Физика низких температур, 2001, т. 27, № 6, с. 634–641

Спиновые и сверхпроводящие флуктуации в медь-кислородных плоскостях квазидвумерного ВТСП

Г. Г. Сергеева, В. Ю. Гончар

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: gsergeeva@kipt.kharkov.ua

А. В. Войценя

Харьковский национальный университет им В. Н. Каразина, пл. Свободы, г. Харьков, 61007, Украина

Статья поступила в редакцию 7 сентября 2000 г., после переработки 10 января 2001 г.

Для квазидвумерных ВТСП в $2D\ XY$-модели Березинского – Костерлица – Таулесса изучены особенности двумерных сверхпроводящих и спиновых флуктуаций в медь-кислородных плоскостях при $T < T^*$, где T^* – температура зарядового упорядочения. Показано, что сосуществование в медь-кислородных плоскостях трех фаз (металлической, почти диэлектрической и сверхпроводящей) с независимым их распределением в каждой плоскости усиливает полупроводниковый характер транспорта заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ и приводит к двум каналам туннелирования заряда с различными температурными зависимостями вероятности туннелирования $t_c(T)$. Полученные выражения для температурной зависимости сопротивления $\rho_c(T)$ позволили из результатов измерений определить температуру $2D\ XY$-упорядочения спинов меди в диэлектрических полосах и размерность сверхпроводящего перехода.

Для квазідвовимірних ВТНП у $2D\ XY$-моделі Березінського – Костерліца – Таулесса вивчено особливості двовимірних надпровідних та спінових флуктуацій у мідь-кисневих площинах при $T < T^*$, де T^* – температура зарядового впорядкування. Показано, що спів'існування у мідь-кисневих площинах трьох фаз (металевої, майже діелектричної та надпровідної) із незалежним їх розподілом у кожній площині підсилює напівровідниковий характер транспорту заряду вздовж осі $\hat{\mathbf{c}}$ та призводить до двох каналів тунелювання заряду із різними температурними залежностями ймовірності тунелювання $t_c(T)$. Одержані результати для температурної залежності опору $\rho_c(T)$ дали можливість із результатів вимірювань визначити температуру $2D\ XY$-впорядкування спінів міді у діелектричних полосах і вимірність надпровідного переходу.

PACS: 74.72.Hs

1. Введение

Известно, что температура сверхпроводящего перехода T_c в слоистых ВТСП существенно зависит от степени допирования δ и достигает максимального значения при оптимальном значении $\delta \sim \delta_c$. Соединения с $\delta < \delta_c$, такие как $YBa_2Cu_3O_\delta$ ($\delta < 6{,}7$), $La_{2-\delta}Sr_\delta CuO_4$ с $\delta < 0{,}2$, а также сверхпроводящие фазы Bi2212, Tl2212 при всех значениях δ относятся к квазидвумерным ВТСП. Они отличаются слабым взаимодействием между плоскостями и сильной анизотропией сопротивления ρ_c вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ и ρ_{ab} в CuO_2-плоскости: от $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^5$ для Bi2212 до $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^3$ для $YBa_2Cu_3O_{6,7}$ и $La_{2-\delta}Sr_\delta CuO_4$. Сильная и зависящая от δ анизотропия этих соединений приводит к существенно анизотропным изменениям спектральной плотности носителей тока при $T_c(\delta) < T < T^*(\delta)$, т.е. к появлению особенностей вблизи энергии Ферми и связанного с ними состояния, называемого псевдощелью [1]. Температуру появления псевдощели $T^*(\delta)$ называют также температурой зарядового упорядочения: при $T \le T^*$ в плоскостях CuO_2 происходит процесс образования диэлектрических и металлических полос, являющийся динамическим аналогом фазового расслоения.

При $T_c < T \le T^*$ в квазидвумерных ВТСП наблюдаются такие необычные для нормального состояния низкотемпературных сверхпроводников эффекты, как двумерные флуктуации ближнего антиферромагнитного параметра порядка в диэлектрических полосах, полупроводниковый ход зависимости $\rho_c(T)$, размерный $2D$–$3D$ кроссовер сверхпроводящих флуктуаций. Двумерные ($2D$) вихри и двумерные сверхпроводящие флуктуации ($2D$ СФ) наблюдаются в необычайно большом интервале температур: 97–178 К для иттриевых ВТСП [2] и 84–245 К для Bi2212 [3]. Это позволило предположить, что сверхпроводящий переход связан с переходом Березинского—Костерлица—Таулесса (БКТ) [4–6], т.е. с процессом $2D$ XY-упорядочения спинов меди в плоскостях CuO_2 при температуре $T_{BKT} < T_{c0}$, где $T_{c0} \le T^*$ — температура двумерного сверхпроводящего перехода в теории среднего поля. Несмотря на то что $2D$ СФ и признаки БКТ перехода наблюдались для большей части квазидвумерных ВТСП (см. обзор [7] и ссылки в нем), до сих пор неясно, происходит ли такой переход в объемных ВТСП с учетом взаимодействий вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ [8].

