

Исследование псевдощели в пленках YBCO резистивным методом с учетом перехода от БКШ к бозе-эйнштейновской конденсации

А.Л. Соловьев¹, В.М. Дмитриев^{1,2}

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: solovjov@ilt.kharkov.ua

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures
53-421, Wrocław, Poland

Статья поступила в редакцию 6 июля 2005 г., после переработки 7 сентября 2005 г.

Предложен новый подход к анализу избыточной проводимости $\sigma'(T)$, возникающей в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) с различным содержанием кислорода ниже характеристической температуры $T^* \gg T_c$. Подход основан на представлении о том, что $\sigma'(T)$ формируется в результате образования при $T \leq T^*$ локальных пар (сильносвязанных бозонов), подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштейна в интервале температур $T_m < T < T^*$. При $T_c^{mf} < T < T_m$ пары подчиняются теории БКШ (T_c^{mf} – критическая температура, отделяющая область фазового перехода от области критических флуктуаций). Таким образом, в системах Y123 при уменьшении температуры происходит переход от конденсации Бозе–Эйнштейна к конденсации типа БКШ. С учетом динамики образования сильносвязанных бозонов предложено уравнение, которое хорошо описывает зависимость $\sigma'(T)$ и в явном виде содержит параметр Δ^* , который отождествлен с псевдощелью в ВТСП. Получены зависимости $\Delta^*(T)$ для всех исследованных пленок.

Запропоновано новий підхід до аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$, що виникає в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) з різним змістом кисню нижче характеристичної температури $T^* \gg T_c$. Підхід заснований на уявленні про те, що $\sigma'(T)$ формується в результаті утворення при $T \leq T^*$ локальних пар (сильнозв'язаних бозонів), що підкоряються статистиці Бозе–Ейнштейна в інтервалі температур $T_m < T < T^*$. При $T_c^{mf} < T < T_m$ пари підкоряються теорії БКШ (T_c^{mf} – критична температура, що відділяє область фазового переходу від області критичних флуктуацій). Таким чином, у системах Y123 при зменшенні температури відбувається перехід від конденсації Бозе–Ейнштейна до конденсації типу БКШ. З урахуванням динаміки утворення сильнозв'язаних бозонів запропоновано рівняння, що добре описує залежність $\sigma'(T)$ і в явному виді містить параметр Δ^* , що ототожнено із псевдощільною у ВТСП. Отримано залежності $\Delta^*(T)$ для всіх плівок, що досліджувалися.

PACS:74.40.+k

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники; флуктуационная проводимость, псевдощель

Введение

Как известно, при уменьшении температуры ниже некоторой характеристической $T^* \gg T_c$, где T_c – температура сверхпроводящего перехода, в поведении ВТСП систем возникают особенности, связываемые с возникновением псевдощелевого состояния в этих сверхпроводниках, которые наблю-

даются практически всеми известными на сегодняшний день экспериментальными методами [1]. Однако, несмотря на значительные усилия исследователей в этом направлении, природа этого явления до сих пор до конца не ясна. Поэтому изучение псевдощели (ПЩ) в ВТСП остается одной из наиболее интересных и актуальных проблем современной физи-

ки сверхпроводимости, поскольку, как мы полагаем, именно в интервале температур $T_c < T < T^*$ происходит зарождение сверхпроводящего состояния в этих веществах.

В резистивных измерениях псевдощель проявляет себя как отклонение продольного удельного сопротивления $\rho_{xx}(T)$ вниз от линейной зависимости при $T \leq T^*$, что приводит 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. В то же время эффект Холла демонстрирует прямо противоположную температурную зависимость: коэффициент Холла начинает быстро возрастать при $T \leq T^*$ и обнаруживает заметный максимум при T_{on} , соответствующей началу резистивного перехода в сверхпроводящее состояние [2]. 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 [3].

Теоретические модели, посвященные данной проблеме, подробный обзор которых приведен в [3], условно можно разделить на две группы. К первой относятся работы, базирующиеся на представлении о том, что рассеяние носителей заряда в купратах определяется существованием в них антиферромагнитного взаимодействия V_{eff} . Наиболее завершенной представляется модель NAFL (Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid model) [3], в рамках которой удается объяснить как линейную температурную зависимость удельного сопротивления выше T^* , так и аномальную температурную зависимость эффекта Холла, наблюдаемую в ВТСП в псевдощелевой области температур. Вместе с тем в работе [4] показано, что V_{eff} убывает с увеличением числа носителей заряда при допировании и его влияние на процессы рассеяния в системах YBCO с $T_c > 80$ К уменьшается. Поэтому, принимая во внимание результаты работ [3–5], будем считать, что в системах YBCO с $T_c < 80$ К на рассеяние носителей заряда заметно влияет V_{eff} . Соответственно, в системах YBCO с $T_c > 80$ К рассеяние в основном определяется электрон-фононным взаимодействием [5].

К другой группе относятся работы, основанные на предположении о том, что рассеяние в ВТСП определяется взаимодействием носителей с двумя различными типами возбуждений [6–8]. Наиболее из-

вестная модель подобного рода — модель резонансных валентных зон (RVB) Андерсона [9], в которой такими возбуждениями являются спионы и холоны, оба 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. В дальнейшем было высказано предположение [10], что спионы должны спариваться при T^* , а холоны должны конденсироваться при T_c . Однако, несмотря на ряд успехов модели RVB в объяснении эксперимента [10], физика процессов, которые могли бы приводить к образованию таких типов носителей в ВТСП, строго говоря, до конца не ясна.

Как показано в наших предыдущих работах [11,12], в интервале температур от T_c до $T_{c0} \approx (100 \pm 5)$ К определяемая уравнением (1) избыточная проводимость подчиняется теории слабых флуктуаций Асламазова — Ларкина (АЛ) [13] и Маки — Томпсона (МТ) [14]. Используя более новые флуктуационные теории [15], этот интервал удается расширить до $T_{c0} \sim 120$ К. Однако суть вопроса от этого не меняется: теория АЛ определяет трехмерное (3D) состояние ВТСП системы вблизи T_c , а МТ — область двумерных (2D) флуктуаций при более высоких температурах. Это означает, что в этом интервале температур в ВТСП должны существовать сверхпроводящие флуктуационные куперовские пары. Аналогичный вывод можно сделать и на основании результатов работы [16], в которой сообщается о наблюдении тока когерентных бозонов в пленках YBCO до $T \sim 120$ К. Предполагается [12,17], что спаренные фермионы будут существовать и выше T_{c0} , а скорее всего, и во всей ПЩ области температур, определяя уменьшение $\rho_{xx}(T)$ и другие особенности, наблюдаемые в эксперименте при $T < T^*$. Однако в силу малости $\xi(T)$ при $T > T_{c0}$ эти пары можно считать локальными, поскольку они уже не будут взаимодействовать друг с другом, образуя нульмерное (0D) состояние [12,17,18].

К такому же заключению можно прийти и на основании других экспериментальных фактов. Так, исследования сдвига Найта, туннельные эксперименты и измерения эффекта Холла [1] прямо указывают на уменьшение плотности состояний (плотности нормальных носителей n_f) при $T \leq T^*$, что, собственно, и позволило назвать этот эффект псевдощелью. Так, из измерений эффекта Холла следует, что при уменьшении температуры от T^* до 100 К величина n_f уменьшается почти в 2,5 раза [12], что можно понять, если предположить, что часть носителей при этом спаривается. Более того, наблюдае-

мый в туннельных экспериментах минимум плотности состояний при нулевом смещении [19], который в классических сверхпроводниках является одной из наиболее фундаментальных характеристик сверхпроводящего состояния, в ВТСП сохраняется и при $T \gg T_c$. Эти результаты также позволяют говорить о том, что при $T \leq T^*$ в ВТСП системе уже возникают зародыши сверхпроводящего состояния, наиболее вероятно, в виде $0D$ пар. Как ни странно, этот факт не нашел должного отражения ни в перечисленных выше, ни в более новых теоремоделях [20], но находится в полном соответствии с результатами, полученными при исследовании флуктуационной проводимости [11,12].

Вопрос о возможности образования спаренных фермионов в ПЩ области по-прежнему остается весьма дискуссионным прежде всего потому, что формирование при $T \gg 100$ К обычных куперовских пар, подчиняющихся теории БКШ – Боголюбова, представляется маловероятным, особенно если принять во внимание тот факт, что длина когерентности в ВТСП чрезвычайно мала ($\xi_{ab}(0) \approx 10-15$ Å). Мы считаем, что такими парами в ВТСП могут быть локальные, т.е. не взаимодействующие между собой сильносвязанные бозоны, подчиняющиеся теории бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) [21]. Возможность образования долгоживущих парных состояний в ПЩ области температур в ВТСП теоретически обоснована в работе [22]. В пользу такого вывода говорит и тот факт, что, согласно БЭК, фермионы начинают связываться в пары при T^* , а формирующиеся при этом сильносвязанные бозоны конденсируются лишь при $T_c \ll T^*$, на первый взгляд, в полном соответствии с тем, что наблюдается в эксперименте. Однако, опять-таки из-за чрезвычайно малой длины когерентности $\xi(T)$ в купратах, физика процессов в ВТСП оказывается гораздо более сложной [21,25].

