

Флуктуационная проводимость в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ с различным содержанием кислорода. II. YBCO пленки с $T_c \approx 80$ К

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 22 ноября 2001 г.

Впервые исследована флуктуационная проводимость в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) с $T \approx 80$ К. В отличие от оптимально допированных образцов, обнаружен переход от механизма рассеяния флуктуационных пар Маки–Томпсона к механизму Лоуренца–Дониаха, а при приближении температуры к T_c к механизму Асламазова–Ларкина. Показано, что длина когерентности $\xi_c(0)$ вдоль оси c и время фазовой релаксации флуктуационных пар τ_ϕ (100 К) определяются температурой именно второго перехода. Обнаруженные особенности как флуктуационной проводимости, так и резистивного поведения резко усиливаются при приближении T_c к 80 К, вероятно, вследствие значительного увеличения интенсивности магнитного взаимодействия в ВТСП при этих температурах. Несмотря на это, измеренное для двух образцов τ_ϕ (100 К) = $(3,35 \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$ с, т.е. такое же, как и для оптимально допированных YBCO пленок. Показано, что зависимость $\xi_c(0)$ от T_c подчиняется стандартной теории сверхпроводимости. Проанализированы механизмы рассеяния носителей заряда и сверхпроводящего спаривания в YBCO.

Уперше досліджено флуктуаційну провідність у плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) з $T \approx 80$ К. На відміну від оптимально допованих зразків, виявлено перехід від механізму розсіяння флуктуаційних пар Маки–Томпсона до механізму Лоуренца–Доніаха, а при наближенні температури до T_c до механізму Асламазова–Ларкіна. Показано, що довжина когерентності $\xi_c(0)$ вздовж осі c та час фазової релаксації флуктуаційних пар τ_ϕ (100 К) визначаються температурою саме другого переходу. Виявлені особливості як флуктуаційної провідності, так і резистивної поведінки різко посилюються при наближенні T_c до 80 К, мабуть, внаслідок значного збільшення інтенсивності магнітної взаємодії в ВТНП при цих температурах. Незважаючи на це, виміряне для двох зразків τ_ϕ (100 К) = $(3,35 \pm \pm 0,01) \cdot 10^{-13}$ с, тобто таке саме, як і для оптимально допованих YBCO плівок. Показано, що залежність $\xi_c(0)$ від T_c підпорядковується стандартній теорії надпровідності. Проаналізовано механізми розсіяння носіїв заряду та надпровідного спарювання у ВТНП.

PACS: 74.40.+k

Введение

Хорошо известно [1–4], что зависимость продольного удельного сопротивления $\rho_{xx}(T)$ в систе-

мах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) пропорциональна T в аномально широком диапазоне температур. Однако при уменьшении температуры $\rho_{xx}(T)$ в конеч-

ном итоге все же отклоняется вниз от линейной зависимости при некоторой характеристической температуре $T_{*0} \gg T_c$ (T_c — температура резистивного перехода), приводя к возникновению избыточной проводимости $\sigma' = \sigma(T) - \sigma_N(T)$, или:

$$\sigma'(T) = [\rho_N(T) - \rho(T)] / [\rho_N(T)\rho(T)]. \quad (1)$$

Здесь $\rho(T) = \rho_{xx}(T)$ — измеряемое удельное сопротивление, а $\rho_N(T) = \alpha T + b$ определяет сопротивление образца в нормальном состоянии, экстраполированное в область низких температур. Как подробно показано в нашей работе [5], линейная температурная зависимость сопротивления ВТСП находит объяснение в рамках модели «nearly antiferromagnetic Fermi liquid» (NAFL) [6], которая также объясняет и аномальную температурную зависимость коэффициента Холла $R_H \propto 1/T$. Теория NAFL предполагает, что рассеяние в ВТСП определяется существующим в таких веществах антиферромагнитным взаимодействием V_{eff} . Согласно теории NAFL, линейная зависимость $\rho_{xx}(T)$ при высоких температурах может рассматриваться как достоверный признак нормального состояния системы, которое характеризуется стабильностью поверхности Ферми, а следовательно, и стабильностью интенсивности рассеяния нормальных носителей. При уменьшении температуры ниже T_* ($T_* \geq T_{*0}$) в магнитном поведении системы реализуется псевдощелевой (ПЩ) режим, который характеризуется изменением спектра магнитных флуктуаций, а также наличием сильной температурной вариации зонной структуры квазичастиц, что должно приводить к эволюции поверхности Ферми [6,7] и, как следствие, к уменьшению интенсивности рассеяния. При этом параметры ВТСП меняются настолько непредсказуемо, что в этом интервале температур ни NAFL, ни другие теории не описывают эксперимент. Необходимо подчеркнуть, что интенсивность V_{eff} и его влияние на температурный ход сопротивления заметно уменьшаются с возрастанием кислородного индекса $\Delta y = (7 - y)$ в YBCO , вероятно, вследствие снижения влияния спиновых корреляций по мере допирования [1], что подтверждается и результатами недавних оптических измерений [8,9]. Соответственно должна уменьшаться и T_* . Так, для оптимально допированных (ОД) систем YBCO с $T_c \cong 90$ К теория [6,7] дает $T_* \cong 110$ К, показывая, что в данном случае кроссовер в магнитном поведении системы и переход в ПЩ режим происходят очень близко к T_c . Таким образом, при уменьшении интенсивности магнитного взаимодействия в ВТСП температурная область спин-щелевого поведения бы-

стро уменьшается [10], тогда как T_c возрастает. Данный результат позволяет сделать вывод, что в основе сверхпроводящего спаривания в ВТСП лежат механизмы взаимодействия, которые не рассматриваются ни NAFL, ни другими теориями, изучающими механизмы рассеяния нормальных носителей в таких сверхпроводниках [6].

Обычно избыточная проводимость трактуется как предсказываемая теорией Асламазова–Ларкина [11] флуктуационная проводимость (ФП) [5], и уравнение (1) широко используется для вычисления $\sigma'(T)$ из эксперимента [12–18]. Как было показано в [5,18], для ОД YBCO систем такое утверждение правомерно, по крайней мере, в интервале температур $T_c < T < T_{c0} = (105 \pm 5)$ К. Таким образом, именно изучение ФП дает возможность получить информацию о механизмах рассеяния и сверхпроводящего спаривания при приближении температуры к T_c [5]. Однако несмотря на значительное количество работ, посвященных данной проблеме, по-прежнему нет ясности в вопросе о том является ли избыточная проводимость в ВТСП при $T > T_{c0}$ полностью ФП, поскольку $T_{*0} \cong (160 \pm 30)$ К для ОД YBCO пленок [19] и монокристаллов [14,15] и быстро возрастает до $T_{*0} \cong 250$ К [5] при уменьшении содержания кислорода в образце [20]. Мы предприняли попытку ответить на этот вопрос на основании анализа флуктуационной проводимости, впервые измеренной на специально подготовленном наборе хорошо структурированных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ с различным содержанием кислорода.

В работе [5] нами анализируется ФП в образце F1 ($T_c \cong 87,4$ К), близком к ОД системам, и образце F6 ($T_c \cong 54,2$ К), представляющем очень слабо допированные (СД) системы, а также обосновываются основные принципы анализа ФП в ВТСП. Однако поведение ФП в купратах с промежуточной T_c ($T_c \cong 80$ К) не исследовалось. Надо подчеркнуть, что изучение таких YBCO систем представляет и самостоятельный интерес. Как отмечено выше, интенсивность магнитного взаимодействия, а следовательно, и интенсивность рассеяния носителей заряда в ВТСП уменьшаются с ростом содержания кислорода [1,5,8,10]. Таким образом, если в СД образцах с $T_c \leq 60$ К интенсивность рассеяния определяется магнитным взаимодействием [6], то в ОД системах она в основном обусловлена сильными электронными корреляциями [9,18,21]. Отметим, что зависимость T_c от содержания кислорода оказывается немонотонной [9,20,22], указывая на изменение механизма рассеяния нормальных носителей в ВТСП при $\Delta y \cong 0,12$ [9,22], т.е. как раз в образцах с $T_c \cong 80$ К.

