

# Флуктуационная проводимость в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ с различным содержанием кислорода. I. Оптимально допированные и слабодопированные пленки YBCO

А. Л. Соловьев

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: solovjov@ilt.kharkov.ua*

H.-U. Habermeier and T. Haage

*Max-Planck-Institute für Festkörperforschung, Heisenbergstr. 1, 70569 Stuttgart, Germany*

Статья поступила в редакцию 6 июня 2001 г., после переработки 18 сентября 2001 г.

Исследована флуктуационная проводимость в пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  (YBCO) с различным содержанием кислорода. Для всех образцов обнаружен четкий переход от механизма рассеяния флуктуационных пар Маки–Томпсона к механизму Асламазова–Ларкина при приближении температуры к  $T_c$ . По температуре перехода определены длина когерентности  $\xi_c(0)$  вдоль оси  $c$  и время фазовой релаксации флуктуационных пар  $\tau_\varphi(100\text{ K})$ . Несмотря на то что при уменьшении кислородного индекса  $T_c$  уменьшалась от 87,4 до 54,2 К, для всех исследованных образцов получено  $\tau_\varphi(100\text{ K}) = (3,35 \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$  с. Показано, что зависимость  $\xi_c(0)$  от  $T_c$  подчиняется стандартной теории сверхпроводимости. Проанализированы механизмы рассеяния носителей заряда и сверхпроводящего спаривания в ВТСП.

Вивчено флуктуаційну провідність у плівках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  (YBCO) з різноманітною концентрацією кисню. Для всіх зразків виявлено чіткий перехід від механізму розсіяння флуктуаційних пар Маки–Томпсона до механізму Асламазова–Ларкіна при наближенні температури до  $T_c$ . По температурі переходу визначено довжину когерентності  $\xi_c(0)$  вздовж осі  $c$  та час фазової релаксації флуктуаційних пар  $\tau_\varphi(100\text{ K})$ . Незважаючи на те, що при зменшенні індексу кисню  $T_c$  зменшувалася від 87,4 до 54,2 К, для усіх досліджуваних зразків одержано  $\tau_\varphi(100\text{ K}) = (3,35 \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$  с. Показано, що залежність  $\xi_c(0)$  від  $T_c$  підпорядковується стандартній теорії надпровідності. Проаналізовано механізми розсіяння носіїв заряду та надпровідного спарювання в ВТНП.

PACS: 74.40.+k

## Введение

В настоящее время считается, что физика сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках может быть понята прежде всего путем изучения их свойств в нормальном состоянии, которые, как известно [1–4], являются весьма специфическими. Однако, несмотря на

значительные усилия исследователей, физика сверхпроводящего спаривания и механизмы рассеяния носителей заряда в нормальном состоянии до сих пор до конца не ясны. Даже результаты таких классических экспериментов, как измерение удельного сопротивления и эффект Холла весьма противоречивы. Как известно, их темпера-

турная зависимость, особенно для оптимально допированных (ОД)  $\text{YBCO}$  систем, оказывается прямо противоположной. Так, коэффициент Холла  $R_H \propto 1/T$  и обнаруживает заметный максимум при  $T_{\text{он}}$ , соответствующей началу резистивного перехода в сверхпроводящее состояние [5]. Тогда как продольное удельное сопротивление  $\rho_{xx}$  является линейной функцией  $T$  в аномально широком диапазоне температур. Таким образом, для того чтобы объяснить эксперимент, необходимо либо предположить возможность значительной анизотропии механизма рассеяния, либо рассматривать как минимум два различных механизма рассеяния: в отсутствие и при наличии магнитного поля [6]. К тому же константа электрон-фононного взаимодействия  $\lambda_{\text{eph}}$  в ВТСП слишком мала, поэтому объяснить высокие критические температуры  $T_c$ , наблюдаемые в эксперименте, в терминах обычного электрон-фононного взаимодействия [1,7–9] невозможно, что также указывает на необходимость рассмотрения альтернативного механизма рассеяния для объяснения линейной температурной зависимости удельного сопротивления. Существует весьма значительное количество работ, посвященных данной проблеме, подробный анализ которых приведен в [6]. Эти работы условно можно разделить на две группы.

К первой группе относятся работы, основанные на предположении о том, что рассеяние в купратах определяется взаимодействием с двумя различными типами возбуждений [10–12]. В наиболее известной и широко дискутируемой, но весьма экзотической, модели резонансных валентных зон [13] такими возбуждениями являются спионы и холоны, дающие вклад в удельное сопротивление. Однако вклад холонов предполагается определяющим, тогда как спионы, эффективно связанные с магнитным полем  $\mathbf{H}$ , должны определять температурную зависимость эффекта Холла.

Ко второй группе относятся модели, основанные на представлении об анизотропии рассеяния носителей, причиной которого может являться как сложная зонная структура купратов [14,15], так и влияние спиновых флуктуаций [16–18]. Однако несмотря на значительные усилия, долгое время не удавалось в единой теории объяснить все аномалии, наблюдаемые в эксперименте, и прежде всего различную температурную зависимость  $\rho_{xx}$  и  $R_H$ . Ситуация заметно прояснилась после появления модели «nearly antiferromagnetic Fermi liquid» (NAFL) [6].

Согласно модели NAFL, рассеяние носителей в ВТСП определяется существующим в них антиферромагнитным взаимодействием  $V_{\text{eff}}$ , которое представляется весьма неоднородным. При этом основными центрами рассеяния являются те точки поверхности Ферми, которые пересекают магнитную зону Бриллюэна, так называемые горячие точки. Естественно, это приводит к заметной анизотропии в поведении носителей заряда, поскольку температурная зависимость интенсивности их рассеяния в горячих точках и на остальной поверхности Ферми весьма различна. Предполагается, что интенсивность  $V_{\text{eff}}$  зависит от температуры. В результате для низкочастотного магнитного поведения в  $\text{YBCO}$  были найдены три области с различной температурной зависимостью [6,19]. При высоких температурах это режим среднего поля (СП), переходящий при  $T_{\text{cr}}$  в псевдоскейлинговый (ПС) режим, который сохраняется при уменьшении температуры до  $T^*$ . В области температур ниже  $T^*$  реализуется псевдощелевой (ПЩ) режим, характеризующийся изменением спектра магнитных флуктуаций, а также наличием сильной температурной вариации зонной структуры квазичастиц, что должно приводить к эволюции поверхности Ферми [20,21].

В рамках указанного подхода теории NAFL удается объяснить как аномальный эффект Холла, так и температурную зависимость удельного сопротивления. Причем, согласно NAFL, в СП и ПС режимах зависимость  $\rho_{xx}(T)$  должна быть линейной, что и наблюдается в эксперименте. В псевдощелевом режиме эффективный размер поверхности Ферми должен уменьшаться по мере уменьшения температуры. Фактически это ведет к закрытию части каналов рассеяния носителей заряда, что может объяснить наблюдаемое отклонение зависимости  $\rho_{xx}(T)$  вниз от линейной при  $T_{*0} \leq T^*$ . Таким образом, линейная зависимость  $\rho_{xx}(T)$  может рассматриваться как достоверный признак нормального состояния системы, которое, соответственно, характеризуется стабильностью поверхности Ферми в СП и ПС режимах. Данный вывод существен для анализа флуктуационной проводимости, в котором определение нормального состояния играет важную роль.

