

PACS numbers: 74.20.Mn, 74.20.Rp, 74.62.Dh

Модели высокотемпературной сверхпроводимости

Ю.В. Копаев

1. Введение

Высокотемпературные сверхпроводники на основе купратов обладают целым рядом особенностей как в сверхпроводящем, так и в нормальном состояниях:

- 1) высокая критическая температура T_c сверхпроводящего перехода;
- 2) d-тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка Δ и слабая чувствительность к рассеянию на немагнитных примесях;
- 3) особенности фазовой диаграммы: близость антиферромагнитного и сверхпроводящего состояний и существование последнего в ограниченном с обеих сторон интервале по концентрации носителей (рис. 1), существование псевдощелевого состояния при $T > T_c$ в недодированной (НД) области;
- 4) "нарушение" оптического правила сумм;
- 5) структура "пик – провал – горб" (peak – dip – hump) в спектрах фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES) и в туннельных характеристиках;
- 6) статическая и динамическая структура страйпов и ее связь со сверхпроводимостью;
- 7) особенности в спектрах неупругого рассеяния нейтронов при $T < T_c$;
- 8) отличие концентрации сверхтекучей компоненты от полной концентрации носителей;
- 9) большое отношение $2\Delta(T=0)/T_c$ в области слабого допирования;
- 10) аномальные температурные и частотные зависимости диагонального и холловского сопротивлений.

Нет сомнения, что большинство из этих особенностей связано с проявлением межэлектронных корреляций не только сверхпроводящей природы, о чём, в частности, говорит близость на фазовой диаграмме (см. рис. 1) сверхпроводящего (СП) и антиферромагнитного (АФ) упорядочений и проявление ближнего АФ порядка в СП области.

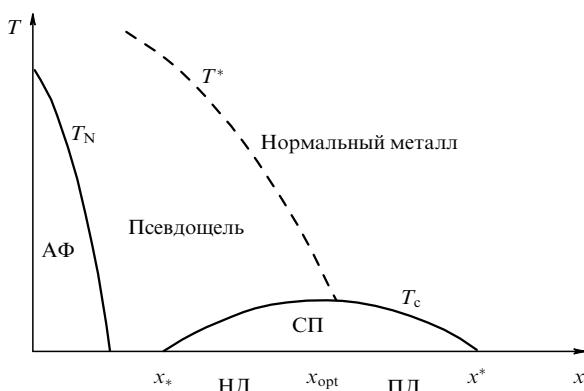


Рис. 1. Типичная для дыроно-легированных высокотемпературных купратов фазовая диаграмма (температура – уровень легирования x). НД и ПД — области слабого и сильного легирования соответственно.

2. Особенности ферми-контура дыроочных купратов

Как и в большинстве твердых тел, в купратах нет малого параметра для их последовательного теоретического описания, поскольку кинетическая и потенциальная энергия взаимодействия частиц одного порядка.

Поэтому желателен согласованный подход с противоположных сторон — сильного взаимодействия (когда энергия взаимодействия двух частиц на одном центре больше ширины разрешенной зоны — модель Хаббарда) и со стороны слабого взаимодействия (зонное описание как нулевое приближение).

Антиферромагнитное состояние при слабом взаимодействии (волна спиновой плотности, ВСП) возможно при наличии "нестинга" у ферми-контура (FC) (совмещение отдельных участков FC при смещении на некоторый импульс Q). Приблизительно такая форма (квадрат с закругленными углами) наблюдается по спектрам фотоэмиссии ARPES для всех дыроно-легированных купрата [1]. Возможность существенного повышения величины T_c за счет взаимного влияния диэлектрических (антиферромагнитных в случае ВСП или структурных в случае волн зарядовой плотности (ВЗП)) и сверхпроводящих корреляций исследовалась задолго до обнаружения сверхпроводимости купрата [2].

В хаббардовском пределе (исключающем существование двух частиц на одном центре) широко исследуемой является так называемая t - J -модель. Контур Ферми дырок и их спектр возбуждения определяется, как и в зонной схеме, интегралами пересека на соседние центры с той разницей, что эти интегралы умножаются на концентрацию пустых мест (дырок) в конечном состоянии. Наблюданная форма контура Ферми (квадрат с закругленными углами — почти нестинг) теоретически получается при учете пересека электронов только между ближайшими соседями. Однако полученный таким образом контур Ферми развернут на угол $\pi/4$ относительно экспериментально наблюдаемого. Учет пересека на ближайшие соседи, вообще говоря, нарушает условие нестинга. При определенном же соотношении между интегралами пересека на ближайшие и следующие соседи получается хорошее совпадение с экспериментом.