Следовательно, в пленках YBCO, T_c которых порядка 80 К, предполагается сосуществование магнитного и корреляционного взаимодействий, что, вероятно, и объясняет их весьма специфические свойства, проявляющиеся при измерении зависимости $\rho_{xx}(T)$ [1,20] и эффекта Холла [22,23]. Естественно, мы ожидали обнаружить соответствующие особенности и при изучении ФП в таких образцах.

В настоящей работе в рамках развитого в [5] нового подхода к анализу ФП в ВТСП исследуется зависимость $\sigma'(T)$ в пленках YBCO с $T_c \cong 80$ К. Кроме того, сопоставляются и анализируются наши ранние результаты, включая измерение ФП на ОД и СД пленках YBCO [5] и сверхрешетках YBCO–PrBCO [16,18]. На основании такого анализа рассматриваются возможные механизмы зарождения сверхпроводящего спаривания в ВТСП.

Результаты экспериментов

При изготовлении образцов стояла задача получить YBCO пленки с различным содержанием кислорода, но с хорошей структурой, что предполагало высокую вероятность обнаружения флуктуационного вклада Маки–Томпсона в зависимость $\sigma'(T)$ [5]. Пленки изготавливались с помощью лазерного напыления на подложки SrTiO₃ (100). Этот метод [24] обеспечивает воспроизводимое получение *c*-ориентированных эпитаксиальных пленок YBCO, что контролировалось исследованием соответствующих рентгеновских и рамановских спектров. Подробно методика изготовления образцов описана в [5].

Исследованы температурные зависимости ρ_{xx} образцов F3 ($T_c \cong 81,4$ К) и F4 ($T_c \cong 80,3$ К) толщиной d_0 (рис. 1). На вставке на рис. 1 приведена зависимость $\rho_{xx}(T)$ для образца F4 в нулевом магнитном поле (кривая 1), показывающая как определялась T_c , и при $B = 600$ мТл (кривая 2), подтверждающая фазовую однородность образцов. Параметры образцов приведены в табл. 1. Сравнивая эти результаты с аналогичными зависимостями, полученными для монокристаллов

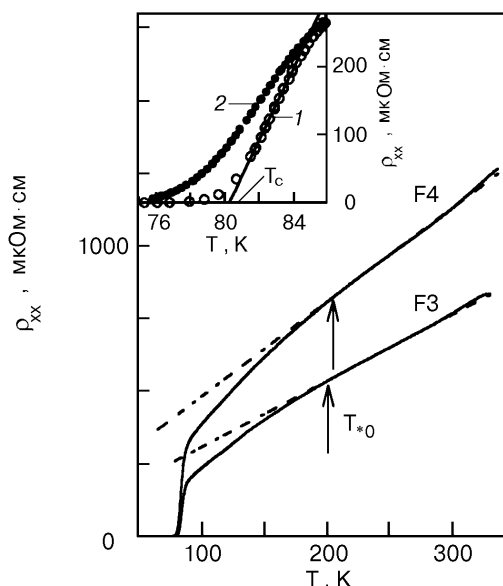


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления для образцов F3 и F4; пунктир — экстраполяция сопротивления в нормальном состоянии в область низких температур; на вставке — резистивный переход образца F4 в нулевом магнитном поле (кривая 1) и в поле $B = 0,6$ Тл (кривая 2).

[20], можно оценить кислородный индекс исследуемых образцов следующим образом: $\Delta y \cong 6,8$ (образец F3) и $\Delta y \cong 6,78$ (образец F4).

Как видно на рис. 1, уменьшение T_c всего лишь на 1 К приводит к резкому росту сопротивления: $\rho(100 \text{ К})(F4)/\rho(100 \text{ К})(F3) \cong 1,6$ (см. табл. 1), которое, вероятно, можно приписать ожидаемому усилению влияния спиновых флуктуаций на механизм рассеяния [6]. При этом T_{*0} для образца F4 возрастает до 210 К, а выше $T \sim 250$ К на зависимости $\rho_{xx}(T)$ наблюдается заметный продольный изгиб, возникающий вследствие усиления электрон–электронного взаимодействия при высоких температурах [6]. Таким образом, резистивная кривая приобретает форму, типичную для 80-кельвиновых пленок YBCO [23] с относительно коротким (210–250 К) линейным участком. В соответствии с моделью NAFL и развиваемым

Таблица 1

Резистивные параметры образцов

| Образец | $d_0, \text{ \AA}$ | $T_c, \text{ К}$ | $\Delta T, \text{ К}$ | $T_c^{mf}, \text{ К}$ | $\rho(100 \text{ К}), \text{ мКОМ}\cdot\text{см}$ | $\rho(300 \text{ К}), \text{ мКОМ}\cdot\text{см}$ | $d\rho/dT, \text{ мКОМ}\cdot\text{см}\cdot\text{К}^{-1}$ | $T_{*0}, \text{ К}$ |
|---------|--------------------|------------------|-----------------------|-----------------------|---|---|--|---------------------|
| F3 | 850 | 81,4 | 5,0 | 84,55 | 237 | 760 | 2,61 | 200 |
| F4 | 850 | 80,3 | 5,5 | 83,4 | 386 | 1125 | 3,55 | 210 |

нами в [5] подходом к анализу ФП в ВТСП, эта линейная зависимость, экстраполированная в область низких температур (пунктирная линия на рис. 1), как раз и определяет $\rho_N(T)$, используемое для вычисления $\sigma'(T)$ по уравнению (1). Таким же образом определялось и $\rho_N(T)$ для образца F3, для которого, как и ожидалось, на зависимости $\rho_{xx}(T)$ наблюдается более протяженная линейная область (200–270 К). Но фактически на резистивной кривой для образца F3 обнаружены те же особенности, что и для образца F4, только менее выраженные. Резюмируя, можно сказать, что резистивные измерения подтвердили прогнозируемое резкое изменение параметров YBCO пленок при приближении T_c к 80 К.

Анализ результатов

Общая теория ФП в слоистых сверхпроводниках разработана Хиками и Ларкиным (ХЛ) [25] и предсказывает переход (кроссовер) от флуктуационного механизма Маки–Томпсона (МТ) [26] к механизму Лоуренса–Дониаха (ЛД) [27], когда температура приближается к T_c . Зная температуру кроссовера, можно отделить как длину когерентности $\xi_c(0)$, так и время фазовой релаксации флуктуационных пар τ_ϕ , поскольку МТ вклад зависит от τ_ϕ [26]. Сопоставление τ_ϕ и транспортного времени носителей заряда τ является определяющим для понимания механизмов рассеяния и сверхпроводящего спаривания в ВТСП. Таким образом, наличие МТ вклада является весьма существенным для ответа на вопрос о природе сверхпроводящего спаривания в ВТСП. В частности, в ряде теоретических работ предполагается, что наличие заметных МТ флуктуаций исключает возможность не s-спаривания в купратах [28]. Однако до настоящего времени вопрос о флуктуационном вкладе МТ типа в купратах остается дискуссионным, поскольку, за исключением измерений на сверхрешетках YBCO–PrBCO [18], наблюдать МТ вклад, а следовательно, и МТ–АЛ кроссовер при измерениях ФП не удавалось ни на монокристаллах [14,15], ни на тонких пленках [13,17,19] YBCO. В лучшем случае сообщается об экстраполяции экспериментальных данных плавной кривой, состоящей из суммы АЛ и МТ вкладов [15,19]. Строго говоря, такой результат представляется достаточно странным, поскольку МТ вклад четко наблюдается при исследовании магнитосопротивления на тех же монокристаллах [15] и сверхрешетках [29], а также на тонких пленках YBCO [30–32].

На наш взгляд, это обусловлено как минимум двумя причинами. Первая — это плохая структу-

ра керамик [12] и первых тонких ВТСП пленок [13]. Как следствие, для таких образцов характерно сильное неупругое рассеяние [33,34] и, соответственно, сильное распаривание. В результате температурный ход ФП в таких образцах определяется ЛД моделью [27], предсказывающей при $T \rightarrow T_c$ плавный переход флуктуационного механизма АЛ типа от 2D к 3D поведению. При этом предполагается, что МТ вклад в ФП отсутствует. Вторая причина — это неопределенность с выбором T_c^{mf} — критической температуры в приближении среднего поля, которая используется при расчете $\sigma'(T)$ [13–19], и, как результат, с выбором методики анализа [14,17,19]. Как показано в [17], выбор T_c^{mf} очень сильно влияет на результирующий наклон зависимости $\sigma'(T)$ в 3D области. Как следствие, значения τ_ϕ (100 К), измеренные различными авторами, лежат в интервале от $1 \cdot 10^{-14}$ с [32] до $3,5 \cdot 10^{-14}$ с [18,29]. Чтобы устранить вторую причину, в ряде работ [17,34,35] предлагаются теоретические модели, рассматривающие иной подход к описанию ФП в ВТСП, подробный анализ которых выходит за рамки данного исследования. Однако общим для них является предположение об отсутствии МТ вклада, что с учетом изложенного выше представляется мало обоснованным.

