

## Флуктуационная проводимость в сверхпроводящем соединении $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

В.М. Алиев, Дж.А. Рагимов, Р.И. Селим-заде, С.З. Дамирова, Б.А. Таиров

*Институт физики НАН Азербайджана, пр. Г. Джавида, 131, г. Баку, AZ 1143, Азербайджан*  
E-mail: v\_aliev@bk.ru

Статья поступила в редакцию 20 марта 2017 г., после переработки 17 июля 2017 г.,  
опубликована онлайн 25 октября 2017 г.

Проведено исследование влияния частичного замещения Bi на Pb на механизм избыточной проводимости в поликристаллах Bi–Sr–Ca–Cu–O. Установлено, что частичное замещение Bi на Pb приводит к повышению критической температуры образца  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (B2) по сравнению с  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  (B1) (соответственно  $T_c$  (B2) = 100,09 К и  $T_c$  (B1) = 90,5 К). При этом удельное сопротивление  $\rho$  образца B2 в нормальной фазе по сравнению с B1 уменьшается почти в 1,5 раза. Механизм образования избыточной проводимости в купратных ВТСП  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  и  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  рассмотрен в рамках модели локальных пар с учетом теории Асламазова–Ларкина вблизи  $T_c$ . Определена температура  $T_0$  перехода от 2D флуктуационной области к 3D области (т.е. температура 2D–3D кроссовера). Рассчитаны значения длины когерентности  $\xi_c(0)$  вдоль оси  $c$  флуктуационных куперовских пар. Показано, что частичное замещение Bi на Pb в системе Bi–Sr–Ca–Cu–O приводит к уменьшению  $\xi_c(0)$  в 1,3 раза (соответственно 4,205 и 3,254 Å), а также к сужению как области существования псевдощели, так и области сверхпроводящих флуктуаций вблизи  $T_c$ . Определены температурная зависимость псевдощели  $\Delta^*(T)$  и значения  $\Delta^*(T_c)$ , а также оценены температуры  $T_m$ , отвечающие максимуму температурной зависимости псевдощели в этих материалах. Максимальные значения величины псевдощели в образцах B1 и B2 составляют соответственно 61,06 и 38,18 мэВ.

Проведено дослідження впливу часткового заміщення Bi на Pb на механізм надлишкової провідності в полікристалах Bi–Sr–Ca–Cu–O. Встановлено, що часткове заміщення Bi на Pb призводить до підвищення критичної температури зразка  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (B2) в порівнянні з  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  (B1) (відповідно  $T_c$  (B2) = 100,09 К і  $T_c$  (B1) = 90,5 К). При цьому питомий опір  $\rho$  зразка B2 в нормальній фазі в порівнянні з B1 зменшується майже в 1,5 рази. Механізм утворення надлишкової провідності в купратних ВТНП  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  та  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  був розглянутий в рамках моделі локальних пар з урахуванням теорії Асламазова–Ларкіна поблизу  $T_c$ . Визначено температуру  $T_0$  переходу від 2D флуктуаційної області до 3D області (тобто температура 2D–3D кросовера). Розраховано значення довжини когерентності  $\xi_c(0)$  уздовж осі  $c$  флуктуаційних куперівських пар. Показано, що часткове заміщення Bi на Pb в системі Bi–Sr–Ca–Cu–O призводить до зменшення  $\xi_c(0)$  в 1,3 рази (відповідно 4,205 та 3,254 Å), а також до звуження як області існування псевдощілини, так і області надпровідних флуктуацій поблизу  $T_c$ . Визначено температурну залежність псевдощілини  $\Delta^*(T)$  і значення  $\Delta^*(T_c)$ , а також оцінено температури  $T_m$ , що відповідають максимуму температурної залежності псевдощілини в цих матеріалах. Максимальні значення величини псевдощілини в зразках B1 та B2 складають відповідно 61,06 та 38,18 меВ.

PACS: 74.20.Mn Нетрадиционные механизмы;  
74.72.–h Купратные сверхпроводники;  
74.25.–q Свойства сверхпроводников;  
74.25.Jb Электронная структура.

Ключевые слова: сверхпроводимость, псевдощель, избыточная проводимость, длина когерентности,  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ .

## Введение

Хотя с момента открытия висмутсодержащих высокотемпературных сверхпроводящих материалов прошло более тридцати лет, их синтез представляет собой не решенную до конца задачу. Основными недостатками традиционных методов получения ВТСП материалов этого гомологического ряда являются низкая скорость, неполное завершение твердофазной реакции, а также сложность направленного формирования реальной структуры конечного материала, определяющей его структурно-чувствительные свойства [1,2]. К настоящему времени в системе Bi–Sr–Ca–Cu–O обнаружены три сверхпроводящие фазы с общей формулой  $\text{Bi}_2(\text{SrCa})_{n+1}\text{Cu}_n\text{O}_x$  ( $n = 1, 2, 3$ ), сокращенно обозначаемые по соотношению компонентов Bi:Sr:Ca:Cu как 2201, 2212, 2223. Критическая температура  $T_c$  растет по мере увеличения содержания Ca и Cu и достигает значений 10–35 К, 80–90 К и 100–110 К для фаз 2201, 2212 и 2223 соответственно [1–4].

Известно, что висмутовая ВТСП керамика вызывает большой интерес в связи с существованием в ней фазы с  $T_c > 100$  К. Однако синтез этой фазы — сложная задача, так как наряду с фазой  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , для которой  $T_c > 100$  К, образуются фаза  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  с  $T_c \approx 80$  К, а также несверхпроводящие фазы [1].