Все критические температуры, разделяющие рассмотренные выше температурные режимы, сильно зависят от содержания кислорода в образце и быстро уменьшаются с возрастанием кислородного индекса, вероятно, вследствие снижения влияния магнитного взаимодействия по мере допирования [1,22–24]. Для ОД  $\text{YBCO}$  систем ( $T_c \cong 90$  К) теория [6,19] дает  $T^* \cong 110$  К и

$T_{сг} \cong 150$  К, показывая, что в данном случае кроссовер в магнитном поведении системы и переход в псевдощелевой режим происходят очень близко к  $T_c$ . Следует отметить, что с точки зрения изучения механизма сверхпроводящего спаривания наибольший интерес представляет как раз исследование псевдощелевого режима, поскольку, как мы предполагаем, именно в интервале температур  $T_c < T < T_{*0}$  и происходит зарождение сверхпроводящего состояния в системах YBCO. Однако параметры ВТСП в псевдощелевом режиме меняются настолько непредсказуемо, что ни NAFL, ни другие теории, удовлетворительно описывающие рассеяние носителей заряда в нормальной области, т.е. выше  $T_{*0}$ , оказываются не в состоянии описать эксперимент в этом интервале температур.

В то же время, как нами показано ранее [9], для ОД систем  $T_c < T < T_{c0} = (110 \pm 5)$  К является как раз той областью температур, где температурный ход сопротивления определяется сверхпроводящими флуктуациями, приводящими к возникновению флуктуационной проводимости (ФП)  $\sigma = \sigma(T) - \sigma_N(T)$ . Таким образом, изучение флуктуационной проводимости как раз и дает возможность получить информацию о механизмах рассеяния и флуктуационного спаривания при приближении  $T$  к  $T_c$ . Уравнение, определяющее ФП, удобно записать следующим образом:

$$\sigma(T) = [\rho_N(T) - \rho(T)] / [\rho_N(T)\rho(T)], \quad (1)$$

где  $\rho(T) = \rho_{xx}(T)$  — фактически измеряемое удельное сопротивление, а  $\rho_N(T) = \alpha T + b$  определяет сопротивление образца в нормальном состоянии, экстраполированное в область низких температур. Хотя такое определение  $\rho_N(T)$  широко используется для расчета  $\sigma(T)$  в ВТСП [25–31], оно долгое время оставалось дискуссионным, особенно для слабодопированных систем, для которых отклонение  $\rho_{xx}(T)$  от линейной зависимости наблюдается при  $T_{*0} \gg T_c$ . С появлением теории NAFL такое определение  $\rho_N(T)$  можно считать вполне обоснованным.

Для получения информации о механизмах рассеяния и сверхпроводящего спаривания в ВТСП нами была проанализирована флуктуационная проводимость, впервые измеренная на хорошо структурированных пленках  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  с различным содержанием кислорода. Существуют два флуктуационных вклада в  $\sigma(T)$ . Прямой вклад, теоретически обоснованный Асламазовым и Ларкиным (АЛ) [32], возникает в результате

спонтанного образования выше  $T_c$  куперовских пар, создаваемых флуктуациями. Дополнительный вклад, введенный Маки и Томпсоном (МТ) [33] в развитие АЛ теории, трактуется как результат взаимодействия уже существующих флуктуационных пар с нормальными носителями заряда и определяется процессами распаривания в конкретном образце. Вклад МТ зависит от времени жизни флуктуационных пар  $\tau_\phi$  и доминирует в области двумерных (2D) флуктуаций [34] и особенно в хорошо структурированных образцах, т.е. в случае слабого распаривания. Тогда как АЛ механизм доминирует в трехмерной (3D) области ФП вблизи  $T_c$ . Таким образом, по мере приближения температуры к  $T_c$  в эксперименте должна наблюдаться смена флуктуационных механизмов. В слоистых структурах, к которым относятся и ВТСП, АЛ вклад обычно определяется моделью Лоуренца–Дониаха (ЛД) [35], которая предсказывает плавный размерный кроссовер от 2D к 3D флуктуационному поведению при  $T \rightarrow T_c$ . При этом МТ вклад предполагается несущественным и, естественно, ни о какой смене флуктуационных механизмов речь не идет.

В первых работах по измерению флуктуационной проводимости в ВТСП [26–28] было обнаружено, что температурный ход  $\sigma$  достаточно хорошо описывается именно ЛД моделью. При этом, однако, наблюдается значительное количественное расхождение между теорией и экспериментом, вероятно, за счет неравномерного растекания тока по образцу из-за неоднородностей его структуры, которое невозможно учесть теоретически. Поэтому было предложено ввести в рассмотрение скэйлинговый множитель, так называемый С-фактор [26], на который необходимо умножать экспериментальные данные для их совмещения с рассчитанными с помощью теории. Очевидно, что чем больше С отличается от единицы, тем хуже структура образца.

Таким образом, измерение флуктуационной проводимости в случае наблюдения размерного кроссовера обеспечивает достаточно простой метод получения достоверной информации о длине когерентности  $\xi_c(0)$  вдоль оси  $c$ ,  $\tau_\phi$  и размерности электронной системы ВТСП, а также о несовершенстве структуры образца по величине С-фактора. Сопоставление  $\tau_\phi$  и транспортного времени релаксации носителей заряда  $\tau$  является определяющим для понимания механизмов рассеяния и сверхпроводящего спаривания в ВТСП. Однако до настоящего времени, за исключением измерений на сверхрешетках YBCO–PrBCO [9,30], наблюдать МТ вклад, а соответственно, и

MT–АЛ кроссовер при измерениях ФП не удалось ни на монокристаллах [31], ни на тонких пленках [25–29]. Кроме того, все эксперименты ранее были проведены на ОД образцах. Не было никаких данных о поведении ФП в системах с низкой  $T_c$  ( $\sim 60$  К), хотя такая информация представляется исключительно важной.

### Образцы и методика эксперимента

Для проведения экспериментов необходимо было изготовить YBCO пленки с различным содержанием кислорода, демонстрирующие явное наличие флуктуационного MT вклада в зависимость  $\sigma(T)$ . Образцы толщиной от 650 Å ( $T_c \sim 54,2$  К) до 1050 Å ( $T_c \sim 87,4$  К) изготовлены в Макс Планк институте в Штутгарте (Германия) с помощью лазерного напыления на подложки  $\text{SrTiO}_3(100)$  — метод, широко освещенный в литературе [36] и обеспечивающий воспроизводимое получение *c*-ориентированных эпитаксиальных пленок YBCO, что контролировалось исследованием рентгеновских и рамановских спектров. Для обеспечения возможности проведения резистивных измерений и измерений эффекта Холла пленки обрабатывали с помощью фото-

литографии. В результате получены образцы размерами  $1,68 \times 0,2$  мм с необходимым количеством контактов. Резистивные измерения проводили по стандартной четырехзондовой схеме на полностью компьютеризированной установке. Тщательная экранировка оборудования позволила снизить уровень шума до  $\sim 500$  нВ. В сочетании с особой тщательностью при изготовлении образцов это позволило нам получить воспроизводимые и надежные результаты.