Этот разворот, характерный для дыроочных купрата, приводит к двум важнейшим следствиям: 1) нестинг сохраняется в широком интервале дыроно-легирования и быстро исчезает при электронном легировании; 2) при увеличении концентрации дырок контур Ферми приближается к области "расширенных в линию" седловых точек (extended saddle points).

С точки зрения купровского спаривания с нулевым суммарным импульсом [3] это может быть причиной более высокой критической температуры и ряда особенностей физических характеристик (из-за появления особенности в плотности состояний) [4]. Более существенно эти два свойства проявляются при образовании дыроочных пар с большим суммарным импульсом (см. ниже).

Это же свойство FC получается и в обобщенной t - J -модели.

3. Определяющие механизмы сверхпроводящего спаривания

Основные модели, развивающиеся для объяснения свойств сверхпроводящих купрата, можно классифицировать по следующим признакам:

1. Синглетное куперовское спаривание с d-типовом симметрии параметра порядка принимается как безусловный факт; предлагаются различные механизмы притяжения, ответственные за такое спаривание:

а) типичный для обычных сверхпроводников фононный механизм [2, 5]. Основной трудностью при таком механизме является не столько получение достаточно высоких значений T_c , сколько обоснование d-типа спаривания. Ожидается, что перенормировка электрон-фононного взаимодействия за счет сильных межэлектронных корреляций может привести к так называемому преимущественному рассеянию вперед (forward scattering), что и обеспечит устойчивость d-типа спаривания [6];

б) различные электронные механизмы притяжения, в том числе экситонный [2].

2. Куперовское спаривание d-типа за счет отталкивательного взаимодействия. Такой механизм спаривания с конечным угловым моментом впервые был рассмотрен еще в работе [7]. В настоящее время наиболее продвинутой является теория спаривания за счет обмена спиновыми волнами. Это взаимодействие носит отталкивательный характер, а спаривание обусловлено тем, что взаимодействие такого типа из-за близости системы к антиферромагнитному упорядочению имеет максимум при передаваемом импульсе, соответствующем такому упорядочению. А именно этот импульс соответствует рассеянию между участками FC, на которых сверхпроводящий параметр имеет разные знаки при d-типе спаривания [8].

3. Спаривание происходит как при притягательном, так и при отталкивательном взаимодействии, если выигрыш в энергии при сверхпроводящем переходе происходит преимущественно за счет кинетической энергии. Отметим, что в модели БКШ [3] изменение в кинетической энергии соответствует проигрышу.

Существует несколько полуфеноменологических подходов такого типа:

а) в модели [9] предполагается понижение величины эффективной массы (выигрыш в кинетической энергии) при переходе в сверхпроводящее состояние. Наглядным примером является коррелированное движение двух дырок в антиферромагнитном состоянии. При движении одной дырки возникает нарушение спинового порядка, пропорциональное длине ее траектории. Вторая же дырка восстанавливает АФ порядок. Обычно при таком подходе не учитывается проигрыш в кинетической энергии относительного движения двух дырок;

б) на основе анализа спектров фотоэмиссии с угловым разрешением и частотной зависимости проводимости в работе [10] предложена собственно-энергетическая часть для сверхпроводящего состояния, соответствующая выигрышу в кинетической энергии. Более тонкое сопоставление спектров фотоэмиссии по распределению импульсов электронов при фиксированной энергии и по распределению энергии при фиксированном импульсе [11] позволило более строго обосновать выбранную структуру собственно-энергетической части [10];

в) выигрыш в кинетической энергии происходит в результате туннелирования куперовской пары (внутренний эффект Джозефсона) между металлическими участками страйпов, разделенными АФ частями [12]. Такая структура либо в статическом, либо в динамическом режиме является характерной чертой дырочных купраторов.

В эффекте Джозефсона вероятность туннелирования пары равна вероятности туннелирования одной частицы (а не квадрату вероятности, как было бы при некоррелированном движении двух частиц). В результате возникает выигрыш в кинетической энергии движения между страйпами при переходе системы в сверхпроводящее состояние. Этот выигрыш и является причиной сверхпроводящего перехода.

