

Псевдощель в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ВТСП материале

В.М. Алиев, С.С. Рагимов, Р.И. Селим-заде

Институт физики НАН Азербайджана, пр. Г. Джавида, 33, г. Баку, AZ 1143, Азербайджан

E-mail: v_aliev@bk.ru

Статья поступила в редакцию 24 мая 2012 г., после переработки 28 января 2013 г.

Обнаружены долгоживущие минимумы на зависимости $\rho(T)$ поликристалла $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с СП переходом при 86,6 К, наблюдаемые при $T_{\min 1} = 275$ К и $T_{\min 2} = 252$ К. Показано, что избыточная проводимость $\Delta\sigma(T)$ в районе T_{\min} подчиняется классической флуктуационной теории Асламазова–Ларкина. Это указывает на возможность образования флуктуационных куперовских пар в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T \gg T_c$. По результатам эксперимента рассчитаны длины когерентности $\xi_c(0)$, температуры 2D–3D кроссовера T_0 и постоянные межплоскостного спаривания. Для образца без минимумов найдены величина и температурная зависимость псевдощели, которая оказалась типичной для купратных ВТСП.

Виявлено довгоіснуючі мінімуми на залежності $\rho(T)$ полікристала $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з НП переходом при 86,6 К, що спостерігаються при $T_{\min 1} = 275$ К и $T_{\min 2} = 252$ К. Показано, що надлишкова провідність $\Delta\sigma(T)$ в районі T_{\min} підкоряється класичної флуктуаційної теорії Асламазова–Ларкіна. Це вказує на можливість утворення флуктуаційних куперівських пар в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T \gg T_c$. Використовуючи результати експерименту, розраховано довжини когерентності $\xi_c(0)$, температури 2D–3D кроссовера T_0 та постійні міжплощинного спарювання. Для зразка без мінімумів отримано величину й температурну залежність псевдощілини, яка виявилася типовою для купратних ВТСП.

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства.

Ключевые слова: $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, сверхпроводимость, псевдощель, избыточная проводимость, длина когерентности, температура кроссовера, постоянная межплоскостного спаривания.

Введение

Число работ, посвященных псевдощелевым эффектам в ВТСП материалах, исключительно велико (см., например, [1–9] и ссылки в них). Как отмечается в этих работах, псевдощель — уникальное явление, наблюдаемое в ВТСП. Оно проявляется при исследовании явлений туннелирования, фотоэмиссии, теплоемкости и других свойств ВТСП [10]. Считается, что при некоторой температуре $T^* > T_c$ перераспределяется плотность состояний на поверхности Ферми: на части этой поверхности плотность состояний уменьшается. Ниже температуры T^* соединение находится в состоянии с псевдощелью. В работе [11] предполагается, что величина T^* при низком уровне легирования может достигать значений 300–600 К для разных ВТСП систем. Однако этот вопрос по-прежнему весьма дискуссионный. В перечисленных выше работах обсуждаются возможные механизмы проводимости в рамках моделей нормального, сверхпроводящего и псевдощелевого состояний ВТСП, которые, строго говоря, также до конца не ясны [12].

Недавно появилась работа [13], посвященная изучению псевдощелевого состояния в материале $\text{Pb}_{0,55}\text{Bi}_{1,5}\text{Sr}_{1,6}\text{La}_{0,4}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Pb-Bi2201). Получена серия монокристаллов Pb-Bi2201 , на которой проведен широкий ряд исследований для выявления псевдощелевого состояния. Результаты исследований по трем различным экспериментальным методикам указывают на то, что появление псевдощели при $T \approx 132$ К следует воспринимать не иначе как фазовый переход. Таким образом, авторы подтвердили выводы ряда экспериментальных [9] и теоретических работ [14] о том, что по мере понижения температуры ВТСП материал должен испытать два фазовых перехода: сначала появление псевдощели, а затем переход в сверхпроводящее состояние.

Однако, как отмечает, например, Абрикосов [15], псевдощелевое (ПЩ) состояние реально нельзя рассматривать как некое новое фазовое состояние вещества, поскольку ПЩ не отделена от нормального состояния фазовым переходом. Так что вопрос о возможном фазовом переходе при $T = T^*$ также остается открытым. В то же время можно говорить о том, что в ВТСП имеет место кроссовер при $T = T^*$ [16]. Ниже этой температу-

ры, в силу все еще не установленных на сегодняшний день причин, начинает уменьшаться плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми. Собственно по этой причине явление и получило название «псевдощель». Впервые этот результат был получен в экспериментах по изучению ЯМР в слабо допированной системе Y123, в которой при охлаждении наблюдалось аномальное уменьшение сдвига Найта [17], прямо связанного в теории Ландау с плотностью состояний на уровне Ферми.