На рис. 1 представлены зависимости  $\rho_{xx}(T)$  для наиболее характерных пленок YBCO с различным кислородным индексом. Для получения оптимальной информации выбраны образец F1 ( $T_c \cong 87,4$  К), близкий к ОД системам, и образец F6 ( $T_c \cong 54,2$  К), представляющий очень слабо допированные системы. Сравнивая результаты с аналогичными зависимостями, полученными для монокристаллов [37], кислородный индекс исследуемых образцов можно оценить следующим образом:  $(7-y) \cong 6,85$  (образец F1) и  $\cong 6,56$  (образец F6). Как и ожидалось, образец F1 демонстрирует резистивное поведение, типичное для почти ОД систем, для которых по мере нарастания числа носителей заряда магнитное взаимодействие постепенно заменяется корреляционным [1,23,24] и область псевдощелевого поведения достаточно мала [6,22]. Как следствие, зависимость  $\rho_{xx}(T)$  линейна выше  $T^*_{0} = (190 \pm 0,2)$  К и в интервале температур 190–330 К хорошо экстраполируется выражением  $\rho_N(T) = \alpha T + b$  (рис. 1, пунктир) с относительной среднеквадратичной ошибкой, равной  $6,52 \cdot 10^{-4}$ . В соответствии с представлениями теории NAFL, эта линейная зависимость, экстраполированная в область низких температур, определяет  $\rho_N(T)$ , используемое для вычисления  $\sigma(T)$  по уравнению (1). Аналогичная процедура определения  $\rho_N(T)$  применялась при вычислении  $\sigma(T)$  из эксперимента и для образца F6. Отметим также, что  $\rho_N(T)$  пересекает ось  $T$  вблизи нуля, при этом отношение  $\rho_{300} / \rho_{100} \cong 3,2$ . Оба факта являются дополнительными аргументами в пользу хорошего качества образцов [36].

При уменьшении содержания кислорода наблюдается ожидаемое быстрое уменьшение  $T_c$ , которую в данном случае определяли экстраполяцией резистивного перехода до пересечения с осью температур, как показано на вставке на рис. 1. Одновременно  $\rho_{xx}$ , а также и  $T^*_{0}$ , отмеченная на графике стрелками, быстро возрастают, что находится в хорошем согласии с выводами теории NAFL. Это означает, что механизм рассеяния нормальных носителей в ВТСП при

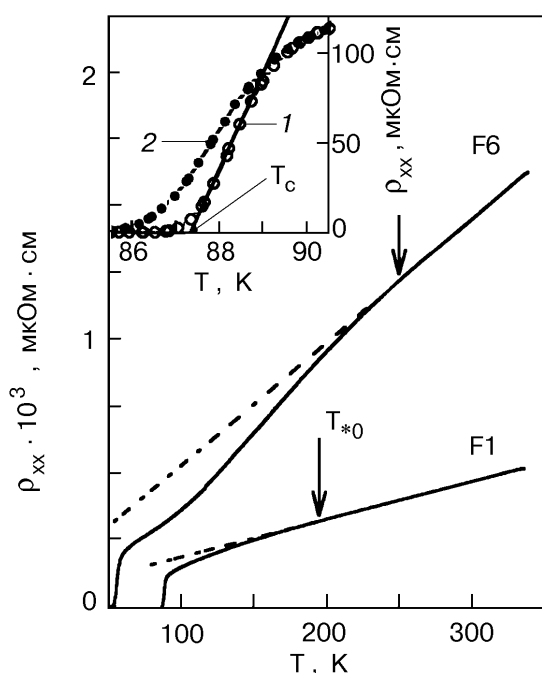


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления для образцов F1 и F6; пунктир — экстраполяция сопротивления в нормальном состоянии в область низких температур. На вставке — резистивный переход образца F1 в нулевом магнитном поле (кривая 1) и в поле  $H = 0,6$  Тл (кривая 2).

низких  $T_c$  главным образом определяется магнитным взаимодействием. Действительно, образец F6 демонстрирует резистивное поведение, типичное для очень слабо допированных YBCO систем [22,37], и характеризуется широкой областью температур ( $T < T_{*0}$ ), где доминируют спиновые флуктуации, приводя к наблюдаемой специфической форме резистивной кривой (рис. 1). Тем не менее выше  $T_{*0} = (250 \pm 0,3)$  К зависимость  $\rho_{xx}(T)$  по-прежнему является линейной. Согласно теории NAFL, эта линейная зависимость, экстраполированная в область низких температур (рис. 1, пунктир), по-прежнему определяет  $\rho_N(T)$ . Отметим, что все наши попытки провести пунктирную линию каким-либо иным образом не давали разумных результатов при определении  $\sigma'$ . На наш взгляд, этот факт является дополнительным аргументом в пользу правильного определения нормального состояния системы. Отметим также, что, несмотря на низкую  $T_c$  и малое содержание кислорода, особенно в случае образца F6, ширина резистивного перехода  $\Delta T$ , определяемая при приложении магнитного поля, как показано на вставке к рис. 1, является весьма узкой. Это подтверждает хорошее качество структуры наших образцов, что важно для анализа ФП. Параметры образцов приведены в таблицах.

### Анализ результатов

Общая теория ФП в слоистых сверхпроводниках была разработана Хиками и Ларкиным (ХЛ) [34] и рассматривает как АЛ, так и МТ флуктуационные механизмы. В отсутствие магнитного поля АЛ вклад определяется выражением

$$\sigma'_{AL} = [e^2 / (16\hbar d)] (1 + 2\alpha)^{-1/2} \varepsilon^{-1}, \quad (2)$$

для МТ вклада теория дает следующее уравнение:

$$\sigma'_{MT} = \{e^2 / [8\hbar d(1 - \alpha / \delta)]\} \times \ln \left\{ \frac{(\delta / \alpha)[1 + \alpha + (1 + 2\alpha)^{1/2}]}{1 + \delta + (1 + 2\delta)^{1/2}} \right\} \varepsilon^{-1}. \quad (3)$$

Здесь  $\alpha = 2\xi_c^2(T) / d^2 = 2[\xi_c(0) / d]^2 \varepsilon^{-1}$  — параметр связи,  $\varepsilon = \ln(T / T_c^{mf}) \approx (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$  — приведенная температура,  $T_c^{mf}$  — критическая температура в приближении среднего поля;  $d \cong 11,7$  Å — расстояние между проводящими слоями в ВТСП и  $\delta = 1,203(l / \xi_{ab})(16 / \pi\hbar) \times [\xi_c(0) / d]^2 k_B T \tau_\phi$  — параметр распаривания.

Множитель  $1,203(l / \xi_{ab})$ , где  $l$  — длина свободного пробега и  $\xi_{ab}$  — длина когерентности в  $ab$  плоскости, учитывает приближение чистого предела, введенное в теорию Биери, Маки и Томпсона (БМТ) [38]. Уравнение (2) фактически воспроизводит результат ЛД модели [35], в которой предполагается наличие джозефсоновского взаимодействия между проводящими слоями. Такая ситуация наиболее вероятна для 3D области, поскольку  $\xi_c(T) > d$  вблизи  $T_c$ . Тогда как МТ механизм преобладает при  $k_B(T - T_c^{mf}) \gg \hbar / \tau_\phi$  [34], где двухчастичное туннелирование между слоями невозможно, поскольку  $\xi_c(T) < d$  (2D область). Таким образом, ХЛ теория предсказывает как изменение электронной размерности образца (2D–3D кроссовер), так и изменение флуктуационного механизма (МТ–ЛД кроссовер) при приближении температуры к  $T_c$ . Соответственно 2D–3D кроссовер должен происходить при

$$T_0 = T_c \{1 + 2[\xi_c(0) / d]^2\}, \quad (4)$$

где  $\alpha = 1 / 2$ , то есть  $\xi_c(0) = (d / 2)\varepsilon_0^{1/2}$ , а МТ–ЛД кроссовер — при температуре, где  $\delta \cong \alpha$ , что дает

$$\varepsilon_0 = (\pi\hbar) / [1,203(l / \xi_{ab})(8k_B T \tau_\phi)] \quad (5)$$

и позволяет определить  $\tau_\phi$  [34].