4. Сильные межэлектронные корреляции, ответственные за антиферромагнитное состояние при слабом дырочном легировании, могут при увеличении легирования в сторону сверхпроводящей области привести к другим нетривиальным состояниям. Последние могут быть причиной ряда наблюдаемых особенностей купраторов. Широко обсуждается в связи с этим состояние с неоднородными спонтанными токами (staggered current), соответствующее орбитальному антиферромагнетизму [13].

В рамках зонной схемы с нестингом контура Ферми такое состояние ранее исследовалось в работах [14–16], а в рамках модели Хаббарда — в работе [17].

Другое направление связано с исследованием влияния межэлектронных корреляций на разделение заряда и спина [18]. Сверхпроводящее состояние формируется уже на основе новых квазичастиц — заряженных бесспиновых бозонов (холонов) и нейтральных фермионов (спинонов). Сверхпроводящему состоянию соответствует одновременная бозе-конденсация бозонов и аналога куперовских пар из спинонов. Строгое доказательство такого разделения заряда и спина существует только для одномерного случая. Можно надеяться, что в хаббардовском случае сильных корреляций при отсутствии в теории малого параметра после преобразования гамильтонiana, соответствующего одному из рассматриваемых ниже способов разделения заряда и спина, остаточное взаимодействие окажется слабым. Взаимодействие между бозонами будет соответствовать отталкиванию, необходимому для устойчивости бозе-конденсации. Куперовское спаривание между спинонами будет обеспечено одним из вариантов куперовского спаривания между дырками. Остаточное взаимодействие между холонами и спинонами должно быть слабым для предотвращения их обратного связывания. Все отмеченные выше особенности контура Ферми соотносятся при таком подходе со спинонами.

Существует несколько моделей для описания разделения заряда и спина и различных типов упорядоченных состояний и фазовых переходов между ними:

а) простейшая модель U(1) симметрии [19] — электронный оператор уничтожения $C_{\alpha i}$ на центре i со спином α выражается как $C_{\alpha i} = f_{\alpha i} b_i^+$ — произведение оператора $f_{\alpha i}$ уничтожения фермиона (спинона) и рождения бозона b_i^+ . Новое состояние обладает, к сожалению, нарушенной трансляционной симметрией, а d-тип спаривания для спинонов оказывается неустойчивым;

б) модель SU(2) симметрии [20] устраняет отмеченные выше трудности модели U(1). В этой модели вводятся два типа 1 и 2 спинонов и холонов, и оператор $C_{\alpha i}$ выражается как

$$C_{\alpha i} = \frac{1}{\sqrt{2}} (b_{1i}^+ f_{1i} + b_{2i}^+ f_{2i}^+) .$$

В сверхпроводящем состоянии d-типа $\langle b_1 \rangle \neq 0$, $\langle b_2 \rangle = 0$, $\langle f_{1i} f_{2j} - f_{2i} f_{1j} \rangle \neq 0$;

в) калибровочная модель Z_2 [21]; если на узле j ввести фазу φ_j куперовской пары, то оператор рождения бозона $b_j^+ \equiv \exp(i\varphi_j/2)$ соответствует "половине" куперовской пары; оператор рождения спинона $f_{j\sigma}^+$ выражается следующим образом:

$$f_{j\sigma}^+ = b_j c_{j\sigma}^+.$$

Отметим, что в стандартной теории БКШ возбуждения — боголюбовские квазичастицы b_k с импульсом k являются линейными комбинациями электрона со спином σ и импульсом k и дырки со спином $-\sigma$ и импульсом $-k$ [22]:

$$b_k = u(k)c_{k\sigma}^+ - v(k)c_{-k-\sigma}^-.$$

При импульсе Ферми k_F коэффициенты $u(k_F)$ и $v(k_F)$ равны $1/\sqrt{2}$, т.е. заряд квазичастицы равен нулю. С этим связан ряд особенностей обычных сверхпроводников, в частности, так называемое андреевское отражение, соответствующее превращению электрона в дырку при рассеянии назад на границе нормального металла и сверхпроводника.

5. Спаривание с большим суммарным импульсом.