Как показано в [5], в отличие от предыдущих исследований зависимость $\sigma'(T)$ хорошо структурированных пленок YBCO при $T_0 < T < T_{c0}$ экстраполируется именно 2D МТ вкладом теории Хиками–Ларкина [25]

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

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, $d \cong 11,7 \text{ \AA}$ — расстояние между проводящими слоями CuO_2 в YBCO и

$$\delta = 1,203(l/\xi_{ab})(16/\pi\hbar)[\xi_c(0)/d]^2 k_B T \tau_\phi \quad (3)$$

— параметр распаривания. Множитель $1,203(l/\xi_{ab})$, в дальнейшем обозначенный как β , где l — длина свободного пробега и ξ_{ab} — длина когерентности в плоскости ab , учитывает приближение чистого предела, введенное в теорию Биери, Маки и Томпсоном (БМТ) [36] при условии, что нелокальными эффектами можно пренебречь. В то же время вблизи T_c ($T < T_0$) всегда реализуется 3D

АЛ флуктуационный механизм [11], определяющий ФП в любой трехмерной системе:

$$\sigma'_{AL} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}. \quad (4)$$

Таким образом, в эксперименте в [5] наблюдается МТ–АЛ кроссовер, в отличие от предсказываемого ХЛ теорией МТ–ЛД перехода. Существенно, что при этом масштабный фактор C_{3D} , вводимый в расчеты, чтобы учесть неравномерное распределение тока в образце при наличии структурных неоднородностей [13–19], равен 1. Из физических представлений ясно, что при увеличении температуры 3D флуктуационный режим будет сохраняться до тех пор, пока сохраняется возможность джозефсоновского взаимодействия между проводящими плоскостями CuO_2 , т.е. пока $\xi_c(T) \geq d$ [37]. Следовательно, в данном случае 2D–3D кроссовер должен происходить при $\xi_c(T) \equiv d$, то есть при

$$\xi_c(0) \equiv d\varepsilon^{1/2}, \quad (5)$$

что в два раза больше, чем предсказывают ХЛ [25] и ЛД [27] теории. Более того, для хорошо структурированных образцов ЛД модель не отвечает эксперименту ни в одном из интересующих нас интервалов температур [5].

В настоящей работе впервые исследованы пленки YBCO с $T_c \approx 80$ К, имеющие гораздо более сложную зависимость $\sigma'(T)$, чем ОД и СД пленки [5]. Как отмечено выше, для анализа ФП исключительно важно определение T_c^{mf} , поскольку

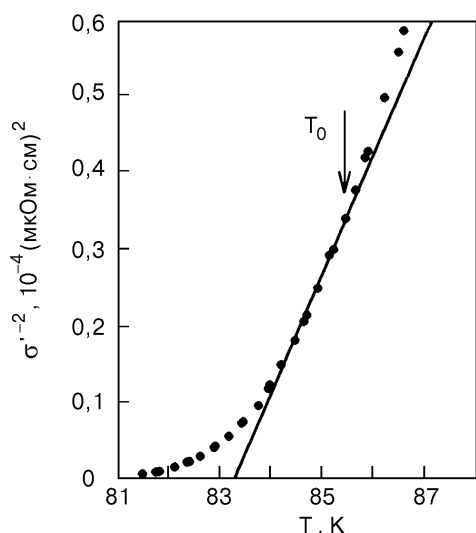


Рис. 2. Зависимость σ^{-2} от T для образца F4 (точки); сплошная прямая — экстраполяция 3D области, пересечение которой с осью T определяет T_c^{mf} .

ку вне области критических флуктуаций $\sigma'(T)$ является лишь функцией $\varepsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ [25]. По-прежнему мы определяли T_c^{mf} экстраполяцией линейного участка зависимости $\sigma'^{-2}(T)$ до ее пересечения с осью температур [5,13]. В этом случае $T_c^{mf} > T_c$ и является как раз той температурой, которая отделяет область ФП от области критических флуктуаций [13]. На рис. 2 показана зависимость $\sigma'^{-2}(T)$ (точки) для образца F4. Хорошо видна 3D область, экстраполируемая прямой линией, ее пересечение с осью температур дает $T_c^{mf} \approx 83,4$ К. Однако по сравнению с ОД пленками [5] для образца F4 3D область несколько короче, а выше $T_0 \approx 85,33$ К экспериментальная зависимость отклоняется влево от прямой, что характерно для ЛД модели [12–15,19]. Если при $T > T_0$ реализуется флуктуационный механизм МТ типа, то данные всегда отклоняются вправо [5].

На рис. 3 представлена зависимость $\sigma'(T)$ для образца F4, у которого особенности поведения ФП выражены более четко, чем у F3. Видно, что, как и в ОД образцах, ниже $T_{c0} \approx 97,9$ К зависимость $\sigma'(T)$ хорошо экстраполируется МТ вкладом ХЛ теории (рис. 3 кривая 1). Однако здесь $\ln(\varepsilon_{c0}) \approx -1,75$, т.е. область 2D флуктуаций заметно длиннее. Более того, при дальнейшем уменьшении температуры неожиданно наблюдается переход от флуктуационного поведения МТ к

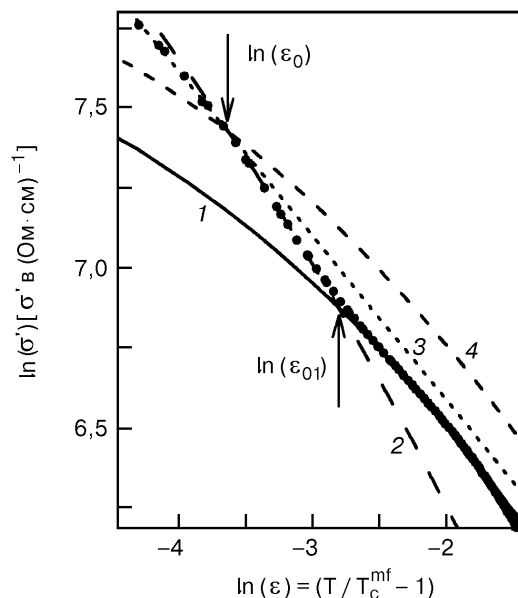


Рис. 3. Сопоставление экспериментальной зависимости $\ln(\sigma')$ от $\ln(\varepsilon)$ (точки) для образца F4 ($T_c^{mf} = 83,4$ К) с флуктуационными теориями: кривая 1 — МТ вклад ($C_{2D} = 0,272$, $d = 11,7$ Å), кривая 2 — ЛД вклад ($C_{3D} = 0,71$, $d = 11,7$ Å), кривая 3 — АЛ (3D) вклад ($C_{3D} = 0,632$) и кривая 4 — МТ вклад ($C_{2D} = 0,347$, $d = 11,7$ Å). $\xi_c(0) = (1,78 \pm 0,01)$ Å.