Из уравнений (2), (3) следует, что вне области критических флуктуаций  $\sigma'(T)$  зависит лишь от  $\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$ , причем  $T_c^{mf}$  является как раз той температурой, которая отделяет область ФП от области критических флуктуаций. Таким обра-

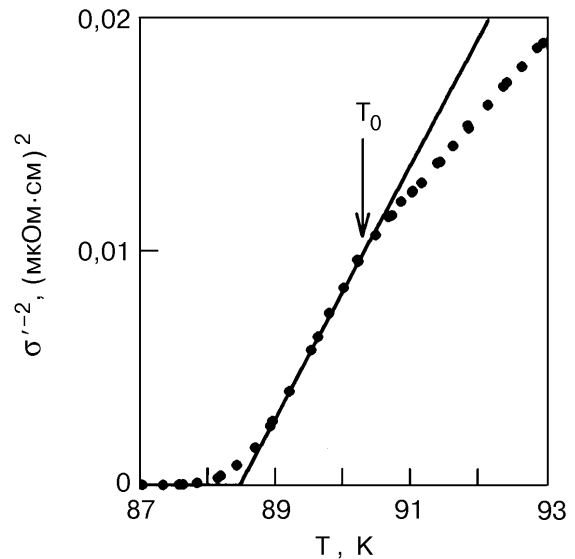


Рис. 2. Зависимость  $\sigma'^{-2}$  от  $T$  для образца F1; сплошная прямая — экстраполяция 3D области, пересечение которой с осью  $T$  определяет  $T_c^{mf}$ .

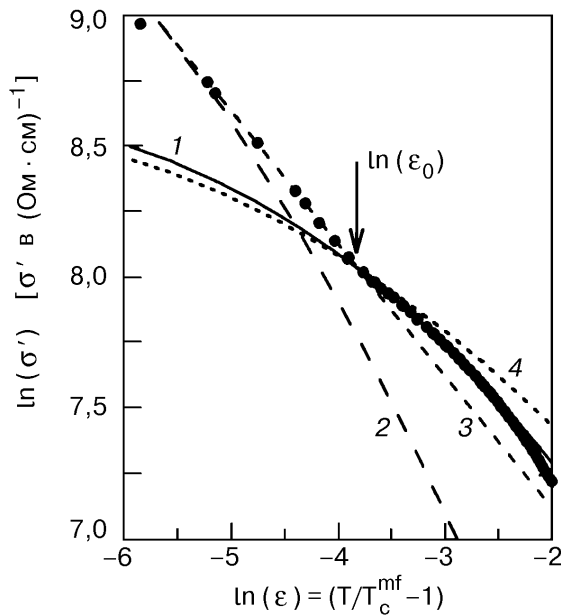


Рис. 3. Сопоставление экспериментальной зависимости  $\ln(\sigma')$  от  $\ln(\epsilon)$  (точки) для образца F1 ( $T_c^{mf} = 88,46$  К) с флуктуационными теориями: кривая 1 – МТ вклад ( $C_{2D} = 0,544$ ,  $d = 11,7$  Å) кривая 2 – ЛД вклад ( $C_{3D} = 0,55$ ,  $d = 11,7$  Å), кривая 3 – АЛ вклад (3D) ( $C_{3D} = 1$ ) и кривая 4 – МТ вклад (2D) ( $C_{2D} = 0,494$ ,  $d = 4,2$  Å).

зом, определение  $T_c^{mf}$  исключительно важно для анализа флуктуационной проводимости. Мы определяли  $T_c^{mf}$  экстраполяцией линейного участка зависимости  $\sigma^{-2}(T)$  до его пересечения с осью температур [26], поскольку в 3D области вблизи  $T_c$  зависимость  $\sigma(T)$  должна расходиться, как  $(T - T_c^{mf})^{-1/2}$  (уравнение (2)). На рис. 2 (точки) показана зависимость  $\sigma^{-2}(T)$  для образца F1. Хорошо видна протяженная 3D область, экстраполируемая прямой линией, пересечение которой с осью  $T$  как раз и дает  $T_c^{mf} \approx 88,46$  К. Обнаруженное отклонение данных вправо от прямой линии при  $T_0$  можно рассматривать как верный признак того, что механизм рассеяния флуктуационных пар при  $T > T_0$  является именно механизмом МТ типа. Если флуктуационный МТ механизм в образце отсутствует, то при  $T_0$  точки всегда отклоняются влево [26]. Как отмечено выше, до проведения данных исследований флуктуационный механизм МТ типа, а соответственно, и МТ–АЛ кроссовер, никогда не наблюдались при исследовании монокристаллов и тонких пленок. В этом случае на зависимости  $\sigma(T)$  наблюдается лишь размытый 2D–3D переход, предсказываемый ЛД моделью [26–30].

В отличие от предыдущих исследований на наших образцах был обнаружен выраженный

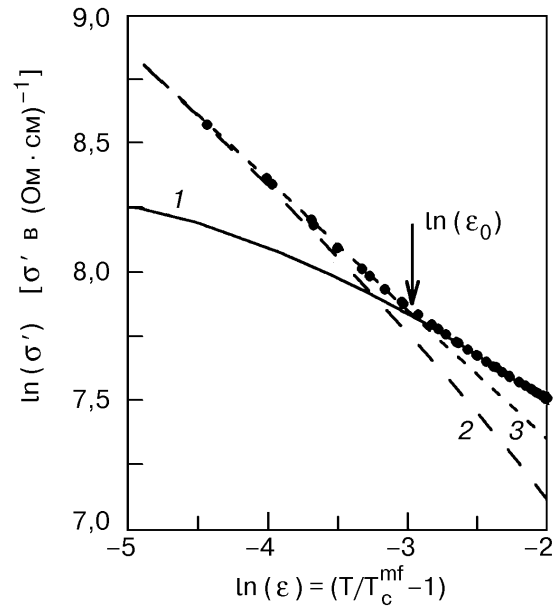


Рис. 4. Сопоставление экспериментальной зависимости  $\ln(\sigma')$  от  $\ln(\epsilon)$  (точки) для образца F6 ( $T_c^{mf} = 55,88$  К) с флуктуационными теориями: кривая 1 – МТ вклад ( $C_{2D} = 1,105$ ,  $d = 11,7$  Å), кривая 2 – ЛД вклад ( $C_{3D} = 2,04$ ,  $d = 11,7$  Å) и кривая 3 – АЛ вклад (3D) ( $C_{3D} = 2$ ).