Недавно появилась работа [5], посвященная изучению состояния СП перехода на серии монокристаллов  $\text{Pb}_{0,55}\text{Bi}_{1,5}\text{Sr}_{1,6}\text{La}_{0,4}\text{CuO}_{6+\delta}$  (Pb–Bi2201). Результаты исследований по трем различным экспериментальным методикам показали, что помимо стабильного СП перехода наблюдались нестабильные фазовые переходы при  $T^* \cong \cong 132$  К. Авторы приходят к выводу, что по мере снижения температуры ВТСП соединение испытывает два фазовых перехода: вначале появление нестабильного перехода (открытие псевдощели), а затем переход в СП состояние. Однако температурные зависимости флуктуационной проводимости и псевдощели в Pb–Bi2201 не изучались.

Отметим, что  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  — удобный объект для исследований механизма образования избыточной проводимости в купратных соединениях, области существования псевдощели, а также области СП флуктуаций вблизи  $T_c$ . Частичное замещение в составе  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  висмута на свинец приводит к оптимизации условий синтеза образцов и заметному возрастанию объемной доли 2223 в поликристалле [6,7]. Одновременно улучшается структура поликристалла, что следует из анализа избыточной проводимости и псевдощели, приведенного ниже. Присутствие свинца в составе поликристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  и  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  способствует росту отношения  $\text{Cu}^{3+}/\text{Cu}^{2+}$  и, соответственно, к увеличению критической температуры  $T_c$ , а также снижению удельного сопротивления. Это означает, что подобное замещение приводит к росту плотности носителей заряда [8–11].

В последние годы появился цикл работ [12–22], посвященный анализу псевдощелевых эффектов в ВТСП соединениях. Псевдощель (ПЩ) — уникальное явление, характерное для ВТСП с активной плоскостью  $\text{CuO}_2$  (купраты) в области допирования меньше оптимального. Оно проявляется при исследованиях явлений туннелирования, фотоэмиссии, теплоемкости [17,23] и ряда других свойств ВТСП. Предполагается, что при некоторой температуре  $T^* \gg T_c$  ( $T_c$  — критическая температура СП перехода) плотность состояний на поверхности Ферми перераспределяется: на части этой поверхности плотность состояний уменьшается [13,24,25]. Ниже температуры  $T^*$  соединение находится в состоянии с псевдощелью [12–14,24–26]. В этих работах также обсуждаются возможные механизмы проводимости в режимах нормального, сверхпроводящего и псевдощелевого состояний ВТСП.

А.А. Абрикосов считает [27], что ПЩ состояние нельзя рассматривать как некое новое фазовое состояние вещества, поскольку ПЩ не отделена от нормального состояния фазовым переходом. Однако можно согласиться, что при  $T = T^*$  в ВТСП имеет место кроссовер [13,24,25]. Ниже  $T^*$ , в силу не установленных на сегодняшний день причин, плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми начинает уменьшаться [12–14,24,25]. Собственно по этой причине это явление и получило название «псевдощель» [26]. Впервые этот результат был получен в экспериментах по изучению ЯМР в слабодопированной системе Y123, в которой при охлаждении наблюдалось аномальное уменьшение сдвига Найта, прямо связанного в теории Ландау с плотностью состояний на уровне Ферми [25].

Таким образом, цель настоящей работы — изучение нормального состояния в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  и  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  в области температур  $T^* > T > T_c$ , определение их физических характеристик, а также исследование возможности возникновения ПЩ состояния в этих соединениях. Анализ проводился на основе исследования избыточной проводимости выше  $T_c$  в рамках модели локальных пар (ЛП) [12,18,20] с учетом флуктуационной теории Асламазова–Ларкина [28] вблизи  $T_c$ .

Отметим, что в настоящее время благодаря развитию метода ARPES (angle-resolved photoemission spectroscopy) [13,24] стало возможным экспериментальное определение ПЩ состояния ВТСП материалов. Однако модель локальных пар [12,18] позволяет получить информацию также о температурной зависимости ПЩ из анализа избыточной проводимости, определяемой из резистивных измерений.

## Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для выяснения роли замещения Bi на Pb на сверхпроводящие свойства системы Bi–Sr–Ca–Cu–O выбрано исходное соотношение компонентов 2:2:2:3 с целью получения Bi–Pb–Sr–Ca–Cu–O (1,7:0,3:2:2:3).

При синтезе использовались порошкообразные оксиды и карбоксилы  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$ ,  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{CaCO}_3$  и  $\text{CuO}$  чистоты 99,99% [29]. Твердофазная реакция осуществлялась в две стадии: сначала при 1223 К в течение 10 ч синтезировались полупродукты  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  и  $\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ . Остывшую смесь растирали в порошок, добавляли в нее требуемое количество  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  и хорошо перемешивали. Затем смесь прессовали в таблетку, спекание производилось при 1123 К в течение 48 ч с последующей закалкой на воздухе. На основе рентгеновского анализа полученных поликристаллов по методике [30,31] определено процентное содержание основных и сопутствующих побочных фаз (рис. 1). Для образца  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$  (B1) установлено содержание фазы 2212 до 70–80%, с незначительной примесью фазы 2202, и до 20% фазы 2223. Соответственно для образца  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (B2) содержание фазы 2223 составляло до 90%.

Оптимальное количество свинца определено как 28–32% от содержания  $\text{Bi}$  [32], поскольку дальнейшее возрастание концентрации  $\text{Pb}$  ведет к образованию  $\text{Ca}_2\text{PbO}_4$  и приводит к подавлению сверхпроводимости за счет уменьшения количества сверхпроводящей фазы [32,33].

Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  образцов B1 и B2 представлены на рис. 2. Критические температуры СП перехода  $T_c$  определены по максимуму, получаемому при дифференцировании кривой  $\rho(T)$ . Как видно на рис. 1, частичное замещение  $\text{Bi}$  на  $\text{Pb}$  (до 30%) в системе  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  приводит к росту критической температуры соответственно от  $T_{c1} = 90,5$  К (образец B1) до  $T_{c2} = 100,09$  К (образец B2), что подтверждает выводы рентгеновского анализа об определяющем формировании фазы 2223 в образце B2. При этом удельное сопротивление  $\rho$  образца  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  в нормальной фазе по

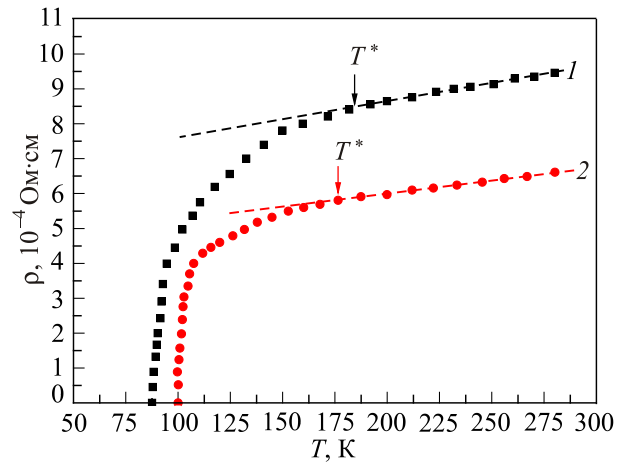


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления образцов B1 (1) и B2 (2).

сравнению с  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$  уменьшается почти в 1,5 раза (табл. 1). Это указывает на улучшение структуры образца, что нашло подтверждение в результатах анализа флуктуационной проводимости и ПЩ.

### Флуктуационная проводимость

Линейный ход температурных зависимостей удельных сопротивлений образцов B1 и B2 в нормальной фазе хорошо экстраполируется выражением  $\rho_n(T) = \rho_0 + kT$ . Значение коэффициентов наклона экстраполяционных прямых  $k = d\rho_n/dT$  для образцов B1 и B2 составляет соответственно 7,55 и 6 мОм·см/К. Эта линейная зависимость, экстраполированная в область низких температур, была использована для определения избыточной проводимости  $\Delta\sigma(T)$  согласно

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

Анализ поведения избыточной проводимости проведен в рамках модели локальных пар [12,34–36].

Предполагая возможность образования локальных пар [12,14,18] в образцах при температурах ниже  $T^* = 184,6$  К (B1) и  $T^* = 176,11$  К (B2), полученные экспериментальные результаты вблизи  $T_c$  проанализированы с учетом возникновения флуктуационных куперовских пар (ФКП) выше  $T_c$ , согласно теории Асламазова–Ларкина (АЛ) [28]. На рис. 3 представлена зависимость логарифма избыточной проводимости образцов B1 (1) и B2 (2) от логарифма приведенной температуры  $\epsilon = (T/T_c - 1)$ . Согласно теории АЛ, а также Хиками–Ларкина (ХЛ), развитой для ВТСП [37], в области  $T > T_c$  (но вблизи  $T_c$ ) происходит флуктуационное спаривание носителей заряда, приводящее к возникновению флуктуационной проводимости (ФЛП). В этой области зависимость избыточной проводимости от температуры в системах  $\text{BiSCCO}$  [38] описывается выражениями

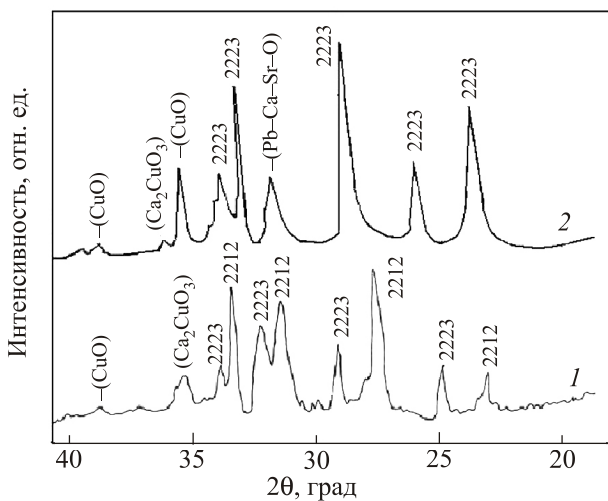


Рис. 1. Рентгенограммы образцов B1 (1) и B2 (2).

Таблица 1. Параметры образцов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  (B1) и  $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (B2)

Образец	$\rho(300\text{ K}), 10^{-4}\text{ Ом}\cdot\text{см}$	$T_c, \text{ K}$	$T^*, \text{ K}$	$T_0, \text{ K}$	$\lambda_{2D}$	$\lambda_{3D}$	$\xi_c(0), \text{ \AA}$	$\Delta^*(T_c), \text{ K}$	$2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$
B1	9,66	90,50	184,60	87,45	-2,17	-0,45	$4,205 \pm 0,2$	244,35	5,40
B2	6,77	100,09	176,11	100	-1,016	-0,46	$3,254 \pm 0,2$	268,24	5,36

$$D\sigma_{AL3D} = C_{3D} \{e^2/[32\hbar\xi_c(0)]\} \varepsilon^{-1/2}, \quad (2)$$

$$D\sigma_{AL2D} = C_{2D} \{e^2/[16\hbar d]\} \varepsilon^{-1} \quad (3)$$

соответственно для области трехмерных (3D) и двумерных (2D) флуктуаций. Скэйлинговые коэффициенты  $C$  служат для совмещения теории с экспериментом [12,38].