Для получения ответов на обозначенные выше вопросы в настоящей работе проведен анализ избыточной проводимости, полученной из резистивных измерений оптимально допированного (ОД) ВТСП CdBa₂Cu₃O_{7-δ} с температурой СП перехода ~ 86 К. Анализ избыточной проводимости проводился в рамках теории Асламазова–Ларкина [18] и Хиками–Ларкина [19]. Для анализа температурной зависимости псевдощели привлекалась модель, предложенная в [9,20,21].

Экспериментальные результаты и их обработка

Методом, описанным в деталях в работе [22], получен новый сверхпроводящий керамический материал состава CdBa₂Cu₃O_x. Установлено, что при полном замещении иттрия на кадмий в системе Y–Ba–Cu–O (образец CdBa₂Cu₃O_x) наблюдается сверхпроводящий переход при $T_c \approx 86,6$ К (рис. 1). Содержание кислорода в CdBa₂Cu₃O_x определено по методике, описанной в работе [23]. Индексы по кислороду полученных поликристаллических образцов составляют 6,55.

При исследовании температурной зависимости удельного сопротивления ρ CdBa₂Cu₃O_{7-δ} в интервале температур 300–70 К в [22] было обнаружено, что при $T_{\min 1} \approx 275$ К зависимость $\rho(T)$ проходит через глубокий минимум (кривая 1). При повторном измерении

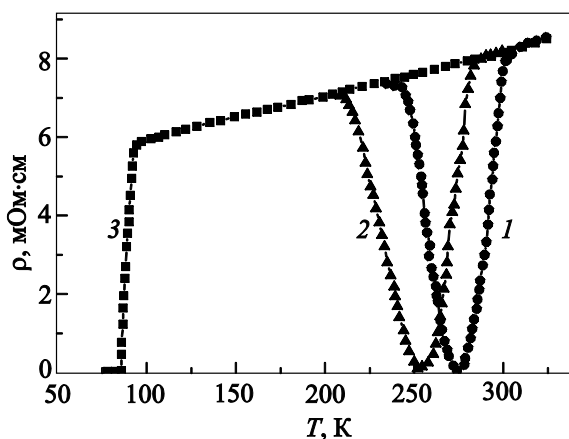


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления оптимально допированного CdBa₂Cu₃O_{7-δ}: 1 — первое измерение ($T_{\min 1} = 275$ К); 2 — измерение через 72 ч ($T_{\min 2} = 252$ К); 3 — кривая без минимумов, измеренная еще через 24 ч. Во всех случаях $T_c = 86,6$ К.

(через 72 ч) минимум смещается в сторону низких температур ($T_{\min 2} \approx 252$ К) (кривая 2), а при третьем измерении (еще через 24 ч) минимум исчезает полностью (кривая 3). Подобное явление ранее наблюдалось и в работах [24–27] в интервале температур 260–240 К. В этих работах наблюдаемые переходы трактовались как СП фазовые переходы.

Мы предположили, что если обнаруженный минимум действительно означает попытку образца совершить СП переход с $T_{c1} = T_{\min 1} \approx 275$ К, то наблюдаемая выше T_{c1} избыточная проводимость должна подчиняться теории Хиками–Ларкина (ХЛ) [19], включающей флуктуационные вклады как Асламазова–Ларкина (АЛ) [18], так и Маки–Томпсона (МТ) [28]. Можно предположить, что в процессе изготовления CdBa₂Cu₃O_{7-δ} реализуется некая кристаллографическая структура со своим распределением электронов по объему образца и своими перколяционными путями протекания тока по поликристаллу, при которых СП переход начинается при $T_{on} \approx 280$ К. Исследование образца методом рентгеноструктурного анализа до начала измерений и после третьего измерения показало, что кристаллическая структура CdBa₂Cu₃O_{7-δ} остается неизменной и идентифицированные пики совпадают. Это дает основание считать, что образование при синтезе в составе CdBa₂Cu₃O_{7-δ} другой кристаллографической структуры исключается. Поэтому появление минимума на зависимости $\rho(T)$ можно объяснить спецификой процессов перколяции в CdBa₂Cu₃O_{7-δ}, а его смещение в область более низких температур и дальнейшее полное исчезновение — изменением перколяционных путей протекания тока по поликристаллу в процессе измерений (рис. 1).