При отмеченных выше особенностях FC дырочных купратов амплитуда рассеяния двух дырок друг на друге, кроме особенности при нулевом суммарном импульсе пары, имеет особенность при суммарном импульсе K порядка удвоенного импульса Ферми $2k_F$ [23].

При этом области Ξ_K внутри FC соответствует импульс $K < 2k_F$, а области $\Xi_{K'}$ вне FC — импульс $K' > 2k_F$ (рис. 2). Таким образом, отсутствует электрон-дырочная симметрия (при куперовском спаривании суммарному нулевому импульсу соответствуют состояния как внутри, так и вне FC).

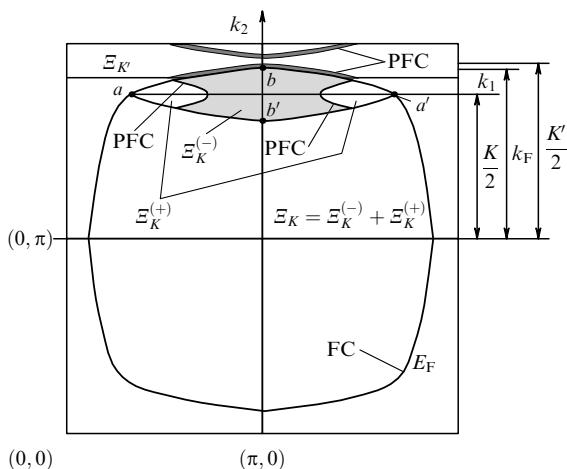


Рис. 2. Типичный для дырочных купратов контур Ферми (FC) как квадрат с закругленными углами с энергией E_F , центрированный в точке (π, π) зоны Бриллюзена; линии, разделяющие области с положительной и отрицательной энергией относительного движения, образуют парный контур Ферми (PFC).

В амплитуде рассеяния имеются особенности как при притягивающем, так и при отталкивающем знаке потенциала (рис. 3). При этом эффективное взаимодействие пропорционально соответствующим площадям Ξ_K или $\Xi_{K'}$. Наблюдаемым особенностям дырочных купра-

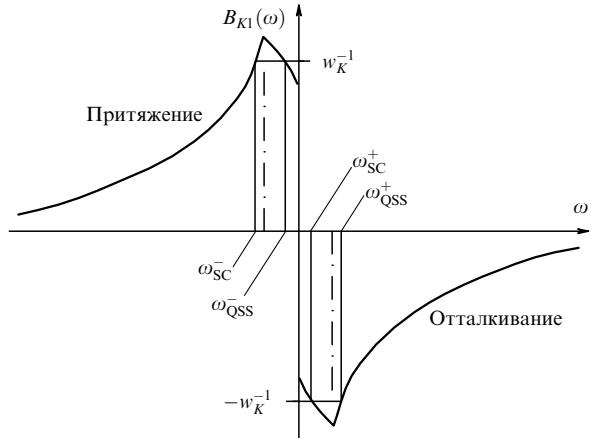


Рис. 3. Зависимость действительной части $B_{K1}(\omega)$ амплитуды рассеяния пары дырок с суммарным импульсом K от энергии ω для случаев притяжения (верхняя часть) и отталкивания (нижняя часть) между дырками; точки пересечения кривой B_{K1} с горизонтальными линиями, обозначающими обратную величину эффективного взаимодействия w_K^{-1} , соответствуют стационарным ($\omega_{QSS}^{+,+}$) состояниям и сверхпроводящей неустойчивости ($\omega_{SC}^{-,+}$).

тов соответствует ситуация с отталкивательным взаимодействием. Один из полюсов на рис. 3 ($\omega_{QSS}^{+,+}$) соответствует стационарному состоянию и качественно описывается псевдошельевой областью на фазовой диаграмме (см. рис. 1). Второй полюс (ω_{SC}^{+}) имеет мнимую часть, соответствующую сверхпроводящей неустойчивости [24]. Качественно частотный ход амплитуды рассеяния (см. рис. 3) совпадает с таковым для феноменологически введенной [10] собственно-энергетической части. Для появления этих решений кроме условий приближенного нестинга, обеспечивающего конечные дозволенные области Ξ_K и $\Xi_{K'}$, существенна близость FC к "линии" седловых точек. Тогда кинетическая энергия относительного движения частиц ($(k_x^2/2m_x - k_y^2/2|m_y|)$) в паре с компонентами импульсов k_x и k_y обращается в нуль вдоль некоторых линий (гиперболическая метрика).