Для того чтобы прояснить ситуацию, желательно знать величину, а также температурную и концентрационную зависимости псевдощели Δ^* . Однако, несмотря на весьма внушительное количество работ, посвященных исследованию различных особенностей, обусловленных возникновением псевдощели в

ВТСП [1,25], нам известны лишь две работы, в которых эти зависимости исследованы в системах YBCO [23,24]. В первой псевдощель в пленках YBCO, определяемая из анализа динамики релаксации квазичастиц, фотоиндуцированных пикосекундными лазерными импульсами, $\Delta_m^*/k_B \approx 400$ К в оптимально допированных образцах ($y \approx 0,07$) и увеличивается до ≈ 1000 К ($y \approx 0,48$) при уменьшении содержания кислорода и, соответственно, при уменьшении T_c . Такой результат, вообще говоря, представляется не совсем обоснованным. Согласно современным представлениям [25], псевдощель достаточно плавно переходит в обычную сверхпроводящую щель, для которой выполняется условие $2\Delta(0) \sim k_B T_c$ [20]. Соответственно, мы полагаем, что и Δ^* должна подчиняться условию $2\Delta^* \sim k_B T_c$. Температурную зависимость Δ^* в [23] не исследовали. В работе [24] из расчетов псевдощели по определенной из резистивных экспериментов избыточной проводимости $\sigma'(T)$ получен прямо противоположный результат: при снижении T_c параметр Δ_m^*/k_B уменьшается от ≈ 520 до ≈ 300 К при изменении кислородного индекса ($\Delta y = 7-y$) от 6,88 до 6,68, что представляется разумным. Однако из полученных авторами данных следует, что с увеличением плотности носителей экспериментальные зависимости $\Delta^*(T)$ смещаются все дальше от предела БКШ в сторону БЭК, что противоречит теории, которая утверждает, что переход к пределу БЭК происходит как раз при уменьшении n_f [21,25,26].

В настоящей работе на основании анализа зависимостей $\Delta^*(T)$, рассчитанных по зависимостям $\sigma'(T)$, измеренным на пленках $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ с различным содержанием кислорода, сделана попытка ответить на обозначенные выше вопросы и проследить переход от БКШ к пределу БЭК в этих сверхпроводниках.

1. Образцы и экспериментальные результаты

Набор пленок $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ (YBCO) с различным содержанием кислорода и толщиной от 1050 Å (F1, $T_c \sim 87,4$ К) до 650 Å (F6, $T_c \sim 54,2$ К) (табл. 1) был изготовлен лазерным напылением на подложки

Таблица 1. Параметры исследованных пленок

Образец	d_0 , Å	T_c , К	ΔT , К	T_c^{mf} , К	$\rho(100$ К), мкОм·см	$\rho(300$ К), мкОм·см	T^* , К
F1	1050	87,4	2,3	88,46	148	476	203
F3	850	81,4	5,0	84,55	237	760	213
F4	850	80,3	5,5	83,40	386	1125	218
F6	650	54,2	3,5	55,88	364	1460	245

d_0 – толщина пленки

SrTiO₃ (001). Этот метод широко освещен в литературе [27] и обеспечивает воспроизводимое получение *c*-ориентированных эпитаксиальных пленок YBCO, что контролировалось исследованием соответствующих рентгеновских и рамановских спектров. Для обеспечения возможности проведения резистивных измерений и измерений эффекта Холла пленки обрабатывали с помощью фотолитографии. В результате получены образцы с размерами ~ 1,68×0,2 мм и необходимым количеством контактов. Резистивные измерения и измерения эффекта Холла [11,12] проводили по стандартной четырехзондовой схеме на полностью компьютеризированной установке. Тщательная экранировка оборудования позволяла снизить уровень шума до ~ 500 нВ. В сочетании с особой тщательностью при изготовлении образцов, которые были сделаны в институте Макса Планка в Штутгарте, это позволило нам в результате исследований получить воспроизводимые, надежные и систематические данные.

На рис. 1 представлены зависимости $\rho_{xx}(T)$ исследованных пленок. На вставке приведены зависимости $\rho_{xx}(T)$ для образца F4 ($T_c = 80,3$ К) в нулевом магнитном поле (кривая 1), показывающая, как определялась T_c , и при $\mathbf{B} = 0,6$ Тл (кривая 2), подтверждающая фазовую однородность образцов. Срав-

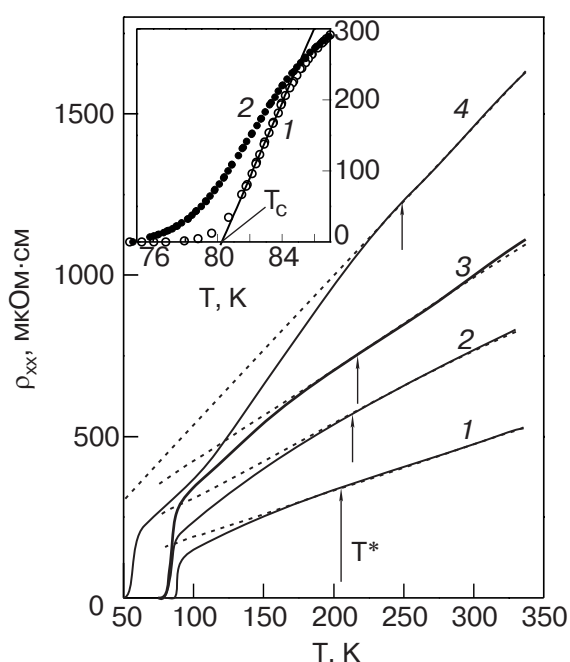


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления образцов F1 (1), F3 (2), F4 (3) и F6 (4); пунктир — экстраполяция сопротивления в нормальном состоянии в область низких температур; стрелками показаны температуры T^* . Значения $\rho_{xx}(T)$ для образца F4 (кривая 3) умножены на 0,86. На вставке — резистивный переход образца F4 в нулевом магнитном поле (1) и в поле $B = 0,6$ Тл (2).

нивая результаты с аналогичными зависимостями, полученными для монокристаллов [28], кислородный индекс наших образцов можно оценить следующим образом: $\Delta y = 7 - y \approx 6,85$ (F1), $\approx 6,8$ (F3), $\approx 6,78$ (F4) и $\approx 6,56$ (F6). Зависимости $\rho_{xx}(T)$ пленок F1–F6 подробно проанализированы в работах [11,12]. Здесь мы остановимся лишь на основных моментах. Как видно на рис. 1, F1 демонстрирует резистивное поведение, характерное для оптимально допированных систем. Отметим также, что пленка F1 имеет минимальное значение $\rho(100 \text{ К}) \approx 148$ мкОм·см, типичное для образцов YBCO, не содержащих дефекты [11]. Как следствие, зависимость $\rho_{xx}(T)$ линейна выше $T^* = (200 \pm 3)$ К и в интервале температур 200–330 К хорошо экстраполируется выражением $\rho_N(T) = \alpha T + b$. В соответствии с представлениями теории NAFL, несмотря на уменьшение антиферромагнитных взаимодействий при высоких степенях допирования, эта линейная зависимость, экстраполированная в область низких температур (рис. 1, пунктир), как раз и определяет $\rho_N(T)$, используемое для вычисления $\sigma'(T)$ из уравнения (1). Аналогичная процедура определения $\rho_N(T)$ применялась и для всех остальных образцов при вычислении $\sigma'(T)$ из эксперимента. Следует подчеркнуть что фактически это те же значения $\sigma'(T)$, которые исследовались при анализе флуктуационной проводимости (ФП) на этих же пленках [11,12], что позволило нам использовать параметры анализа ФП при расчете псевдощели.

При уменьшении содержания кислорода, а следовательно, и уменьшении n_f наблюдается ожидаемое быстрое снижение T_c . Одновременно $\rho_{xx}(T)$, а также T^* , отмеченная на рисунке стрелками, быстро возрастают. Это означает, что механизм рассеяния нормальных носителей в ВТСП с низкими T_c (малыми n_f) в значительной степени определяется упомянутым выше магнитным взаимодействием V_{eff} . Действительно, F6 демонстрирует резистивное поведение, которое типично для очень слабо допированных YBCO-систем [28,30] и характеризуется широкой областью температур ($T < T^*$), где доминируют антиферромагнитные флуктуации, приводя к наблюдаемой специфической форме резистивной кривой (рис. 1).