Таким образом, по углу наклона  $\alpha$  зависимостей  $\ln \Delta\sigma$  как функции  $\varepsilon = \ln(T/T_c - 1)$  (см. рис. 3) можно выделить области 2D ( $\text{tg } \alpha = -1$ ) и 3D ( $\text{tg } \alpha = -1/2$ ) ФЛП. Значит, можно определить температуру кроссовера  $T_0$  (температуру перехода от  $\Delta\sigma_{2D}$  к  $\Delta\sigma_{3D}$ ) и тангенсы углов наклона зависимостей  $\Delta\sigma(T)$ , отвечающие показателям степени  $\varepsilon$  в уравнениях (2) и

(3). Соответствующие значения параметров, определенные из эксперимента для обоих образцов, приведены в табл. 1.

Анализ данных, приведенных на рис. 3, показал, что замещение в поликристалле B1 висмута на свинец приводит к росту критической температуры, снижению удельного сопротивления, что согласуется с результатами работ [8–11], а также, согласно [22], к росту плотности носителей заряда  $n_f$ . Видно, что для поликристалла B2 значения  $\text{tg } \alpha_{2D} \approx -1$ , а  $\text{tg } \alpha_{3D} \approx -0,5$ , что находится в хорошем согласии в предсказаниями теории АЛ. Эти данные означают, что процесс интеркаляции Pb в поликристалле B2 приводит к улучшению структуры, и образец хорошо описывается в модели локальных пар.

Как показано в ряде работ [12,22,38,39], в области 3D флуктуаций вблизи  $T_c$ , независимо от наличия структурных дефектов, ФЛП в ВТСП всегда описывается 3D теорией АЛ (2). Как видно из табл. 1, для образца B1  $\text{tg } \alpha_{3D} \approx -0,45$ , что близко к значению, ожидаемому из теории АЛ. Однако  $\text{tg } \alpha_{2D} \approx -2.17$  (табл. 1). Такое значение явно не удовлетворяет параметрам теории ФЛП Асламазова–Ларкина, т.е. в области 2D флуктуаций образец B1 не подчиняется теории АЛ. По нашему мнению, такое поведение объясняется присутствием все трех фаз (2203, 2212, 2223) в поликристалле B1 (рис. 1), что может приводить к разбросу расстояний между проводящими плоскостями  $\text{CuO}_2$ . Наличие в составе B1 различных фаз также может создавать неоднородности в структуре образца, о чем свидетельствует высокое  $\rho(T)$ , и, как следствие, наблюдается отклонение от теории. Подчеркнем, что отличие наблюдается именно в области 2D флуктуаций, где  $\Delta\sigma_{AL2D} \sim 1/d$  (уравнение (3)).

Отметим, что в зависимостях  $\Delta\sigma^{-2}(T)$  (рис. 3) отсутствует 2D вклад Маки–Томпсона [12,37], что типично для BiSCCO [38]. Тем не менее по температуре кроссовера  $T_0$ , которой отвечает  $\ln \varepsilon_0$ , по данным рис. 3 можно определить длину когерентности локальных пар вдоль оси  $c$  [12,37–39]:

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}, \quad (4)$$

где  $d \approx 7 \text{ \AA}$  — расстояние между внутренними проводящими плоскостями в 2223-BiSCCO [40]. Соответственно, было получено  $\xi_c(0) = 4,205 \text{ \AA}$  ( $\ln \varepsilon_0 \approx -1,019$ ) для B1 и  $\xi_c(0) = 3,254 \text{ \AA}$  ( $\ln \varepsilon_0 \approx -1,532$ ) для B2, что хорошо согласуется с результатами, полученными для пленок Bi-2223 [37].

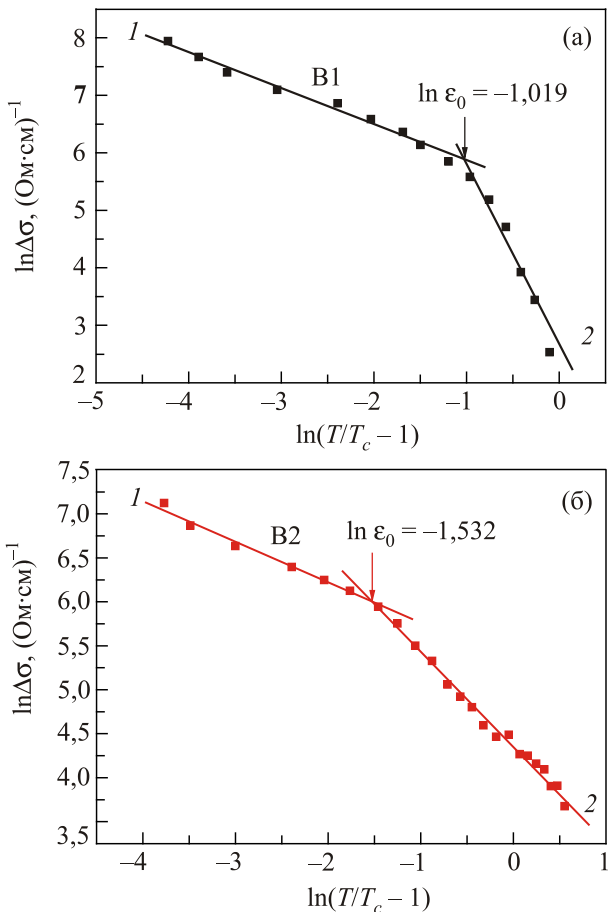


Рис. 3. Зависимости логарифма избыточной проводимости от  $\ln(T/T_c - 1)$  образцов B1 (а) и B2 (б). Сплошные линии — расчет в рамках теории Асламазова–Ларкина.