Причина изменения характера зависимости $\rho_c(T)$ в квазидвумерных ВТСП от металлического хода к полупроводниковому в настоящее время не установлена. По-видимому, основная трудность связана с тем, что в области температур, где ρ_c превышает предел Мотта—Иоффе—Регеля $\rho_M \sim$ $\sim 10^{-2}$ Ом·см, квазидвумерный ВТСП уже нельзя рассматривать как трехмерный анизотропный металл [9]. В этом случае возникает проблема описания нормального состояния CuO_2-плоскости, которая на мезоскопическом уровне является существенно неоднородной при $T_c < T \le T^*$: помимо диэлектрических и металлических полос, при $T \le T_{c0}$ в плоскости появляются и сверхпроводящие области [10–12]. Для объяснения аномалий сопротивления квазидвумерных ВТСП предложено несколько моделей ([7], раздел II, 2а), таких как модель межслоевого туннелирования (ILT) [13–15] и теоретические модели основного состояния для плоскости CuO_2 , выходящие за рамки обычной ферми-жидкости [11,12]. В модели межслоевого туннелирования вызывают интерес попытки связать некогеррентный характер переноса заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ с особенностями динамики заряда в CuO_2-плоскости [16], а также гипотеза о флуктуационной природе аномалий сопротивления квазидвумерных ВТСП [17–20]. С помощью этой гипотезы было показано, что учет сильных $2D$ СФ при $T_c < T < T^*$ приводит к избыточной проводимости в CuO_2-плоскости [18] и к полупроводниковой зависимости сопротивления $\rho_c(T)$ [19].

Для выяснения связи между сверхпроводящим и БКТ переходами в квазидвумерных ВТСП в настоящей работе в рамках флуктуационной модели межслоевого туннелирования [19] найдена температурная зависимость сопротивления $\rho_c(T)$ при $T_c < T < T^*$. Сравнение полученного ниже выражения (4) с измеренными $\rho_c(T)$ для монокристаллов Bi2212 [21] позволило без подгоночных параметров определить температуру $2D$ XY-упорядочения спинов меди в диэлектрических полосах $T_{BKT}(\delta)$ и размерность сверхпроводящего перехода. Для иллюстрации зависимости различных режимов магнитного поведения спинов меди и дырок в плоскости CuO_2 от концентрации кислорода для квазидвумерных ВТСП построена магнитная фазовая диаграмма, где в дополнение к наблюдавшимся ранее фазам [22] отмечены фазы $2D$ XY-упорядочения спинов меди в плоскости CuO_2 и в диэлектрических полосах.

2. Двумерные флуктуации в «полосатых» CuO_2-плоскостях

Сильные антиферромагнитные (АФМ) флуктуации в квазидвумерных ВТСП, несмотря на существенное различие обменных констант внутриплоскостного J_0 и межплоскостного J_1 взаимодействий ($J_0/J_1 > 10^3$), препятствуют $2D$ гейзенберговскому упорядочению спинов. При $T < T^*$ плоскости CuO_2 можно назвать «полосатыми» — в них устанавливается структура полос диэлектрической и металлической фаз с шириной, зависящей от концентрации дырок в плоскости. При этом в системе спинов меди отдельной диэлектрической полосы разрушение АФМ порядка не происходит, но ближний порядок для спинов меди в каждой полосе устанавливается независимо [10], и в отсутствие магнитного поля образец остается ненамагниченным. Таким образом, «полосатая» плоскость в нормальном состоянии представляет собой необычный двумерный объект с областями спиновых и зарядовых неоднородностей (мезоскопических размеров). Для такой плоскости можно говорить о флуктуациях ближнего АФМ параметра порядка и о «двумерном» заряде квазичастиц. Величина «двумерного» заряда пропорциональна трехмерной константе взаимодействия, деленной на расстояние между плоскостями [23]. Основное состояние такой неоднородной на мезоскопическом уровне плоскости выходит за рамки теории обычной ферми-жидкости, вызывает в настоящее время большой интерес [11,12] и требует отдельного обсуждения.