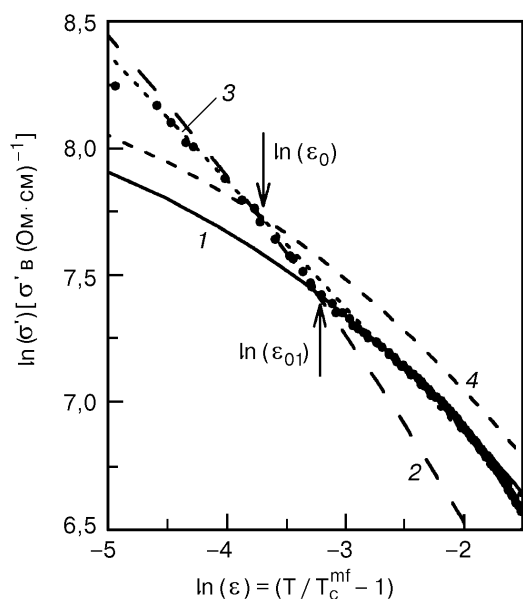


Рис. 4. Сопоставление экспериментальной зависимости $\ln(\sigma')$ от $\ln(\epsilon)$ (точки) для образца F3 ($T_c^{mf} = 84,55$ K) с флуктуационными теориями: кривая 1 – МТ вклад ($C_{2D} = 0,391$, $d = 11,7$ Å), кривая 2 – ЛД вклад ($C_{3D} = 0,918$, $d = 11,7$ Å), кривая 3 – АЛ (3D) вклад ($C_{3D} = 0,82$) и кривая 4 – МТ вклад ($C_{2D} = 0,45$, $d = 11,7$ Å). $\xi_c(0) = (1,75 \pm 0,01)$ Å.

ЛД типу (кривая 2) при $\ln \epsilon_{01} \cong -2,81$ ($T_{01} \approx 88,4$ K), отмечено на рис. 3 стрелкой. Определив ϵ_{01} , нетрудно получить из (5) $\xi_c(0) = (2,87 \pm 0,02)$ Å и $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta \cong 4,98 \cdot 10^{-13}$ с (см. [5] уравнение (6)). Однако, используя эти параметры, не удается разумным образом совместить рассчитанные и экспериментальные зависимости ни в одном из температурных интервалов. На зависимости $\sigma'(T)$ при $\ln \epsilon_0 \cong -3,766$ ($T_0 = 85,33$ K) наблюдается второй кроссовер от ЛД к ожидаемому 3D АЛ поведению (2), также обозначенный стрелкой (рис. 3, кривая 3). Используя найденное значение ϵ_0 , получаем $\xi_c(0) = (1,78 \pm 0,01)$ Å и $\tau_\phi(100 \text{ K}) \times \beta \cong 13,24 \cdot 10^{-13}$ с. При таких значениях параметров рассчитанные и экспериментальные зависимости во всех трех интервалах температур совпадают (рис. 3). Следовательно, в данном случае именно кроссовер при $\ln \epsilon_0$ определяет значение параметров флуктуационной теории, тогда как кроссовер при $\ln \epsilon_{01}$ означает лишь смену механизма рассеяния флуктуационных пар в 2D области при уменьшении температуры. Образец F3 проявляет такое же флуктуационное поведение (рис. 4, точки) с кроссоверами при $\ln \epsilon_{01} \cong -3,2$ ($T_{01} \approx 88,0$ K) и $\ln \epsilon_0 \cong -3,80$ ($T_0 \approx 86,44$ K). Найденное из второго кроссовера ϵ_0 позволяет вычислить $\xi_c(0) = (1,75 \pm 0,01)$ Å и $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta \cong 13,40 \cdot 10^{-13}$ с и полностью описать

зависимость $\sigma'(T)$ ниже $T_{c0} \approx 98,8$ K ($\ln \epsilon_{c0} \cong -1,78$) (рис. 4). Однако все отмеченные выше особенности поведения ФП для образца F3 (рис. 4) выражены гораздо менее четко, чем для образца F4 (рис. 3), что находится в полном соответствии с результатами резистивных измерений (рис. 1).

Мы полагаем, что найденный тип зависимости $\sigma'(T)$, с промежуточной флуктуационной областью ЛД типа, является типичным для 80-кельвиновых YBCO пленок и, как отмечено выше, вероятно, обусловлен сосуществованием магнитного и корреляционного взаимодействий в таких образцах. Однако, как уже было сказано, ЛД модель для хорошо структурированных пленок YBCO «не работает» [5], она описывает ВТСП системы с неоднородной структурой [11,12] и образцы с искусственно создаваемыми дефектами [38,39]. Во всех этих случаях $C_{3D} \ll 1$, что указывает на наличие сильных структурных искажений, обуславливающих перколяционный характер протекания тока по образцу [23,40]. Как следствие, в таких ВТСП системах должен существовать заметный разброс эффективных расстояний между проводящими плоскостями. Ясно, что в этом случае электронной системе образца трудно приписать какую-либо определенную размерность. По-видимому, только при этом температурная зависимость ФП будет определяться соотношением $\xi_c(T)/d$, как это следует из ЛД модели [27].

Таким образом, вклад флуктуационного механизма ЛД типа в зависимость $\sigma'(T)$ для образцов F3 и F4 определенно указывает на наличие неоднородностей в структуре 80-кельвиновых YBCO систем. Для обоих образцов $C_{3D} < 1$ (табл. 2), а соотношение $C^* = C_{3D}/C_{2D} = 2,1$ (F3) и 2,3 (F4), что гораздо больше, чем типичное значение для хорошо структурированных пленок $C^* = (1,82 \pm 0,02)$ [5]. Необходимо также отметить, что для образцов F3 и F4 $\ln(\delta_{th}) = \ln(\epsilon_{c0}) \cong (-1,75 \pm 0,05)$, что свидетельствует о том, что в данном случае T_c почти на 15 K ниже T_{c0} и предполагает более сильный механизм распаривания, чем в ОД системах. Все три результата подтверждают справедливость сделанного вывода. Мы полагаем, что если неравенство $C_{3D} < 1$ отражает неоднородность структуры любых ВТСП образцов независимо от содержания кислорода, то условие $C^* > 1,82$ характеризует неоднородность именно 80-кельвиновых систем, которую можно объяснить возникновением кислородных вакансий в 1D цепочках CuO при уменьшении Δy [22]. В то же время результаты исследования ФП (см. рис. 3 и 4) показывают, что этот процесс подчиняется опре-

Электронные параметры образцов

| Образец | C_{3D} | R_H (100 K), $10^{-9} \text{M}^3/\text{Kл}$ | n (100 K), 10^{21}см^{-3} | n_0 | r | l (100 K), Å | μ_H (100 K), $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ |
|---------|----------|--|--|-------|------|----------------|---|
| F1 | 1 | 2,45 | 2,7 | 0,47 | 1,06 | 48,6 | 16,55 |
| F3 | 0,82 | 3,26 | 2,42 | 0,42 | 1,26 | 46,6 | 16,80 |
| F4 | 0,632 | 4,04 | 2,3 | 0,40 | 1,49 | 44,8 | 16,56 |
| F6 | 2 (1) | 5,80 | 1,15 | 0,20 | 1,07 | 30,5 | 15,92 |
| S1 | 3,8 | 3,28 | 2,36 | 0,41 | 1,24 | 20,1 | 7,32 |

деленным закономерностям, которые трудно объяснить лишь в терминах структурных искажений. Действительно, особенности поведения ФП и неоднородность структуры возникают лишь при $T_c \leq 82$ К, тогда как плотность носителей и T_c (см. табл. 1 и 2) монотонно уменьшаются при изменении Δy от 6,9 ($T_c \cong 90$ К) до 6,78 ($T_c \cong 80$ К). Кроме того, обнаруженные особенности резко возрастают при приближении T_c к 80 К, что полностью соответствует представлениям работ [8,9,22] о смене механизмов взаимодействия носителей заряда в YBCO при концентрациях кислорода, отвечающих $T_c \cong 82$ К. Наиболее вероятно, что трансформация структуры и смена механизмов взаимодействия при уменьшении концентрации носителей — это два взаимосвязанных процесса [1,8,32]. Как следствие, поведение ФП в таких образцах становится достаточно сложным, поскольку одновременно с ЛД наблюдается и флуктуационный вклад МТ типа, который, как отмечено выше, характерен для образцов с хорошей структурой.

