизи точек $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ зоны Бриллюэна).

4. Проведем теперь оценку зависимости $T_c(a)$ (6) от постоянной решетки a, полагая, что основной вклад в эту зависимость дает обменное взаимодействие для ближайших соседей J. Приведенное выше выражение для обменного взаимодействия J_{ij} во втором порядке по t_{ij}^{12} помимо явной зависимости от параметра одноузельной гибридизации t_{pd} содержит также неявную зависимость от этого параметра за счет перенормировки исходных одночастичных и синглетных $p{-}d$-состояний при выводе гамильтониана (2). Для упрощения оценок мы воспользуемся здесь простой зависимостью косвенного обменного взаимодействия от $p{-}d$-гибридизации в виде $J(a) \propto t_{pd}^4$, полученной еще Ф.Андерсоном (Ph.Anderson) и использованной в оригинальной работе Жанга и Райса [10]. Учитывая, что параметр $p{-}d$-гибридизации зависит от расстояния согласно соотношению $t_{pd}(a) \propto 1/(a)^{7/2}$ [16], для обменного интеграла получаем оценку $J(a) \propto (1/a)^{14}$. В этом приближении для зависимости температуры перехода (6) от межатомного расстояния получим

$$\frac{d\ln T_c}{d\ln a} = \frac{d\ln T_c}{d\ln J}\,\frac{d\ln J}{d\ln a} \simeq -14\,\frac{1}{\lambda} \simeq -47. \qquad (7)$$

Используя экспериментальные данные для соединения Hg-1201: $T_c = 97$ К при $a = 3.880$ Å, и зависимость $dT_c/da \simeq -1.35\cdot 10^3$ К/Å [2], получим для логарифмической производной $d\ln T_c/d\ln a \simeq 54$ – значение, близкое к нашей оценке (7). Для получения более строгих количественных оценок необходимо исследовать уравнения для щели в исходной двухзонной $p{-}d$-модели Хаббарда (2), как это проведено в работе [9]. Однако качественный вывод о сильной зависимости температуры перехода $T_c(a)$, обусловленной значительным изменением косвенного антиферромагнитного обменного взаимодействия при изменении параметра гибридизации $t_{pd}(a)$ (и угла связи Cu–O), безусловно сохранится.

Столь сильную зависимость температуры перехода T_c от постоянной решетки при оптимальном легировании δ_{opt} трудно объяснить в рамках других механизмов спаривания, поскольку в этом случае вклад в изменение T_c за счет переноса заряда отсутствует: вблизи δ_{opt}, согласно экспериментальным результатам, $T_c(\delta) \propto (\delta - \delta_{opt})^2$ и $dT_c/da \propto dT_c/d\delta = 0$, а остальные электронные параметры (E_F, N_δ) мало меняются при незначительном сжатии, $\Delta a/a \simeq$ $\simeq 0.008$.

Для обоснования электрон-фононного механизма спаривания обычно указывают на наличие изотопического эффекта в купратных сверхпроводниках: при замещении кислорода ^{16}O на ^{18}O наблюдается небольшое понижение температуры T_c на 0.5–1 К, так что при оптимальном легировании изотопическая экспонента невелика, $\alpha = -d\ln T_c/d\ln M \leq 0.1$. Вне области оптимального легирования или при внесении примесей, понижающих T_c, величина α может достигать больших значений, $\alpha \simeq 0.6$. Покажем, что этот изотопический эффект находит свое объяснение и в рамках рассмотренного выше электронного механизма спаривания.

Учитывая существование определенной корреляции между зависимостью T_c от давления и массы ионов при изотопическом замещении [17] и приведенный выше анализ $T_c(a)$, можно предположить, что изотопический эффект в купратах также связан с изменением обменной энергии J при изотопическом замещении кислорода. Действительно, в работе [18] был обнаружен изотопический эффект для температуры Нееля: при замещении кислорода ^{16}O на ^{18}O температура Нееля $T_N = 310$ К в нелегированном La_2CuO_4 понижалась на 1.8 К, что дает для изотопической экспоненты $\alpha_N = -d\ln T_N/d\ln M \simeq 0.05$. Поскольку температура Нееля определяется обменным взаимодействием, $T_N \propto J$, мы можем оценить изотопическую экспоненту для температуры сверхпроводимости в соединениях лантана, пользуясь соотношением

$$\alpha = -\frac{d\ln T_c}{d\ln M} = -\frac{d\ln T_c}{d\ln J}\,\frac{d\ln T_N}{d\ln M} \simeq \frac{1}{\lambda}\,\alpha_N \simeq 0.16. \quad (8)$$

Для абсолютного сдвига T_c получаем соотношение $\Delta T_c \simeq (1/\lambda)(T_c/T_N)\Delta T_N \simeq 0.7$ К, где мы приняли $T_c \simeq 40$ К и $T_N = 310$ К. При уменьшении T_c вне области оптимального легирования константа связи λ уменьшается и изотопическая экспонента может достигать большой величины. Полученные оценки соответствуют экспериментально наблюдаемым результатам.