Можно предположить, что в «полосатой» плоскости при $T \sim T_{c0} < T^*$ обмен двумерными спиновыми возбуждениями с волновым вектором, равным АФМ вектору $Q = (\pi, \pi)$, приводит к спариванию двумерных зарядов. Как было отмечено в [24], только возбуждения с таким волновым вектором оставляют квазичастицу на поверхности Ферми после взаимодействия с ней. Спин-флуктуационный механизм спаривания, который обсуждается уже почти десять лет [25], в квазидвумерных ВТСП при $T < T_{c0}$ приводит к появлению в «полосатых» плоскостях флуктуационных сверхпроводящих областей [10], размеры которых сверху ограничены корреляционной длиной двумерных АФМ флуктуаций, а снизу — корреляционной длиной сверхпроводящих флуктуаций. С учетом размерного скейлинга существует максимальное $T_{cl} < T_{c0}$ и минимальное T_{cm} значения температуры перехода, которые определяются усредненной величиной обменных констант взаимодействия спинов меди в диэлектрических областях с максимальными и минимальными размерами соответственно.

Таким образом, при $T_{cm} < T < T_{cl}$ в «полосатых» плоскостях сосуществуют области с металлической, почти диэлектрической и сверхпроводящими фазами [10,19]. Дальнейшее понижение температуры сопровождается возбуждением в сверхпроводящих областях флуктуаций, описываемых $2D$ XY-моделью БКТ [4–6] (двумерных вихрей, антивихрей и спаренных вихрей) с экспоненциальной температурной зависимостью корреляций при $T_{cm} > T > T_{BKT}$ и со степенной зависимостью при $T < T_{BKT}$.

3. Анализ температурной зависимости сопротивления $\rho_c(T)$

Как известно [9], в области температур, где $\rho_{ab}\,\rho_c > \rho_M^2$, квазидвумерный ВТСП уже нельзя рассматривать как трехмерный анизотропный металл. В этом случае перенос заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ происходит как процесс туннелирования через непроводящий барьер, и величина ρ_c/ρ_M пропорциональна отношению плотности состояний в образце N к доле состояний в CuO_2-плоскости N_0, преодолевших с вероятностью t_c непроводящий барьер N/N_0t_c [14,17–21]. Таким образом, зависимость $\rho_c(T)$ с точностью до постоянной определяется выражением

$$\rho_c(T) \simeq \frac{\rho_M N}{N_0 t_c} \,. \qquad (1)$$

Безуспешность попыток объяснить полупроводниковый ход зависимости $\rho_c(T)$ квазидвумерного ВТСП уменьшением плотности состояний N_0, вызванным сверхпроводящими флуктуационными эффектами в CuO_2-плоскости [17,18], привела к изучению температурной зависимости вероятности туннелирования $t_c(T) \sim \gamma^{-2}$ (γ — степень анизотропии ВТСП) [19–21]:

$$t_c(T) \approx \left[\frac{\xi_c(T)}{\xi_{ab}(T)}\right]^2 , \qquad (2)$$

где $\xi_{ab}(T)$ и $\xi_c(T)$ — корреляционные длины в плоскости CuO_2 и вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$. В трехмерном сверхпроводнике зависимости $\xi_{ab}(T)$ и $\xi_c(T)$ совпадают, поэтому вероятность туннелирования t_c и степень анизотропии не зависят от температуры. Ниже будет показано, что в квазидвумерных ВТСП сосуществование в «полосатых» плоскостях трех фаз с независимым их распределением в каждой плоскости усиливает полупроводниковый характер транспорта заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ и приводит к нескольким каналам туннелирования заряда с различными температурными зависимостями вероятности $t_c(T)$.

Как видно из (1), основной вклад в сопротивление $\rho_c(T)$ вносят каналы туннелирования с наименьшими значениями $t_c(T)$. В квазидвумерных ВТСП при $T_c < T < T_{cl}$ двумерность сверхпроводящих флуктуаций (вплоть до температур ~ 200 K [2,3]) приводит к $\xi_c(T) \sim \mathrm{const}$ и к зависимости от температуры корреляционной длины $\xi_{ab}(T)$, т.е. к температурной зависимости вероятности $t_c(T)$ (2). При изучении двумерных флуктуационных эффектов для $\xi_{ab}(T)$ можно использовать результаты, полученные Гальпериным и Нельсоном [26] для сверхпроводящих пленок с температурой сверхпроводящего перехода, равной T_{BKT}. В области температур $T_{cm} < T < T_{cl}$ зависимость корреляционной длины $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(T/T_{BKT} - 1)^{-1/2}$ определяется формулой Ландау—Гинзбурга и вероятность туннелирования с понижением температуры уменьшается:

$$t_c(T) \sim \frac{\xi_c^2}{\xi_{ab}^2}\left(\frac{T}{T_{BKT}} - 1\right), \qquad (3)$$