Для подтверждения нашего предположения в рамках теории флуктуационной проводимости Хиками–Ларкина [19] проведен анализ избыточной проводимости $\Delta\sigma(T)$, наблюдаемой выше T_{\min} . Как обычно, величина $\Delta\sigma(T)$ определялась как разность между экстраполированной в область низких температур линейной при высоких T зависимостью $\rho_n(T) = \rho_0 + \alpha T$ и реально измеряемым сопротивлением $\rho(T)$ [9,21,29]:

$$\Delta\sigma(T) = \rho^{-1}(T) - \rho_n^{-1}(T). \quad (1)$$

Результаты анализа приведены на рис. 2 для случаев с первым минимумом при 275 К (кривые 1) и со вторым минимумом при 252 К (кривые 2).

В теории ХЛ показано, что вне области критических флуктуаций избыточная проводимость $\Delta\sigma$ является функцией приведенной температуры $\varepsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$. Соответственно, критическая температура в приближении среднего поля T_c^{mf} является температурой, отделяющей область флуктуационной проводимости от области критических флуктуаций [29], расположенной непосредственно вблизи T_c , поэтому ее правильное определение важно для такого анализа [2,21].

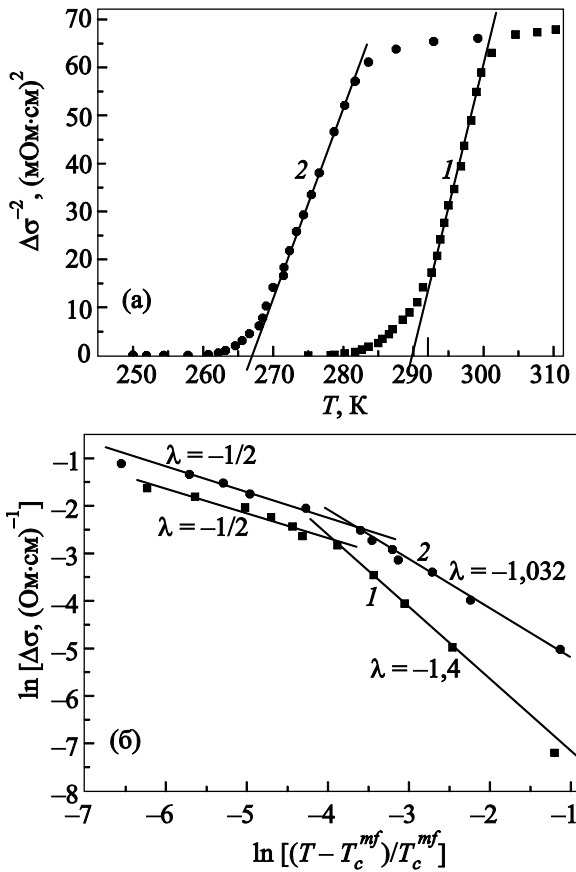


Рис. 2. (а) Зависимости $\Delta\sigma^{-2}$ от температуры для первого (■) и второго (●) минимумов. Сплошные прямые — экстраполяция 3D-области, пересечение с осью температур определяет T_c^{mf} . (б) Зависимости $\ln\Delta\sigma$ от $\ln[(T - T_c^{mf})/T_c^{mf}]$ для первого (■) и второго (●) минимумов. Прямые линии — теория АЛ для 3D ($\lambda = -1/2$) и 2D ($\lambda = -1$) флуктуаций.

В соответствие с методикой, предложенной в работах [21,29,30], значение T_c^{mf} для обоих СП переходов при 275 и 252 К определялось экстраполяцией линейного участка зависимости $\Delta\sigma^{-2}(T)$ до его пересечения с осью температур (рис. 2(а)). Значение T_c^{mf} для указанных переходов составляет соответственно 289,97 и 267,12 К (рис. 2(а)). Избыточная проводимость $\Delta\sigma$ рассчитана по уравнению (1). На рис. 2(б) представлены зависимости от ϵ избыточной проводимости $\Delta\sigma$ исследованных переходов. Поскольку в теории Асламазова–Ларкина $\Delta\sigma$ является экспоненциальной функцией ϵ , использованы логарифмические координаты. Вблизи T_c (T_{\min} в нашем случае) зависимость $\Delta\sigma(\epsilon)$ может быть представлена уравнением теории АЛ для трехмерных (3D) флуктуаций:

$$\Delta\sigma_{AL} = \{e^2/[32\hbar\xi_c(0)]\}\epsilon^{-1/2}, \quad (2)$$

где $\xi_c(0)$ — длина когерентности ВТСП вдоль оси c , т.е. перпендикулярно проводящим плоскостям CuO_2 . На рис. 2(б) это прямые (1) с наклоном $\lambda = -1/2$, отвечающие области 3D-флуктуаций. При увеличении тем-