Согласно имеющимся на сегодняшний день данным [4,12,29], смена механизмов взаимодействия носителей заряда в ВТСП должна происходить в образцах с плотностью носителей, отвечающей $T_c \approx 80$ К, что и наблюдается на примере образца F4 (рис. 1). Как видно на рисунке, уменьшение T_c всего лишь на 1 К (образцы F3 и F4) приводит к резкому росту сопротивления:

$$\rho(100 \text{ К})(F4) / \rho(100 \text{ К})(F3) \approx 1,6 \text{ (табл. 1),}$$

которое наиболее вероятно приписать ожидаемому усилению влияния антиферромагнитного взаимодействия на механизм рассеяния [3]. (При построении рис. 1 значения $\rho_{xx}(T)$ для F4 умножены на 0,86.) Одновременно T^* возрастает до 218 К (образец F4), а выше $T \sim 250$ К на зависимости $\rho_{xx}(T)$ наблюдается заметный продольный изгиб, возникающий вследствие возможного усиления электрон-электронного взаимодействия в таких пленках

при высоких температурах [3]. Таким образом, резистивная кривая приобретает форму, типичную для 80-кельвиновых пленок YBCO [12] с относительно коротким (218–250 К) линейным участком, который, тем не менее, по-прежнему определяет $\rho_N(T)$ [12]. Тогда как форма резистивной кривой у образца F3 заметно ближе к оптимально допированной пленке (образец F1). Резюмируя, можно сказать, что резистивные измерения подтвердили прогнозируемое резкое изменение параметров YBCO-пленок при приближении их T_c к 80 К [12]. Такое поведение наиболее вероятно связать со сменой механизмов взаимодействия носителей заряда в ВТСП [5,12,29] при уменьшении их плотности ниже некоторого критического значения $n_f^* \approx 2,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ или $n_0^* \approx 0,4$ (образец F4 [12]), где n_0 — плотность носителей, нормированная на объем элементарной ячейки: $n_0 = nV_0$, а $V_0 = 1,74 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$ [11]. Можно предположить, что n_f^* — это именно та плотность носителей, ниже которой влияние V_{eff} на процессы взаимодействия носителей заряда в ВТСП заметно возрастает [3,4].

Рассчитанные по формуле (1) зависимости $\sigma'(T)$ для образцов F1 и F6 в принятых при исследовании ФП координатах $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ (кривая 1) приведены на рис. 2. Здесь $\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$ — приведенная температура, T_c^{mf} — критическая температура в приближении самосогласованного поля, которая отделяет ФП область от области критических флуктуаций [11]. Аналогичные зависимости получены для образцов F3 и F4. В первом приближении экспериментальные кривые на рис. 2 отличаются только величиной области температур между T_c и T_{c01} , которая определяется как температура, при которой пунктирная кривая 3 отклоняется вверх от экспериментальных данных при уменьшении T . В деталях полученные результаты, а также физический смысл приведенных на рисунках кривых 1–4 обсуждаются ниже.

2. Теория и анализ результатов

Существует несколько точек зрения относительно природы псевдощели и причин ее возникновения в ВТСП [1,25,31]. Будем исходить из того, что избыточная проводимость возникает вследствие образования при $T_c \ll T \leq T^*$ спаренных фермионов (сильносвязанных бозонов) [21,25,27]. Мы также считаем, что в результате формирования таких пар возникает реальная энергия их связи (энергетическая щель Δ^*). Как результат плотность состояний нормальных возбуждений в этой области энергий уменьшается, что и называют возникновением псевдощели в спектре возбуждений [1,25]. Следует подчеркнуть, что стабильные, сильносвязанные бозо-

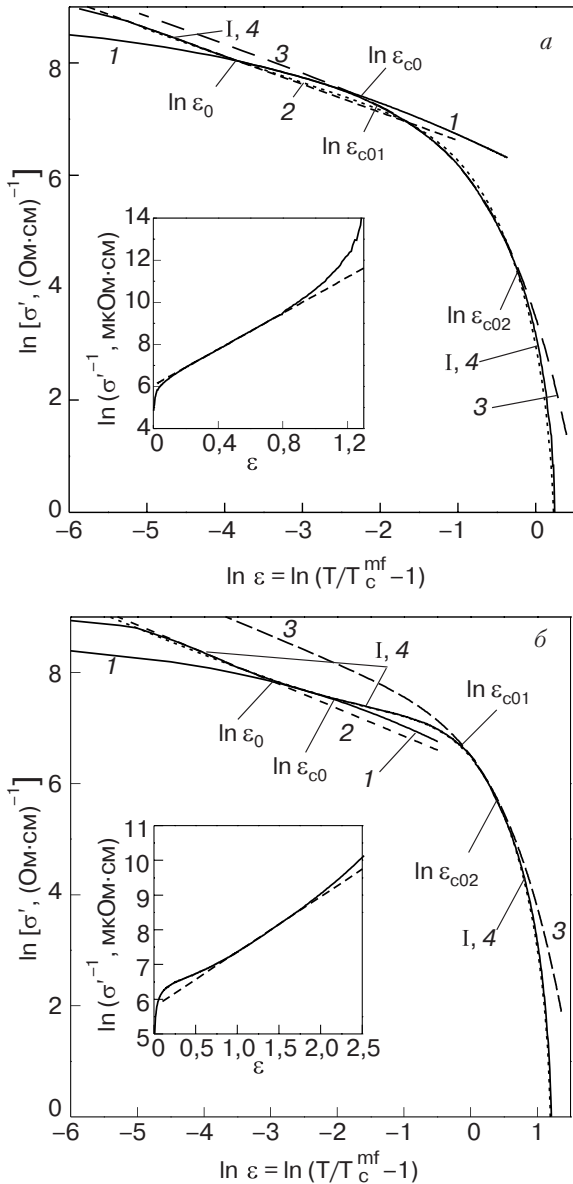


Рис. 2. Сопоставление экспериментальной зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ (кривая 1) для образцов F1 (a) и F6 (б) с флуктуационными теориями, построенными с теми же параметрами, что и в [11]: МТ вклад (1), АЛ (3D) вклад (2); расчет по уравнению (5) (3), расчет по уравнению (6) с параметрами, обозначенными в тексте (4). На вставке — зависимость $\ln(\sigma'^{-1})$ от ε (сплошная линия), пунктир — прямая, обратный наклон которой $1/\alpha$ определяет ε_{c0} .

Таблица 2. Параметры исследованных пленок

Образец	v_F , 10^7 см/с	m^*/m_0 (100 К)	$R_H(100$ К), 10^{-9} м ³ /Кл	$n_f(100$ К), 10^{21} см ⁻³	n_0 (100 К)	T_{c0} , К	$\xi_c(0)$, Å	l (100 К), Å
F1	1,225	4,47	2,45	2,70	0,47	97,3	1,65	48,6
F3	1,21	5,09	3,26	2,42	0,42	98,8	1,75	46,6
F4	1,21	5,84	4,04	2,30	0,40	97,9	1,78	44,8
F6	1,22	2,96	5,80	1,15	0,20	61,9	2,64	30,5

ны, подчиняющиеся теории бозе-эйнштейновской конденсации, реализуются лишь в системах с малой плотностью носителей. По понятным причинам вопрос о том, какую плотность считать малой или большой, для обычных металлов не ставился, и вопрос о переходе БКШ–БЭК при уменьшении n_f долгое время имел чисто теоретический интерес. Критический анализ работ, посвященных данной проблеме, приведен в [21]. Ситуация заметно изменилась после появления ВТСП систем, у которых, даже в случае оптимального допирования, n_f на порядок меньше, чем в классических сверхпроводниках [32], и уменьшается практически в 2,5 раза при уменьшении T_c от 88 до 55 К (см. табл. 2).