где ξ_{ab} и ξ_c — значения корреляционных длин при $T = T_{BKT}$. Из (1), (3) следует, что в этой области температур сопротивление $\rho_c(T)$ с понижением температуры увеличивается:

$$\rho_c(T) = k(T - T_{BKT})^{-1} , \quad (4)$$

где

$$k = T_{BKT} \frac{\rho_M \xi_{ab}^2}{N_0 \xi_c^2} N . \quad (5)$$

При более низких температурах $T_{BKT} < T < T_{cm}$, когда вихревые флуктуации описываются $2D$ XY-моделью БКТ [4–6, 26]

$$\xi_{ab}(T) \sim \xi_{ab} \left[\frac{T_{BKT}}{4b(T_{cm} - T_{BKT})} \right]^{1/2} \times$$

$$\times \exp \left[b \frac{T_{cm} - T_{BKT}}{T - T_{BKT}} \right]^{1/2} , \quad (6)$$

открывается второй канал туннелирования с экспоненциально зависящей от температуры вероятностью $t_c(T)$, который в этом интервале температур вносит основной вклад в сопротивление:

$$\rho_c(T) = k_1 \exp \left[4b \frac{T_{cm} - T_{BKT}}{T - T_{BKT}} \right]^{1/2} , \quad (7)$$

где

$$k_1 = \frac{\rho_M \xi_{ab}^2}{N_0 \xi_c^2} \frac{N T_{BKT}}{4b\,(T_{cm} - T_{BKT})} . \quad (8)$$

Здесь b — постоянная величина [26].

Выражения (4) и (7) позволяют определить T_{cm}, T_{cl} и T_{BKT} из результатов измерений зависимости $\rho_c(T)$. Выбрав пару точек T_i, T_j из интервала $T_{cl} > T_{i,j} > T_{cm}$, с помощью (4) можно без подгоночных параметров определить температуру T_{BKT}:

$$T_{BKT} = \frac{\rho_i T_i - \rho_j T_j}{\rho_i - \rho_j} , \quad (9)$$

где $\rho_i = \rho(T_i)$ и $\rho_j = \rho(T_j)$. Для расчета T_{BKT} с помощью (9) использовали результаты измерений зависимости $\rho_c(T)$ для монокристаллов Bi2212 [21] с различной концентрацией кислорода δ (рис. 1). Пары точек T_i, T_j на зависимости $\rho_c(T)$ выбираются из интервала температур, который

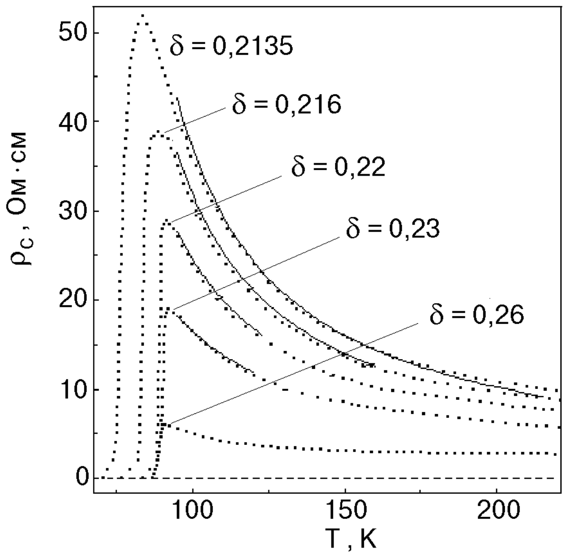

Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления ρ_c монокристаллов Bi2212 с различным содержанием кислорода. Точки — результаты измерений [21], кривые — зависимость $\rho_c(T) = k(T - T_{\rm BKT})^{-1}$ (4) с одним подгоночным параметром k. При $\delta = 0{,}2135$; 0,216; 0,22; 0,23 соответственно $k = 1418$; 1253; 1075; 859,2.

начинается на 15–20 K выше температуры T_c^0, при которой полупроводниковый ход сопротивления обрывается. Результаты, полученные после усреднения значений T_{BKT} для четырех пар T_i, T_j, приведены в таблице.