МТ–АЛ переход, обозначенный на графиках стрелкой (см. рис. 3 и 4), который, как правило, одновременно является и 2D–3D кроссовером [9]. Этот факт позволяет нам с достаточной точностью определить  $\epsilon_0$  и, используя уравнение (4), получить достоверные значения  $\xi_c(0)$ . Однако при этом все же не удастся определить  $\tau_\phi$  (см. (5)), поскольку ни  $l$ , ни  $\xi_{ab}(0)$  не измеряются экспериментально при исследовании ФП. Для нахождения  $\tau_\phi$  поступим следующим образом: обозначим  $[1,203(l / \xi_{ab})] = \beta$ ; по-прежнему предполагаем, что  $\tau_\phi(T) \propto 1/T$  [6,9,39], и для дальнейшей оценки  $\tau_\phi(100\text{ К})$  считаем, что  $\tau_\phi T = \text{const}$ . Уравнение (5) можно переписать как

$$\tau_\phi \beta T = \pi \hbar / (8k_B \epsilon_0) = A \epsilon_0^{-1}, \quad (6)$$

где  $A = \pi \hbar / (8k_B) = 2,988 \cdot 10^{-12}$  с. Теперь параметр  $\tau_\phi(100\text{ К})\beta$  также четко определяется измеряемым значением  $\epsilon_0$  и может быть использован для анализа ФП. Таким образом, в данном случае единственным подгоночным параметром остается  $C$ -фактор. Отметим, что в отличие от предыдущих работ мы вводим  $C$ -фактор как множитель, на который необходимо умножать уравнения (2), (3) и (7) для совмещения с экспе-

Резистивные параметры образцов

Образец	$d_0$ , Å	$T_c$	$\Delta T$	$T_c^{mf}$	$\rho(100\text{ K})$	$\rho(300\text{ K})$	$T^*_0$ , К
		К			мКОМ·см		
F1	1050	87,4	2,3	88,46	148	476	190
F6	650	54,2	3,5	55,88	364	1460	250

риментальными данными, что представляется более логичным.

На рис. 3 представлена зависимость  $\sigma(T)$  для образца F1 в сравнении с расчетной зависимостью, полученной с помощью ХЛ теории в чистом пределе. Сплошная линия 1 на рисунке — МТ член, пунктирная линия 2 — ЛД член. Как и ожидалось, МТ–АЛ (2D–3D) кроссовер четко виден на графике при  $\ln \epsilon_0 \cong -3,92$  ( $T_0 \cong 90,22$  К). Также видно, что, в отличие от всех предыдущих измерений флуктуационной проводимости в ВТСП, кривая, определяемая ЛД моделью, не совпадает с экспериментальными данными ни в одном температурном интервале. Кроме того, определяемая ЛД моделью по (4)  $\xi_c(0) \cong 0,825$  Å исключительно мала. С другой стороны, хорошо видно, что в 3D области зависимость  $\sigma(T)$  является линейной и отлично экстраполируется стандартным уравнением АЛ теории (линия 3), определяющим ФП в любой трехмерной системе [32]:

$$\sigma'_{AL} = \{e^2 / [32\hbar\xi_c(0)]\} \epsilon^{-1/2}. \quad (7)$$

Это означает, что обычная 3D флуктуационная сверхпроводимость реализуется в ВТСП при  $T \rightarrow T_c$ . Результат также означает, что в случае хорошо структурированных образцов соотношение между  $\xi_c(0)$  и  $d$  не так сильно влияет на процессы спаривания в этой области температур, как это следует из ЛД модели [35]. Поэтому мы и обозначаем обнаруженный кроссовер как МТ–АЛ, в отличие от предсказываемого теорией [34] МТ–ЛД перехода. Из физических представлений ясно, что с увеличением температуры 3D флуктуационный режим будет сохраняться до тех пор, пока  $\xi_c(T) > d$  [40]. Таким образом, в данном случае кроссовер должен происходить при  $\xi_c(T) \cong d$ , т.е. при

$$\xi_c(0) \cong d\epsilon_0^{1/2}, \quad (8)$$

что в два раза больше, чем предсказывают ЛД и ХЛ теории. Теперь из уравнения (8) получаем  $\xi_c(0) = (1,65 \pm 0,01)$  Å, что хорошо согласуется с литературными данными [9,28,29,41]. Как и ожидалось, при этом значении  $\xi_c(0)$  расчетные и экспериментальные данные совпадают во всех рассматриваемых температурных интервалах (рис. 3). Наиболее существенным результатом в данном случае является то, что  $C_{3D} \cong 1$ , т.е. в 3D области экспериментальные данные однозначно описываются теорией вследствие хорошей структуры образца. С другой стороны, равенство  $C_{3D} = 1$  позволяет сделать вывод, что и  $\xi_c(0)$  выбрана правильно. Фактически для образца F1 нам не приходилось использовать никаких подгоночных параметров. Вот почему мы рассматриваем F1 как базовый образец.

Выше  $T_0$ , вплоть до  $\ln \epsilon_{c0} \cong -2,3$  ( $T_{c0} \cong 97,3$  К), зависимость  $\sigma(T)$  хорошо экстраполируется МТ вкладом ХЛ теории (рис. 3, сплошная линия) с параметрами  $\xi_c(0) = 1,65$  Å и  $\tau_\phi(100\text{ K})\beta = 15,06 \cdot 10^{-13}$  с, определяемыми измеренным значением  $\epsilon_0$ , и  $d = 11,7$  Å. Как уже упоминалось, температурная область выше  $T_0$  есть область 2D флуктуаций. Таким образом, полученный результат позволяет сделать вывод о том, что механизмы рассеяния флуктуационных пар вблизи  $T_c$ , т.е. в области 3D ФП, и в области 2D ФП выше  $T_0$  оказываются различными, что является следствием внутренней природы ФП в ВТСП [9,42]. На рис. 3 показан также МТ член, рассчитанный при  $d = 4,2$  Å (линия 4), что является расхождением между 1D цепочками CuO в YBCO. Видно, что в этом случае теория не соответствует эксперименту, показывая, что 1D цепочки не дают прямого вклада в ФП даже в случае ОД YBCO систем. Необходимо также подчеркнуть, что флуктуационный механизм МТ типа, соответствующий 2D электронному состоянию образца, с очевидностью требует, чтобы проводящие плоскости CuO<sub>2</sub> не имели повреждений. Таким образом, наблюдение МТ вклада может служить дополни-

тельным признаком хорошей структуры образца. Тем не менее в данном случае для того, чтобы теория правильно описывала эксперимент, пришлось использовать множитель  $C_{2D} \cong 0,544$ . Этот факт дает второй важный результат анализа ФП:  $C^* = C_{3D} / C_{2D} \cong 1,84$  и позволяет сделать вывод, что эффективный объем образца в области  $2D$  ФП равен примерно половине фактически измеряемого объема. Действительно,  $\sigma'_{\text{exp}}(T) \propto 1/d_0$  (см. (1)), где  $d_0$  — геометрическая толщина образца, а  $\sigma'_{\text{th}}(T) \propto 1/d_{\text{eff}}$ . Поскольку  $C_{2D} \cong 0,544$ , то  $\sigma'_{\text{exp}}(T) \approx 1/2 \sigma'_{\text{th}}(T)$ , а следовательно, и  $d_{\text{eff}} \approx 1/2 d_0$ . Полученный результат позволяет сделать вывод, что выше  $T_0$  флуктуационные пары, так же как и нормальные носители, заключены в плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Тогда как в  $3D$  флуктуационной области, где  $\xi_c(T) > d$  и двухчастичное туннелирование разрешено вдоль оси  $c$ , флуктуационные пары взаимодействуют уже во всем объеме образца.