С точки зрения теории, одним из основных отличий классических металлов от систем с малой плотностью носителей является тот факт, что в последних химический потенциал μ становится функцией T и ε_b (ε_b – энергия связанного состояния двух фермионов) [21,33,34]. В классической теории сверхпроводимости считается, что $\mu = \varepsilon_F$ (ε_F – энергия Ферми) и фактически уже ни от чего не зависит, что оказывается справедливым лишь в пределе высокой плотности фермионов. Для систем с малой плотностью удобно ввести в рассмотрение длину рассеяния ξ_b [21,34], зная которую можно определить $\varepsilon_b = -(\mu\xi_b^2)^{-1}$ [21]. Для плотной ферми-жидкости $\varepsilon_F \gg |\varepsilon_b|$ и $\mu = \varepsilon_F$. Для систем с малой плотностью $\varepsilon_F \ll |\varepsilon_b|$ и $\mu = -|\varepsilon_b|/2 (\neq \varepsilon_F)$. Используя этот подход, нетрудно получить и выражение для температуры T_c^{mf} . Анализ показывает, что в классических сверхпроводниках с высокой плотностью фермионов $T_c^{mf} = T_c$, т.е. совпадает с тем значением, которое дает теория БКШ. Причем $T_c^{mf} \ll \varepsilon_F$. А в случае малой плотности $T_c^{mf} \sim |\varepsilon_b|$, откуда $T_c^{mf} \gg \varepsilon_F$ [21]. Последнее соотношение означает, что в данном случае T_c^{mf} характеризует не температуру конденсации T_c , а температуру, при которой фермионы начинают связываться в пары, т.е. T^* . В [21] было получено также и уравнение для $\Delta(T)$. Однако в виде, наиболее удобном для сравнения с экспериментом, это уравнение получено в работе [26], где зависимость $\Delta(T)$ рассчитана в

рамках теории кроссовера БКШ – БЭК для различных значений параметра теории $x_0 = \mu/\Delta(0)$, где $\Delta(0)$ – значение параметра порядка при $T = 0$:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \frac{8}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-x_0 \left(\frac{\Delta(0)}{T} \right)^{3/2}} \times \exp \left\{ \frac{-(\mu^2 + \Delta^2(0))^{1/2}}{T} \right\}. \quad (2)$$

Уравнение (2) показывает, как меняется характер зависимости $\Delta(T)$ в ВТСП при изменении параметра кроссовера $\mu/\Delta(0)$ от 10 (предел БКШ) до -10 (предел БЭК) [26]. По аналогии с работой [24], будем считать, что таким же образом должен меняться и характер зависимости $\Delta^*(T)$ в ВТСП при изменении плотности носителей заряда. Завершая краткий обзор теоретических работ, рассматривающих свойства систем с малой плотностью носителей, необходимо отметить еще один существенный результат, полученный в [33]. Анализируя зависимости $(\mu/\varepsilon_b)(T)$, авторы показали, что переход от БЭК к БКШ возможен не только при увеличении n_f , но также и при уменьшении T в системах с заданной плотностью носителей (см. рис. 3 в [33]). Причем это происходит в том числе и в системах с промежуточной плотностью носителей, к которым можно отнести и ВТСП.

Поскольку в наших экспериментах ПЩ прямо не измеряется, задача сводится к определению $\Delta^*(T)$ из экспериментальных зависимостей $\sigma'(T)$ и их сравнению с (2). Очевидно, что при таком подходе для определения зависимости ПЩ от температуры необходимо получить аналитическое выражение, которое максимально близко описывало бы экспериментальную зависимость $\sigma'(T)$ и содержало Δ^* в явном виде. Естественно, представлялось разумным попытаться описать $\sigma'(T)$ в рамках теории слабых флуктуаций Асламазова – Ларкина, обобщенной на случай ВТСП Хиками и Ларкиным [14], поскольку это фактически единственная на сегодняшний день теория, рассматривающая флуктуационные куперовские парные состояния выше T_c . Подробный анализ ФП в образцах F1–F6 был проведен нами в

работах [11,12]. Как отмечено выше, в хорошо структурированных пленках, таких как F1–F6, вблизи T_c зависимость $\sigma'(T)$ всегда определяется 3D вкладом теории АЛ (кривая 2 на рис. 2), а выше по температуре — 2D вкладом Маки–Томпсона, рассчитанным по теории ХЛ (кривая 1 на рис. 2). Это означает, что с ростом температуры на зависимостях $\sigma'(T)$ всех образцов всегда наблюдается 3D–2D-кроссовер [11]. Таким образом, анализ ФП позволяет определить температуру кроссовера T_0 , обозначенную $\ln \varepsilon_0$ на рис. 2, что имеет принципиальное значение. Зная T_0 , можно рассчитать τ_f — время фазовой релаксации флуктуационных пар, а также вычислить значения $\xi_c(0)$ для каждого образца:

$$\xi_c(0) \approx d\varepsilon_0^{1/2}, \quad (3)$$

которые используются в дальнейшем при анализе ПЩ. В уравнении (3) $\xi_c(0)$ — длина когерентности вдоль оси c , $d \approx 11,7 \text{ \AA}$ — расстояние между проводящими плоскостями CuO_2 в YBCO. Значения $\xi_c(0)$ и другие электронные параметры исследованных пленок, полученные в работах [11,12], приведены в табл. 2.

Существенно, что вычисленные из эксперимента значения $\xi_c(0)$ для всех пленок, включая оптимально допированный образец М-23 с $T_c = 90 \text{ К}$ [35] (точки на рис. 5 в [12]), ложатся на кривую $\xi_c(0)(T_c)$, построенную для образца F1 (см. рис. 5 в [12]) по формуле [36]

$$\xi_0 \sim \hbar v_F / [\pi \Delta(0)], \quad (4)$$

указывая на четкую зависимость $\xi_c(0) \sim 1/\Delta(0) \sim 1/T_c$, где v_F — фермиевская скорость в сверхпроводнике. Здесь мы учли, что в YBCO системах $2\Delta(0) \approx 5k_B T_c$ [37,38], и считаем $\xi_0 = \xi_c(0)$. Естественно предположить, что $\xi_{ab}(0)$, равная $\approx 13 \text{ \AA}$ для образца F1 [12], имеет такую же зависимость от T_c . Таким образом, так же как и в классических сверхпроводниках [36], в ВТСП длина когерентности и $\Delta(0)$, а следовательно, и T_c связаны формулой (4). Этот результат представляется весьма важным, поскольку означает, что большим ξ отвечают меньшие

значения T_c и, что более существенно, меньшие значения $\Delta(0)$. Так как в ВТСП $T_c \sim n_f$, то очевидно, что $\Delta(0)$ должна уменьшаться с уменьшением плотности носителей. Поскольку $\xi_c(0)$ измеряется в ПЩ области температур, есть все основания считать, что и $\Delta^*(T_c)$ также должна уменьшаться при уменьшении n_f , что и следует из проведенного нами анализа ПЩ (см. рис. 4). Здесь, по аналогии со сверхпроводящим состоянием, $\Delta^*(T_c)$ — значение ПЩ при $T \rightarrow T_c$.

Выше температуры $T_{c0} \ll T^*$ (выше T_{c01} в случае пленки F6) измеряемая в эксперименте $\sigma'(T)$ уменьшается гораздо быстрее, чем предсказывают теории ФП (рис. 2); $T_{c0} \approx 100 \text{ К}$ для образцов F1–F4, но быстро уменьшается при уменьшении n_f ниже n_f^* . Так, $T_{c0} \approx 62 \text{ К}$ для F6. Для пленок F1–F4 T_{c0} порядка T_{c01} , тогда как для пленок с $T_c < 60 \text{ К}$ температура $T_{c0} \ll T_{c01}$ (см. табл. 2 и 3), где T_{c01} — температура, ограничивающая снизу интервал экспоненциального поведения $\sigma'^{-1}(T)$ (см. текст ниже). Температурам T_{c0} и T_{c01} на рис. 2 отвечают соответственно $\ln \varepsilon_{c0}$ и $\ln \varepsilon_{c01}$. Таким образом, исследование ФП позволяет получить еще один весьма существенный результат, который показывает, что при $T > T_{c0}$ меняется механизм релаксации флуктуационных пар.

Действительно, вблизи T_c зависимость $\sigma'(T)$ подчиняется теории сверхпроводящих флуктуаций, что дает основания считать, что в интервале температур $T_c^{mf} \leq T \leq T_{c0}$ флуктуационные пары имеют куперовский характер. Выше T_{c0} вследствие уменьшения $\xi_{ab}(T)$, как мы полагаем [12], пары перестают перекрываться и, как отмечено выше, должен происходить переход к локальным, т.е. невзаимодействующим сильносвязанным бозонам, которые и определяют поведение $\sigma'(T)$ в этом интервале температур вплоть до $T^* \gg T_{c0}$. Полученный результат позволяет прийти к заключению, что в системах Y123 с заданной плотностью носителей n_f возможен переход БКШ–БЭК по температуре при увеличении T выше T_{c0} (выше T_{c01} в случае пленки F6), теоретически обоснованный в [33]. Как будет показано ниже, именно такой результат и вытекает из проведенного нами анализа.