Таблица

δ	T_{BKT}, K	T_{cl}, K
0,2135	61,72	215
0,2160	60,62	160
0,2200	56,20	123
0,2300	47,92	120
0,2600	32,78	

На зависимости $\rho_c(T)$ (рис. 1) линией отмечены области, в которых результаты измерений описываются выражением (4) с одним подгоночным параметром k. Это позволяет сделать оценку значений температур T_{cm} и T_{cl}. Как видно на рис. 1, $T_{cm} \simeq 96$ K и почти не зависит от концентрации кислорода. T_{cl} (приведены в таблице) и, соответственно, величина флуктуационного интервала $T_{cl} - T_{cm}$ существенно зависят от δ. Причина этой зависимости понятна — величина T_{cl} зависит от числа разорванных связей между спинами атомов меди в диэлектрической полосе, которое определяется шириной полосы $\sim \delta^{-1/2}$. Чем меньше δ, тем шире эти полосы и больше усред-

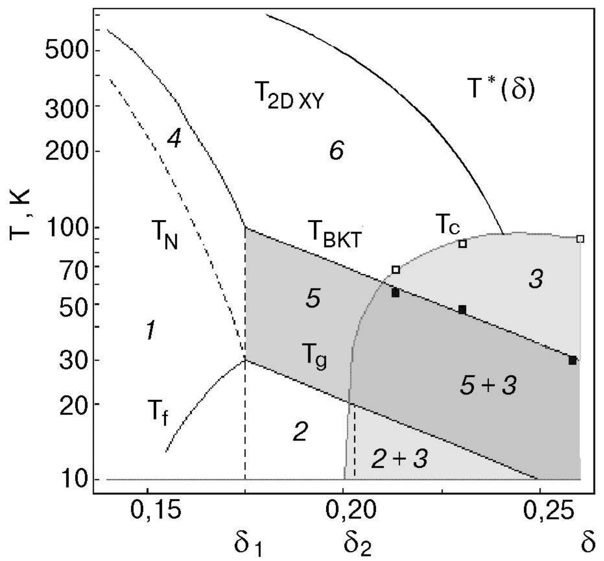

Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма как функция концентрации кислорода δ для монокристаллов Bi2212: *1* — 3*D*-АФМ состояние с упорядочением спинов меди, $T_N(\delta)$, и «замерзанием» спинов дырок, $T_f(\delta)$; *2* — состояние кластерного спинового стекла при $\delta \geq \delta_1$, $T \leq T_g(\delta)$; *3* — область сверхпроводящего состояния (слабое тонирование), $T_c(\delta)$ (❑ — результаты измерений [21]); *2 + 3* — область сосуществования; *4* — 2*D* *XY*-упорядочение спинов меди в CuO_2-плоскостях, $T_{2DXY}(\delta)$; *5* — 2*D* *XY*-упорядочение спинов меди в диэлектрических полосах при $\delta \geq \delta_1$, $T \leq T_{BKT}(\delta)$ (■ — результаты вычислений, см. таблицу); *5 + 3* — область сосуществования этих состояний при $\delta \geq \delta_2$; *6* — нормальное состояние с зарядовым упорядочением в CuO_2-плоскостях.

ненное значение обменной константы, т.е. величины T_{cl} и $T_{cl} - T_{cm}$ растут с уменьшением δ: $T_{cl} - T_{cm}$ изменяется от 24 K для $\delta = 0{,}23$ до 120 K для $\delta = 0{,}2135$.

На рис. 2 приведены результаты измерений зависимости $T_c(\delta)$ и вычисления усредненных значений $T_{BKT}(\delta)$ для монокристаллов Bi2212 [17]. Как видно на рис. 2 и в таблице,

$$\lg T_{BKT}(\delta) \simeq 6(0{,}5 - \delta) , \qquad (10)$$

температура T_{BKT} и, следовательно, степень анизотропии образцов увеличиваются с уменьшением δ.

После логарифмирования выражения (7) из разности $\ln \rho_i - \ln \rho_j$ получаем выражение

$$4b(T_{cm} - T_{BKT}) = $$
$$= \frac{(\ln \rho_i/\rho_j)^2 (T_i - T_{BKT})(T_j - T_{BKT})}{\left|(T_i - T_{BKT})^{1/2} - (T_j - T_{BKT})^{1/2}\right|^2} , \qquad (11)$$

которое позволяет при известных T_{cm} , T_{cl} и T_{BKT} определить постоянную b. Расчеты b для кривой с $\delta = 0{,}2135$ дают разумную величину $b = 0{,}42$.

Как видно на рис. 1, значения T_c^0 для образцов с различной степенью допирования близки к температуре сверхпроводящего перехода идеально допированного образца $T_c \sim 88$ K. Таким образом, второй канал туннелирования, который приводит к экспоненциальному росту сопротивления $\rho_c(T)$ (7) при уменьшении температуры, дает вклад в сравнительно небольшом и почти независящем от концентрации кислорода интервале $T_{cm} - T_c^0 \sim 8$ K.