пературы наблюдается переход (кроссовер) в область 2D-флуктуаций, которая в данном случае может быть описана 2D-уравнением Асламазова–Ларкина:

$$\Delta\sigma_{AL} = \{e^2/[16\hbar d]\}\epsilon^{-1}, \quad (3)$$

где d обычно толщина образца, а в ВТСП $d = 11,7 \text{ \AA}$ — расстояние между проводящими плоскостями. На рис. 2(б) это прямые с наклоном $\lambda = -1,032$ и $-1,4$. Такое поведение в области 2D-флуктуаций типично для поликристаллов, где МТ вклад в $\Delta\sigma$ не наблюдается [29]. Как показано в работах [21,30], флуктуационный МТ вклад наблюдается только в хорошо структурированных ВТСП системах, например в тонких пленках YBCO, получаемых методом лазерного напыления.

Используя измеренные значения температуры кроссовера ϵ_0 , можно определить значения $\xi_c(0)$ в исследуемом образце. Очевидно, что система становится трехмерной, когда длина когерентности, возрастая с уменьшением температуры, связывает проводящие плоскости CuO_2 джозефсоновским взаимодействием [31], т.е. $\xi_c(T) \geq d$. Отсюда находим, что

$$\xi_c(0) = d\epsilon^{1/2}, \quad (4)$$

что дает в два раза большие значения, чем получаемые из формулы теории ХЛ для температуры кроссовера:

$$T_{cr} = T_0 = T_c \{1 + 2(\xi_c(0)/d)^2\}. \quad (5)$$

Рассчитанные по уравнению (4) значения длины когерентности куперовских пар $\xi_c(0)$ для СП переходов при 275 и 252 К составляют соответственно 1,7 и 1,96 \AA , а измеренные температуры кроссовера T_0 — соответственно 298,5 и 274,1 К.

Тот факт, что измеряемая в эксперименте избыточная проводимость может быть описана в рамках классических теорий сверхпроводящих флуктуаций, на наш взгляд, прямо указывает на возможность существования флуктуационных куперовских пар в исследуемом образце при столь высоких температурах. А это, в свою очередь, говорит о том, что в ВТСП действительно наблюдается попытка СП фазового перехода при T_{\min} . В то же время вопрос о том, почему при дальнейшем уменьшении температуры сопротивление образца восстанавливается, остается открытым.

Используя полученные значения $\xi_c(0)$ для обоих СП переходов при 275 и 252 К, согласно выражению $J = (2\xi_c(0)/d)^2$ [29], находим постоянную межплоскостного спаривания J . Для первого и второго переходов она соответственно равна 0,084 и 0,105. Для основных переходов с $T_c = 86,6$ К величина $J = 0,117$.

Для изучения температурной зависимости псевдоцели $\Delta^*(T)$ в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с СП переходом при 86,6 К проведен анализ избыточной проводимости для случая, когда минимумы на зависимости $\rho(T)$ при высоких температурах уже не наблюдались (рис. 1 (кривая 3) и

рис. 3). В работах [14,21,33–35] возможность возникновения псевдощели обуславливалась тем, что при температуре открытия псевдощели T^* в спектре возбуждений образуются так называемые локальные пары, которые конденсируются только при $T_c \ll T^*$, ниже которой возникает когерентность в объеме образца и устанавливается сверхпроводящее состояние. Соответственно, наличие таких пар при $T_c < T < T^*$ должно отражаться на температурной зависимости сопротивления в этой области температур.

На рис. 3 показана температурная зависимость удельного сопротивления ρ для образца $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При высоких температурах (от 300 до 130 К) зависимость $\rho(T)$ хорошо описывается выражением вида $\rho_n = \rho_0 + \alpha T$. Экстраполяция этой зависимости в область низких температур приводит к соотношению $\rho_n = 5,42 + 0,0075T$.