Таблица 3. Параметры исследованных пленок

Образец	T_{c01} , К	T_{c02} , К	ε_{c0}^*	b , мкОм·см	$\xi_{ab}^*(T_m)$, \AA	A_4	$\Delta^*(T_c)/k_B$, К
F1	106	159	0,233	6,05	18,3	20	218
F3	100	157	0,3	6,28	18,4	15,5	203
F4	115	153	0,32	6,78	18,2	8	190
F6	106	154	0,63	5,78	17,7	27	135

Следует подчеркнуть, что, несмотря на ряд несомненных успехов [11,12], теории ФП описывают зависимость $\sigma'(T)$ лишь в относительно узком интервале температур $T_c^{mf} \leq T \leq T_{c0}$ вблизи T_c . Кроме того, теории ФП не содержат Δ^* в явном виде. К сожалению, какие-либо теории, дающие связь избыточной проводимости с Δ^* , в настоящее время отсутствуют [25]. Поэтому, для того чтобы описать $\sigma'(T)$ во всем интервале температур ниже T^* , будем исходить из того факта, что в соединениях YBCO величина $\sigma'^{-1}(T)$, обратная избыточной проводимости, экспоненциально зависит от ε в некотором интервале температур выше T_{c0} . Зависимости $\ln \sigma'^{-1}$ от ε для образцов F1 и F6 приведены соответственно на вставках к рис. 2,а и б. Четко видно, что в интервале температур $T_{c01}-T_{c02}$, равном 106–159 К ($0,2 < \varepsilon < 0,8$) (рис. 2,а) и 106–154 К ($0,9 < \varepsilon < 1,75$) (рис. 2,б) кривая $\ln \sigma'^{-1}(\varepsilon)$ хорошо аппроксимируется линейной зависимостью $\ln \sigma'^{-1} = \ln \sigma'_0{}^{-1} + \alpha\varepsilon$. Аналогичные результаты получены для образцов F3 и F4 (табл. 3). Очевидно, что в этом случае избыточная проводимость может быть представлена в виде $\sigma'(\varepsilon) = \sigma'_0 e^{-\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*}$, где вводится параметр $\varepsilon_{c0}^* = (T_{c0}^*/T_c^{mf} - 1) = 1/\alpha$. (Все параметры, так или иначе связанные с псевдощелью, будем отмечать звездочкой.) Насколько нам известно, впервые о наблюдении линейной зависимости $\ln \sigma'^{-1}$ от T в YBCO в интервале температур 100–160 К сообщается в работе [39]. Согласно [39], $\sigma'_0(\varepsilon) = e^2/[16\hbar\xi_c(0)\sqrt{\varepsilon_{c0}^*}]$ и $\sigma'(\varepsilon)$ может быть записана в виде

$$\sigma'(\varepsilon) = A_3 e^2/[16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \operatorname{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}], \quad (5)$$

где A_3 – численный коэффициент, имеющий тот же смысл, что и C -фактор в теории ФП.

Кривые, определяемые уравнением (5), с параметрами (см. табл. 1–3) $\varepsilon_{c0}^* = 0,233$, $\xi_c(0) = 1,65 \text{ \AA}$, $T_c^{mf} = 88,46 \text{ К}$, $A_3 = 1,23$ (для F1) и $\varepsilon_{c0}^* = 0,63$, $\xi_c(0) = 2,64 \text{ \AA}$, $T_c^{mf} = 55,88 \text{ К}$ и $A_3 = 4,5$ (для F6) обозначены цифрой 3 соответственно на рис. 2,а и 2,б. Коэффициент A_3 подбирается таким образом, чтобы совместить расчетные кривые с экспериментальными данными в области экспоненциального поведения $\sigma'^{-1}(\varepsilon)$. Преимуществом данного подхода является то, что $\sigma'(\varepsilon)$ фактически зависит лишь от T_c^{mf} и $\xi_c(0)$, независимо определяемых из измерений ФП, и параметра ε_{c0}^* , определяемого наклоном α линейной зависимости $\ln \sigma'^{-1}(\varepsilon)$, приведенной на вставках к рис. 2. Следует также отметить, что, несмотря на существенное различие в величинах T_c , n_f и, как следствие, в форме кривых $\sigma'(\varepsilon)$ (рис. 2), интервалы экспоненциального поведения $\sigma'^{-1}(\varepsilon)$ для

всех образцов примерно одинаковы: от $T_{c01} \sim 100 \text{ К}$ до $T_{c02} \sim 160 \text{ К}$ (табл. 3).

Несмотря на то что удается получить ряд интересных результатов, этот подход также не дает ответа на основной вопрос о величине и температурной зависимости Δ^* , поскольку она не входит в уравнение (5). Кроме того, определяемые этим уравнением кривые 3 описывают лишь область экспоненциального поведения $\sigma'^{-1}(\varepsilon)$. На рис. 2 хорошо видно, что выше T_{c02} и ниже T_{c01} кривые 3 лежат выше экспериментальной зависимости $\sigma'(\varepsilon)$. Особенно заметным это отклонение становится в случае образца F6 (рис. 2,б).

Поскольку мы считаем, что избыточная проводимость возникает в результате образования локальных пар, то для того, чтобы правильно описать эксперимент, необходимо учесть динамику процесса рождения и разрыва пар выше T_c [21]. Для этого, по аналогии с двухжидкостной моделью [36], вводим в уравнение (5) множитель $(1 - T/T^*)$, что позволяет существенно улучшить аппроксимацию экспериментальной кривой в области высоких температур. Соответственно введение множителя $\exp(-\Delta^*/T)$ существенно улучшает аппроксимацию экспериментальной кривой в области температур вблизи T_c . Множитель $(1 - T/T^*)$ определяет число сильно-связанных бозонов при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ – число разрушенных пар. Последний процесс начинает играть определяющую роль вблизи T_c , когда с ростом $\xi(T)$ локальные пары приобретают характер пар куперовского типа [33], способных в отличие от стабильных бозонов разрушаться. В конечном итоге уравнение для $\sigma'(\varepsilon)$ принимает вид

$$\sigma'(\varepsilon) = A_4 (1 - T/T^*) \exp(-\Delta^*/T) \times e^2/[16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \operatorname{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}], \quad (6)$$

где A_4 – численный коэффициент, имеющий тот же смысл, что и C -фактор в теории ФП.

Решая уравнение (7) относительно Δ^* , получаем

$$\Delta^*(T) = T \ln \{ [A_4 (1 - T/T^*) / \sigma'(T)] \times e^2/[16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \operatorname{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}] \}, \quad (7)$$

где $\sigma'(T)$ – измеряемые в эксперименте значения избыточной проводимости. Поскольку все остальные параметры, используемые для анализа, независимо образом определяются из эксперимента, единственным подгоночным параметром для вычисления $\Delta^*(T)$ по уравнению (7) остается коэффициент A_4 . Для того чтобы найти коэффициенты A_4 , сопоставим экспериментальные зависимости $\sigma'(T)$ каждого образца с уравнением (6). При этом, помимо параметров, приведенных в табл. 1–3, подстав-

ляем в уравнение (6) значения $\Delta^*(T_c)$, которые выбираются из тех соображений, что в купратах должно выполняться соотношение $2\Delta^*(T_c)/kT_c \approx 5$ [37,38]. Очевидно, что в этом случае A_4 подбирается таким образом, чтобы совместить расчетную кривую с экспериментом в области $3D$ флуктуаций вблизи T_c . Кривые, построенные по формуле (6) с параметрами $\varepsilon_{c0}^* = 0,233$, $\xi_c(0) = 1,65 \text{ \AA}$, $T_c^{mf} = 88,46 \text{ K}$, $T^* = 203 \text{ K}$, $\Delta^*(T_c) = 218 \text{ K}$ и $A_4 = 20$ (для F1) и $\varepsilon_{c0}^* = 0,63$, $\xi_c(0) = 2,64 \text{ \AA}$, $T_c^{mf} = 55,88 \text{ K}$, $T^* = 245 \text{ K}$, $\Delta^*(T_c) = 135 \text{ K}$ и $A_4 = 27$ (для F6), обозначены цифрой 4 на рис. 2. (Этот же набор параметров используется и при расчете $\Delta^*(T)$ по формуле (7).) Как видно на рис. 2, предложенное нами уравнение (6) весьма хорошо описывает экспериментальные кривые 1. Аналогичные результаты получены и для пленок 3 и 4. Особенно хорошее совпадение уравнения (6) с экспериментальной кривой, несмотря на весьма сложную форму последней, наблюдается для образца F6 (рис. 2,б).

Кратко остановимся на сравнительном анализе полученных нами результатов и приведенных в работе [24]. В последней изучена зависимость $\sigma'(1/T)$ в пленках YBCO, по сути аналогичная рассматриваемой нами выше зависимости $\sigma'^{-1}(\varepsilon)$. Как и предполагалось, в некотором интервале температур выше T_{c0} зависимость $\ln \sigma'(1/T)$ [24] линейная: $\ln \sigma' = D + b/T$, или $\sigma' = D \exp(b/T)$, где b и D – константы. Вводя множитель $(1 - T/T^*)$ и полагая $b = \Delta^*(T)$, авторы [24] получают уравнение

$$\sigma'(\varepsilon) = A_6 (1 - T/T^*) \exp(\Delta^*/T), \quad (8)$$

где A_6 и Δ^* – константы, определяемые при аппроксимации экспериментальных данных формулой (8). Все наши образцы были обработаны в рамках развиваемого в [24] подхода. На рис. 3 приведены зависимости $\ln \sigma'$ от $1/T$ (кривая 1) и σ' от T (кривая 2) для пленки F6. Видно, что в интервале температур $\sim 62,5\text{--}92,5 \text{ K}$ зависимость $\ln \sigma'(1/T)$ линейная, что позволяет определить величину A_6 и Δ^* . На рис. 3 также видно, что определяемая формулой (8) кривая 3 с параметрами $A_6 = 700$, $T^* = 245 \text{ K}$ и $\Delta^* = 80 \text{ K}$ описывает лишь линейную часть зависимости $\ln \sigma'(1/T)$ и не отвечает эксперименту ни в области высоких температур выше $92,5 \text{ K}$, ни в области слабых флуктуаций ниже 62 K . К тому же полученное при аппроксимации значение коэффициента $A_6 = 700$ представляется нефизичным. Аналогичные результаты получены и для образцов F1–F4.