Экспериментально установлено, что в сверхпроводящем состоянии при $T \leq T_c$ вероятность туннелирования уже не зависит от температуры [27]. Это позволяет так же, как и в [18], определить температуру T_c^0 , при которой полупроводниковый ход $\rho_c(T)$ резко обрывается, как температуру размерного кроссовера от 2*D* СФ к трехмерным флуктуациям. Как видно из сравнения таблицы и рис. 1, величина $T_{BKT} < T_c$, т.е. в квазидвумерном ВТСП учет двумерных флуктуаций настолько перенормирует величину межплоскостного туннелирования $t_c(T)$, что размерный кроссовер при T_c^0 происходит раньше, чем БКТ переход. Близость значений T_c^0 для образцов с различной степенью допирования к температуре сверхпроводящего перехода идеально допированного образца $T_c(\delta_c) \sim 88$ K позволяет предположить, что T_c^0 и температура сверхпроводящего перехода в теории среднего поля с трехмерными флуктуациями — величины одного порядка. Для сверхпроводников со спин-флуктуационным механизмом спаривания температура T_c^0 определяется обменной константой J_1 межплоскостного взаимодействия и почти не зависит от концентрации кислорода. Такое определение температуры T_c^0 согласуется с результатами измерений зависимости $\rho_c(T)$: для образцов с различной степенью допирования обрыв полупроводникового хода сопротивления почти не зависит от концентрации кислорода и происходит при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода идеально допированного образца $T_c \sim 88$ K (рис. 1).

4. Обсуждение результатов

Характер сверхпроводящих флуктуаций

Как показали расчеты (рис. 1), в большом интервале температур $T_{cl} - T_{cm}$, который зависит от концентрации кислорода, зависимость $\rho_c(T)$ монокристаллов Bi2212 [21] удовлетворительно описывается с учетом двумерных сверхпроводящих флуктуаций (см. выражение (4)). Величина флуктуационного интервала зависит от размерности флуктуаций — для плоскости переход в сверхпроводящее состояние происходит при температуре T_{BKT} , и флуктуационный интервал для «полосатой» плоскости определялся бы разностью $T_{c0} - T_{BKT}$, т.е. был бы намного больше. В квазидвумерном ВТСП учет двумерных флуктуаций настолько перенормирует величину межплоскостного туннелирования $t_c(T_c^0)$, что размерный кроссовер происходит раньше, чем переход БКТ.

В слоистых системах именно величина вероятности $t_c(T_c^0)$ туннелирования заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ определяет характер сверхпроводящего перехода [23]: при достаточно малых $t_c(T)$, когда

$$T_c^0/\varepsilon_F >> t_c(T_c^0) \ , \tag{12}$$

переход является двумерным с трехмерными сверхпроводящими флуктуациями при $T_c < T < T_c^0$ [23]. Отношение T_c^0/ε_F ограничено сверху флуктуациями фазы параметра порядка, а снизу — флуктуациями числа куперовских пар:

$$\ln^{-1/3} t_c(T_c^0) > T_c^0/\varepsilon_F > \ln^{-1} t_c(T_c^0) \ . \tag{13}$$

С помощью выражений (12),(13) и проведенных выше вычислений можно определить размерность сверхпроводящего перехода в квазидвумерном ВТСП, если в дополнение к результатам измерений $\rho_c(T)$ для этих же образцов известны величины ε_F и ξ_c^2/ξ_{ab}^2 . Для четырех монокристаллов Bi2212 [21] с величинами $\delta < 0{,}26$ сверхпроводящий переход происходит как двумерный с ограниченным интервалом $T_c - T_c^0$ трехмерных сверхпроводящих флуктуаций: условие (13) выполняется при $\varepsilon_F \sim 200$ K и $\xi_c^2/\xi_{ab}^2 < 0{,}01$.

Магнитная фазовая диаграмма

Для иллюстрации зависимости поведения спинов меди и дырок в CuO_2-плоскости квазидвумерных ВТСП от концентрации кислорода на рис. 2 приведена модель магнитной фазовой диаграммы. В дополнение к наблюдавшимся фазам упорядочения спинов меди [22], таким как 3D-АФМ состояния при температуре Нееля $T_N(\delta)$ (*1*), состояния кластерного спинового стекла с сильными магнитными корреляциями (*2*) и сверхпроводящего состояния (*3*), на рис. 2 отмечены еще две фазы 2D XY-упорядочения спинов меди в CuO_2-плоскости (режим *4*, $T_{2DXY}(\delta)$) и в диэлектрических полосах (режим *5*, $T_{BKT}(\delta)$). Зависимость $T^*(\delta)$ ограничивает сверху область зарядового упорядочения несверхпроводящих образцов, область нормального состояния (режим *6*) сверхпроводящих образцов с полупроводниковым ходом зависимости $\rho_c(T)$ и, как будет обсуждаться ниже, режим *5 + 3* при $T < T_c$.