5. Таким образом, проведенный расчет в рамках двухзонной модели Хаббарда (2) в пределе сильных корреляций показывает, что при спаривании двух электронов (дырок) за счет АФМ обменного взаимодействия эффекты запаздывания не важны, и поэтому в спаривании могут участвовать все частицы в заполненной подзоне ввиду большой энергии межзонного расщепления $\Delta \gg |t_{ij}^{\alpha\beta}|$. Поэтому для оценки температуры сверхпроводящего перехода можно использовать однозонную $t{-}J$-модель с мгновенным обменным взаимодействием, как и в теории БКШ. Подавление эффектов запаздывания принципиально отличает этот электронный механизм спаривания от стандартных механизмов, обусловленных обменом бозонами (фононами или спиновыми возбуждениями), при которых спаривание за счет эффектов запаздывания ограничивается узкой областью энергий порядка энергии бозона ω_0 вблизи поверхности Ферми. В этих моделях ввиду небольшой энергии бозона, $\omega_0 \leq 0.05$ эВ, высокие T_c можно получить лишь при сильной связи.

Одним из подтверждений АФМ обменного механизма спаривания может служить наблюдаемая в купратах сильная зависимость температуры перехода T_c от примесей цинка по сравнению с парамагнитными примесями [1]. Полностью заполненная $3d$-оболочка в Zn^{2+} $(3d^{10})$ блокирует АФМ обмен, что должно приводить к дополнительному понижению T_c по сравнению с обычными эффектами падения T_c за счет примесного рассеяния.

Поскольку АФМ обменное взаимодействие является характерной чертой систем с сильными электронными корреляциями и отсутствует в обычных ферми-системах (см. обсуждение в [19]), можно утверждать, что специфический механизм спаривания в купратах обусловлен АФМ обменом, энергия которого в них достигает рекордно большой величины ввиду особенностей их электронного строения. Можно ожидать проявления АФМ обменного спаривания в других системах с сильными кулоновскими корреляциями, как, например, в ванадатах или в системах с тяжелыми фермионами, в которых наблюдается АФМ упорядочение наряду со сверхпроводимостью.

---

1. N. M. Plakida, *High-temperature superconductivity*, Springer, Berlin, 1995.
2. E. V. Antipov, A. M. Abakumov, K. A. Lokshin et al., Physica **C341–348**, 579 (2000); K. A. Lokshin, D. A. Pavlov, S. N. Putilin et al., Phys. Rev. **B63**, 064511 (2001).
3. J.-P. Locquet, J. Perret, J. Fompeyrine et al., Nature, London **394**, 453 (1998).
4. P. W. Anderson, Science **235**, 1196 (1987).
5. P. W. Anderson, *The theory of superconductivity in the high-T_c cuprates*, Princeton University Press, Princeton, 1997.
6. Ю. А. Изюмов, УФН **169**, 225 (1999).
7. N. M. Plakida, V. Yu. Yushankhai, and I. V.Stasyuk, Physica **C160**, 80 (1989); V. Yu. Yushankhai, N. M. Plakida, and P. Kalinay, Physica **C174**, 401 (1991).
8. N. M. Plakida and V. S. Oudovenko, Phys. Rev. **B59**, 16599 (1999).
9. N. M. Plakida, L. Anton, S. Adam, and Gh. Adam, Preprint JINR, E-17-2001-59, Dubna, 2001; cond-mat/0104234.
10. F. C. Zhang and T. M. Rice, Phys. Rev. **B37**, 3759 (1988).
11. V. Emery, Phys. Rev. Lett. **58**, 2794 (1987); C. M. Varma, S. Schmitt-Rink, and E. Abrahams, Solid State Commun. **62**, 681 (1987).
12. N. M. Plakida, R. Hayn, and J.-L. Richard, Phys. Rev. **B51**, 16599 (1995).
13. L. F. Feiner, J. H. Jefferson, and R. Raimondi, Phys. Rev. **B53**, 8751 (1996); R. Raimondi, J. H. Jefferson, and L. F. Feiner, Phys. Rev. **B53**, 8774 (1996).
14. V. Yu. Yushankhai, V. S. Oudovenko, and R. Hayn, Phys. Rev. **B55**, 15 562 (1997).
15. Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин, УФН **156**, 117 (1988).
16. W. A. Harrison, *Electronic structure and the properties of solids*, W. H. Freeman and Co., San Francisko, 1983.
17. J. P. Franck, Physica **C282–287**, 198 (1997).
18. Guao-meng Zhao, K. K. Singh, and D. E. Morris, Phys. Rev. **B50**, 4112 (1994).
19. P. W. Anderson, Adv. in Phys. **46**, 3 (1997).