Принимая отклонение сопротивления от линейности ниже T^* как следствие образования при этой температуре локальных пар, мы провели анализ экспериментальных данных в предположении о возникновении добавочной (или избыточной) проводимости $\Delta\sigma$, определяемой уравнением (1), т.е. методом, аналогичным тому, что используется при исследовании флуктуационной добавки к проводимости в сверхпроводниках при температурах, немного превышающих критическую.

На рис. 4 приведены зависимости логарифма избыточной проводимости $\ln \Delta\sigma$ от обратной температуры. Такой подход к анализу $\Delta\sigma(T)$ предложен в работе [20]. Из кривых $\ln \Delta\sigma(1/T)$ видно, что в интервале температур 110–182 К зависимость $\ln \Delta\sigma(1/T)$ уменьшается почти линейно, в соответствии с предложенной в [20] формулой $\ln \Delta\sigma(T) = a + b/T$, т.е.

$$\Delta\sigma = D \exp(b/T), \quad (6)$$

где a, b, D — константы. Экспоненциальная температурная зависимость избыточной проводимости и ли-

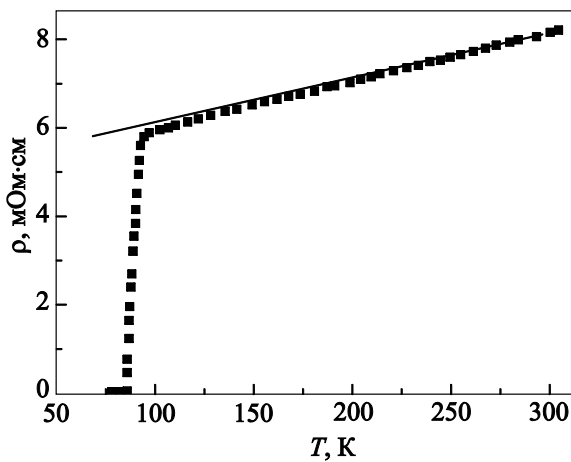


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления ОД $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ от температуры. Сплошная линия — экстраполированная зависимость $\rho_n = 5,42 + 0,0075T$.

нейный участок, характерные для ВТСП, также наблюдались в работах [9,20,36]. Такое характерное поведение зависимостей $\ln \Delta\sigma$ и $\Delta\sigma$ от температуры было достаточно строго проанализировано в [20], и подобная методика теоретического расчета привлечена нами для анализа экспериментальных данных.

В интервале $192 \text{ K} < T < T^* = 280 \text{ K}$ характер уменьшения экспериментальной кривой заметно меняется (рис. 4). Введение множителя $(1 - T/T^*)$ в уравнение (6) [20] позволяет существенно улучшить аппроксимацию экспериментальной кривой в области высоких температур:

$$\Delta\sigma = A (1 - T/T^*) \exp(\Delta^*/T), \quad (7)$$

где Δ^* и A — константы, определяемые при аппроксимации экспериментальных данных.

Тем не менее в работах [9,22] расчет в рамках описанной модели показал, что уравнение (7) не полностью описывает экспериментальные зависимости $\ln \Delta\sigma(T)$, так как не учитывает область флуктуационных куперовских пар вблизи T_c . Это же следует и из нашего анализа. Поэтому в [9,21] в рамках модели локальных пар для параметра псевдощели Δ^* предложено выражение

$$\Delta^*(T) = T \ln \left\{ \frac{A(1-T/T^*)e^2}{\Delta\sigma(T)16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_{c0}^*} \text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)} \right\}. \quad (8)$$

Как и в работах [9,21], рассчитанные нами по выражению $\Delta^*(T) = Q (T^* - T)^{1/2}$ [20] зависимости $\ln \Delta\sigma(T)$ описывают только высокотемпературную часть экспериментальных кривых. Для лучшего совпадения расчета с экспериментом параметр $\Delta^*(T)$ рассчитан по уравнению (8). Как и ожидалось, с учетом локальных пар теория намного лучше описывает эксперимент (рис. 4).