Представляется интересным выяснить, что будет, если для образца F4 уравнение (2), описывающее МТ вклад, построить с теми же параметрами ФП, но при $C_{2D} = C_{3D}/1,82 = 0,347$. Как и ожидалось, в этом случае зависимость $\sigma'(T)$, соответствующая МТ вкладу (рис. 3, кривая 4), пересекает экспериментальную зависимость $\sigma'(T)$ как раз в точке кроссовера при $\ln \epsilon_0 \cong -3,766$. Аналогичный результат получается и для образца F3 (рис. 4, кривая 4), если выбрать $C_{2D} = C_{3D}/1,82 = 0,45$. Таким образом, можно предположить, что в отсутствие этой специфической неоднородности экспериментальная зависимость $\sigma'(T)$ в 2D области, как и в случае ОД пленок, совпадала бы с кривой 4, то есть определялась бы только МТ вкладом. Полученный результат подтверждает сделанный в [5] вывод об универсальности отно-

шения $C^* = (1,82 \pm 0,02)$ для YBCO и показывает, что, по аналогии с ОД системами [5], при $\epsilon = \epsilon_0$ происходит кроссовер МТ–АЛ типа, обуславливающий флуктуационные параметры образца. Дополнительным аргументом в пользу такого утверждения служит и тот факт, что значения $\xi_c(0)$, определяемые ϵ_0 , подчиняются зависимости $\xi_c(0) \propto 1/T_c$ (рис. 5). Таким образом, при $T_c \leq (82 \pm 1)$ К начинает проявляться специфическая неоднородность YBCO пленок, сопровождаемая усилением магнитного взаимодействия в ВТСП [6,9]. В результате флуктуационный механизм МТ типа постепенно подавляется, замещаясь ЛД механизмом (см. рис. 3 и 4). Чем ближе T_c к 80 К, тем больше область, описываемая ЛД моделью, больше C_{3D} , C^* и $\rho_{xx}(T)$; значительно изменяются и другие параметры образца (см. таблицы), что, на наш взгляд, является следствием усиливающегося

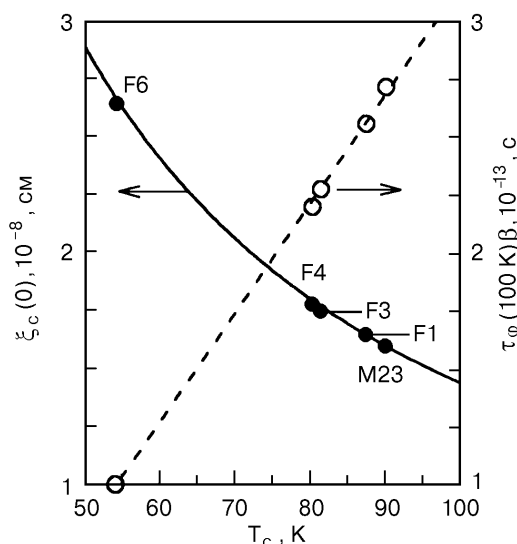


Рис. 5. Зависимость $\xi_c(0)$ (точки) и τ_ϕ (100 K) β (кружки) от T_c ; сплошная линия — расчет по (6) с параметрами для образца F1.

влияния спиновых флуктуаций [6,10] и отражает сложную динамику сосуществования антиферромагнитного упорядочения и сверхпроводимости в ВТСП.

В то же время остается открытым вопрос, как объяснить наличие в одном образце флуктуационных процессов, определяемых МТ и ЛД вкладом. Очевидно, что плоскости CuO_2 не должны содержать дефектов, иначе не реализуется МТ механизм. В то же время число кислородных вакансий в цепочках CuO уже весьма велико [22]. В результате ток будет протекать по образцу перколяционным образом [40], приводя к разбросу эффективных расстояний d_i между проводящими плоскостями, что, как отмечено выше, необходимо для реализации флуктуационного механизма ЛД типа. По-видимому, в таких YBCO системах эволюция зависимости $\sigma'(T)$ происходит следующим образом. При уменьшении температуры 2D МТ режим существует до тех пор, пока при $\epsilon \equiv \epsilon_{01}$ величина $\xi_c(T)$ не станет равной наименьшему возможному расстоянию d^* между проводящими плоскостями. После этого между проводящими слоями реализуется джозефсоновское взаимодействие, и 2D МТ механизм замещается ЛД механизмом. Ясно, что в данном случае $d^* < d$. По уравнению (5) нетрудно подсчитать, что для образца F3 $d^*(\epsilon_{01}) \cong 8,2 \text{ \AA}$ и для образца F4 $d^*(\epsilon_{01}) \cong 7,2 \text{ \AA}$. При дальнейшем уменьшении температуры реализуется плавный переход ЛД типа от 2D МТ к 3D АЛ флуктуационному механизму. При этом возрастающая $\xi_c(T)$ постепенно связывает джозефсоновским взаимодействием все большее число проводящих слоев, пока при ϵ_0 , при которой $\xi_c(T) \cong d = 11,7 \text{ \AA}$, система полностью не перейдет в 3D электронное состояние. Необходимо подчеркнуть, что в образцах F3 и F4 отсутствуют проводящие слои с $d_i > 11,7 \text{ \AA}$, поскольку кроссовер при ϵ_0 выражен достаточно

четко. С другой стороны, нам не удалось разумным образом аппроксимировать зависимость $\sigma'(T)$ в 2D области МТ вкладом, используя различные $d_i < 11,7 \text{ \AA}$ в качестве подгоночного параметра. Следовательно, возможный разброс расстояний между проводящими слоями ($d^* < d_i < 11,7 \text{ \AA}$), приводящий к появлению флуктуационного механизма ЛД типа, оказывается весьма специфическим и относительно невелик, что подтверждает хорошее качество исследуемых пленок. В образцах с заведомо плохой структурой [11,12,37,38] такой разброс гораздо больше, поскольку МТ механизм полностью подавлен и замещен флуктуационным механизмом ЛД типа. Существенно, что эти образцы являются ОД YBCO системами, и наблюдаемый в них ЛД тип зависимости $\sigma'(T)$ определяется именно дефектами структуры, а не изменением стехиометрического состава образцов.

Несмотря на отмеченные сложности поведения ФП, экспериментальное обнаружение МТ вклада позволяет определить значения параметра $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta$, но для получения значений $\tau_\phi(100 \text{ K})$ в явном виде необходимо найти $\beta = [1,203(l/\xi_{ab})]$ [5]. Для этого использовались результаты измерений коэффициента Холла R_H и подход, развитый в работе [5]. По формуле $l = (\hbar\mu_H/e)(2\pi n_s)^{1/2}$, где μ_H – подвижность холловских носителей и n_s – поверхностная плотность носителей, находим длину свободного пробега носителей заряда в образце F4: $l(100 \text{ K}) = v_F\tau \cong 44,8 \text{ \AA}$, где v_F – скорость Ферми. Из литературы [31,41,42] для образца F1 среднее значение $\xi_{ab}(0)$ было выбрано равным $13,0 \text{ \AA}$ [5]. Полагая что $\xi_{ab}(F4)/\xi_{ab}(F1) \sim \xi_c(F4)/\xi_c(F1)$, для образца F4 соответственно получаем $\xi_{ab}(0) = 14,2 \text{ \AA}$. Отсюда находим, что $\beta = 3,85$, и, используя найденное $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta \cong 12,95 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, получаем искомое значение $\tau_\phi(100 \text{ K}) \cong 3,36 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ в отличном согласии с величинами $\tau_\phi(100 \text{ K})$, рассчитанными для ОД и

Таблица 3

Электронные параметры образцов

| Образец | v_F , 10^7 см/с | m^*/m_0 , (100 K) | $\tau(100 \text{ K})$, 10^{-13} с | $\xi_c(0)$, \AA | β (100 K) | $\tau_\phi(100 \text{ K})$, 10^{-13} с | C^* |
|---------|--------------------------------|------------------------|---|---------------------------|--------------------|--|------------|
| F1 | 1,17–1,28 | 4,68–4,26 | 0,42–0,38 | 1,65 | 4,5 | 3,35 | 1,84 |
| F3 | 1,15–1,27 | 5,33–4,84 | 0,40–0,36 | 1,75 | 4,06 | 3,30 | 2,1 (1,82) |
| F4 | 1,15–1,27 | 6,11–5,56 | 0,38–0,34 | 1,78 | 3,85 | 3,36 | 2,3 (1,82) |
| F6 | 1,16–1,28 | 3,10–2,81 | 0,26–0,24 | 2,64 | 1,76 | 3,36 | 1,81 |
| S1 | 1,14–1,26 | 5,2–4,72 | 0,18–0,16 | 2,8 | 1,74 | 3,3 | 1,82 |

СД YBCO пленок [5]. Прделав аналогичные вычисления для образца F3, получим τ_ϕ (100 К) $\approx 3,3 \cdot 10^{-13}$ с (табл. 3), т.е. фактически такое же, как и для образца F4. Все параметры, рассчитанные для образцов F3 и F4, приведены в табл. 2 и 3.