**Анализ величины и температурной зависимости псевдощели**

Как отмечалось выше, в купратах при  $T < T^*$  происходит уменьшение плотности электронных состояний квазичастиц на уровне Ферми [13,24,25] (причина этого явления до конца не выяснена), что создает условия для образования псевдощели в спектре возбуждений [5,12–14,25] и в конечном итоге приводит к появлению избыточной проводимости. Величина и температурная зависимость псевдощели в исследованных образцах проанализированы в рамках ЛП модели [12,18] с учетом предсказываемого теорией [34–36] для ВТСП перехода от бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) к режиму БКШ при уменьшении температуры в интервале  $T^* < T < T_c$ . Отметим, что избыточная проводимость существует именно в этом интервале температур, где фермионы предположительно образуют пары — так называемые сильносвязанные бозоны (ССБ) [12,14,34–36]. Псевдощель характеризуется некоторым значением энергии связи  $\varepsilon_b \sim \sim 1/\xi_2(T)$ , обуславливающей создание таких пар [34–36], которая уменьшается с температурой, поскольку длина когерентности куперовских пар  $\xi(T) = \xi(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$ , напротив, возрастает при уменьшении  $T$  [41]. Поэтому, согласно ЛП модели, ССБ трансформируются в ФКП при приближении к  $T_c$  (БЭК–БКШ переход), что становится возможным благодаря исключительно малой длине когерентности  $\xi(T)$  в купратах [12,38,42–44].

Из проведенных нами исследований можно оценить величину и температурную зависимость ПЩ на основе температурной зависимости избыточной проводимости во всем интервале температур от  $T^*$  до  $T_c$  согласно [12,18,44]:

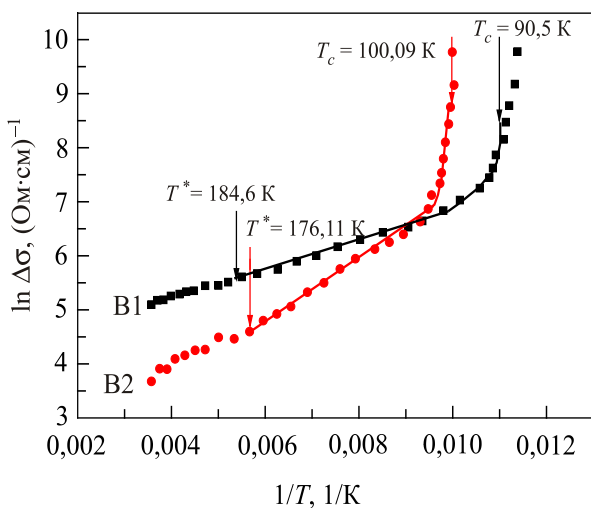


Рис. 4. Зависимости логарифма избыточной проводимости от обратной температуры, сплошные линии — аппроксимация (3) с параметрами, приведенными в тексте.

$$\Delta\sigma(\varepsilon) = \left\{ \frac{A(1-T/T^*)[\exp(-\Delta^*/T)]e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0^*}\text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0^*)} \right\}, \quad (5)$$

где  $1-T/T^*$  определяет число пар, сформированных при  $T \leq T^*$ ;  $\exp(-\Delta^*/T)$  — число пар, разрушаемых тепловыми флуктуациями ниже температуры БЭК–БКШ перехода. Коэффициент  $A$  имеет тот же смысл, что и коэффициенты  $C_{3D}$  и  $C_{2D}$  в уравнениях (2) и (3),  $\varepsilon_0^* \sim 0,2$  для  $\text{Bi}2223$  — параметр теории [45].

Решение уравнения (5) дает величину

$$\Delta^*(T) = T \ln \left\{ \frac{A(1-T/T^*)e^2}{\Delta\sigma(T)16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0^*}\text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0^*)} \right\}, \quad (6)$$

где  $\Delta\sigma(T)$  — определяемая в эксперименте избыточная проводимость.

На рис. 4 представлены зависимости избыточной проводимости образцов В1 и В2 от обратной температуры. Как отмечается в [12,18,45], выбор таких координат обусловлен сильной чувствительностью линейного участка  $\ln \Delta\sigma(1/T)$  к величине  $\Delta^*(T_c)$  в уравнении (5), что позволяет оценить этот параметр с большой точностью (это нужно для нахождения коэффициента  $A$ ). Зависимости  $\Delta\sigma(1/T)$  рассчитаны согласно методике, апробированной в [20]. Как видно на рис. 4, в этом случае значения  $\ln \Delta\sigma(1/T)$ , рассчитанные для обоих образцов с параметрами  $A = 45 \pm 0,1$ ,  $T^* = 184,6$  К,  $\xi_c(0) = 4,205$  Å,  $\varepsilon^* \sim 0,2$  (В1) и  $A = 58 \pm 0,1$ ,  $T^* = 176,11$  К,  $\xi_c(0) = 3,254$  Å,  $\varepsilon^* \sim 0,2$  (В2), хорошо согласуются с экспериментальными данными при соответствующем выборе значения  $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$ , как будет отмечено ниже. Также видно, что линейный характер зависимости  $\ln \Delta\sigma(1/T)$  для образца В1 приходится на интервал