В выражениях (7) и (8) $\Delta\sigma(T)$ — значение избыточной проводимости, определяемое в эксперименте. Для определения длины когерентности куперовских пар

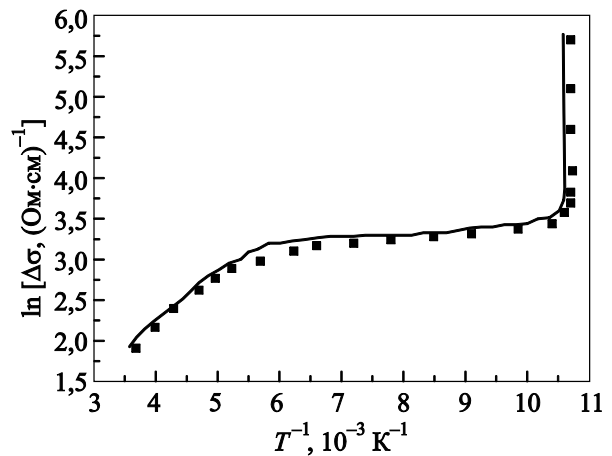


Рис. 4. Зависимость логарифма избыточной проводимости от температуры. Сплошная кривая — аппроксимация экспериментальных данных с учетом уравнения (8).

вдоль оси c , т.е. перпендикулярно проводящим плоскостям CuO_2 , для СП перехода при $T_c = 86,6$ К сначала была найдена критическая температура в приближении среднего поля ($T_c^{mf} = 91,59$ К) из зависимости $\Delta\sigma^{-2}$ от температуры (рис. 5(а)). Далее из зависимости $\ln\Delta\sigma$ от $\ln[(T - T_c^{mf})/T_c^{mf}]$ (рис. 5(б)) получено значение температуры кроссовера $\varepsilon_0 = 0,0295$ ($\ln\varepsilon_0 \approx -3,52$). Согласно уравнению (4), длина когерентности куперовских пар $\xi_c(0) \approx 2$ Å. Отметим, что по-прежнему $\varepsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ и $d = 11,7$ Å, а также $T^* = 280$ К.

Как отмечается в работе [9], преимущество представления экспериментальных данных в координатах $\ln\Delta\sigma(1/T)$ заключается в том, наклон линейного участка кривой, определяемой уравнением (7), чувствителен к $\Delta^*(T_c)$, что позволяет правильно подобрать величину этого параметра. Для определения значения коэффициента A в соотношении (7) константа Δ^* рассчитана при $T = T_c$, т.е. $\Delta^* = \Delta^*(T_c)$. Как отмечено в [9], величина A подбирается таким образом, чтобы совместить

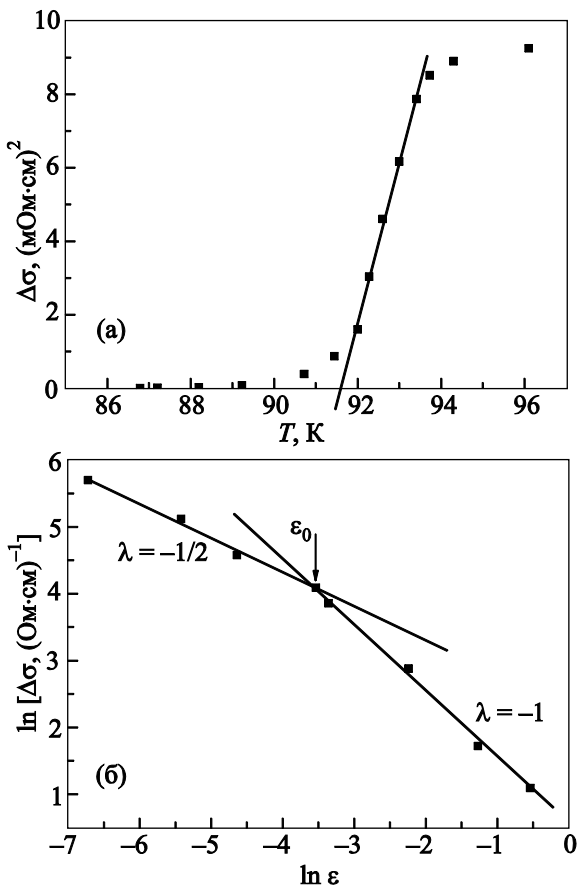


Рис. 5. (а) Температурные зависимости $\Delta\sigma^{-2}$ для основного СП перехода. Сплошная прямая — экстраполяция 3D-области, пересечение которой с осью температур определяет T_c^{mf} . (б) Зависимость $\ln\Delta\sigma$ от $\ln\varepsilon$. Прямые линии — теория АЛ для 3D ($\lambda = -1/2$) и 2D ($\lambda = -1$) флуктуаций. Стрелкой обозначена температура кроссовера.

рассчитанные согласно (7) кривые с экспериментальными данными $\Delta\sigma(T)$ в области 3D-флуктуаций вблизи T_c . Оптимальная аппроксимация в [9] для YBCO достигается при значениях $\Delta^*(T_c)$, определяемых из соотношения $2\Delta^*(T_c)/kT_c \approx 5$. В нашем случае оптимальная аппроксимация достигается при $2\Delta^*(T_c)/kT_c = 5,2$. Таким образом, полученное из соотношения (7) значение $\Delta^*(T_c)$ составляет 225,51 К, соответственно $A = 2,72$.

Рассчитанная согласно уравнению (8) температурная зависимость $\Delta^*(T)$, представленная на рис. 6, была использована для расчета $\Delta\sigma(T)$ по методике, предложенной в работах [9,21] для улучшения совпадения с экспериментом. Как видно на рис. 4, в этом случае рассчитанные значения $\ln\Delta\sigma(1/T)$ хорошо согласуются с экспериментальными данными. Из представленных данных (рис. 6) также видно, что в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ величина псевдощели при уменьшении температуры сначала возрастает, а затем, при приближении температуры к T_c , пройдя через максимум, уменьшается за счет увеличения избыточной проводимости. Такое поведение Δ^* при уменьшении температуры, аналогичное обнаруженному в наших экспериментах (рис. 6), впервые наблюдалось на пленках YBCO [9,21] с разным содержанием кислорода и, по-видимому, является типичным для купратных ВТСП. Таким образом, можно сказать, что, как и в YBCO, в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ возможно образование локальных пар при температурах заметно выше критической $T^* \gg T_c$, что и создает условия для образования псевдощели [11] с последующим установлением фазовой когерентности флуктуационных куперовских пар при $T < T_c$.

Анализ результатов исследований также показал, что длины когерентности куперовских пар (1,7; 1,95 и 2,0 Å), а также величины постоянной межплоскостного спаривания (0,084; 0,105 и 0,117) мало изменяются в процессе эксперимента. Это может служить доказательством правильности проведенного нами анализа и

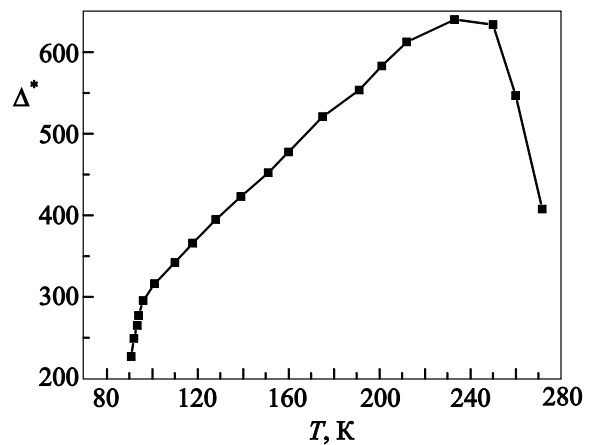


Рис. 6. Температурная зависимость псевдощели Δ^* в ОД $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

подтверждает сделанные выводы о возможности формирования в оптимально допированном $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ флуктуационных куперовских пар при очень высоких температурах.

Заключение

Возможность описания избыточной проводимости $\Delta\sigma$, измеряемой в области обнаруженных в эксперименте минимумов на зависимости $\rho(T)$, в рамках классических теорий сверхпроводящих флуктуаций, на наш взгляд, прямо указывает на возможность образования флуктуационных куперовских пар в исследуемом образце при $T > T_{\min} \gg T_c$. Это позволяет говорить о том, что в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ наблюдается попытка СП фазового перехода при T_{\min} . Этот вывод представляется нам наиболее интересным и значимым результатом наших исследований. В то же время вопрос о том, почему при дальнейшем уменьшении температуры сопротивление образца восстанавливается, остается открытым. Расчет длины когерентности и постоянной межплоскостных спариваний для предполагаемых СП переходов при температурах 275 и 252 К, а также для основного СП перехода при $T = 86,6$ К показал, что значения этих величин практически не меняются, что может служить доказательством правильности проведенного нами анализа. Впервые на основе экспериментальных данных по проводимости и проведенных расчетов было подтверждено образование псевдощели в $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $T_c = 86,6$ К и проведена оценка ее температурной зависимости.