Чтобы проанализировать параметры ФП и эффекта Холла для YBCO образцов с различным содержанием кислорода, в таблицах приведены результаты, полученные для образцов F1 и F6 [5], а также для сверхрешетки 7YBCO–7PrBCO (образец S1 из работы [18]), пересчитанной с учетом нового подхода к анализу ФП. Поскольку основные параметры в ВТСП зависят от температуры, оценки сделаны при $T = 100$ К, как это принято в литературе [15,30]. Хорошо видно, что по мере уменьшения T_c (уменьшения содержания кислорода) R_H заметно возрастает, тогда как плотность носителей n и плотность носителей, нормированная на объем элементарной ячейки, n_0 уменьшаются, причем значения измеренных параметров соответствуют аналогичным данным, приведенным в работах [20,22]. Одновременно уменьшаются также l и τ (100 К). 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 то же время μ_H и v_F при уменьшении содержания кислорода практически не изменяются. Полученный результат можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу правильности развиваемого в работе подхода к анализу ФП, поскольку фактически $\mu_H = R_H / (\rho C_{3D})$, где все параметры измеряются независимым образом. Отсюда следует, что для хорошо структурированных ВТСП образцов с различными T_c отношение R_H должно равняться отношению их ρC_{3D} , что подтверждается нашим экспериментом. Так, например, отношение $R_H(F3)/R_H(F1) = 1,33$, а $\rho C_{3D}(F3)/\rho C_{3D}(F1) = 1,31$. Аналогичные соотношения получены и для остальных образцов, в том числе для F6, что снимает вопрос о выборе C_{3D} равном 1, а не 2 при оценке величины ρC_{3D} в последнем случае [5]. Исходя из этих соображений, можно предположить, что для сверхрешетки YBCO–PrBCO ($T_c = 80,3$ К, ρ (100 К) = 118 мкОм·см) величина фактора C_{3D} примерно вдвое завышена. Однако если положить $C_{3D} = 1,74$, то величина τ_ϕ (100 К) получится вдвое меньше, что представляется маловероятным, учитывая результаты анализа ФП [18] и магнитосопротивления [29] для этого образца. Таким образом, малые значения μ_H в данном случае, скорее всего, можно приписать влиянию слоев Pr, типичному для таких ВТСП систем [43].

Из табл. 2 и 3 видно, что r -фактор [5] и, что более важно, эффективная масса носителей m^* немонотонно зависят от T_c , причем для 80-кельвиновых образцов (F3 и особенно F4) n и m^* имеют максимальные значения. На наш взгляд, этот результат подтверждает сделанные ранее предположения о том, что интенсивность рассеяния в 80-кельвиновых YBCO ВТСП гораздо выше, чем в ОД системах, причем резко возрастает при приближении T_c к 80 К вследствие усиления магнитного взаимодействия, результатом которого может являться и увеличение эффективной массы носителей. По-видимому, увеличением m^* можно объяснить и другие особенности в поведении 80-кельвиновых YBCO систем. Интересно отметить, что m^* заметно уменьшается для СД систем (образец F6). Полученный результат представляется разумным, поскольку одновременно уменьшается и r -фактор, который характеризует интенсивность рассеяния носителей заряда в образце [5] и измеряется независимым образом. Следовательно, уменьшение m^* и r -фактора, вероятно, связано с уменьшением концентрации носителей (см. табл. 2). Как следствие, для образца F6 значение r -фактора практически такое же, как и для образца F1.

И, наконец, несмотря на значительное различие параметров, для всех исследованных YBCO пленок получено, что τ_ϕ (100 К) = $(3,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-13}$ с и $C^* = (1,82 \pm 0,02)$. Это значение τ_ϕ (100 К) коррелирует с результатами недавних измерений магнитосопротивления на сверхрешетках YBCO–PrBCO [29] и ОД YBCO пленках [42]. Следовательно, можно сделать вывод, что найденные значения τ_ϕ (100 К) и C^* , независимо от содержания кислорода в образцах, являются универсальными для YBCO оксидов, что составляет основной экспериментальный результат исследования ФП в хорошо структурированных YBCO системах. Таким образом, спиновые флуктуации и другие возможные типы взаимодействия квазичастиц в YBCO ВТСП, существенно определяя механизмы рассеяния нормальных носителей при изменении содержания кислорода, практически не влияют на механизм сверхпроводящего спаривания, который характеризуется величиной τ_ϕ .

Отметим также, что соотношение между $\xi_c(0)$ и T_c образцов подчиняется общей теории сверхпроводимости [44], из которой следует, что

$$\xi_0 \sim \hbar v_F / [\pi \Delta(0)] , \quad (6)$$

где $\Delta(0)$ — параметр порядка при $T = 0$ К. Принимая во внимание, что $2\Delta(0)/k_B T_c \approx 5$ в YBCO

оксидах [45] и полагая $\xi_0 = \xi_c(0)$, уравнение (6) можно переписать как

$$\xi_c(0) = G/T_c, \quad (7)$$

где $G = 2K\hbar v_F / (5\pi k_B)$ и $K \approx 0,12$ — коэффициент пропорциональности. Определенные из эксперимента соотношения для образцов F1 и F6, исследованных в [5], могут быть записаны следующим образом: $T_c(\text{F1})/T_c(\text{F6}) = 1,61$ и $\xi_c(0)(\text{F6})/\xi_c(0)(\text{F1}) = 1,6$. Аналогичные соотношения получены и для остальных образцов, т.е. зависимость $\xi_c(0) \propto 1/T_c$ выполняется для всех YBCO пленок. Ясно, что в этом случае v_F должна быть постоянной, что подтверждено нами при расчете (см. табл. 3). Зависимость $\xi_c(0)$ как функция T_c , рассчитанная по уравнению (7) с $G = 1,46 \cdot 10^{-6} \text{ \AA} \cdot \text{K}$, вычисленным для образца F1, представлена на рис. 5 сплошной линией. Точки — экспериментальные значения $\xi_c(0)$ для всех исследованных образцов, включая образец M-23 ($T_c = 90 \text{ K}$) [38,39] со специально внедренными дефектами. Необходимо подчеркнуть, что, как отмечено выше, для 80-кельвиновых образцов это именно те значения $\xi_c(0)$, которые определяются кроссовером при $\epsilon = \epsilon_0$. Наблюдается очень хорошее совпадение экспериментальных и рассчитанных данных. Поскольку τ_ϕ (100 K), так же как и $\xi_c(0)$, определяются температурой, при которой происходит МТ–АЛ кроссовер, полученный результат, на наш взгляд, является еще одним доказательством того, что значения τ_ϕ (100 K) рассчитаны верно, и, несомненно, указывает на то, что механизмы спаривания высокотемпературной сверхпроводимости в значительной степени подчиняются общей теории сверхпроводимости. На рис. 5 приведена также зависимость τ_ϕ (100 K) β от T_c (кружки) для этих же образцов, нормированная на τ_ϕ (100 K) $\beta = 5,9 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ (образец F6) для того, чтобы совместить шкалы. Видно, что экспериментальная зависимость τ_ϕ (100 K) β линейно увеличивается с ростом T_c , что, по-видимому, является одним из свойств YBCO систем. Из рис. 5 следует, что при $T_c \geq 130 \text{ K}$ величина $\xi_c(0)$ должна становиться меньше 1 \AA , что представляется нефизичным. Таким образом, вероятно, именно малые значения $\xi_c(T)$ в ВТСП накладывают ограничения на достижение больших T_c . Другими словами, для достижения больших T_c нужны соединения с большими значениями длины когерентности.