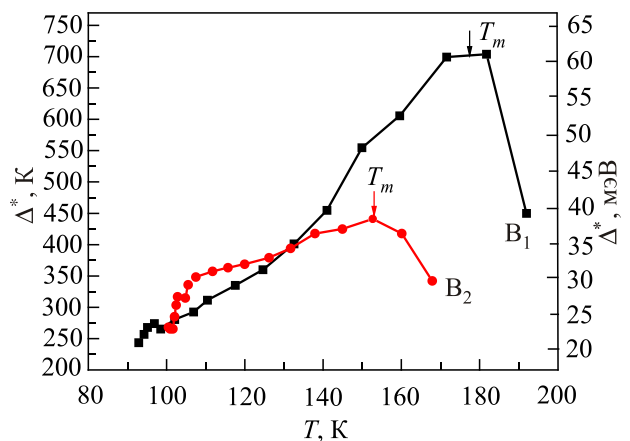


Рис. 5. Температурные зависимости расчетной величины псевдощели образцов В1 и В2 с параметрами, приведенными в тексте. Стрелками обозначены максимальные значения псевдощели.



102–270 К и на 107–176 К для В2. Далее в области  $106 \text{ К} < T < T^*$  зависимости  $\ln \Delta\sigma(1/T)$  отклоняются от линейного хода.

Температурная зависимость и величина параметра псевдощели  $\Delta^*(T)$  (рис. 5) рассчитаны на основе уравнения (6) с параметрами, приведенными выше. Как отмечается в [12,18,20], величина коэффициента  $A$  подбирается из условия совпадения температурной зависимости  $\Delta\sigma(\varepsilon)$  в уравнении (5), полагая  $\Delta^* = \Delta^*(T_c)$ , с экспериментальными данными в области 3D флуктуаций вблизи  $T_c$ . Согласно [46,47], оптимальная аппроксимация для системы Bi–Sr–Ca–Cu–O достигается при значениях  $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c \approx 5-7$ . Для образца В1 значение  $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c = 5,4$ , а для В2  $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c = 5,36$ . В результате из ЛП анализа для В1 получены значения  $A = 45$  и  $\Delta^*(T_c) = 90,5 \cdot 2,7 = 244,35 \text{ К}$ ; для В2 значения  $A = 58$  и  $\Delta^*(T_c) = 100,09 \cdot 2,68 = 268,24 \text{ К}$ , что согласуется с данными эксперимента (рис. 5).

Как показано на рис. 5, максимальное значение величины псевдощели для В1 составляет  $\Delta_m^* \approx 61,06 \text{ мэВ}$  ( $\Delta^*(T_m) \approx 702 \text{ К}$ ,  $T_m = 178,28 \text{ К}$ ), для В2  $\Delta_m^* \approx 38,18 \text{ мэВ}$  ( $\Delta_m^* \approx 439,12 \text{ К}$ ,  $T_m \approx 152,5 \text{ К}$ ).

Купрат Bi-2223 имеет три проводящие плоскости CuO<sub>2</sub> на элементарную ячейку, причем даже в режиме оптимального допирования внешние плоскости передопированы, а внутренняя недоопирована [48]. В ЛП модели предполагается, что  $\Delta^*(T_c) = \Delta_{SC}(0)$  [12,18,49], где  $\Delta_{SC}(0)$  — значение СП щели при  $T \rightarrow 0 \text{ К}$ . Полученные из ЛП анализа значения для образца В1  $\Delta^*(T_c) \approx 21,2 \text{ мэВ}$  ( $\approx 244,35 \text{ К}$ ), для образца В2  $\Delta^*(T_c) \approx 23,5 \text{ мэВ}$  ( $\approx 268,24 \text{ К}$ ) хорошо согласуются с величинами «эффективной» сверхпроводящей щели  $\Delta_{SC}^{OP} \sim 20,14$  и  $22,32 \text{ мэВ}$ , полученными из андреевских спектров N–S контактов с Bi-2223 от внешних (ОР) плоскостей. Фактически  $\Delta_{SC}^{OP}$  — значение  $d$ -волновой энергетической щели в плоскостях ОР [48].

Таким образом, можно предположить, что в Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> и Bi<sub>1,7</sub>Pb<sub>0,3</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>, ПЩ формируется за счет  $d$ -волновой энергетической щели в ОР CuO<sub>2</sub> плоскостях. Из представленных на рис. 5 данных также видно, что с понижением  $T$  величина псевдощели сначала возрастает, затем, пройдя через максимум, уменьшается. Это уменьшение обусловлено трансформацией ССБ в ФКП в результате БЭК–БКШ перехода, сопровождающейся увеличением избыточной проводимости при  $T \rightarrow T_c$ . Такое поведение  $\Delta^*$  с понижением температуры впервые было обнаружено на пленках YBCO [12,18] с разным содержанием кислорода, что, по-видимому, является типичным для купратных ВТСП [20]. Таким образом, в исследованных нами Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>x</sub> и Bi<sub>1,7</sub>Pb<sub>0,3</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>, как и в YBCO, возможно образование локальных пар носителей заряда при  $T \gg T_c$ , что создает условия для образования псевдощели [12–14] с последующим установлением

фазовой когерентности флуктуационных куперовских пар при  $T < T_c$  [46,47].