В области малых концентраций δ (режим *1*) спины Cu^{2+} и спины дырок упорядочиваются независимо: первые — в 3D-АФМ состояние при температуре Нееля $T_N(\delta)$, спины дырок «замерзают» при $T_f(\delta)$. С ростом δ при промежуточном допировании, когда нет ни дальнего АФМ порядка, ни сверхпроводимости, $T_N(\delta_1) = T_f(\delta_1) = T_g$ при δ_1 происходит переход в состояние кластерного спинового стекла с сильными магнитными корреляциями (режим *2*). Отсутствие дальнего АФМ порядка можно объяснить ограниченными размерами АФМ областей $\sim \delta^{-1/2}$, возникающих при зарядовом упорядочении. Режим *2* с $\delta \geq \delta_2$ сосуществует со сверхпроводящим состоянием (режим *2 + 3*) вплоть до концентрации δ_c , при которой $T_g(\delta_c) = 0$. Область 2D XY-упорядочения спинов меди в плоскости CuO_2

$$T_{2DXY}(\delta) \leq T \leq T_N(\delta) \ ,$$

хорошо изученная для анизотропных магнетиков (режим *4*), при $\delta < \delta_1$ предшествует 3D-АФМ упорядочению. С ростом концентрации кислорода при $\delta > \delta_1$ происходит зарядовое упорядочение несверхпроводящих образцов, и режим *4* переходит в режим *5* – 2D XY-упорядочения спинов меди в диэлектрических полосах при $T_g(\delta) < T < T_{BKT}(\delta)$.

Режим *5* предшествует состоянию кластерного спинового стекла в несверхпроводящих образцах с $\delta_1 < \delta < \delta_2$ (режим *2*), при $\delta_2 < \delta < \delta_c$ сосуществует со сверхпроводящим состоянием (*5 + 3*) и предшествует режиму *2 + 3* при $T > T_g$. Справа область существования режима *5 + 3* ограничена линией $T^*(\delta)$ вплоть до уровня допирования δ_c , при котором зарядовое упорядочение в образце не происходит: $T_g(\delta_c) = 0$, $T^*(\delta_c) = 0$.

При этом как величина $\lg T_g(\delta)$, полученная при измерениях спиновой поляризации мюонов для образцов $La_{2-\delta}Sr_{\delta}CuO_4$ и $Y_{1-\delta}Ca_{\delta}Ba_2Cu_3O_{6.02}$ [22], так и $\lg T_{BKT}(\delta)$, найденная выше (10) из измерений сопротивления монокристаллов Bi2212 [21], линейно зависят от концентрации допанта.

Заключение

1. Для квазидвумерных ВТСП с полупроводниковым ходом сопротивления вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, $\rho_c(T)$, при $T_c < T < T^*$ проанализированы особенности двумерных спиновых и сверхпроводящих флук-

туаций в плоскости CuO_2 с металлическими и диэлектрическими полосами. Показано, что двумерные сверхпроводящие флуктуации приводят к двум каналам туннелирования заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ с вероятностью $t_c(T)$, убывающей с уменьшением температуры. Один из них, при более высоких температурах, обусловлен двумерными флуктуациями, описываемыми теорией Ландау—Гинзбурга, другой — вихревыми флуктуациями в $2D$ XY-модели.

2. Детально проанализирована температурная зависимость сопротивления $\rho_c(T)$. Полученные соотношения позволяют по результатам измерений $\rho_c(T)$ определить температуру $2D$ XY-упорядочения спинов меди в диэлектрических полосах, T_{BKT}. Показано, что двумерные флуктуации так перенормируют величину межплоскостного туннелирования, что размерный кроссовер происходит раньше, чем переход БКТ.

3. Температурная зависимость вероятности туннелирования $t_c(T)$ позволяет определить размерность сверхпроводящего перехода в квазидвумерном ВТСП, если в дополнение к результатам измерений $\rho_c(T)$ для этих же образцов известны значение энергии Ферми ε_F и отношение корреляционных длин ξ_c^2/ξ_{ab}^2. Показано, что для монокристаллов Bi2212 [21] сверхпроводящий переход происходит как двумерный с конечным интервалом трехмерных сверхпроводящих флуктуаций.

4. Флуктуационный интервал температур $T_{cl} - T_{cm}$, в котором зависимость $\rho_c(T)$ удовлетворительно описывается двумерными флуктуациями Ландау—Гинзбурга, увеличивается с уменьшением концентрации кислорода. Предполагается, что это связано с ростом степени анизотропии образцов при уменьшении δ.