Из табл. 3 хорошо видно, что τ_ϕ (100 K)/ τ (100 K) $\gg 1$ в качественном согласии с теорией [36], однако реальное значение отношения примерно в три раза больше, чем

предсказывает теория, и возрастает по мере уменьшения T_c . Результат явно показывает, что константа взаимодействия нормальных носителей λ_{eph} , характеризующая τ , и λ_{cor} , определяющая взаимодействие флуктуационных пар с нормальными возбуждениями [18] и характеризующая τ_ϕ , весьма различны и позволяет обсудить физику сверхпроводящего спаривания в ВТСП. Эффективная константа взаимодействия может быть записана как $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{eph}} + \lambda_{\text{cor}}$ [33], где λ_{eph} и λ_{cor} определяются выражением

$$\hbar\tau^{-1} = 2\pi\lambda k_B T \quad (8)$$

[46], но используя соответственно τ (100 K) или τ_ϕ (100 K) [5]. В результате для образца F1 рассчитанная $\lambda_{\text{eph}} \approx 0,3$. По мере уменьшения T_c образцов λ_{eph} постепенно возрастает до 0,47 (образец F6). Оба значения находятся в хорошем соответствии с результатами резистивных и оптических измерений на ОД [47] и СД [48] YBCO пленках. В то же время из уравнения (8) получается, что $\lambda_{\text{cor}} \approx 0,037$ для всех исследованных образцов. Видно, что λ_{cor} весьма мала. Это означает, что взаимодействие флуктуационных пар с нормальными возбуждениями, которое определяет процессы распаривания, весьма слабое. Отсюда следует, что при достаточно высоких температурах весьма вероятно возможность флуктуационного спаривания. Принимая во внимание, что $\delta_{\text{th}}(\epsilon_{c0}) = (T_{c0} - T_c)/T_c = 2$ (см. (3)), можно сделать вывод, что теория фактически допускает существование флуктуационных пар вплоть до T_{c0} равной $\sim 264 \text{ K}$ (образец F1), $\sim 240 \text{ K}$ (образец F4) и $\sim 165 \text{ K}$ (образец F6). Строго говоря, измеряемая экспериментальная $\sigma'(T)$ обращается в нуль как раз при T_{*0} (рис. 1), подтверждая сделанное предположение. Тот факт, что при $T > (110 \pm 10) \text{ K}$ экспериментальная $\sigma'(T)$ отклоняется от теоретической зависимости, вероятно, объясняется необходимостью учета коротковолновых флуктуаций в этой области температур [49].

Возможность существования спаренных дырок в ВТСП при $T \gg T_c$ широко дискутируется в настоящее время [42,50–52]. Недавно появились сообщения о наблюдении тока когерентных бозонов при $T \geq 120 \text{ K}$ [52] и магнитопроводимости, описываемой флуктуационными теориями вплоть до $T \sim 230 \text{ K}$ [42]. Теоретически было показано [7,10,53], что парные корреляции в ВТСП выше T_c могут приводить к возникновению сильноанизотропной псевдощели в спектре электронных состояний и искажению поверхности Ферми [6,50]. Исследования Bi-2212 соединений методом «angle-

resolved photoemission spectroscopy» (ARPES) [54], измерением резистивности [55] и туннельной проводимости [56] показали наличие такой псевдощели в образцах при $T_c < T < T_{*0} \cong 170$ К. Таким образом, наличие флуктуационных пар в ВТСП, по крайней мере до $T \sim (200 \pm 20)$ К, представляется весьма вероятным.

Подводя итог, можно сделать вывод, что в ВТСП существует как минимум два механизма, приводящих при $T \leq T_{*0}$ к отклонению $\rho_{xx}(T)$ от линейной зависимости в нормальном состоянии. Первый — это перестройка поверхности Ферми, приводящая к снижению интенсивности рассеяния нормальных носителей [6,7]. Второй — это возникновение спаренных носителей (флуктуационных пар); этот механизм в ОД YBCO системах начинает действовать, предположительно, при той же температуре [49]. Таким образом, при $T \leq T_{*0}$ в ВТСП должны существовать два различных типа носителей заряда: нормальные дырки и флуктуационные пары. При уменьшении температуры число флуктуационных пар n_{sc} должно возрастать, а число нормальных дырок n , естественно, уменьшаться. Действительно, из измерений эффекта Холла получено, например, для образца F1: n (240 К) $\approx 5,4 \cdot 10^{21}$ см⁻³ и n (100 К) $\approx 2,7 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Скорее всего, именно этим эффектом можно объяснить аномальную ($\propto 1/T$) температурную зависимость коэффициента Холла, обычно наблюдаемую в ВТСП ниже $T_{*0} \approx (220 \pm 20)$ К [19,20,39], тогда как при $T_{*0} < T < 320$ К и n , и R_H практически не изменяются. В 60-кельвиновых образцах (например, образец F6), где n изначально мало, R_H плавно возрастает при понижении температуры от 320 К. Такой же результат получен для СД YBCO систем и в работах [20,22]. Наиболее вероятно, что в данном случае зависимости $R_H(T)$ и $\rho_{xx}(T)$ в основном определяются магнитным взаимодействием, а влияние флуктуационных пар проявляется гораздо ближе к T_c , предположительно, ниже ~ 80 К (см. [5] рис. 1).

Принимая во внимание эти рассуждения и универсальность найденных значений τ_ϕ (100 К) и C^* , можно представить следующую картину сверхпроводящего спаривания в ОД YBCO ВТСП. Флуктуационные пары, по-видимому, зарождаются внутри CuO₂ плоскостей при $T \leq T_{*0}$, приводя к росту n_{sc} . Поскольку при $T_{c0} < T < T_{*0}$ величина n_{sc} и особенно $\xi_c(T)$ весьма малы, взаимодействие между парами, скорее всего, отсутствует. Соответствующее электронное состояние флуктуационных пар может рассматриваться как нульмерное [57], которое, однако, не описывается

существующими теориями ФП [49]. При $T \leq T_{c0}$ флуктуационные пары начинают перекрываться, но по-прежнему лишь в пределах плоскостей CuO₂, формируя 2D электронное состояние, которое описывается МТ вкладом ХЛ теории [25]. При $T \leq T_0$ возрастающая $\xi_c(T)$ становится больше d и связывает проводящие плоскости парным туннельным взаимодействием джозефсоновского типа. Теперь флуктуационные пары взаимодействуют во всем объеме сверхпроводника, формируя 3D электронное состояние, которое хорошо описывается 3D вкладом АЛ теории [11]. Фактически только теперь система полностью готова завершить переход в сверхпроводящее состояние. В СД системах наблюдается подобная картина с той лишь разницей, что влияние флуктуационных пар начинает проявляться при температуре гораздо ближе к T_c .

Подводя итог, отметим еще раз, что при $T_c < T < T_{*0}$ в ВТСП должны существовать два типа возбуждений — нормальные носители и флуктуационные пары. Таким образом, видна явная аналогия как между флуктуационными парами и предсказываемыми моделью резонансных валентных зон [58] спинонами, которые должны спариваться при T_{*0} [50], так и между нормальными дырками и холонами [58], которые должны конденсироваться при T_c [50].

Заключение

На пленках YBa₂Cu₃O_{7-y} с $T_c \approx 80$ К впервые исследована флуктуационная проводимость σ' . В отличие от ОД пленок, на зависимости $\sigma'(T)$ этих образцов обнаружен четкий переход от 2D механизма рассеяния флуктуационных пар Маки-Томпсона к механизму Лоуренса-Дониаха, а при приближении температуры к T_c к 3D механизму Асламазова-Ларкина. Чем ближе T_c к 80 К, тем сильнее подавляется флуктуационный механизм МТ типа, постепенно замещаясь ЛД механизмом. Вероятно, такое поведение обусловлено усилением магнитного взаимодействия в YBCO ВТСП при $T_c \rightarrow 80$ К.

Полученные результаты позволили провести сравнительный анализ измерений ФП и эффекта Холла на пленках YBCO с различным содержанием кислорода, включая также и сверхрешетки YBCO-PrBCO. Показано, что несмотря на то, что T_c образцов изменяется от 88 К (образец F1) до 54 К (образец F6), для всех образцов τ_ϕ (100 К) = $(3,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-13}$ с и $C^* = (1,82 \pm 0,02)$, а зависимость длины когерентности $\xi_c(0)$ вдоль оси c от T_c подчиняется общей теории сверхпроводимости. Этот результат позволяет сделать вывод, что спи-

новые флуктуации и другие возможные типы взаимодействия квазичастиц в ВТСП, в значительной степени определяя механизмы рассеяния нормальных носителей при изменении содержания кислорода, практически не влияют на механизм сверхпроводящего спаривания, который характеризуется величиной τ_ϕ .