Отметим, что для В1  $\Delta^*(T_m) \approx 61,06 \text{ мэВ}$  ( $\Delta^*(T_m) \approx 702 \text{ К}$ ,  $T_m = 178,28 \text{ К}$ ), что заметно больше, чем типичные значения щели для Bi-2223 [48]. Полученный результат позволяет говорить о том, что анализ избыточной проводимости в рамках ЛП модели в данном случае не применим. По нашему мнению, подавление локальных пар в поликристалле Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> обусловлено тем, что в процессе синтеза в образце образовывались все три (2202, 2212 и 2223) фазы. Содержание фазы 2212 составляет около 70–80%.

В то же время вблизи  $T_c$  для образца В1 получено  $\Delta^*(T_c) \approx 21,2 \text{ мэВ}$  ( $\Delta^*(T_c) \approx 244,35 \text{ К}$ ), что близко к типичным значениям щели в Bi-2223 [46]. Этот результат говорит о том, что, несмотря на сильное влияние многофазности состава образца В1, вблизи  $T_c$  всегда наблюдается область сверхпроводящих флуктуаций, в которой формируются некогерентные ФКП [12], а флуктуационная проводимость описывается 3D уравнением теории АЛ [28] (рис. 3). Это также подтверждает вывод о том, что перед резистивным переходом ВТСП всегда переходит в 3D состояние (трехмеризуется) [12].

### Заключение

Проведенные исследования и анализ показали, что избыточная проводимость  $\Delta\sigma(T)$  в Bi<sub>1,7</sub>Pb<sub>0,3</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> в интервале температур  $T_c < T < T^*$  удовлетворительно описывается в рамках модели локальных пар [12,18]. Замещение висмута на свинец в висмутовых ВТСП приводит к заметному уменьшению сопротивления. В то же время происходит сужение температурных областей реализации ПЩ и ФЛП, а также уменьшение длины когерентности куперовских пар.

Результат анализа псевдощелевого состояния Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> методом избыточной проводимости показал, что модель локальных пар в данном случае не применима. По нашему мнению, подавление локальных пар обусловлено тем, что в результате синтеза в составе ВТСП материала образовывались все три фазы (2202, 2212 и 2223).

При  $T \rightarrow T_c$  поведение  $\Delta\sigma(T)$  обоих образцов подчиняется теории Асламазова–Ларкина для 2D и 3D флуктуаций [28,37]. Таким образом, перед переходом в сверхпроводящее состояние всегда реализуется область сверхпроводящих флуктуаций в виде ФКП, в которой  $\Delta\sigma(T)$  описывается уравнением (2) для 3D сверхпроводников (т.е. перед СП переходом ВТСП всегда трехмеризуется).

Полученные значения ПЩ в  $T_c$  для Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>  $\Delta^*(T_c) \approx 21,2 \text{ мэВ}$  ( $\approx 244,35 \text{ К}$ ) и для образца Bi<sub>1,7</sub>Pb<sub>0,3</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>  $\Delta^*(T_c) \approx 23,5 \text{ мэВ}$  ( $\approx 268,24 \text{ К}$ ) хорошо согласуются с величиной «эффективной» сверхпроводящей щели  $\Delta_{SC}^{OP} \sim 20,14 \text{ мэВ}$  и  $22,32 \text{ мэВ}$ , полученной из андреевских спектров для Bi-2223 [48]. Таким

образом, можно предположить, что в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  и  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  ПЩ формируется за счет преобразования  $d$ -волновой СП энергетической щели во внешних  $\text{CuO}_2$  плоскостях в соответствующую щель флуктуационных куперовских пар выше  $T_c$ .

Авторы статьи выражает благодарность профессору А.Л. Соловьеву за активное участие в обсуждении результатов, позволившее осветить многие аспекты исследуемой проблемы.