Несмотря на очень низкую  $T_c$ , образец F6 демонстрирует весьма похожее поведение ФП (рис. 4), подтверждая, таким образом, правильность развиваемого в работе анализа. При  $\ln \epsilon_0 \cong -2,98$  ( $T_0 \cong 58,72$  К) на графике отчетливо виден МТ–АЛ ( $2D$ – $3D$ ) кроссовер, что позволяет определить  $\xi_c(0) = (2,64 \pm 0,02)$  Å и  $\tau_\phi(100 \text{ К}) \beta \cong 5,9 \cdot 10^{-13}$  с с помощью уравнений (8) и (6) соответственно. Используя найденные параметры и полагая  $d = 11,7$  Å, удастся совместить экспериментальные и расчетные данные как ниже, так и выше  $T_0$ . Вблизи  $T_c$  зависимость  $\sigma'(T)$  все так же определяется  $3D$  вкладом АЛ теории (см. (7)) (рис. 4, кривая 3). ЛД зависимость, даже построенная с этим же значением  $\xi_c(0)$  (рис. 4, кривая 2), по-прежнему не отвечает эксперименту. Выше  $T_0$  флуктуационный вклад МТ типа (3) хорошо экстраполирует  $\sigma'(T)$  вплоть до  $\ln \epsilon_{c0} \cong -2,25$  ( $T_{c0} \cong 61,9$  К), хотя сама  $2D$  область оказывается достаточно короткой. Тем не менее по-прежнему  $C^* = C_{3D} / C_{2D} \cong 1,81$ , подтверждая универсальность данного соотношения для ВТСП. Однако абсолютные значения  $C$ -факторов в данном случае в два раза больше, чем для образца F1:  $C_{3D} = 2$  и  $C_{2D} = 1,105$ . Мы полагаем, что основная причина такого результата — возрастание удельного сопротивления образца почти в два раза при  $T > 62$  К (см. рис. 1), которое, в свою очередь, может быть вызвано несколькими причинами. Это сильное влияние спиновых флуктуаций [6], заметное снижение плотности носителей [1,43] и, возможно, неспособность  $1D$  цепочек  $\text{CuO}$  участвовать в транспорте нормальных носителей, поскольку, согласно [43], цепоч-

ки явно рассоединены в сильно недодопированных YBCO системах. Скорее всего, в данном случае все три механизма оказывают влияние на транспорт нормальных носителей, который в результате оказывается весьма сложным [6].

Еще одним общим в поведении обоих образцов является тот факт, что относительная температура, при которой экспериментальные данные отклоняются от расчетных с ростом  $T$ , практически одинакова:  $\ln \epsilon_{c0} = \ln \delta \cong (-2,3 \pm 0,05)$ . Напомним, что параметр распаривания  $\delta$  [33] изначально вводился как  $\delta = (T_{c0} - T_c) / T_c$ , где  $T_{c0}$  — гипотетическая критическая температура в отсутствие каких-либо процессов распаривания. Полученный результат также говорит об идентичности процессов распаривания, а возможно, и спаривания флуктуационных пар в обоих образцах. Таким образом, исследование ФП на образцах с малым содержанием кислорода позволяет сделать вывод, что спиновые флуктуации и другие возможные типы магнитного взаимодействия в ВТСП, сильно влияя на транспортные свойства, практически не влияют на принципиальный механизм флуктуационного спаривания в купратах, в конечном итоге приводя лишь к пропорциональному увеличению  $C$ -факторов.

Учитывая эти соображения, при анализе результатов эффекта Холла для образца F6 по-прежнему использовалось  $C_{3D} = 1$ , а не 2. Такой подход представляется разумным, поскольку позволяет получить самосогласованную результирующую картину поведения обоих образцов.

Чтобы получить значения  $\tau_\phi(100 \text{ К})$  в явном виде, необходимо определить значения параметра  $\beta(100 \text{ К})$ , для чего использовались результаты измерений эффекта Холла. Как известно [44], холловская резистивность определяется выражением

$$\rho_H(T) \sim [V_{xy}(T) / I_{xx}] = R_{xy} = R_H(T) d_0^{-1} B_z, \quad (9)$$

где  $V_{xy}(T)$  — измеряемое в эксперименте поперечное напряжение;  $I_{xx}$  — ток вдоль образца;  $d_0$  — толщина образца и  $B_z$  — магнитное поле. Таким образом, коэффициент Холла

$$R_H = R_{xy} d_0 / B_z \quad (10)$$

может быть легко определен. В ВТСП все параметры, включая  $R_H$ , являются функцией температуры, поэтому дальнейшие оценки сделаны при  $T = 100$  К, как это принято в литературе. Здесь мы приведем подробный анализ для образца F1. Соответствующие параметры, полученные аналогичным образом для образца F6, приведены в таблицах. Согласно теории [45], плотность носи-



Электронные параметры образцов

Образец	$C_{3D}$	$R_H(100\text{ К}),$ $10^{-9}\text{ м}^3/\text{Кл}$	$n(100\text{ К}),$ $10^{21}\text{ см}^{-3}$	$n_0$ (100 К)	$\xi_c(0),$ Å	$r$ (100 К)	$l(100\text{ К}),$ Å	$\mu_H(100\text{ К}),$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
F1	1	2,45	2,7	0,47	1,65	1,06	48,6	16,55
F6	2(1)	5,80	1,15	0,20	2,64	1,07	30,5	15,93

телей заряда  $n = r[1 / \langle eR_H \rangle]$ , где  $e$  – заряд электрона; коэффициент  $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ , а  $\tau$  – среднее время между соударениями носителей заряда, которые фактически определяют механизм рассеяния в нормальном состоянии. Для чисто фононного рассеяния  $r = 1,18$ , в случае наличия ионизированных примесей в образце  $r = 1,93$  [45]. Зная, что исследуемые образцы не содержат примесей, при анализе результатов будем считать, что  $r_1 = 1$  и  $r_2 = 1,18$ .

Используя  $R_H(100\text{ К}) = 2,45 \cdot 10^{-9}\text{ м}^3/\text{Кл}$ , измеренное для образца F1, получаем  $n_1 = 2,55 \cdot 10^{21}\text{ см}^{-3}$  ( $r_1 = 1$ ) и  $n_2 = 3,01 \cdot 10^{21}\text{ см}^{-3}$  ( $r_2 = 1,18$ ). Плотность носителей, нормированная на объем элементарной ячейки,  $n_0 = nV_0$ , где  $V_0 = 1,74 \cdot 10^{-22}\text{ см}^3$ . Соответственно  $n_{01} = n_1V_0 = 0,44$  и  $n_{02} = 0,52$ . Для определения реального значения  $r$ -фактора можно рассмотреть  $T_c(n_0)$ -диаграмму [43]. Используя диаграмму, легко находим  $T_{c1} = 85\text{ К}$  и  $T_{c2} = 95\text{ К}$ . Таким образом, измеряемая в эксперименте  $T_c = 87,4\text{ К}$  находится как раз в рассматриваемом интервале температур, но  $T_{c2} = 95\text{ К}$ , определенная при  $r_2 = 1,18$ , – это явно завышенное значение. Используя диаграмму, находим, что реальному  $T_c$  отвечает  $r \cong 1,06$  и, следовательно,  $n \cong 2,7 \cdot 10^{21}\text{ см}^{-3}$ . Очевидно, что обе оценки фактически представляют собой средние величины. В дальнейшем анализе рассматриваются только значения параметров, соответствующие  $\langle r \rangle = 1,06$ . Используя аналогичный подход, для образца F6 получаем  $\langle r \rangle = 1,07$ . Таким образом, механизм рассеяния холловских носителей в обоих образцах идентичен. Сравнивая полученный результат с теорией [45], можно сделать вывод, что, как и ожидалось, примеси в образцах отсутствуют. Кроме того, электрон-фононное взаимодействие оказывается весьма слабым ( $r \ll 1,18$ ), как показано в наших предыдущих исследованиях [9].

Продолжая анализ образца F1, для поверхностной плотности носителей получаем  $n_s = nd \cong 3,16 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ . Используя измеренное значение

$\rho(100\text{ К}) C_{3D} = 148\text{ мкОм}\cdot\text{см}$ , поскольку в данном случае  $C_{3D} = 1$ , для подвижности холловских носителей имеем  $\mu_H = r / (\rho ne) \cong 16,55\text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . По формуле  $l = (\hbar\mu / e)(2\pi n_s)^{1/2}$  легко получить длину свободного пробега носителей заряда в образце F1:  $l = v_F \tau \cong 48,6\text{ Å}$ , где  $v_F$  – скорость Ферми. И, наконец, для образца F1 было выбрано из литературы [29,46,47] среднее значение  $\xi_{ab} = 13,0\text{ Å}$ . В общей теории сверхпроводимости [48]

$$\xi_0 \sim \hbar v_F / [\pi \Delta(0)], \quad (11)$$

где  $\Delta(0)$  – параметр порядка при  $T = 0\text{ К}$ . Принимая во внимание, что  $2\Delta(0) / k_B T_c \cong 5-5,5$  в ВТСП [49], и полагая  $\xi_0 = \xi_{ab}$ , для скорости Ферми получаем  $v_F = (1,17-1,28) \cdot 10^7\text{ см/с}$ , а для эффективной массы носителей  $m^* / m_0 = \rho l n e^2 / (v_F m_0) = 4,68-4,23$ . После этого нетрудно рассчитать транспортное время нормальных носителей  $\tau(100\text{ К}) = l / v_F = (0,42-0,38) \cdot 10^{-13}\text{ с}$ . Все полученные выше оценки находятся в хорошем соответствии с аналогичными результатами, полученными для ОД YBCO систем [1,9,28,30,39]. Единственное исключение составляет  $l(100\text{ К})$  (табл. 2), которая оказалась несколько меньше. Тем не менее по-прежнему  $l(0) > l(100\text{ К}) \gg \xi_{ab}$ , что позволяет утверждать, что исследуемые пленки – действительно сверхпроводники второго рода в чистом пределе. В конечном итоге находим, что  $\beta(100\text{ К}) = [1,203(l / \xi_{ab})] = 4,5$ . Используя найденное выше  $\tau_\phi(100\text{ К}) \beta \cong 15,06 \cdot 10^{-13}\text{ с}$ , получаем искомое значение  $\tau_\phi(100\text{ К}) \cong 3,35 \cdot 10^{-13}\text{ с}$ , что хорошо согласуется с аналогичными результатами, полученными при измерении магнитосопротивления на сверхрешетках YBCO–PrBCO [41]. Проведя аналогичные вычисления для образца F6, находим  $\tau_\phi(100\text{ К}) \cong 3,36 \cdot 10^{-13}\text{ с}$  (см. табл. 2 и 3), т.е. фактически величина  $\tau_\phi(100\text{ К})$  для обоих образцов совпадает.

Теперь можно проанализировать параметры ФП. Хорошо видно, что, в соответствии с резуль-

Электронные параметры образцов

Образец	$v_F$ , $10^7$ см/с	$m^* / m_0$	$\tau(100 \text{ K})$ , $10^{-13}$ с	$\beta(100 \text{ K})$	$\tau_\varphi(100 \text{ K})$ , $10^{-13}$ с	$C^*$
F1	1,17–1,28	4,68–4,23	0,42–0,38	4,5	3,35	1,84
F6	1,15–1,27	3,1–2,8	0,26–0,24	1,76	3,36	1,81

татами аналогичных измерений [37,43], образцу с меньшей  $T_c$  отвечает больший  $R_H$ , тогда как плотность носителей  $n_0$ ,  $l$  и  $\tau(100 \text{ K})$  соответственно уменьшаются. Однако  $\mu_H$  и  $v_F$  практически не изменяются для обоих образцов. Полученный результат может рассматриваться как дополнительный аргумент в пользу правильности развиваемого в работе подхода к анализу ФП, поскольку  $\mu_H = R_H / (\rho C_{3D})$ , где все параметры измеряются независимым образом. И, наконец, несмотря на значительное различие всех начальных параметров, для обоих образцов найдены  $\tau_\varphi(100 \text{ K}) = (3,35 \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$  с и  $C^* = (1,82 \pm 0,02)$ , что составляет основной экспериментальный результат данного исследования и подтверждает сделанный ранее вывод о том, что спиновые флуктуации и другие возможные типы взаимодействия квазичастиц в ВТСП, сильно влияя на механизмы рассеяния нормальных носителей при изменении содержания кислорода, практически не влияют на механизм сверхпроводящего флуктуационного спаривания, который характеризуется величиной  $\tau_\varphi$ . Еще один результат заключается в том, что соотношение между  $\xi_c$  и  $T_c$  для обоих образцов оказалось в полном соответствии с общей теорией сверхпроводимости (см. (11)). Нетрудно подсчитать, что определенные из эксперимента соотношения для образцов F1 и F6 могут быть записаны следующим образом:  $T_c(\text{F1}) / T_c(\text{F6}) = 1,61$  и  $\xi_c(0)(\text{F6}) / \xi_c(0)(\text{F1}) = 1,6$ , что указывает на четкую зависимость между  $\xi_c$  и  $T_c$ . Данный результат позволяет сделать вывод, что механизмы сверхпроводящего спаривания в ВТСП в какой-то степени аналогичны механизмам спаривания в классических сверхпроводниках.

### Заключение

На основании развиваемого в работе подхода к анализу флуктуационной проводимости в ВТСП пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  с различным содержанием

кислорода на зависимости  $\sigma(T)$  нам удалось обнаружить четкий размерный кроссовер МТ–АЛ (2D–3D). Показано, что в хорошо структурированных образцах ЛД модель не описывает экспериментальные данные ни в одной из температурных областей. Вблизи  $T_c$  реализуется 3D флуктуационная сверхпроводимость, которая отлично экстраполируется трехмерным уравнением теории Асламазова–Ларкина. Выше  $T_0$  данные экстраполируются уравнением Маки–Томпсона, показывая, что здесь реализуется двумерная ФП. Этот вывод подтверждается соотношением  $C^* = C_{3D} / C_{2D} \cong 1,82$ , полученным для обоих образцов, что, в свою очередь, позволяет говорить о том, что в 2D области эффективный объем образца составляет примерно половину его реального объема. Таким образом, можно сделать вывод, что в этой области температур флуктуационные пары являются двумерными и, так же как и нормальные носители, расположены в  $\text{CuO}_2$  плоскостях, поскольку, как показано, одномерные  $\text{CuO}$  цепочки не дают вклад в ФП. В результате анализа для обоих образцов получено  $\tau_\varphi(100 \text{ K}) = (3,35 \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$  с, что с большой вероятностью позволяет говорить о том, что магнитное взаимодействие в ВТСП, сильно влияя на рассеяние нормальных носителей при низких  $T_c$ , не оказывает заметного влияния на процессы флуктуационного спаривания.