Спаривание d-типа определяется соответствующим суммированием по эквивалентным K или K' состояниям [23]. Для устранения указанной неустойчивости необходимо выполнить перестройку основного состояния с помощью соответствующего боголюбовского преобразования. При этом необходимо, чтобы пары с заданным импульсом K могли рассеиваться из занятых состояний в свободные с тем же суммарным импульсом. Для этого часть дырочных состояний из области Ξ_K должна быть переведена в область $\Xi_{K'}$ вне FC. Если такое перераспределение в импульсном пространстве соответствует перераспределению в обычном пространстве (возникновение статических или динамических страйпов), то проигрыш в кинетической энергии может быть компенсирован выигрышем в АФ части за счет уменьшения в этой части концентрации дырок [25, 26]. Сверхпроводящее спаривание происходит вдоль возникающих таким образом в областях Ξ_K или $\Xi_{K'}$ границ, разделяющих заполненные дырками или электронами состояния от соответствующих пустых. В результате возникают линии "парного" контура Ферми PFC (см. рис. 2), разделяющего области Ξ_K и $\Xi_{K'}$ на части с положительной $\Xi_K^{(+)}$ и $\Xi_{K'}^{(+)}$ и отрицательной $\Xi_K^{(-)}$ и $\Xi_{K'}^{(-)}$ энергиями относительного движения. Однородного (не зависящего от относительного им-

пульса) решения сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(K) = \text{const}$ при отталкивательном взаимодействии не существует. Однако существует решение для параметра Δ , изменяющегося по модулю и по знаку от Δ_+ к Δ_- при переходе через парный контур Ферми. Такое решение существует потому, что интенсивность рассеяния пары с заданным импульсом K из области $\Xi_K^{(+)}$ в область $\Xi_K^{(-)}$ пропорциональна площади

$$\Xi_K = \Xi_K^{(+)} + \Xi_K^{(-)},$$

а интенсивность рассеяния внутри $\Xi_K^{(+)}$ и $\Xi_K^{(-)}$ пропорциональна этим площадям.

Для контуров Ферми с различными знаками кривизны на разных их участках или для многосвязных контуров области Ξ_K и $\Xi_{K'}$ могут и без образования страйпов содержать одновременно заполненные и незаполненные участки. Тогда линии PFC будут представлять часть контура Ферми. Подобная структура FC наблюдалась недавно в работе [27].

Отличительной от модели БКШ [3] особенностью рассматриваемого типа спаривания является наличие линейного по параметру Δ слагаемого в химическом потенциале и в выражении для энергии конденсации [25, 26]. Причина такого сдвига обусловлена тем, что размытие фермиевской ступени на PFC при возникновении неодинаковых параметров Δ_+ и $|\Delta_-|$ требует сдвига химического потенциала для равенства числа частиц, выходящих за контур Ферми, числу освобождающихся мест внутри контура Ферми (рис. 4). Данный линейный сдвиг характеризует существенное проявление спаривания в широкой по сравнению с Δ (в отличие от модели БКШ [3]) области и объясняет наблюдаемое "нарушение" оптического правила сумм [28]. Это и является причиной выигрыша в энергии конденсации за счет кинетической энергии.

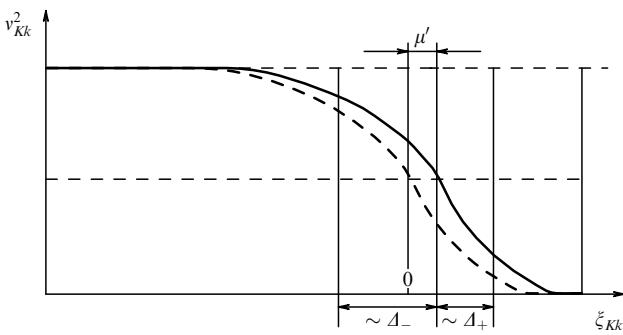


Рис. 4. Функция распределения дырок v_{kk}^2 в сверхпроводящем состоянии вблизи парного контура Ферми в зависимости от энергии относительного движения ξ_{kk} ; сплошная кривая с учетом сдвига μ' уровня Ферми, пунктирная — без учета.

4. Симметрийное описание фазовой диаграммы

Для понимания природы сверхпроводящего состояния купратов полезным является описание их свойств с симметрийной точки зрения независимо от конкретной модели.

В работе [29] предложена теория SO(5) симметрии, в которой вводится 5 компонент параметра порядка: 2 компоненты (действительная и мнимая части) сверх-

проводящего и 3 компоненты антиферромагнитного порядков. Нарушение SO(5) симметрии соответствует фазовым переходам в сверхпроводящее, антиферромагнитное и смешанное состояния. Принципиально новым моментом явилось введение динамической степени свободы, соответствующей коллективной триплетной моде (π -мода), перепутывающей сверхпроводящие и антиферромагнитные компоненты. Наблюдаемый в ряде дырочных купратов резонанс в неупругом рассеянии нейтронов объясняется в работе [30] смягчением этой π -моды.

Рассмотренная выше модель с большим суммарным импульсом пары в синглетном состоянии соответствует смягчению до нуля при импульсе K синглетной π -моды в точке T_c . При этом предполагалось, что частота триплетной π -моды остается конечной. Существование рассмотренного выше сверхпроводящего параметра порядка, не включенного в группу SO(5), допускается в рамках более общей группы SU(4) [31].

На возможность существования решений с большим суммарным импульсом пары в модели Хаббарда было указано в работе [32]. В работе [33] возможность реализации такого состояния в качестве основного для одномерного случая исследована численно при учете пересека между центрами пары носителей.

Список литературы

1. Shen Z X et al. *Science* **267** 343 (1995)
2. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржица) (М.: Наука, 1977)
3. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
4. Abrikosov A A *Physica C* **341–348** 97 (2000)
5. Максимов Е Г *УФН* **170** 1033 (2000)
6. Varelogiannis G *Phys. Rev. B* **57** 13743 (1998)
7. Ахиезер А И, Померанчук И Л *ЖЭТФ* **36** 859 (1959)
8. Monthoux P, Pines D *Phys. Rev. B* **47** 6069 (1993)
9. Hirsch J E *Phys. Rev. B* **62** 14487, 14498 (2000)
10. Norman M R et al. *Phys. Rev. B* **61** 14742 (2000)
11. Norman M R et al. *Phys. Rev. B* **64** 184508 (2001)
12. Emery V J, Kivelson S A *Nature* **374** 434 (1995)
13. Chakravarty S et al. *Phys. Rev. B* **63** 094503 (2001)
14. Halperin B I, Rice T M, in *Solid State Physics* Vol. 21 (Eds F Seitz, D Turnbull, H Ehrenreich) (New York: Academic Press, 1968) p. 115
15. Волков Б А и др. *ЖЭТФ* **81** 726 (1981)
16. Ginzburg V L et al. *Solid State Commun.* **50** 339 (1984)
17. Affleck I, Marston J B *Phys. Rev. B* **37** 3774 (1988)
18. Anderson P W *The Theory of Superconductivity in the High- T_c Cuprates* (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1997)
19. Ding H et al. *Nature* **382** 51 (1996)
20. Lee P A et al. *Phys. Rev. B* **57** 6003 (1998)
21. Senthil T, Fisher M P A *Phys. Rev. B* **62** 7850 (2000)
22. Боголюбов Н Н *ЖЭТФ* **34** 58 (1958)
23. Белянский В И, Караев В В, Кораев Ю В *ЖЭТФ* **118** 941 (2000); Belyansky V I, Karaev V V, Koraev Yu V *Physica C* **341–348** 185 (2000)
24. Белянский В И, Караев Ю В *Письма в ЖЭТФ* **72** 734 (2000)
25. Belyansky V I, Karaev Yu V *Phys. Lett. A* **287** 152 (2001)
26. Белянский В И, Караев Ю В *ЖЭТФ* **121** 175 (2002)
27. Bogdanov P V et al. *Phys. Rev. B* **64** 180505 (2001)
28. Basov D N et al. *Science* **283** 49 (1999)
29. Zhang S-C *Science* **275** 1089 (1997)
30. Hu J-P, Zhang S-C *Phys. Rev. B* **64** 100502 (2001)
31. Guidry M et al. *Phys. Rev. B* **63** 134516 (2001)
32. Yang C N *Phys. Rev. Lett.* **63** 2144 (1989)
33. Japaridze G I et al. *Phys. Rev. B* **65** 014518 (2002)