Несомненный успех работы [24] – тот факт, что авторы впервые заявили об уменьшении Δ^* в системах YBCO при уменьшении плотности носителей. Однако, оперируя только лишь с уравнением (8),

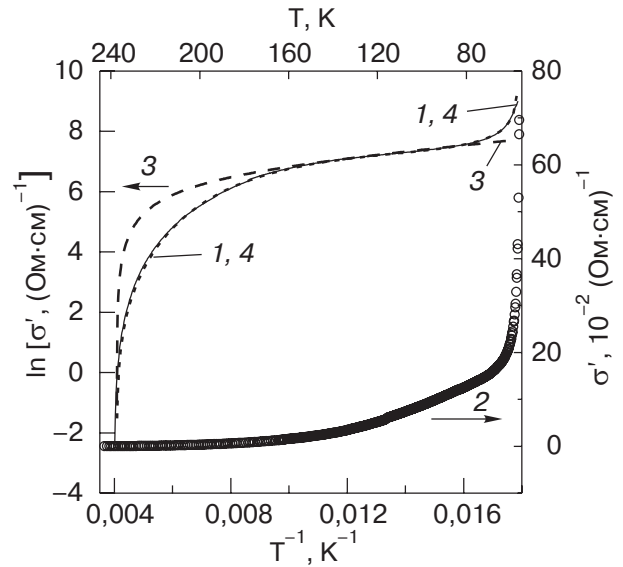


Рис. 3. Зависимость $\ln \sigma'$ от $1/T$ (кривая 1) и σ' от T (кривая 2) для образца F6. Кривая 3 – расчет по уравнению (8), кривая 4 – расчет по (6) с параметрами, обозначенными в тексте.

нам не удалось, как и в [24], получить самосогласованный результат, который бы разумным образом связывал поведение ПЩ в различных образцах. В то же время определяемая уравнением (6) пунктирная кривая 4 на рис. 3, построенная с теми же параметрами, что и на рис. 2,б, очень хорошо аппроксимирует эксперимент во всем температурном интервале. Аналогичные результаты получены и для образцов F1, F3 и F4. Преимущество представления экспериментальных данных в координатах $\ln \sigma'$ от $1/T$ заключается в том, что определяемая уравнением (6) кривая 4 на линейном участке оказалась очень чувствительной к величине $\Delta^*(T_c)$, что позволяет правильно подобрать величину этого параметра. Как и ожидалось, для образцов F1, F3 и F6 оптимальная аппроксимация достигается при значениях $\Delta^*(T_c)$, определяемых соотношением $2\Delta^*(T_c)/kT_c \approx 5$. Для пленки F4 $\Delta^*(T_c) = 190 \text{ K}$, т.е. $2\Delta^*(T_c)/kT_c \approx 4,75$.

Таким образом, мы показали, что уравнение (6) с соответствующим набором параметров хорошо аппроксимирует экспериментальные зависимости $\sigma'(T)$ в пленках YBCO с различным содержанием кислорода. Это, в свою очередь, означает, что, подставляя в уравнение (7) экспериментально измеренные значения $\sigma'(T)$, мы должны получить результат, достаточно близко отражающий реальное поведение $\Delta^*(T)$ в исследуемых YBCO-пленках. Рассчитанные по формуле (7) значения $\Delta^*(T)$ для всех образцов представлены на рис. 4. На рис. 5 показаны зависимости $\Delta^*(T)/\Delta_m^*$ от приведенной температуры $t = T/T^*$, где Δ_m^* – максимальное

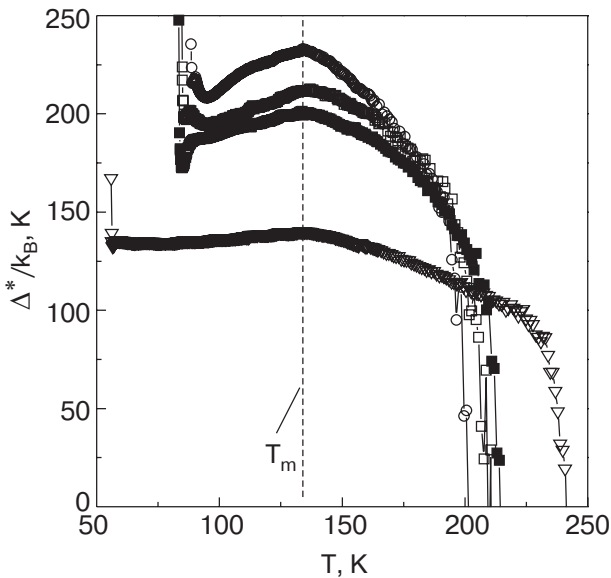


Рис. 4. Рассчитанные по уравнению (7) зависимости Δ^*/k_B от T для образцов F1 (○), F3 (□), F4 (■) и F6 (▽). Сплошные линии проведены лишь для удобства восприятия. $T_m = 133$ К (см. текст).

значение $\Delta^*(T)$ при $T = T_m$. Образец F3 не показан, чтобы не усложнять рисунок. Также приведены зависимости $\Delta(T)/\Delta(0)$, рассчитанные по формуле (2) с различными значениями параметра $x_0 = \mu/\Delta(0)$.

Видно, что все приведенные на рис. 4 и 5 зависимости $\Delta^*(T)$ демонстрируют однотипное поведение, что, на наш взгляд, является дополнительным аргументом в пользу предложенного нами анализа. Первое, что нужно отметить, — это максимум на зависимостях $\Delta^*(T)$ (рис. 4), который для всех образцов имеет место при одной и той же температуре $T_m \approx 133$ К. Возможность появления такого максимума в ВТСП рассматривается в появившейся недавно теории [37]. Также видно, что величина $\Delta^*(T)$ уменьшается при уменьшении допирования, что согласуется со сделанными выше выводами (см. (4)) и результатами работ [24,41]. Кроме того, для всех пленок $\Delta^*(T)$ возникает как раз при T^* , что, на наш взгляд, подтверждает ее связь с образованием спаренных носителей в ВТСП. Как видно на рис. 5, в каждом образце $\Delta^*(T)$ резко возрастает при уменьшении температуры ниже T^* , достигает максимума при T_m , а затем незначительно уменьшается. Характерно, что возрастание происходит немонотонно, и при $T/T^* \leq 0,95$ (рис. 5) наклон всех кривых $\Delta^*(T)$ заметно уменьшается, что наиболее четко демонстрирует образец F6. Ниже T_m (рис. 4 и 5) кривые идут с разным наклоном, который оказывается тем меньше, чем меньше плотность носителей заряда в пленке. Минимальный наклон демонстри-

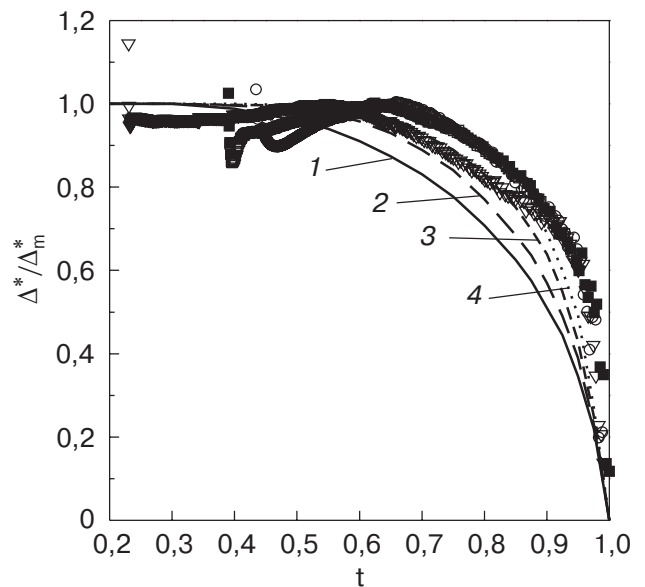


Рис. 5. Зависимости Δ^*/Δ_m^* от приведенной температуры $t = T/T^*$ для образцов F1 (○), F4 (■) и F6 (▽). Кривые 1–4 — зависимости $\Delta(T)/\Delta(0)$, рассчитанные по формуле (2) с различными значениями параметра $x_0 = \mu/\Delta(0)$: 10 (предел БКШ, кривая 1), -2 (2), -5 (3) и -10 (предел БЭК, кривая 4).