1. Г.Г. Сергеева, А.А. Сорока, *ФНТ* **33**, 864 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 659 (2007)].
2. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 753 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 576 (2006)].
3. Г.Г. Сергеева, *ФНТ* **32**, 761 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 582 (2006)].
4. М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, *ФНТ* **32**, 1488 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1131 (2006)].
5. Е.Б. Амитин, К.Р. Жданов, А.Г. Блинов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков, *ФНТ* **31**, 323 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 241 (2005)].
6. М.В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
7. М.Р. Трунин, *УФН* **175**, 1017 (2005).
8. Л.А. Боярский, *ФНТ* **32**, 1078 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 819 (2006)].
9. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
10. Т. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 161 (1999).
11. А.И. Головашкин, *ВТСП — необычные объекты физики твердого тела*, препринт №10, ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва (2005).
12. L. Taillefer, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 51 (2010).
13. Rui-Hua. He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J.D. Koralek, J.P. Hinton, J.P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, Hong Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R.G. Moore, D.H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T.P. Devereaux, S.A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, and Z.-X. Shen, *Science* **331**, 1579 (2011).
14. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 2 (1996)].
15. А.А. Abrikosov, *Phys. Rev. B* **64**, 104521 (2001).
16. J.L. Tallon and J.W. Loram, *Physica C* **349**, 53 (2001).
17. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
18. L.G. Aslamazov and A.L. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
19. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
20. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
21. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 169 (2009)].
22. В.М. Алиев, С.А. Алиев, С.С. Рагимов, Г.Дж. Султанов, Б.А. Таиров, *ФНТ* **37**, 351 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 273 (2011)].
23. Ю.М. Байков, В.Э. Гасумянц, С.А. Казьмин, В.И. Кайданов, В.И. Смирнов, В.А. Целищев, *СФХТ* **3**, 254 (1990).
24. И.Г. Гусаковская, С.И. Приумова, Л.О. Атовмян, *СФХТ* **3**, 1980 (1990).
25. Б.Я. Сухаревский, Е.О. Цыбульский, Н.Е. Письменова, А.М. Быков, Ф.А. Бойко, Г.Ю. Бочковая, Г.Е. Шаталова, *ФНТ* **14**, 1108 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 608 (1988)].
26. А.В. Леонтьева, Г.А. Маринин, В.М. Свистунов, Б.Я. Сухаревский, *Тез. докл. 2-ой Всесоюз. конф. по ВТСП, Киев*, **3**, 199 (1989).
27. И.Г. Гусаковская, С.И. Приумова, Л.О. Атовмян, *СФХТ* **2**, 61 (1989).
28. К. Maki, *Prog. Theor. Phys.* **39**, 897 (1968); R.S. Tompson, *Phys. Rev. B* **1**, 327 (1970).
29. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.K. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik, and J.M. Graybeal, *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
30. А.Л. Соловьев, Н.-У. Habermeyer, and T. Haage, *ФНТ* **28**, 24 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 17 (2002)].
31. Y.B. Xie, *Phys. Rev. B* **46**, 13997 (1992).
32. А.А. Варламов, Д.В. Ливанов, *ЖЭТФ* **98**, 584 (1990).
33. V.J. Emery, S.A. Kivelson, and O. Zachar, *Phys. Rev. B* **56**, 6120 (1997).
34. V.B. Geshkenbein, L.B. Ioffe, and A.I. Larkin, *Phys. Rev. B* **55**, 3173 (1997).
35. E. Babaev and H. Kleinert, *Phys. Rev. B* **59**, 12083 (1999).
36. А.Ф. Прекул, В.А. Рассохин, А.Б. Рольщиков, Н.И. Щеголихина, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **3**, 381 (1990).

Pseudogap in $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ HTSC material

V.M. Aliev, S.S. Ragimov, and R.I. Selim-zade

The long-life minima on the $\rho(T)$ dependence (at $T_{\min 1} = 275$ K and $T_{\min 2} = 252$ K) in $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T_c = 86,6$ K) have been revealed. It is shown that the observed excess conductivity $\Delta\sigma(T)$ around T_{\min} follows the classic Aslamazov–Larkin fluctuation theory. This suggests that the formation of Cooper electron pairs at $T \gg T_c$ in $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ is quite possible.

The experimental data are used to calculate coherence lengths $\xi_c(0)$, 2D–3D crossover temperature T_{cr} , and interlayer coupling strength. The value and temperature dependence of pseudogap have been calculated for a minimum-free sample which proves to be typical of cuprate HTSC.

PACS: 74.25. F– Transport properties.

Keywords: $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, superconductivity, pseudogap, coherence length, crossover temperature, excess conductivity, interlayer coupling strength.