В заключение авторы выражают благодарность В. М. Дмитриеву за ценные замечания при обсуждении результатов работы.

1. Y. Iye, in: *Physical Properties of High Temperature Superconductors III*, D. M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 285.
2. C. P. Slichter, in: *Strongly Correlated Electronic Systems*, K. S. Bedell (ed.), Addison-Wesley, New York (1994).
3. *High Temperature Superconductivity, Models and Measurements*, M. Acquarone (ed.), World Scientific, Singapore (1994).

4. T. R. Chien, Z. Z. Wang, and N. P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2088 (1991).
5. S. J. Hagen, A. W. Smith, M. Rajeswari, J. L. Peng, Z. J. Li, R. L. Greene, S. N. Mao, X. X. Xi, S. Bhattacharya, Qi Li, and C. J. Lobb, *Phys. Rev.* **B47**, 1064 (1993).
6. B. P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B55**, 8576 (1997).
7. С. Ю. Давыдов, Е. И. Леонов, *ФНТ* **15**, 536 (1989).
8. G. M. Eliashberg, *J. Supercond.* **7**, 525 (1994).
9. A. L. Solovjov, V. M. Dmitriev, H.-U. Habermeier, and I. E. Trofimov, *Phys. Rev.* **B55**, 8551 (1997).
10. P. Coleman, A. J. Schofield, and A. M. Tselik, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1324 (1996).
11. S. G. Kaplan, S. Wu, H.-T. S. Lihn, H. D. Drew, Q. Li, D. B. Fenner, Julia M. Phillips, and S. Y. Hou, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 696 (1996).
12. A. S. Alexandrov, A. M. Bratkovsky, and N. F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1734 (1994).
13. P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2092 (1991).
14. G. A. Levin and K. F. Quader, *Phys. Rev.* **B46**, 5872 (1992).
15. D. M. Newns, H. C. Pattnaik, and C. C. Tsuei, *Phys. Rev.* **B43**, 3075(1991).
16. A. Carrington, A. P. Mackenzie, C. T. Lin, and J. R. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2855 (1992).
17. R. Hlubina and T. M. Rice, *Phys. Rev.* **B51**, 9253 (1995), *ibid.* **52**, 13043 (1995).
18. M. Lercher and J. M. Wheatley, *Phys. Rev.* **B52**, R7038 (1995).
19. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* **B52**, 13585 (1995).
20. O. Narikiyo and K. Miyake, *Solid State Commun.* **90**, 333 (1994).
21. J. R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev.* **B57**, 13406 (1998).
22. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
23. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Н. Свищев, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 739 (2000).
24. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 1091 (2000).
25. P. P. Freitas, C. C. Tsuei, and T. S. Plaskett, *Phys. Rev.* **B36**, 333 (1987).
26. B. Oh, K. Char, A. D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, A. Kapitulnik, and J. M. Graybeal, *Phys. Rev.* **B37**, 7861 (1988).
27. Y. Matsuda, T. Hirai and S. Komiyama, *Solid State Commun.* **68**, 103 (1988).
28. J. Sugawara, H. Iwasaki, N. Kabayashi, H. Yamane, and T. Hirai, *Phys. Rev.* **B46**, 14818 (1992).
29. W. Lang, G. Heine, P. Schwab, X. Z. Wang, and D. Bauerle, *Phys. Rev.* **B49**, 4209 (1994).
30. H.-U. Habermeier, A. L. Solovjov, and V. M. Dmitriev, *Physica* **C235-240**, 1959 (1994).
31. K. Winzer and G. Kumm, *Z. Phys. B - Condensed Matter* **82**, 317 (1991).
32. L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, *Phys. Lett.* **A26**, 238 (1968).
33. K. Maki, *Prog. Theor. Phys.* **39**, 897 (1968), R. S. Thompson, *Phys. Rev.* **B1**, 327 (1970).
34. S. Hikami and A. I. Larkin, *Mod. Phys. Lett.* **B2**, 693 (1988).
35. W. E. Lawrence and S. Doniach, in: *Proc. of the Twelfth Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, Kioto (1971), p. 361.
36. H.-U. Habermeier, *Appl. Surf. Sci.* **69**, 204 (1993).
37. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
38. J. B. Bieri, K. Maki, and R. S. Thompson, *Phys. Rev.* **B44**, 4709 (1991).
39. Y. Matsuda, T. Hirai, S. Komiyama, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, K. Yamamoto, and K. Hirata, *Phys. Rev.* **B40**, 5176 (1989).
40. В. М. Дмитриев, А. Л. Соловьев, А. И. Дмитренко, *ФНТ* **11**, 374 (1985).
41. W. Volz, F. S. Razavi, G. Quirion, H.-U. Habermeier, and A. L. Solovjov, *Phys. Rev.* **B55**, 6631 (1997).
42. Y. B. Xie, *Phys. Rev.* **B46**, 13997 (1992).
43. Z. Z. Wang, J. Clayhold, and N. P. Ong, *Phys. Rev.* **B36**, 7222 (1987).
44. A. L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **24**, 215 (1998).
45. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, New York (1969), p. 45.
46. K. Semba and A. Matsuda, *Phys. Rev.* **B55**, 11103 (1997).
47. J. Axnas, B. Lundqvist, and O. Rapp, *Phys. Rev.* **B58**, 6628 (1998).
48. P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin, Inc., New York-Amsterdam (1966).

Fluctuation conductivity in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  films of various oxygen content. I. Optimally and weakly doped YBCO films

A. I. Solovjov, H.-U. Habermeier, and T. Haage

The fluctuation-induced conductivity measured for  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  (YBCO) films of various oxygen concentration is analyzed using different theoretical models describing weak fluctuations in high- $T_c$  superconductors and considering both the Aslamazov-Larkin and Maki-Thompson terms in the clean limit approach. A clear crossover from the MT to AL fluctuation mechanism is revealed for all the samples studied as temperature approaches  $T_c$ . Using the crossover temperature  $T_0$  the coherence length along the  $c$ -axis  $\xi_c(0)$ , and the phase-relaxation time of the fluctuating

pairs,  $\tau_\varphi(100\text{ K})$ , are determined. Despite the fact that  $T_c$  decreases from 87.4 down to 54.2 K with oxygen depletion  $\tau_\varphi(100\text{ K}) = (3.35 \pm 0.01) \cdot 10^{-13}\text{ s}$  is obtained in all the cases. The  $\xi_c(0)$  vs  $T_c$  dependence is found to follow the standard superconductivity theory.

Possible mechanisms of charge scattering, mainly based on the NAFL model description and of superconducting pairing are also considered.