рует образец F6. Такое поведение в интервале температур $T_c < T < T_m$ находит подтверждение и в туннельных экспериментах [1,40,42,43]. Так, в большинстве туннельных экспериментов сообщается о возрастании $\Delta^*(T)$ при увеличении температуры от T_c до $T \sim 130$ К, что характерно для оптимально допированных образцов [40,42]. В случае слабодопированных образцов и сверхпроводящая щель, и ПЩ практически не зависят от температуры [43,45], что и демонстрирует образец F6. При $T > 130$ К «щелевые» особенности на кривых размываются, и проследить дальнейшую эволюцию $\Delta^*(T)$ по результатам туннельных измерений не представляется возможным. Следует также подчеркнуть, что, как отмечено выше, значения $\Delta^*(T)$ вблизи T_c для большинства наших пленок отвечают условию $2\Delta^*(T_c)/kT_c \approx 5$, т.е. предположительно имеют ту же величину, что и $\Delta(0)$ [44,45]. В терминах работ [24,45] это означает, что ПЩ достаточно плавно переходит в сверхпроводящую щель. Поэтому наблюдаемое на рис. 4 и 5 резкое возрастание Δ^* непосредственно вблизи T_c наиболее вероятно связать с переходом в область критических флуктуаций ($T < T_c^{mf}$), где определение $\sigma'(T)$ из резистивных измерений не отвечает реальной ситуации. В результате мы не можем оценить $\Delta^*(T)$ в этой области температур, и вопрос о том, что же происходит с ПЩ непосредственно при переходе в сверхпроводящее состояние, где $\xi(T) \rightarrow \infty$, остается открытым.

На рис. 5 видно, что в отличие от результатов работы [24] полученные нами кривые лежат в области бозе-эйнштейновской конденсации, что представляется разумным, учитывая малую плотность носителей заряда в купратах. Более того, до $T/T^* \sim 0,95$ для всех пленок $\Delta^*(T)$ при уменьшении T возрастает по одному и тому же закону. На наш взгляд, такое скэйлинговое поведение прямо говорит о том, что механизм образования ПЩ для всех образцов один и тот же и обусловлен образованием в ВТСП при $T \leq T^*$ спаренных носителей в виде невзаимодействующих сильносвязанных бозонов (локальных пар) [21,22]. Ниже по температуре, по крайней мере до $T \approx T_m$, для пленок с концентрациями кислорода, отвечающими значениям T_c в интервале от 88 до 80 К (образцы F1, F3, F4), изменение $\Delta^*(T)$ фактически также происходит по одному закону. Причем в интервале от $T/T^* \sim 0,85$ до $T/T^* \sim 0,65$ зависимость $\Delta^*(T)$ совпадает с кривой 4, для которой $\mu/\Delta(0) = -10$ (предел БЭК). В случае слабодопированной пленки (образец F6) ниже $T/T^* \sim 0,95$ получается несколько иная зависимость $\Delta^*(T)$, которая в интервале от $T/T^* \sim 0,85$ до T_m совпадает с кривой 3, для которой $\mu/\Delta(0) = -5$. Напомним, что в образце F6 плотность носителей заряда практически в 2,5 раза меньше, чем в оптимально допированной пленке F1 (см. табл. 2). Поэтому мы считаем, что такое поведение $\Delta^*(T)$ не означает тенденции к переходу от БЭК к БКШ по мере уменьшения допирования, а, по всей вероятности, обусловлено изменением характера рассеяния носителей заряда вследствие увеличения V_{eff} в таких образцах. Ниже T_m все экспериментальные кривые отклоняются вниз от теории, причем тем больше, чем больше n_f (больше T_c). На наш взгляд, это не удивительно, поскольку в этой области температур пары уже не подчиняются БЭК. Также видно, что ниже $T/T^* \sim 0,77$ зависимость $\Delta^*(T)$ для образца F4 с $T_c \approx 80$ К начинает отклоняться от аналогичной зависимости для оптимально допированной пленки F1 в сторону образца F6. Особенно заметным это отклонение становится в интервале температур ниже T_m . То, что изменения в поведении оптимально допированных ВТСП систем начинаются в образцах с $T_c \leq 80$ К, уже неоднократно отмечалось в тексте.

Полученный результат (рис. 4 и 5) убедительно показывает, что в интервале температур $T_m < T < T^*$ ответственные за образование ПЩ локальные пары действительно подчиняются БЭК. Соответственно, вблизи T_c пары подчиняются теории БКШ, как это следует из анализа ФП. Таким образом, в системах YBCO с заданной величиной n_f действительно происходит переход от БЭК к БКШ при уменьшении температуры, теоретически обос-

нованный в [33]. Мы полагаем, что такой переход становится возможным в силу специфики поведения ВТСП, обусловленной как пониженной плотностью носителей заряда в купратах, так и, главным образом, чрезвычайно малой длиной когерентности ($\xi_{ab}(0) \approx 10-15 \text{ \AA}$) в YBCO. В результате составная бозе-пара в ВТСП не может, строго говоря, считаться ни куперовской, ни локальной [21,33], поскольку в теории БКШ пары являются слабосвязанными и сильноперекрывающимися, а БЭК предполагает наличие отдельных сильносвязанных бозонов, размер которых существенно меньше среднего расстояния между носителями заряда. Сопоставляя результаты нашего эксперимента с выводами теоретических работ [21,22,25,33,38], можно прийти к заключению, что такое значение $\xi_{ab}(0)$ сопоставимо с максимальным критическим размером локальных пар $\xi_{ab}(T_m)$, при превышении которого меняется характер взаимодействия фермионов в паре, определяемый величиной ϵ_b . По мере уменьшения температуры $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)\epsilon^{-1/2}$ начинает возрастать, тогда как энергия взаимодействия фермионов в паре ϵ_b , напротив, будет уменьшаться [33]. В результате начиная с некоторого значения ϵ_b , соответствующего $\xi_{ab}(T_m)$, сильносвязанные бозоны вынуждены трансформироваться в куперовские пары, независимо от величины n_f в каждом конкретном образце.

Наиболее вероятно, что это происходит при $T \leq T_m$, которая соответствует примерно середине температурного интервала, в котором $\sigma^{-1}(T)$ меняется экспоненциально. Нетрудно рассчитать, какие при этом значения длины когерентности $\xi_{ab}(T_m)$. Для образцов F1, F3, F4 и F6 получаем: $\xi_{ab}(T_m) = \xi_{ab}(0)\epsilon_m^{-1/2} = 18,3 \text{ \AA}$ (F1); $18,4 \text{ \AA}$ (F3); $18,2 \text{ \AA}$ (F4) и $17,7 \text{ \AA}$ (F6). Таким образом, предполагаемый переход от БЭК к БКШ при $T = T_m$ происходит тогда, когда размер пар в плоскостях CuO_2 во всех пленках достигает величины $\xi_{ab}(T_m) \approx 18 \text{ \AA}$. Следует также отметить другой, достаточно любопытный результат: величина $\xi_{ab}(T_m)$ фактически не зависит от n_f . Поэтому этот размер пар, скорее всего, не связан с расстоянием между фермионами, иначе придется считать, что в системах YBCO расстояние между носителями заряда не зависит от n_f , что представляется маловероятным. Можно предположить, что $\xi_{ab}(T_m) \approx 18 \text{ \AA}$ это и есть критический размер локальных пар в YBCO, при превышении которого они преобразуются в более-менее стандартные куперовские пары. При этом, как отмечено выше, ϵ_b уменьшается. А это, в частности, означает, что в отличие от сильносвязанных бозонов, которые являются стабильными образованиями [21,25], при $\xi_{ab}(T) \geq \xi_{ab}(T_m) \approx 18 \text{ \AA}$ пары приобретают способность разрушаться. Не случайно вклад сомножите-

ля $\exp(-\Delta^*/T)$ в уравнения (6), (7) при $T < T_m$ возрастает. Тем не менее следует подчеркнуть, что по сравнению с классическими сверхпроводниками [36] в ВТСП в силу малости $\xi(T)$ связь фермионов в паре даже вблизи T_c , вероятно, остается весьма сильной. Этот вывод подтверждается результатами, полученными в [33] для систем с пониженной плотностью носителей заряда, и может объяснять высокие значения T_c , наблюдаемые в купратах.

Естественно, что переход от БЭК к БКШ не является скачкообразным. Это процесс динамический и, поскольку при $T \gg T_c$ с уменьшением температуры $\xi(T)$ возрастает достаточно медленно, в некоторой области температур локальные и куперовские пары могут сосуществовать. Наиболее вероятно, что это интервал температур, в котором $\sigma^{-1}(\epsilon)$ меняется экспоненциально. Тогда можно предположить, что при $T_{c02} \leq T \leq T^*$ в образце формируются только сильносвязанные бозоны. При $T_m \leq T \leq T_{c02}$ возникают и куперовские пары, но число локальных пар преобладает. При $T_{c01} \leq T \leq T_m$ локальные пары еще существуют, но их число быстро уменьшается. И, наконец, при $T \leq T_{c01}$ в образце остаются только куперовские пары. В пользу такого сценария говорит и тот факт, что именно при $T \leq T_{c01}$ избыточная проводимость начинает следовать классическим флуктуационным теориям. Тем не менее для того, чтобы прояснить реальную ситуацию с переходом БЭК–БКШ в ВТСП, естественно, необходимо большее число экспериментальных фактов.

Следуя физической логике, можно предположить, что ниже T_c также должен происходить переход от БКШ к БЭК, когда $\xi_{ab}(T)$, уменьшаясь с температурой, становится меньше 18 \AA . Нетрудно подсчитать, что для образца F1 ($T_c \approx 88 \text{ K}$) интервал $T_m - T_c \approx 45 \text{ K}$, и, следовательно, переход должен происходить при $T_{m0} = T_c - 45 \approx 43 \text{ K}$. Этот вывод подтверждается результатами работы [46], в которой сообщается о резком увеличении плотности критических токов в пленках YBCO с $T_c \approx 87 \text{ K}$ при $T \sim 40 \text{ K}$. Очевидно, что после преобразования куперовской пары в сильносвязанный бозон энергия, необходимая для разрыва такого образования, должна быть заметно больше, что и может приводить к наблюдаемому в [46] резкому увеличению критического тока.

Заключение

Предложен новый подход к анализу избыточной проводимости $\sigma'(T)$, возникающей в ВТСП системах YBCO ниже характеристической температуры $T^* \gg T_c$. Подход основан на представлении о том, что $\sigma'(T)$ формируется в результате образования при $T \leq T^*$ парных состояний в виде невзаимодейст-

вующих сильносвязанных бозонов, подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштейна, которые и определяют ее температурную зависимость в интервале температур $T_m < T < T^*$. Мы также считаем, что в результате формирования таких пар образуется реальная щель в спектре возбуждений Δ^* , возникновение которой приводит к уменьшению плотности состояний выше T_c , что, собственно, и называется псевдощелью [1]. При $T_c^{mf} < T < T_m$ пары подчиняются теории БКШ. Таким образом, в системах Y123 происходит переход от БЭК к БКШ при уменьшении температуры, независимо от плотности носителей заряда в конкретном образце, теоретически предсказанный в [33]. Предложено уравнение (6), хорошо описывающее зависимость $\sigma'(T)$ с учетом динамики образования локальных пар и разрушения парных состояний после преобразования сильносвязанных бозонов в куперовские пары. Уравнение (6) содержит в явном виде параметр Δ^* , что позволяет получить формулу непосредственно для вычисления $\Delta^*(T)$ (уравнение (7)).

Расчитанные по формуле (7) зависимости $\Delta^*(T)$ для YBCO-пленок с различным содержанием кислорода (рис. 4 и 5) показывают, что ПЩ возникает как раз при T^* , что, на наш взгляд, подтверждает ее связь с образованием локальных пар в ВТСП. Величина Δ^* , как и ожидалось, уменьшается при уменьшении допирования. При уменьшении температуры ниже T^* зависимость $\Delta^*(T)$ резко возрастает, достигает максимума при $T_m \approx 133 \text{ K}$, а затем незначительно уменьшается. Характерно, что, несмотря на существенное различие плотностей носителей, T_c и других параметров образцов, для всех пленок получено практически одинаковое значение $\xi_{ab}(T_m) \approx 18 \text{ \AA}$. Мы считаем, что это некоторый критический размер локальных пар в YBCO, при превышении которого сильносвязанные бозоны трансформируются в куперовские пары.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Х.-У. Хабермайеру, доктору Т. Хааге, а также руководству института Макса Планка (Штутгарт) за предоставленную возможность и всяческое содействие в проведении измерений, а также доктору Ю.Г. Найдюку за ценные замечания при обсуждении результатов работы.

1. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
2. A.S. Alexandrov, V.N. Zavaritsky, and S. Dzhumanov, *Phys. Rev.* **B69**, 052505 (2004) and references therein.
3. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* **B52**, 13585 (1995); B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B55**, 8576 (1997).
4. В.Н. Самоваров, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, *ФНТ* **29**, 1293 (2003).

5. А.Г. Максимов, *УФН* **170**, 1033 (2000).
6. P. Coleman, A.J. Schofield, and A.M. Tsvetik, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1324 (1996).
7. 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).
8. A.S. Alexandrov, A.M. Bratkovsky, and N.F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1734 (1994).
9. P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2092 (1991).
10. J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev.* **B57**, 13406 (1998) and references therein.
11. А.Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааре, *ФНТ* **28**, 24 (2002).
12. А.Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааре, *ФНТ* **28**, 144 (2002).
13. L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, *Phys. Lett.* **A26**, 238 (1968).
14. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett.* **B2**, 693 (1998).
15. L. Reggani, R. Vaglio, and A.A. Varlamov, *Phys. Rev.* **B44**, 9841 (1991).
16. K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Mishikami, H. Sasakura, K. Yoshiara, Y. Kakehi, and T. Yotsuya, *Phys. Rev.* **B58**, 2458 (1998).
17. L.B. Ioffe, A.I. Larkin, and A.A. Varlamov, *Phys. Rev.* **B47**, 8936 (1993).
18. И.О. Кулик, А. Г. Педан, *ФНТ* **14**, 700 (1988).
19. M. Suzuki, T. Watanabe, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5361 (1999).
20. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **125**, 891 (2004).
21. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996); В.М. Локтев, В.М. Турковский, *ФНТ* **30**, 247 (2004).
22. O. Tchernyshyov, *Phys. Rev.* **B56**, 3372 (1997).
23. V.V. Kabanov, J. Demsar, B. Podobnik, and D. Mihailovich, *Phys. Rev.* **B59**, 1497 (1999).
24. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
25. В.М. Локтев, *УФЖ* **1**, 10 (2004).
26. E. Babaev and H. Kleinert, *cond-mat/9804206* (1998); E. Babaev and H. Kleinert, *Phys. Rev.* **B59**, 12083 (1999).
27. H.-U. Habermeier, *Appl. Surf. Science* **69**, 204 (1993).
28. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
29. В.В. Еременко, В.Н. Самоваров, В.Н. Свищев, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 739 (2000); В.В. Еременко, В.Н. Самоваров, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 1091 (2000).
30. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
31. К.Д. Цэндин, Д.В. Денисов, Б.П. Попов, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 277 (2004).
32. Y. Iye, in *Physical Properties of High-Temperature Superconductors III*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 285.
33. В.П. Гусьнин, В.М. Локтев, С.Г. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 170 (1997).
34. C.A.R. Sa de Melo, M. Randeria, and J.R. Engelbrecht, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3202 (1993).
35. А.Л. Соловьев, *ФНТ* **28**, 1138 (2002).
36. P.G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin, Inc., New York–Amsterdam, (1966).
37. В.М. Дмитриев, А.Л. Соловьев, А.И. Дмитренко, *ФНТ* **15**, 356 (1989).
38. K.W. Wong and W.Y. Ching, *Physica* **C416**, 47 (2004).
39. B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
40. M. Miyakawa, P. Guptasarma, J.F. Zasadzinski, D.G. Hinks, and K.E. Gray, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 157 (1998).
41. A. Vyas, C.C. Lam, and L.J. Shen, *Physica* **C341–348**, 935 (2000).
42. M. Suzuki and T. Watanabe, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4787 (2000).
43. Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, and Q. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149 (1998).
44. B.V. Fine, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 157005 (2005).
45. J. Stajich, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce, and T.R. Lemberger, *Phys. Rev.* **B68**, 024520 (2003).
46. J. Albrecht, *Phys. Rev.* **B68**, 054508 (2003).

Resistive studies of pseudogaps in YBCO films
with due account for BCS — Bose–Einstein
condensation transition

A.L. Solovjov and V.M. Dmitriev

A new approach to the analysis of excess conductivity $\sigma'(T)$ occurring in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ (YBCO) films with different oxygen content below characteristic temperature $T^* \gg T_c$ is proposed. The approach is based on the suggestion that $\sigma'(T)$ appears due to the formation of local pairs (strongly-coupled bosons) at $T \leq T^*$ which follow the Bose–Einstein statistics at $T_m < T < T^*$; at $T_c^{mf} < T < T_m$ the pairs follow the BCS theory (T_c^{mf} is the critical temperature that separates the phase transition region from the region of critical fluctuations). Thus, in systems Y123 there occurs a transition from the Bose–Einstein condensation to the BCS one with decreasing temperature. With allowance made for the dynamics of strongly coupled boson formation, an equation is proposed which describes well the dependence $\sigma'(T)$ and explicitly contains the parameter Δ^* identified with the pseudogap in HTSC. The dependences $\Delta^*(T)$ are obtained for each of the films studied.

Keywords: high- T_c superconductors, fluctuation conductivity, pseudogap