Большое значение τ_ϕ приводит к малым величинам константы взаимодействия флуктуационных пар $\lambda_{\text{сog}}$. Это означает, что взаимодействие флуктуационных пар с нормальными возбуждениями, которое собственно и определяет процессы распаривания, достаточно слабое. Таким образом, при достаточно высоких температурах весьма вероятно возможность флуктуационного спаривания. Исходя из вероятности существования в ВТСП при $T \leq 200$ К двух типов носителей: нормальных дырок и флуктуационных пар, предложен возможный механизм перехода от нормального в сверхпроводящее состояние в ВТСП.

В заключение авторы выражают благодарность профессору 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. А. Л. Соловьев, Н.-У. Habermeier, and Т. Хааге, *ФНТ* **28**, 24 (2002).
6. B. P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B55**, 8576 (1997).
7. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* **B52**, 13585 (1995).
8. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Н. Свищев, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 739 (2000).
9. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 1091 (2000).
10. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
11. L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, *Phys. Lett.* **A26**, 238 (1968).
12. Y. Matsuda, T. Hirai, and Komiyama, *Solid State Commun.* **68**, 103 (1988).
13. B. Oh, K. Char, A. D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, A. Kapi-
tulnik, and J. M. Graybeal, *Phys. Rev.* **B37**, 7861 (1988).
14. T. A. Friedmann, J. P. Rice, John Giapintzakis, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev.* **B39**, 4258 (1989).
15. K. Winzer and G. Kumm, *Z. Phys. B – Condensed Matter* **82**, 317 (1991).
16. Н.-У. Habermeier, А. Л. Solovjov, and V. M. Dmitriev, *Physica* **C235–240**, 1959 (1994).
17. A. Gauzzi and D. Pavuna, *Phys. Rev.* **B51**, 15420 (1995).
18. А. Л. Solovjov, V. M. Dmitriev, Н.-У. Habermeier, and I. E. Trofimov, *Phys. Rev.* **B55**, 8551 (1997).
19. W. Lang, G. Heine, P. Schwab, X. Z. Wang, and D. Bauerle, *Phys. Rev.* **B49**, 4209 (1995).
20. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
21. G. M. Eliashberg, *J. Supercond.* **7**, 525 (1994).
22. Z. Z. Wang, J. Clayhold, and N. P. Ong, *Phys. Rev.* **B36**, 7222 (1987).
23. А. Л. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **24**, 215 (1998).
24. Н.-У. Habermeier, *Appl. Surf. Sci.* **69**, 204 (1993).
25. S. Hikami and A. I. Larkin, *Mod. Phys. Lett.* **B2**, 693 (1998).
26. K. Maki, *Prog. Theor. Phys.* **39**, 897 (1968); R. S. Thompson, *Phys. Rev.* **B1**, 327 (1970).
27. W. E. Lawrence and S. Doniach in: *Proc. of the Twelfth Int. Conf. on Low Temp. Phys.* Kyoto (1971), p. 361.
28. S. K. Yip, *Phys. Rev.* **B41**, 2612 (1990).
29. W. Volz, F. S. Razavi, G. Quirion, Н.-У. Habermeier, and А. Л. Solovjov, *Phys. Rev.* **B55**, 6631 (1997).
30. Y. Matsuda, T. Hirai, S. Komiyama, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, K. Yamamoto, and K. Hirata, *Phys. Rev.* **B40**, 5176 (1989).
31. J. Sugawara, H. Iwasaki, N. Kabayashi, H. Yamane, and T. Hirai, *Phys. Rev.* **B46**, 14818 (1992).
32. W. Holm, O. Rapp, C. N. L. Johnson, and U. Hellmersson, *Phys. Rev.* **B52**, 3748 (1995).
33. P. A. Lee and N. Read, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2691, (1987).
34. M. L. Horbach, F. L. J. Vos, and W. van Saarloos, *Phys. Rev.* **B49**, 3539 (1994).
35. D. Neri, E. Silva, S. Sarti, R. Marcon, M. Giura, R. Fastampa, and N. Sparvieri, *Phys. Rev.* **B58**, 14581 (1998).
36. J. B. Bieri, K. Maki, and R. S. Thompson, *Phys. Rev.* **B44**, 4709 (1991).
37. В. М. Дмитриев, А. Л. Соловьев, А. И. Дмитренко, *ФНТ* **11**, 374 (1985).
38. Т. Хааге, J. Q. Li, B. Leibold, M. Cardona, J. Zegenhagen, Н.-У. Habermeier, A. Forkl, Ch. Jooss, R. Warthmann, and H. Kronmuller, *Solid State Commun.* **99**, 553 (1996).
39. А. Л. Solovjov, Н.-У. Habermeier, and Т. Хааге, – to be published.
40. G. Doornbos, R. J. Wijngaarden, and R. Griessen, *Physica* **C235–240**, 1371 (1994).

41. K. Semba and A. Matsuda, *Phys. Rev.* **B55**, 11103 (1997).
42. J. Axnas, B. Lundqvist, and O. Rapp, *Phys. Rev.* **B58**, 6628 (1998).
43. M. Affronte, J. -M. Triscone, O. Brunner, L. Antognazza, L. Mieville, M. Decroux, and Q. Fischer, *Phys. Rev.* **B43**, 11484 (1991).
44. P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin Inc., New York-Amsterdam (1966).
45. В. М. Дмитриев, А. Л. Соловьев, А. И. Дмитренко, *ФНТ* **15**, 356 (1989).
46. P. B. Allen, T. B. Beaulac, F. S. Khan, W. H. Butler, F. J. Pinski, and J. H. Swihart, *Phys. Rev.* **B34**, 4331 (1986).
47. D. B. Tanner and T. Timusk, in: *Physical Properties of High Temperature Superconductors III*, D. M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 285.
48. Z. Schlesinger, R. T. Collins, F. Holtzberg, C. Feild, S. H. Blanton, U. Welp, G. W. Crabtree, Y. Fang, and J. Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 801, (1990).
49. C. Carballeira, S. R. Curras, J. Vina, J. A. Veira, M. V. Ramallo, and F. Vidal, *Phys. Rev.* **B63**, 144515-1 (2001).
50. J. R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev.* **B57**, 13406 (1998).
51. V. J. Emery and S. A. Kivelson, *Nature (London)* **354**, 434 (1995).
52. K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Mishikami, H. Sasakura, K. Yoshiara, Y. Takehi, and T. Yotsuya, *Phys. Rev.* **B58**, 2458 (1998).
53. T. Timusk and B. Start, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
54. H. Ding, T. Yokoya, J. C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M. R. Norman, T. Mochiki, K. Kadowaki, and J. Giapintzakis, *Nature (London)* **382**, 51 (1996).
55. T. Watanabe, T. Fujii, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2113 (1997).
56. M. Suzuki, T. Watanabe, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5361 (1999).
57. И. О. Кулик, А. Г. Педан, *ФНТ* **14**, 700 (1988).
58. P. W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988); P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2092, (1991).

Fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ films of various oxygen content.

II. YBCO films with $T_c \approx 80$ K

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

The fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) films with $T_c \approx 80$ K has been studied for the first time. A distinct transition from the Maki–Thompson fluctuation mechanism to the Lawrence–Doniach one and then, with approaching T_c to the Aslamazov–Larkin type is observed. It is shown that the interlayer coherence length, $\xi_c(0)$, and the phase-relaxation time of fluctuating pairs τ_ϕ (100 K) are determined just by the temperature of this second transition. The observed peculiarities of fluctuation conductivity and resistivity behavior are found to become more pronounced as T_c approaches 80 K, most likely due to a sharp increase in the magnetic interaction in YBCO high- T_c oxides at these temperatures. Despite the fact, τ_ϕ (100 K) = $(3.35 \pm 0.01) \cdot 10^{-13}$ s, measured for both the samples studied is of the same value as that for optimally doped YBCO films. The $\xi_c(0)$ vs T_c dependence is shown to follow the standard theory of superconductivity. Using the measured data on fluctuation conductivity and Hall effect in YBCO films with different oxygen concentration possible mechanisms of scattering and superconducting pairing in YBCO high- T_c oxides are discussed.