5. Построена модель магнитной фазовой диаграммы как функции концентрации кислорода с различными режимами поведения спинов меди и дырок квазидвумерного ВТСП (рис. 2). В дополнение к наблюдавшимся ранее [22] режимам $3D$-АФМ состояния при температуре Нееля $T_N(\delta)$, состояния кластерного спинового стекла с сильными магнитными корреляциями и сверхпроводящего состояния, отмечены еще два режима: $2D$ XY-упорядочения спинов меди в CuO_2-плоскости и в диэлектрических полосах.

1. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Progr. Phys.* **62**, 61 (1999).
2. J. P. Rice, J. Giapintzakis, D. M. Ginsberg, and J. M. Mochel, *Phys. Rev.* **B44**, 10158 (1991).
3. M.-O. Mun, S. L. Lee, S.-H. Suck Salk, H. J. Shin, and M. K. Joo, *Phys. Rev.* **B48**, 6703 (1993).
4. V. L. Berezinskii, *JETP* **61**, 1144 (1971).
5. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
6. J. M. Kosterlitz, *J. Phys.* **C7**, 1046 (1974).
7. S. L. Cooper, K. E. Gray, in: *Physical Propeties of High Temperature Superconductors*, D. M. Ginsberg (ed.), IY (1994), p. 61.
8. Y. Matsuda, S. Komiyama, T. Onogi, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev.* **B48**, 10498 (1993); Y. Matsuda, S. Komiyama, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3228 (1992).
9. A. F. Ioffe and A. R. Regel. in: *Progress in Seminconductors*, v. 4, London (1960), p. 237; N. F. Mott, *Metal-Insulating Transition*, ch. 1, Taylor, New York (1974); Н. Ф. Мотт, *Переходы металл–изолятор*, Наука, Москва (1979).
10. В. М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996); V. P. Gusynin, V. M. Loktev, and S. G. Sharapov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **115**, 1243 (1999).
11. V. Emery, S. A. Kivelson, and O. Zachar, *Phys. Rev.* **B56**, 6120 (1997).
12. C. M. Varma, *Phys. Rev.* **B61**, R3804 (2000).
13. G. Briceno, M. F. Crommie, and A. Zettle, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2164 (1991).
14. P. W. Anderson, *Science* **268**, 1154 (1995).
15. T. Ito, H. Takagi, S. Ishibashi, T. Ido, and S. Uchida, *Nature* **350**, 596 (1991).
16. N. Kumar and A. M. Jayanavar, *Phys. Rev.* **B45**, 5001 (1992); N. Nagaosa, *J. Phys. Chem. Solids* **53**, 1493 (1992).
17. Y. Zha, S. L. Cooper, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B53**, 8253 (1996).
18. L. B. Ioffe, A. I. Larkin, A. A. Varlamov, and L. Yu, *Phys. Rev.* **B47**, 8936 (1993); *ibid.*, 6037 (1993).
19. G. G. Sergeeva, *ФНТ* **26**, 453 (2000); e-print: cond-mat/9902225, 0009212.
20. T. Watanabe and A. Matsuda, *Phys. Rev.* **B54**, 6881 (1996).
21. T. Watanabe, T. Fujii, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2113 (1997).
22. Ch. Niedermayer et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3843 (1998).
23. Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **56**, 1675 (1969).
24. Z.-X. Shen and J. R. Schriffer, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1771 (1997).
25. A. Millis, P. Montoux, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).
26. B. I. Halperin and D. Nelson, *J. Low Temp. Phys.* **36**, 599 (1979).
27. T. Ito, K. Takeno, and S. Ushida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).

Spin and superconducting fluctuations in copper-oxygen planes of quasi-two-dimensional HTSC

G. G. Sergeeva, V. Yu. Gonchar, and A. V. Voitsenya

The $2D$ XY Berezinskii-Kosterlitz-Thouless model for quasi-two-dimension HTSC is used to study the peculiarities of two dimensional superconducting and spin fluctuations in the CuO_2 planes at $T < T^*$, where T^* is the of the charge ordering temperature. It is shown that the semiconducting character of charge transfer along the $\hat{\mathbf{c}}$-axis is strengthened by the coexisting metallic, dielectric and superconducting phases which are independently distributed in each of the CuO_2 planes. This leads to two channels of charge tunnelling with different temperature dependences of probability $t_c(T)$. Temperature dependence of out-of-plane resistivity $\rho_c(T)$ were derived. The measured data on $\rho_c(T)$ made it possible to determine the temperature of $2D\ XY$ ordering of copper spins in dielectric stripes and dimensionality of the superconducting transition.