1. В.Д. Горобченко, А.В. Иродова, М.В. Жарников, О.А. Лаврова, Г.В. Ласкова, Г.В. Пилягин, *СФХТ* **2**, №7, 55 (1989).
2. И.Ф. Кононюк, В.В. Вашук, Л.В. Махнач, Ю.Г. Зонов, *СФХТ* **2**, №7, 77 (1989).
3. J.B. Torrance, Y. Tokura, S.L. LaPlaca, T.C. Huang, R.J. Savoy, and A.I. Nazzal, *Solid State Commun.* **66**, 703 (1988).
4. T. Kondo, Y. Hamaya, A.D. Palczewski, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, J. Schmalian, A. Kaminski, *Nat. Phys.* **7**, No. 1, 21 (2011).
5. R.-H. He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J.D. Koralek, J.P. Hinton, J.P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, H. 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).
6. P. Upadhyay, S. Rao, K. Nagpal, and R. Sharma, *Mat. Res. Bull.* **27**, №5, 109 (1992).
7. W. Lo and B.A. Glowacki, *Cryogenics* **32**, 544 (1992).
8. A. Oota, A. Kirihigashi, Y. Sasaki, and K. Ohba, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 2289 (1988).
9. W. Yugui, J. Xiping, W. Jinsong, W. Nanling, and H. Guchang, *Int. J. Mod. Phys. B* **3**, 595 (1989).
10. G. Padam, R. Tripathi, M. Sharma, D.K. Suri, S.U.M. Rao, K.C. Nagpal, and B.K. Das, *Solid State Commun.* **80**, 271 (1991).
11. M. Awan, M. Maqsood, A. Maqsood, M. Arshad, S.A. Mirza, and S.A. Siddiqui, *J. Mater. Sci. Lett.* **13**, 1198 (1994).
12. A.L. Solovjov, *Superconductors — Materials, Properties and Applications. Chapter 7: Pseudogap and Local Pairs in High- $T_c$  Superconductors*, A.M. Gabovich (ed.), Rijeka: InTech (2012), p. 137.
13. A.A. Kordyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 417 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 319 (2015)].
14. R. Peters and J. Bauer, *Phys. Rev. B* **92**, 014511 (2016).
15. М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, *ФНТ* **32**, 1488 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1131 (2006)].
16. 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)].
17. М.В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
18. М.Р. Трунин *УФН* **175**, 1017 (2005).
19. Л.А. Боярский, *ФНТ* **32**, 1078 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 819 (2006)].
20. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 753 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 576 (2006)].
21. Г.Я. Хаджай, Н.Р. Вовк, Р.В. Вовк, *ФНТ* **40**, 630 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 488 (2014)].
22. A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, and A. Chreneos, *Physica C* **501**, 24 (2014).
23. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 161 (1999).
24. T. Kondo, A.D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 157003 (2013).
25. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
26. N.F. Mott, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 677 (1968).
27. A.A. Abrikosov, *Phys. Rev. B* **64**, 104521 (2001).
28. L.G. Aslamazov and A.L. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
29. А.В. Эйнуллаев, П.Г. Рустамов, Г.М. Нифтиев, В.М. Алиев, *Тематический сборник научных трудов Бакинского Гос. Университета*, Азерб. Респ. (1990), с. 14.
30. А.С. Ванецев, Н.Н. Олейников, Е.А. Гудилин, А.В. Кнотько, А.Н. Баранов, Ю.Д. Третьяков, *Журн. Неорг. Хим.* **45**, 1100 (2000).
31. С.С. Горелик, Ю.А. Скаков, Л.Н. Расторгуев, *Рентгенографический и электронно-оптический анализ*, МИСИС, Москва (1994), с. 109.
32. H. Sasakura, S. Minamigawa, K. Nakahigashi, M. Kogachi, S. Nakanishi, N. Fukuoka, M. Yoshikawa, S. Noguchi, K. Okuda, and A. Yanase, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, №7, 1163 (1989).
33. Y. Iwai, M. Takata, T. Yamashita, M. Ishii, and H. Koinuma, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, 1518 (1989).
34. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 376 (1996)].
35. R. Haussmann, *Phys. Rev. B* **49**, 12975 (1994).
36. J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev. B* **57**, 13406 (1998).
37. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
38. W. Lang, G. Heine, W. Kula, and R. Sobolewski, *Phys. Rev. B* **51**, 9180 (1995).
39. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik, and J.M. Graybeal, *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
40. P. Villers, R.A. Doyle, and V.V. Griidin, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 9401 (1992).
41. P.G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin, Inc., New York–Amsterdam (1966), p. 280.
42. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70** (25), 3995 (1993).
43. *The Physics of Superconductors. Vol. 1: Conventional and High- $T_c$  Superconductors*, K.H. Bennemann and J.B. Katterson (eds.), Springer, Berlin (2003).
44. B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
45. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).

46. В.В. Флорентьев, А.В. Инюшкин, А.И. Талденков, О.К. Мельников, А.Б. Быков, *СФХТ* **3**, 2303 (1990).
47. Ya. Popomarev, M. Mikheev, M. Sudakova, S. Tchesnokov, and S. Kuzmichev, *Phys. Status Solidi C* **6**, 2072 (2009).
48. А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, *ФТВД* **24**, № 2, 52 (2014).
49. J. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce, and T.R. Lemberger, *Phys. Rev. B* **68**, 024520 (2003).

### Fluctuation conductivity in the superconducting compound $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

V.M. Aliev, J.A. Ragimov, R.I. Selim-zade, S.Z. Damirova, and B.A. Tairov

The influence of the partial substitution of Bi by Pb on the mechanism of excess conductivity in the Bi–Sr–Ca–Cu–O system is studied. It was found that partial substitution of Bi for Pb leads to an increase in the critical temperatures of the sample  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (B2) in comparison with  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  (B1) ( $T_c(\text{B2}) = 100.09$  K and  $T_c(\text{B1}) = 90.5$  K, respectively). Simultaneously, the resistivity  $\rho$  of  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  in the normal state decreases and is a factor of  $\approx 1.5$  smaller than that found for  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ . The mechanism of formation of excess conductivity in cuprate HTSC  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  and  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  was con-

sidered within the framework of the local pair model with allowance for the Aslamazov–Larkin theory near  $T_c$ . The temperature  $T_0$  of the transition from the 2D fluctuation region to the 3D region (i.e., the temperature of the 2D–3D crossover) is determined. The values of the coherence length  $\xi_c(0)$  along the  $c$  axis of the fluctuating cooper pairs are calculated. It is shown that the partial substitution of Bi for Pb in the Bi–Sr–Ca–Cu–O system leads to a 1,3-fold decrease in  $\xi_c(0)$  (4.205 and 3.254 Å, respectively), and also to shrinking of both the region of the pseudogap existence, and the region of superconducting fluctuations near  $T_c$ . The temperature dependence of the pseudogap  $\Delta^*(T)$  and the value of  $\Delta^*(T_c)$  are determined, and the temperatures  $T_m$ , corresponding to the maximum on temperature dependences of pseudogap in these materials, are estimated. The maximum value of the pseudogap in the samples  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  and  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  is found to be 61.06 and 38.18 meV, respectively.

PACS: 74.20.Mn Nonconventional mechanisms;  
**74.72.-h** Cuprate superconductors;  
**74.25.-q** Properties of superconductors;  
 74.25.Jb Electronic structure.

Keywords: superconductivity, pseudogap, excess conductivity, coherence length,  $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ .