

Нелинейные эффекты в проводимости слаболегированных купратов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в антиферромагнитном состоянии при низких температурах

Н.В. Далакова, **Б.И. Белевцев**, Е.Ю. Беляев, А.С. Панфилов

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

Н.П. Бобрышева, А.А. Селютин

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет», химический факультет
г. Санкт-Петербург, 198504, Россия*

Статья поступила в редакцию 12 августа 2013 г., после переработки 27 сентября 2013 г.

Исследована низкотемпературная проводимость антиферромагнитных купратов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, полученных методом твердофазного синтеза. Концентрация стронция в исследованных образцах составляла 0,01, 0,005 и 0,001. В области температур $T < 100$ К для всех образцов механизм проводимости соответствовал прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для трехмерных систем. При $T > T_N$ (T_N — температура Нееля) наблюдался переход к металлическому типу проводимости. Обнаружены нелинейные эффекты низкотемпературной проводимости, магнитосопротивления, а также управляемое током отрицательное дифференциальное сопротивление. Установлено, что нелинейные эффекты проводимости усиливаются по мере понижения концентрации стронция. При температуре ниже 10 К обнаружен эффект положительного магнитосопротивления. Предполагается, что магниторезистивное поведение образцов при $T < 10$ К может быть связано с образованием новой низкотемпературной магнитной фазы (волны спиновой плотности).

Досліджено низкотемпературну провідність антиферомагнітних купратів $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, які отримано методом твердофазного синтезу. Концентрація стронцію в досліджених зразках становила 0,01, 0,005 та 0,001. В області температур $T < 100$ К для всіх зразків механізм провідності відповідав стрибковій провідності із змінною довжиною стрибка для трьохвимірних систем. При $T > T_N$ (T_N — температура Нееля) спостерігався перехід до металевого типу провідності. Виявлено нелінійні ефекти низько температурного опору, магнітоопору, а також керований струмом негативний диференціальний опір. Встановлено, що нелінійні ефекти провідності посилюються зі зниженням концентрації стронцію. При температурі нижче 10 К виявлено ефект позитивного магнітоопору. Передбачається, що така поведінка магнітоопору зразків при $T < 10$ К може бути пов'язана з утворенням нової низькотемпературної магнітної фази (хвилі спінової щільності).

PACS: **74.25.F-** Транспортные свойства;
72.20.Ee Край подвижности; прыжковый транспорт;
72.20.Nt Сильные поля и нелинейные эффекты.

Ключевые слова: купратные сверхпроводники, прыжковая проводимость, структурная неоднородность, нелинейные эффекты проводимости.

Введение

С момента открытия высокотемпературной сверхпроводимости изучение купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) — одна из приоритетных фундаментальных проблем физики твердого тела. В течение длительного времени (более 25 лет) основное внимание при исследовании ВТСП купратов было направлено на поиски механизма высокотемпературной сверхпроводимости. Несмотря на значительный прогресс в этой области, точная природа сверхпроводимости в этих соединениях все еще недостаточно ясна. В последние годы более пристальное внимание привлекают купраты в недодопированном состоянии. Ожидается, что их необычные свойства, такие как эволюция псевдощелевого состояния [1] или изменение динамической длины когерентности несоизмеримых спиновых флуктуаций с изменением уровня допирования [2], могут дать ключ к пониманию природы высокотемпературной сверхпроводимости. Многочисленные эксперименты по нейтронному рассеянию и фотоэмиссии дают подробную информацию об эволюции спиновой и электронной подсистем по мере увеличения концентрации носителей заряда в оксидах меди. Тем не менее механизм перехода изолятор–металл в этих системах продолжает оставаться предметом обсуждения. На сегодняшний день общепризнано, что свойственное купратам фазовое разделение (ФР) [3] создает оптимальные условия для перехода из диэлектрического в нормальное и в сверхпроводящее состояния. Однако единого мнения относительно механизма и характера ФР в купратах до сих пор не выработано. В различных работах предлагаются самые разнообразные модели: сверхпроводящие капли в диэлектрической матрице [4,5], страйпы [6,7] и более сложные механизмы [8].

Для того чтобы получить более ясное представление о том, по какому сценарию происходит переход из состояния моттовского изолятора к металлическому типу проводимости, необходимы систематические исследования транспортных свойств купратов в антиферромагнитном (АФМ) состоянии с низким содержанием примеси. Наиболее полные исследования слабодопированных купратов известны для системы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Предельно низкая концентрация стронция во всех известных нам случаях составляет $x = 0,01$. Однако основная часть исследований слабодопированного $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в диэлектрическом состоянии была выполнена для $x \geq 0,02$, когда дальний АФМ порядок уже разрушен и имеют место только сильные АФМ корреляции.

В настоящей работе исследована низкотемпературная проводимость керамических образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с более низким содержанием стронция: $x = 0,001$; $0,005$; $0,01$. Целью работы является изучение нелиней-

ных эффектов проводимости при низких температурах. Основное внимание при этом уделяется возможному влиянию на низкотемпературную проводимость структурного беспорядка, связанного с неравномерным пространственным распределением примеси стронция. Исследование механизмов возникновения нелинейных эффектов в проводимости ВТСП представляет интерес не только для решения фундаментальных проблем физики высокотемпературной сверхпроводимости, но и для решения ряда прикладных задач. Например, для технических приложений необходимы системы, у которых на кривых вольт-амперных характеристик (ВАХ) имеется участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Поискам условий возникновения ОДС, а также поиском систем, в которых эти условия могут быть реализованы, посвящено достаточно большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ. Известно, что одним из условий возникновения ОДС является наличие примесей, дефектов или какого-либо рода неоднородностей, создающих на микроскопическом уровне неоднородное распределение электрического поля внутри образца. В связи с этим перспективен поиск ОДС в низколегированных керамических ВТСП купратах. Вследствие свойственного купратам термодинамического ФР эти соединения обладают так называемыми *intrinsic* неоднородностями, обусловленными внутренней природой сильно коррелированного состояния их электронной системы.

Родительским соединением $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ является купрат лантана стехиометрического состава La_2CuO_4 , который представляет собой жесткий АФМ изолятор Мотта–Хаббарда с температурой Нееля $T_N \approx 320$ К [9]. Легирование La_2CuO_4 избыточным кислородом или частичное замещение атомов лантана атомами двухвалентных щелочноземельных металлов (Ca, Sr или Ba) создает носители заряда (дырки) и приводит к подавлению дальнего АФМ порядка (уменьшению T_N). Согласно фазовой диаграмме [10], при $x < 0,05$ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ остается диэлектриком. В низкотемпературном пределе ($T \rightarrow 0$) АФМ упорядочение сохраняется до концентрации стронция $x = 0,02$. Область концентраций $0,02 < x < 0,05$ является областью сильных АФМ корреляций.

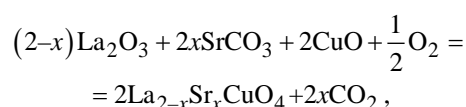
Ранее нами была исследована проводимость монокристаллических образцов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ в АФМ состоянии [11–15]. Значения T_N этих образцов находились в довольно широкой области температур от 160 до 290 К. В работах [11–15] отмечены аномалии низкотемпературного поведения проводимости, которые были интерпретированы как проявление конкуренции локализации и проводимости (или сверхпроводимости), связанной с эффектом ФР на АФМ фазу с $\delta = 0$ и обогащенную кислородом ($\delta > 0$) сверхпроводящую фазу. Как обсуждается в [11], ФР в купратах $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, скорее всего, не сводится к действию одного конкретного

механизма. Характер ФР может зависеть от различных обстоятельств, в том числе и от степени допирования. Результаты проведенных нами исследований продемонстрировали возможность выявления структурной неоднородности в ВТСП на основе известных эффектов конкуренции локализации и сверхпроводимости в неоднородных системах [11–15]. Такого же рода структурные неоднородности можно ожидать и в слаболегированных купратах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

Мы предполагаем, что из-за очень низкой концентрации стронция помимо обычной (intrinsic) неоднородности, обусловленной ФР, в исследуемых образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ может проявиться неустраняемая неоднородность, связанная с внешним (extrinsic) фактором. Как было показано в [16], последний тип неоднородности зависит от технологии синтеза и плохо контролируется в системах с низким уровнем легирования. Обычные методы контроля (рентгеновская дифракция, электронная микроскопия) недостаточно точны для регистрации неоднородности в таких системах. В то же время резистивные, магниторезистивные и магнитные свойства очень чувствительны к любым флуктуациям в распределении примеси, поэтому эти свойства могут критическим образом зависеть от таких показателей, как температура и время синтеза, температура отжига или скорость повышения температуры. Чтобы избежать неконтролируемого изменения свойств в результате незначительных изменений в условиях синтеза, все исследованные образцы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ были приготовлены по одной технологии в одном технологическом цикле. В связи с тем, что свойства оксидов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в значительной степени определяются условиями синтеза, а общего мнения относительно оптимальных условий синтеза этих оксидов до сих пор нет, следует подробнее остановиться на методике приготовления образцов.

Методика приготовления образцов

Образцы изготовлены и протестированы на кафедре магнетохимии Санкт-Петербургского университета. Керамические образцы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ получены стандартным методом твердофазного синтеза. Для получения оксидов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ использовали реагенты марки «ОСЧ». Стехиометрическую смесь исходных реагентов (оксид лантана и карбонат стронция) предварительно прокаливали на воздухе при $T = 1073$ К для удаления адсорбированной воды и углекислого газа. Результаты измерения магнитной восприимчивости и данные эмиссионного спектрального анализа свидетельствовали об отсутствии в исходных реагентах ферромагнитных примесей, которые могут исказить результаты измерений. Стехиометрическую смесь соответствующих оксидов и карбонатов, рассчитанных по уравнению реакции



тщательно перетирали в яшмовой ступке в течение 1,5 ч. Затем из полученной смеси методом холодного прессования в пресс-форме из органического стекла изготавливали таблетки. Таблетки помещали в корундовые тигли и прокаливали на воздухе в муфельной печи при температуре 850 °С в течение 18 ч. Поскольку ранее было установлено [17], что быстрый подъем температуры приводит к расплавлению исходной смеси компонентов (оксид меди II ($3d^9$) распадается на Cu_2O и O_2), первую стадию прокаливания проводили при медленном повышении температуры со скоростью 0,5 град/мин. Более низкая, чем принято, температура синтеза (850 °С) на первой стадии была выбрана для того, чтобы обеспечить разложение карбоната стронция и уменьшить при этом риск расплавления образцов. После первой стадии синтеза был проведен рентгенофазовый анализ (РФА) образцов с использованием картотеки X-Ray Diffraction Data Cards, ASTM. Согласно данным РФА, помимо линий отражения, отвечающих стандартной структуре типа K_2NiF_4 , на дифрактограммах дополнительно наблюдались две интенсивные линии, соответствующие исходному оксиду лантана. Это означало, что на первой стадии синтеза в процессе твердофазной реакции сложные оксиды уже образовались, но реакция еще не завершена. Поэтому дальнейшее прокаливание проводили при более высокой температуре. На второй стадии синтеза скорость повышения температуры не изменилась, а температура прокаливания составила 920 °С (4 ч). Далее температуру синтеза повысили до 950 °С (время прокаливания при 950 °С составило 20 ч) и до 960 °С (время прокаливания при 960 °С — 24 ч). В результате общее время прокаливания на второй стадии синтеза составило 48 часов.

После второй стадии синтеза, согласно данным РФА, на дифрактограммах наблюдались только линии отражения, отвечающие структуре типа K_2NiF_4 . Параметры элементарной ячейки полученной структуры составили: $a = 3,8$ Å, $c = 12,19$ Å (для $\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$) и $a = 3,73$ Å, $c = 12,25$ Å (для $\text{La}_{1,99}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$). Указанные значения параметров согласуются с данными картотеки Powder Diffraction Files (PDF) для тетрагональной слоистой структуры K_2NiF_4 и с литературными данными для этой структуры. Таким образом, согласно данным РФА, сложные оксиды, полученные в данной работе, являются гомогенными и имеют тетрагональную перовскитоподобную структуру типа K_2NiF_4 . Микроструктуру, элементный состав образцов и состав отдельных фаз определяли методами сканирующей электронной микроскопии на микроскопе Cam Scan. Погрешность определения содержания элементов варьировалась в зависимости от атомного номера элемента и в среднем

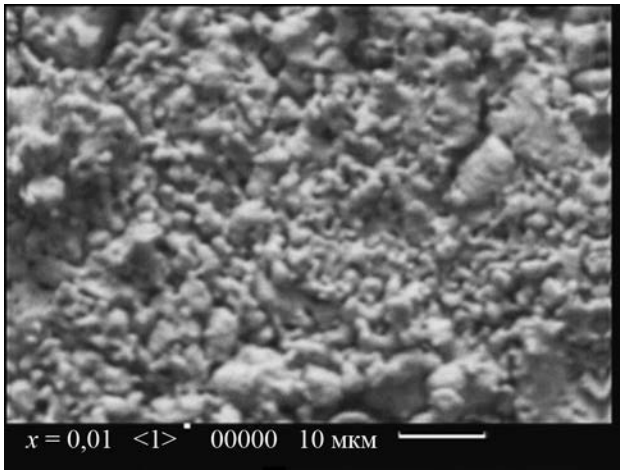


Рис. 1. Микрофотография керамического образца $\text{La}_{1,99}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$, полученная с использованием сканирующего электронного микроскопа.

составляла $\pm 0,3$ масс.%. Излучателем служил вольфрам мощностью 20 кэВ. Диаметр пучка излучения составлял 1 мкм. Глубина проникновения излучения 3–5 мкм. Характерная микрофотография образца $\text{La}_{1,99}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$, полученная с использованием сканирующего электронного микроскопа, представлена на рис. 1. Видно, что средний размер зерна керамики составляет менее 1 мкм. Пучок излучения сканировал всю поверхность образца с последующим интегральным анализом. Воспроизводимость результатов анализа в нескольких точках образца свидетельствует об их высокой надежности. Содержание меди и лантана определяли на EDS спектрометре LINK AN-10000. Содержание стронция определяли с помощью высокочувствительного WDS спектрометра MIKROSPIC в пяти участках образца. В табл. 1 приведены результаты микрорентгеноспектрального анализа трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x = 0,001$; 0,005; 0,01.

Данные, представленные в табл. 1, показывают, что в образце $\text{La}_{1,99}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$ содержание стронция соответствует заданному значению ($x = 0,01$), а в образцах $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ и $\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$ содержание стронция в пробных участках составляет около 0,002. Это говорит о том, что пространственное распределение стронция в образцах с $x = 0,005$ и $x = 0,001$ более неоднородно и степень структурного беспорядка в этих образцах выше, чем в образцах с $x = 0,01$.

Полученные в результате синтеза таблетки $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ диаметром около 10 мм с помощью алмаз-

ной фрезы были разрезаны на образцы, имеющие форму параллелепипеда. Длина образцов составляла 7–8 мм, сечение примерно $2 \times 1,5$ мм. Для этих образцов были выполнены измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости и резистивные измерения в нулевом и в конечном магнитном поле.

Результаты измерений

Измерение температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ было выполнено с использованием магнитометра Фарадея в магнитном поле 0,83 Тл. Температура перехода в АФМ состояние, определенная по положению пика на кривой $\chi(T)$, составила 212, 265 и 193 К для образцов с концентрацией стронция x , равной 0,001, 0,005 и 0,01 соответственно (рис. 2). Зависимости $\chi(T)$ на рис. 2 показывают, что переход в АФМ состояние размыт по температуре, что свидетельствует о некоторой магнитной неоднородности образцов. Сопоставление полученных значений температуры перехода в АФМ состояние с известной фазовой диаграммой $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [10] (рис. 3) показало, что для образцов $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ переход в АФМ состояние происходит при существенно более низкой температуре (212 К), чем это следует из фазовой диаграммы. В то же время магнитное состояние образцов с более высоким содержанием стронция ($x = 0,005$ и $x = 0,01$) отвечает фазовой диаграмме. В целях выяснения степени магнитной однородности образцов измерения магнитной восприимчивости были

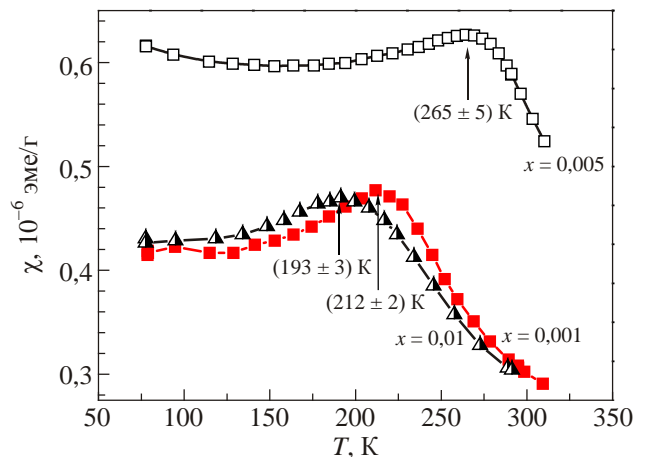


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в магнитном поле 0,83 Тл.

Таблица 1. Средние значения содержания CuO, La_2O_3 , SrO и среднеквадратичные отклонения от среднего значения (СКОС) Sr для трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

Образец	CuO	La_2O_3	SrO	СКОС Sr	Сумма
$\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$	1,03	1,97	0,0020	0,0003	3,00
$\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$	1,01	2,00	0,0019	0,0002	3,00
$\text{La}_{1,99}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$	0,97	2,02	0,01	0	3,00

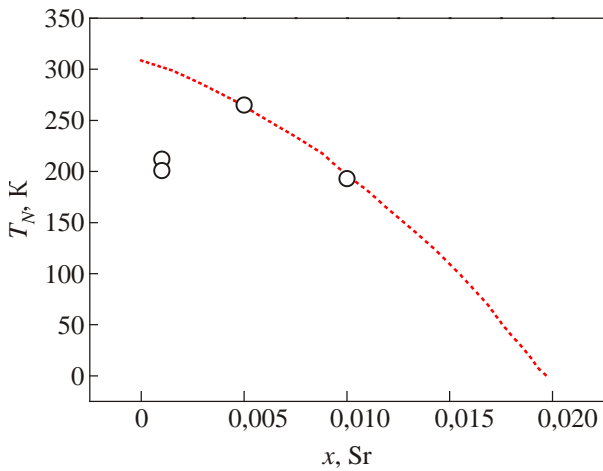


Рис. 3. Зависимость температуры Нееля T_N от концентрации стронция. Пунктирная линия соответствует положению линии фазового перехода в АФМ состояние на фазовой диаграмме [10]. Точки соответствуют экспериментальным значениям T_N , полученным в настоящей работе для четырех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

выполнены на пяти разных образцах каждой из трех концентраций. Для всех концентраций обнаружен небольшой разброс значений T_N , который составил $\pm 7\%$ (для $x = 0,001$ и $x = 0,01$) и $\pm 4\%$ (для $x = 0,005$). Существенное отклонение T_N в сторону уменьшения от линии АФМ перехода на фазовой диаграмме было обнаружено только для образцов с минимальным содержанием стронция $x = 0,001$. Это отклонение составило примерно 90 К и не могло быть связано с магнитной неоднородностью образцов, регистрируемой в магнитных измерениях.

Используя найденные значения температуры Нееля и данные работы [18], можно оценить среднюю концентрацию дырок на атом меди. Для образцов с $x = 0,001$ и $x = 0,01$ она составила 0,00552 и 0,00654 соответственно (табл. 2). Представляется неожиданным, что при уменьшении содержания стронция в шихте в 10 раз значение T_N и концентрация дырок в образце с $x = 0,001$ изменились незначительно по сравнению с образцом с $x = 0,01$. Температура Нееля увеличилась на 10%, а концентрация дырок уменьшилась примерно на 16%. Эти данные указывают на то, что в образцах $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ существуют локальные области, в которых концентрация стронция, возможно, существенно превышает не только значение 0,001, но и зна-

чение 0,002, которое было получено на основании микрорентгеноспектрального анализа (табл. 1) в пробных участках образца. Таким образом, результаты микрорентгеноспектрального анализа и магнитные измерения показывают, что понижение концентрации стронция сопровождается увеличением степени структурного беспорядка, связанного с неравномерным объемным распределением стронция. Из всех исследованных нами образцов наиболее неоднородны образцы с минимальным содержанием стронция ($x = 0,001$). Проявление структурного беспорядка следует ожидать и в поведении низкотемпературной проводимости.

Для резистивных измерений были использованы четыре образца с известными значениями T_N и различными степенями допирования стронцием. Измерения сопротивления проводили по четырехзондовой схеме в режиме заданного тока. Контакты на образцы наносили с помощью серебряной пасты. Результаты измерения температурной зависимости сопротивления трех образцов с различным содержанием Sr, выполненные при токе $J = 100$ мкА, представлены на рис. 4. При температуре ниже 100 К для всех образцов выполнялся закон Мотта прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для 3D систем [19]: $R(T) \propto \exp[(T_0/T)^{1/4}]$. При понижении температуры наблюдалось заметное отклонение от закона Мотта в сторону меньшего сопротивления. При фиксированном токе 100 мкА по мере уменьшения концентрации стронция температура начала отклонения от закона Мотта смещается в сторону более высоких температур, и температурная область выполнения закона Мотта сужается. При $T > T_N$ для всех образцов наблюдался переход к металлическому типу проводимости. Этот переход согласуется с известными теоретическими концепциями и некоторыми экспериментами [20]. Согласно этим представлениям, АФМ порядок усиливает локализацию дырок, а тепловые возбуждения разрушают АФМ порядок и приводят к делокализации носителей, так что выше T_N при увеличении температуры система может приближаться к металлическому состоянию.

Используя найденные из эксперимента значения T_0 и теоретическое соотношение $kT_0 \approx 16/[N(E_F)L_c^3]$ [19,21], можно оценить длину локализации L_c , зная плотность состояний носителей заряда для La_2CuO_4 на уровне Ферми $N(E_F) = 2,8 \cdot 10^{46} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$ [22]. В табл. 2 для четырех образцов приведены значения температуры

Таблица 2. Температура Нееля T_N , концентрация дырок на элементарную ячейку, характерная температура T_0 и длина локализации L_c образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с различной концентрацией Sr.

Образец	T_N , К	n / атом Cu	T_0 , 10^6 К	L_c , нм
$\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$	212	0,00552	1,25	0,32
$\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$	201	0,00608	1,757	0,287
$\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$	265	0,00257	1,996	0,275
$\text{La}_{1,99}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$	193	0,00654	0,36	0,478

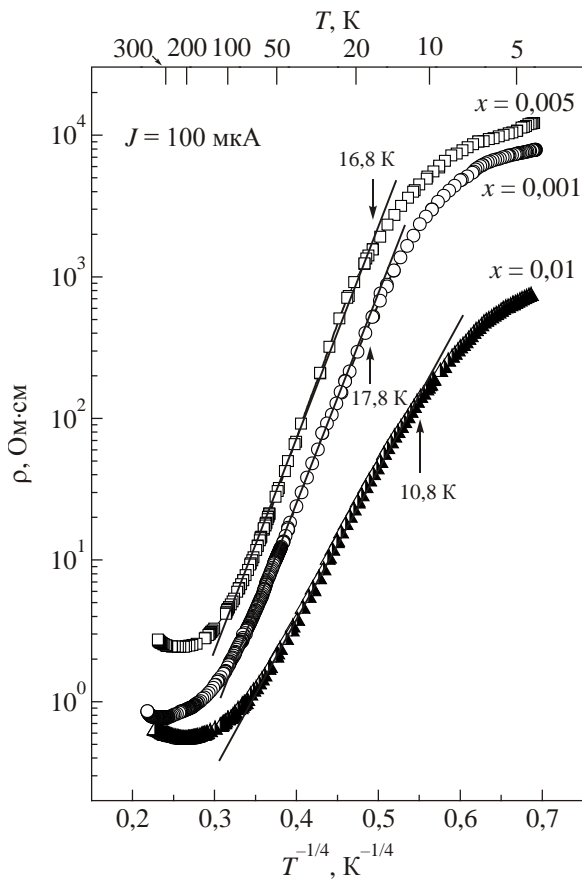


Рис. 4. Температурные зависимости удельного сопротивления трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

Нееля, концентрации дырок и средней длины локализации L_c , вычисленной с использованием результатов резистивных измерений при токе $J = 100$ мкА (рис. 4). Для всех образцов средняя длина локализации по порядку величины оказалась сравнимой с параметрами решетке в плоскости CuO_2 .

Необходимо отметить, что при близких значениях концентрации носителей заряда, полученных из магнитных измерений, для образцов с $x = 0,01$ и $x = 0,001$ длины локализации L_c заметно отличаются. Величины L_c в образцах $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ существенно меньше, чем в образце $\text{La}_{1,99}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$. В то же время образцы $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ и $\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$ имеют близкие значения L_c (табл. 2), а также близкие значения $\rho(T)$ в области низких температур ($T < 100$ К) (рис. 4). Иными словами, по своим электрическим свойствам образцы $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ и $\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$ подобны. Однако, в отличие от $\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$, для образца $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ отсутствует корреляция между результатами магнитных (значения T_N и n) и электрических (величина L_c) измерений. Это несоответствие может быть связано с тем, что используемое нами соотношение $T_N(n)$ из работы [18] было получено для случая очень однородных образцов. Если же в образце $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ существует сильный структурный беспорядок, то использование зависимости $T_N(n)$ [18]

для оценки концентрации носителей заряда в этом образце не корректно. Таким образом, указанное выше несоответствие результатов резистивных и магнитных измерений подтверждает предположение о более высокой степени неоднородности (и, соответственно, структурного беспорядка) в керамике с $x = 0,001$. При этом механизм столь сильного подавления АФМ порядка, которое мы наблюдаем в образцах $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$, не ясен и требует дополнительного исследования.

Предполагаемая пространственная неоднородность распределения примеси Sr проявляется на наноразмерном уровне, сравнимом с длиной локализации. Поскольку при электронно-микроскопическом исследовании диаметр пучка излучателя и глубина проникновения излучения на несколько порядков превышают характерный масштаб неоднородностей, неоднородное распределение стронция не может быть зарегистрировано методами сканирующей электронной микроскопии.

При очень малой расчетной средней длине локализации и низкой концентрации носителей заряда проводимость должна носить перколяционный характер. В этом случае наибольшие аномалии в поведении $\rho(T)$ следует ожидать при низких температурах, в условиях ограниченного числа токовых каналов, определяющих полную проводимость системы.

В области $T < T_N$ поведение $\rho(T)$ сильно зависит от тока (рис. 5 и 6). Видно, что увеличение транспортного тока приводит к уменьшению области выполнения закона Мотта и усилению нелинейных эффектов проводимости. При этом увеличение тока сопровождается небольшим уменьшением наклона кривых $\rho(T^{-1/4})$ в области выполнения закона Мотта и соответствующим увеличением длины локализации (рис. 7). При уменьшении тока температура начала отклонения $\rho(T)$ от закона Мотта понижается. Представленные на рис. 6 результаты измерения $\rho(T)$ для образца $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ ($T_N = 201$ К) показывают, что при измерительном токе 0,03 мкА закон Мотта выполняется до 5 К. Мы полагаем, что величина минимального критического тока, при котором закон Мотта выполняется до гелиевых температур, зависит от концентрации носителей заряда и качества образца (степени структурного беспорядка). Низкотемпературное поведение $\rho(T)$ на рис. 5 и 6 отвечает перколяционному характеру проводимости. Независимо от характера структурного беспорядка в неоднородных гранулированных системах проводимость определяется оптимальными цепочками гранул с максимальной вероятностью туннелирования между соседними гранулами, разделенными межгранульными барьерами. В условиях активационной проводимости количество проводящих цепочек постепенно уменьшается с понижением температуры и при достаточно низкой температуре перколяционная сетка может свестись к единственному проводящему каналу. Эти оптимальные цепочки имеют несколько высокорезистивных тун-

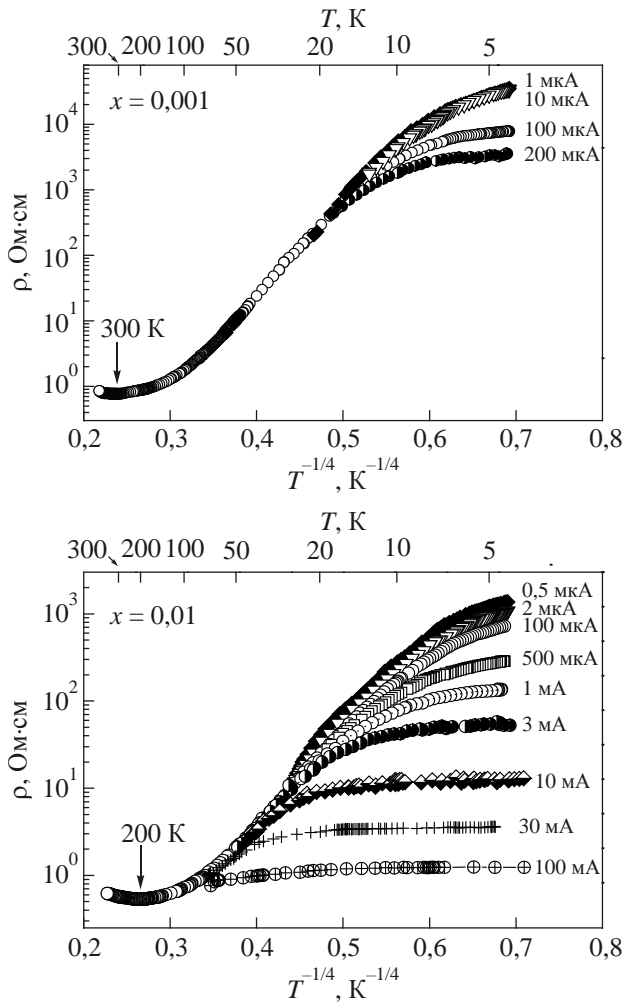


Рис. 5. Температурные зависимости удельного сопротивления двух образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $T_N = 212$ К ($x = 0,001$) и $T_N = 193$ К ($x = 0,01$) при различных значениях транспортного тока. Стрелки показывают переход к металлическому типу проводимости.

нельных контактов с повышенной энергией активации, которые определяют активационный характер полной измеренной проводимости. При фиксированной температуре пространственное распределение «оптимальных» цепочек гранул и положение высокорезистивных контактов, определяющих полное сопротивление системы, постоянно меняется с изменением внешнего электрического поля (тока). Кроме того, при увеличении внешнего поля открываются дополнительные транспортные каналы. В соответствии с этим сценарием величина $\rho(T)$ на рис. 6 сначала довольно резко уменьшается при увеличении тока от 0,03 до 0,2 мкА, что отвечает увеличению количества проводящих токовых каналов с ростом тока. При дальнейшем увеличении тока в интервале 0,2–2 мкА сопротивление почти не меняется, что соответствует закону Ома. При токе $J > 2$ мкА сопротивление уменьшается с ростом тока.

Таким образом, в случае структурной неоднородности образцов в поведении $\rho(T)$ обнаружены управляе-

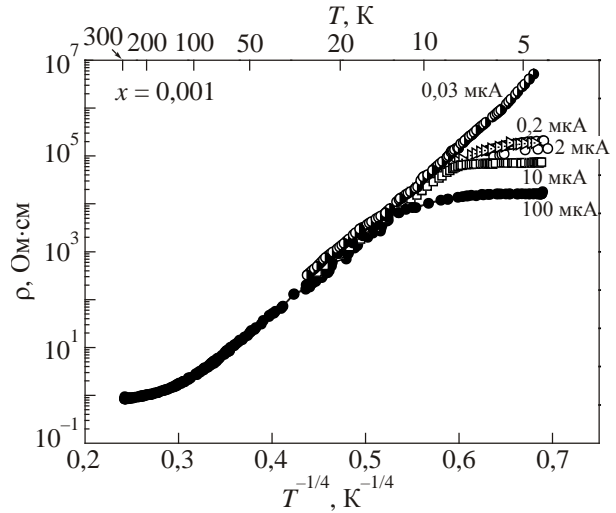


Рис. 6. Температурные зависимости удельного сопротивления образца $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ с $T_N = 201$ К при различных значениях транспортного тока.

мые током и температурой нелинейные эффекты проводимости.

Для выяснения возможных механизмов нелинейного поведения проводимости необходимо более подробно рассмотреть неомические эффекты ВАХ. Для керамики состава $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ измерения ВАХ и магнитосопротивления (МС) были выполнены на одном образце с $T_N = 212$ К.

На рис. 8 в логарифмическом масштабе представлены результаты измерения ВАХ при температуре 4,4 К

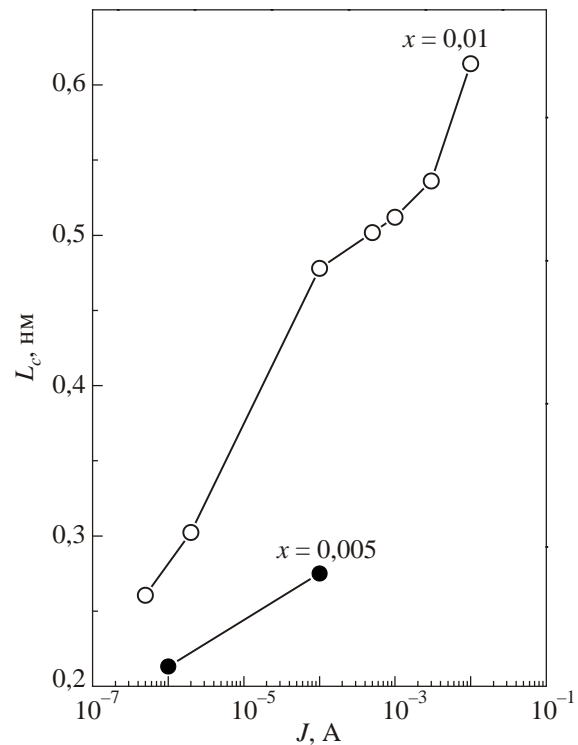


Рис. 7. Зависимости длины локализации L_c носителей заряда от тока для двух образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

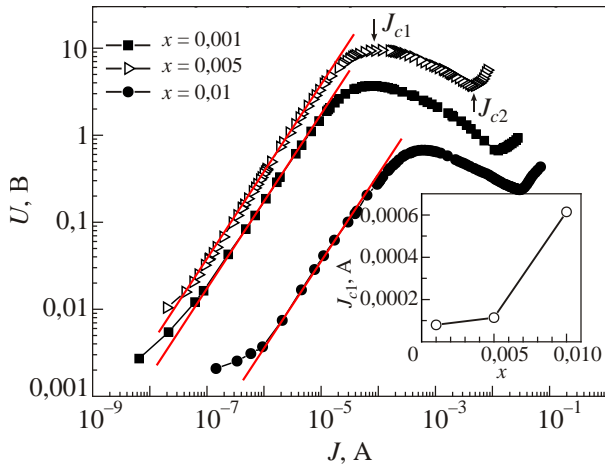


Рис. 8. Зависимости $U(J)$ для трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ при температуре 4,4 К. На вставке: зависимость тока J_{c1} перехода к режиму ОДС от концентрации стронция.

для трех образцов с разной концентрацией стронция. Видно, что увеличение тока сопровождается немонотонным изменением напряжения. Значения токов J_{c1} и J_{c2} на рис. 8 соответствуют условию $dU/dJ = 0$, т.е. в точках J_{c1} и J_{c2} производная dU/dJ меняет знак. Выше некоторого порогового значения тока J_{c1} происходит переход в режим ОДС ($dU/dJ < 0$). При дальнейшем повышении тока (при $J > J_{c2}$) происходит повторная смена знака производной: $dU/dJ > 0$. Экспериментальные данные $U(J)$, полученные из результатов измерения $\rho(T, J)$ (рис. 5), с достаточно хорошей точностью совпали с результатами измерения ВАХ, что служит критерием корректности выполненных измерений. Прямые линии на рис. 8 соответствуют зависимости $U(J)$, близкой к линейной. Заметные отклонения от линейной зависимости $U(J)$ наблюдаются как при малых, так и при больших токах. В области малых токов ($J < 2 \cdot 10^{-6}$ А для $x = 0,01$) поведение $U(J)$ при 4,4 К соответствует уменьшению сопротивления с ростом тока. Нелинейное поведение такого рода определяется туннелированием носителей между изолированными проводящими цепочками вблизи порога перколяции, когда еще не сформировался сплошной проводящий кластер [23]. В этом режиме увеличение электрического поля (и соответствующее увеличение тока) приводит к увеличению вероятности туннелирования (или вероятности прыжков) и повышению проводимости. При дальнейшем повышении тока происходит переход к режиму, близкому к омическому. При низких температурах ($T \leq 10$ К) близкая к линейной зависимость $U(J)$ выполняется в очень узком интервале малых токов. Для более однородного образца $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,01}\text{CuO}_4$ при 4,4 К этот интервал составляет примерно 2–40 мкА (рис. 8).

Для всех исследуемых образцов режим ОДС наблюдается только при низких температурах. Температура

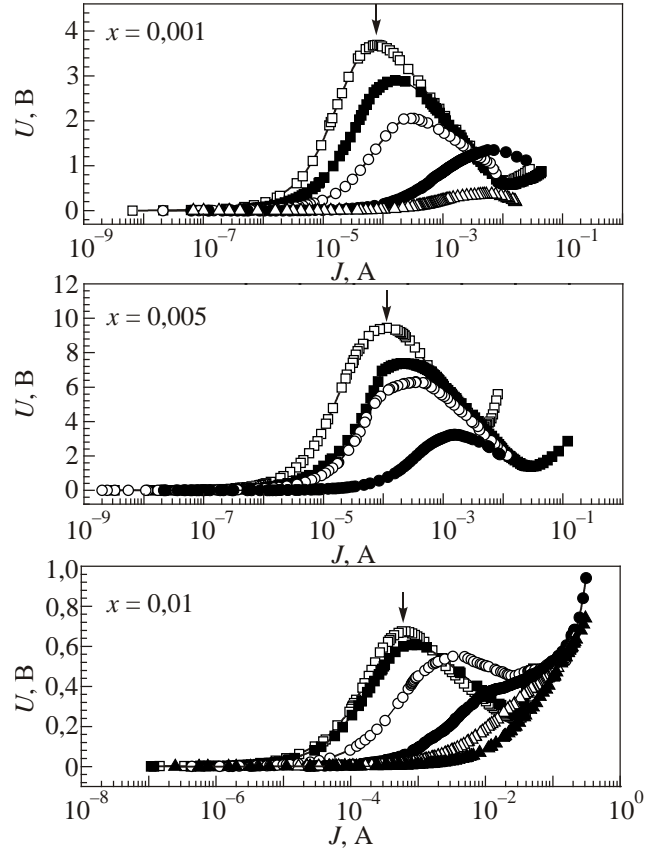


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ при различных температурах T , К: 4,4 (□), 5 (■), 10 (○), 20 (●), 30 (△), 50 (▲).

перехода в режим ОДС увеличивается с понижением концентрации стронция. Согласно представленным на рис. 9 и 10 зависимостям, для более однородного образца с $x = 0,01$ режим ОДС наблюдается при $T \leq 10$ К. Для менее однородных образцов переход к режиму ОДС происходил при более высоких температурах: 20 К (для $x = 0,005$) и 30 К (для $x = 0,001$). При фиксированной температуре ток J_{c1} перехода в режим ОДС зависит от концентрации стронция, уменьшаясь при понижении концентрации x (вставка на рис. 8). Для образцов с концентрацией $x = 0,005$ и $x = 0,001$ токи J_{c1} близки по величине и примерно на порядок меньше, чем ток перехода к режиму ОДС для образца с $x = 0,01$.

Таким образом, усиление структурного беспорядка при понижении концентрации стронция приводит к уменьшению порогового тока J_{c1} и увеличению пороговой температуры перехода к режиму ОДС. При заданной концентрации стронция ток J_{c1} увеличивается при повышении температуры (рис. 9 и рис. 10).

Мы оценили влияние электрического поля на электросопротивление в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [19]:

$$R(T, E) = R_0(T) \exp(-eE r_h \gamma / kT),$$

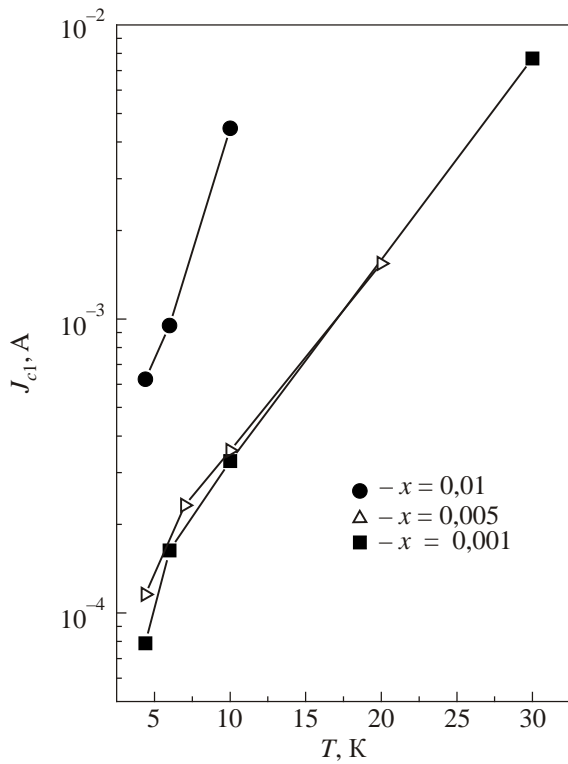


Рис. 10. Зависимости тока перехода в режим ОДС J_{c1} от температуры для трех образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

где $R_0(T)$ — сопротивление при $E \rightarrow 0$, r_h — средняя длина прыжка, γ — численный множитель порядка единицы. Из этого выражения следует, что при достаточно низких полях, когда $eEr_h\gamma/kT \ll 1$, сопротивление не зависит от поля. Оценки показали, что это неравенство выполняется для исследованных образцов даже при максимально достижимых нами полях. Таким образом, наблюдаемое нелинейное поведение ВАХ и наличие участка ОДС (рис. 9 и 10) не могут быть явно связаны с влиянием среднего электрического поля.

Следует отметить, что для исследованных образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ переход к режиму ОДС происходит в сравнительно низких полях, когда напряженность поля в образце достигает $E_c \sim (5-10)$ В/см. В обычных полупроводниках область ОДС начинается при существенно больших значениях порогового поля. (Например, оценки порогового поля для GaAs дают значение $E_c \sim 3000$ В/см [24].) При увеличении температуры пороговое поле E_c в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ уменьшается (рис. 9), а пороговый ток J_{c1} растет (рис. 10).

Итак, мы обнаружили, что увеличение степени структурного беспорядка при понижении концентрации стронция приводит к усилению нелинейных эффектов проводимости керамических образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Композиционная неоднородность образцов ведет к неоднородному пространственному распределению носителей заряда, что создает неоднородное распределе-

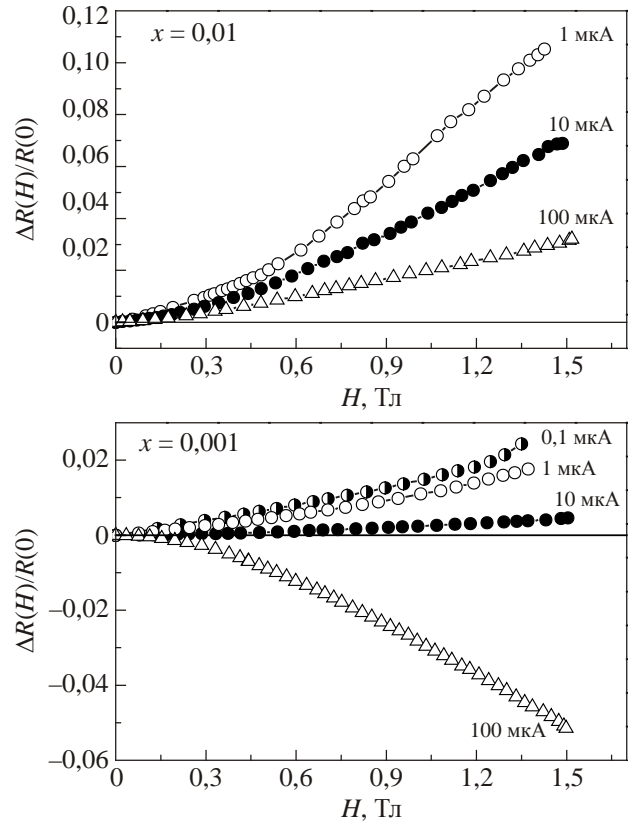


Рис. 11. Зависимости МС от магнитного поля для двух образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ при $T = 4,4$ К и разных значениях транспортного тока $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H}$.

ние электрического поля внутри образца. При этом могут возникать области, в которых локальная напряженность электрического поля существенно превышает среднее значение (5–10) В/см. В таких областях возможен локальный перегрев носителей заряда. Температура носителей заряда становится выше температуры фононов, если носители не успевают достаточно быстро отдать решетке приобретаемую от поля энергию. Разогрев носителей приводит к изменению подвижности, что и обуславливает нарушение закона Ома.

Пространственная неоднородность распределения поля всегда больше в образцах с более высокой степенью структурного беспорядка, поэтому перегрев электронов в них сильнее. В результате переход к режиму ОДС в этих образцах может наступить при меньших токах и при более высоких температурах, что мы и наблюдаем в эксперименте.

Поведение МС исследованных образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ также демонстрирует сильную зависимость от величины транспортного тока (рис. 11). МС положительно при $T \leq 10$ К при сравнительно малых токах. При увеличении температуры и (или) тока положительное МС уменьшается и становится отрицательным (рис. 12, 13). Положительное МС больше для образца с более высокой концентрацией стронция ($x = 0,01$). Например, в по-

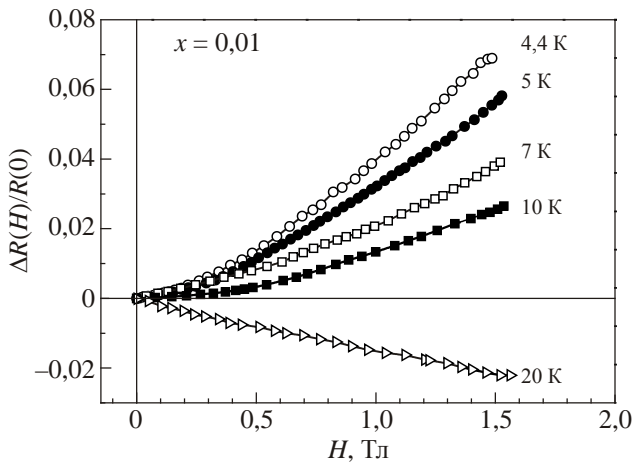


Рис. 12. Зависимости МС от магнитного поля для образца $\text{La}_{1.99}\text{Sr}_{0.01}\text{CuO}_4$ при различных температурах и $J = 10$ мкА.

ле 1,3 Тл при $T = 4,4$ К и токе $J = 1$ мкА положительное МС составляет 9,5% ($x = 0,01$) и 1,6% ($x = 0,001$). Такое же соотношение демонстрирует зависимость МС от тока при $T = 7$ К (рис. 13). При всех измерительных токах положительное МС больше для менее резистивного образца с $x = 0,01$. Величина тока, при котором происходит переход к отрицательному МС, значительно выше для образца с $x = 0,01$ (рис. 11, 13).

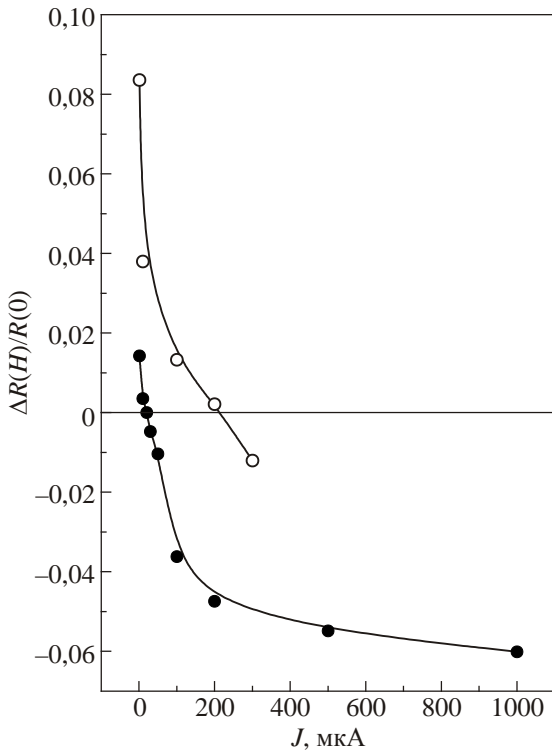


Рис. 13. Зависимости МС от тока для образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с различными значениями x : 0,01 (○); 0,001 (●). $T = 7$ К; $H = 1,5$ Тл.

Обсуждение результатов

Представляет интерес сравнение полученных в данной работе результатов с более ранними исследованиями нелинейных эффектов проводимости монокристаллических образцов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. Так, в работах [14,15] низкотемпературные особенности поведения $\rho(T)$ двух исследованных монокристаллов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$, объяснялись наличием сверхпроводящих включений [15] или изолированных сверхпроводящих цепочек в диэлектрической матрице [14]. В обоих монокристаллах $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ поведение $\rho(T)$ и $U(T, J)$ в области низких температур было нелинейным. При повышении тока до некоторой, зависящей от температуры, критической величины J_c происходил переход в режим ОДС.

Для объяснения экспериментально наблюдаемых отклонений от закона Ома в примесных полупроводниках часто привлекается теория «горячих» электронов [25]. Например, в работе [26] для легированного Ge в режиме прыжковой проводимости получено удовлетворительное количественное описание нелинейного поведения экспериментальных кривых ВАХ. Расчет был выполнен с учетом электронного перегрева и «тепловой модели» передачи энергии от электронной подсистемы к фоновой. При этом предполагалось, что сопротивление образца при любом токе зависит только от электронной температуры T_e . В рассмотренном в [26] случае нелинейные ВАХ обусловлены тем, что при разогреве носителей заряда до T_e сопротивление образца $R(T_e)$ уменьшается. В результате этого напряжение на образце $U = JR(T_e)$ может уменьшаться при увеличении тока. Ниже некоторой критической температуры T_x на кривых ВАХ появляется экстремальная точка $dU/dJ = 0$, за которой следует участок ОДС. Область ОДС является областью неустойчивости, осциллирующий тока и сопротивления, и неравновесных переходов. В известных теоретических работах показано, что одна из возможных причин возникновения ОДС — неоднородное распределение примесей и дефектов, создающих в кристалле области с различной напряженностью электрического поля [25].

В монокристаллических образцах $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ с температурой Нееля $T_N = 182$ К [14] и $T_N = 269$ К [15] в качестве неоднородностей, ответственных за появление ОДС, рассматривались сверхпроводящие включения в диэлектрической матрице. При этом было установлено, что качественно вид кривых ВАХ для $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ соответствовал зависимостям, рассчитанным в [26] с учетом электронного перегрева. Критическая температура перехода к режиму ОДС в [14] составила примерно (5–6) К. Оценки в рамках тепловой модели [27] дают величину, близкую к 1 К. Однако это расхождение может быть связано с эффектом фазового разделения на сверхпроводящие и диэлектрические области, поскольку модель [26,27] разработана для

полупроводников и не предусматривает в качестве неоднородностей сверхпроводящие включения. Тем не менее основные представления модели [26,27] соответствовали полученным в работах [14,15] результатам.

Поведение МС в интервале температур 5–30 К и интервале токов 0,1–100 мкА в [14] коррелировало с поведением $R(T, J)$ и ВАХ и отвечало наличию достаточно протяженных сверхпроводящих цепочек в диэлектрической матрице. При низких температурах ($T \leq 8$ К) и сравнительно малых токах в этой работе наблюдалось положительное МС, связанное с подавлением сверхпроводимости магнитным полем. При увеличении тока до значений $J \geq 10$ мкА происходил переход от положительного МС к отрицательному.

В монокристалле $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ с $T_N = 269$ К [15] корреляция между поведением $R(T, J)$ и МС отсутствовала. В этой работе при $T < 25$ К и токах $J \leq 0,2$ мкА наблюдался переход от закона Мотта к простой активационной проводимости $R(T) \propto \exp(\Delta/kT)$, где $\Delta = 32,4$ К, k — постоянная Больцмана. Как показано в работе [11], такой переход в области низких температур свидетельствует об образовании изолированных сверхпроводящих включений в диэлектрической матрице. В этом случае подавление локальной сверхпроводимости магнитным полем должно приводить к распариванию носителей заряда и понижению сопротивления, однако в работе [15] в указанной области температур и токов наблюдалось только положительное МС. Для объяснения эффекта положительного МС в [15] была использована гипотеза [28] об образовании новой низкотемпературной магнитной фазы, сосуществующей со сверхпроводящей фазой. Как показали исследования фазового разделения в образцах купратов лантана с избытком кислорода, диэлектрическая фаза в смешанном состоянии ниже 40 К не является фазой Нееля, а представляет собой новое магнитное состояние — волну спиновой плотности (ВСП) [28]. Относительный объем этой фазы увеличивается при понижении содержания избыточного кислорода (и соответствующем понижении T_C). Поэтому в слаболегированном $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ содержание этой магнитной фазы больше и, соответственно, меньше содержание сверхпроводящей фазы. Магнитное поле стабилизирует магнитную фазу за счет уменьшения объемной доли сверхпроводящей фазы, имитируя изменения в степени легирования [28]. Такие коллективные возбуждения как ВСП являются носителями тепловой энергии и при движении рассеиваются друг на друге, на фононах, примесях и границах кристаллов. При этом они сами служат центрами рассеяния для других квазичастиц, в том числе для электронов и дырок. Рассеяние носителей заряда на спиновых возбуждениях дает дополнительный вклад в электросопротивление. Таким образом, магнитное поле, стабилизируя магнитную фазу, должно индуцировать положительное МС. В окрестно-

сти дефекта (например, атома стронция или кислорода) происходит дополнительное перераспределение спиновой плотности. В результате положительное МС может зависеть от концентрации и распределения примесей в кристалле.

В настоящем исследовании керамических образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ зависимости $\rho(T)$ принципиально отличаются от наблюдаемой ранее зависимости $\rho(T)$ в монокристаллических образцах $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [14,15]. При низких температурах эти зависимости невозможно объяснить наличием сверхпроводящих включений при токах $J \geq 0,5$ мкА (рис. 4, 5) и даже при $J \geq 0,03$ мкА (рис. 6). Это неожиданно, поскольку параметры, определяющие проводимость и температурный ход сопротивления (концентрация дырок n и длина локализации носителей заряда L_c), в исследованных керамических образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и в монокристаллах $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [14,15] близки. Например, для $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ в [15] $n = 0,0024$, $L_c \approx 0,262$ нм. Для $\text{La}_{1,995}\text{Sr}_{0,005}\text{CuO}_4$ $n = 0,00257$, $L_c \approx 0,275$ нм (табл. 2). А для образца $\text{La}_{1,999}\text{Sr}_{0,001}\text{CuO}_4$ оценочная величина концентрации дырок и средняя длина локализации даже выше, чем для исследованного в [15] монокристалла $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$. Зависимость $\rho(T)$ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ качественно отличается от зависимости для $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [14,15] и при высоких температурах. При $T > T_N$ во всех образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ происходит переход к металлическому типу зависимости $\rho(T)$ (рис. 4, 5, 6), тогда как в $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [14,15] переход диэлектрик–металл не наблюдался. Таким образом, сравнение экспериментальных данных проводимости двух родственных систем $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ показывает, что особенности транспортных свойств купратов в АФМ состоянии определяются не только концентрацией носителей заряда и степенью их локализации. Мы полагаем, что существенное влияние на проводимость оказывают различного рода корреляционные эффекты, связанные с характером структурного беспорядка. Особую роль может играть так называемый неуниверсальный беспорядок, т.е. сильно скоррелированные структурные флуктуации. Примерами неуниверсального беспорядка являются выделения другой фазы, скопления примесей, свойственные ВТСП купратам, а также ориентационный беспорядок, возникающий на межкристаллитных границах в керамике. В монокристаллах дополнительным источником неуниверсального структурного беспорядка служат дислокации и (или) границы двойников. Кроме того, структурные отличия между $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ возникают за счет того, что атомы избыточного кислорода и атомы стронция занимают разные позиции в решетке La_2CuO_4 . При этом возмущения, которые атомы избыточного кислорода и атомы стронция вносят в решетку La_2CuO_4 , имеют существенные различия. Эти возмущения зависят как от структурного фактора (положения примеси в решетке матрицы), так и от формфактора

потенциала примеси. Атомы стронция, как замещающего элемента, должны вносить более сильные возмущения в периодический потенциал решетки, чем атомы кислорода, так же, как это имеет место в случае примесей замещения в металлах. Например, в работе [29] отмечается, что при замещении La на Sr потенциал взаимодействия Sr–O в направлении, перпендикулярном слоям CuO_2 , составляет примерно 25 эВ. Это в 30 раз больше, чем потенциал взаимодействия La–O и в 100 раз больше, чем потенциал Cu–O. Расчеты, выполненные с использованием методов молекулярной динамики, показали, что в результате замещения атомов La атомами Sr происходит возбуждение локальных высокочастотных колебаний (ЛВК) четырех атомов кислорода в слое CuO_2 вблизи атомов Sr с энергией приблизительно 0,4 эВ [29,30]. Часть энергии тепловых колебаний локализуется в небольших областях за счет «захвата» ЛВК дефектами. В окрестности атомов Sr возникают «горячие центры», тогда как остальная часть системы эффективно охлаждается. Степень локализации энергии тепловых колебаний зависит от концентрации «дефектов», т.е. от концентрации Sr. При этом характерный размер таких «горячих центров» может достигать 10 Å. Аналогичные расчеты, выполненные в предположении, что примеси равномерно распределены по кристаллу, не показывают возбуждения ЛВК. Таким образом, расчеты [29,30] показывают, что на динамику решетки и транспортные свойства ВТСП влияет не только тип примеси и ее концентрация, но также и специфика структурного беспорядка.

Тот факт, что низкотемпературное поведение $\rho(T)$ образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с содержанием стронция $x \leq 0,01$ невозможно объяснить наличием сверхпроводящих включений, может быть связан со слишком маленькими размерами выделений фазы с повышенным содержанием стронция. Известно, что свойства сверхпроводящей гранулы существенно изменяются, когда ее размер уменьшается до нескольких нанометров. Явление сверхпроводимости может не наблюдаться, если расстояние между уровнями размерного квантования в грануле превышает величину сверхпроводящей щели Δ массивного образца [31]. Другой вариант подавления сверхпроводимости в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ связан с возможным образованием «горячих центров» [29]. При достаточно низкой концентрации стронция размер обогащенной стронцием (и носителями заряда) области может быть сравним с размерами «горячих центров». Сверхпроводящие пары в «горячей» области не образуются из-за разогрева носителей, а «холодная» область обеднена носителями. Возможно также, что в случае предельно низкой концентрации стронция ($x < 0,01$) макроскопическое ФР вообще не реализуется. Известно, что ФР происходит только при достаточно большом уровне допирования. В купрате $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ из-за высокой подвижности атомов избыточного кислорода

за счет сегрегации кислорода на различного рода структурных и межфазных границах в образцах с малым содержанием кислорода скопления внедренных атомов кислорода вблизи границ могут способствовать ФР в ограниченной области пространства. В лантан-стронциевых купратах ионы стронция практически неподвижны, поэтому примесное или термодинамическое фазовое разделение может отсутствовать.

Независимо от механизма подавления локальной сверхпроводимости в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ наблюдаемый нами контролируемый током эффект ОДС можно отнести к известному типу ОДС в перколяционных системах [32], в которых повышение электрического поля (тока) приводит к удлинению существующих или даже к образованию новых несплошных перколяционных путей с высокой проводимостью. Дальнейшее увеличение тока в условиях сильной неоднородности может привести к локальному разогреву носителей и увеличению их подвижности. Оба эти механизма должны привести к уменьшению сопротивления. Величина разогрева будет тем сильнее, чем выше степень структурного беспорядка, поэтому ток перехода в режим ОДС уменьшается с понижением концентрации стронция.

Поскольку возникновение локальной сверхпроводимости в образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x \leq 0,01$ представляется маловероятным, мы полагаем, что, как и в случае $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ [15], механизм положительного МС в АФМ образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ может быть связан с образованием ВСП [28]. Для всех исследованных нами образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ положительное МС имело место только при достаточно низких температурах ($T \leq 10$ К) при токах $J < J_c$. С увеличением температуры или тока тепловые флуктуации и локальный разогрев носителей разрушают спиновое упорядочение. При этом уменьшается количество центров рассеяния (каковыми являются ВСП) для носителей заряда и сопротивление понижается. Такое же действие оказывают структурные флуктуации, поэтому в менее однородных образцах с меньшим содержанием стронция положительное МС меньше и исчезает при меньших значениях тока (рис. 11,13) и (или) температуры. При полном подавлении ВСП магнитосопротивление становится отрицательным.

Рассмотренный механизм низкотемпературного положительного МС согласуется с общими представлениями, согласно которым спиновое упорядочение усиливает локализацию носителей, а при разрушении ВСП происходит делокализация носителей и сопротивление уменьшается.

Сопоставление результатов резистивных и магниторезистивных измерений трех образцов с разной концентрацией стронция (рис. 4, 8, 9, 11) позволяет сделать вывод об усилении нелинейных эффектов проводимости по мере понижения концентрации стронция.

Заклучение

В работе впервые исследована низкотемпературная проводимость АФМ купратов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с концентрацией стронция $x \leq 0,01$, полученных методом твердофазного синтеза.

Показано, что в области температур $T < 100$ К механизм проводимости соответствует прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка для 3D систем. При разрушении АФМ порядка имеет место переход к металлическому типу проводимости.

Результаты магнитных и резистивных измерений показали, что с понижением концентрации примеси стронция усиливается степень “extrinsic” неоднородности и степень структурного беспорядка.

Для всех образцов с концентрацией стронция $x \leq 0,01$ были обнаружены нелинейные эффекты низкотемпературной проводимости и управляемое током ОДС. Наблюдается усиление нелинейных эффектов проводимости по мере увеличения степени структурного беспорядка при понижении концентрации стронция. Нелинейный вид зависимостей $U(J, T)$ качественно соответствует механизму электронного перегрева и «тепловой модели» передачи энергии от электронной подсистемы к фононной.

Обнаружено низкотемпературное положительное МС, величина которого зависит от тока, температуры и степени структурного беспорядка. Предполагается, что механизм положительного МС может быть связан с образованием низкотемпературной магнитной фазы — волны спиновой плотности.

Результаты исследования низколегированных купратов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ показали, что роль внутреннего беспорядка и локальных неоднородностей в поведении проводимости купратов понята не до конца, и необходимо дальнейшее изучение влияния беспорядка на свойства ВТСП купратов.

1. A. Ino, T. Mizokawa, K. Kobayashi, A. Fujimori, S. Sasagawa, T. Kimura, K. Kishio, K. Tamasaku, H. Eisaki, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2124 (1998).
2. K. Yamada, C.H. Lee, K. Kurahashi, J. Wada, S. Wakimoto, S. Ueki, H. Kimura, Y. Endoh, S. Hosoya, G. Shirane, R.J. Birgeneau, M. Greven, M.A. Kastner, and Y.J. Kim, *Phys. Rev. B* **57**, 6165 (1998).
3. Э.Л. Нагаев, *УФН* **165**, 529 (1995).
4. Л.И. Булаевский, С.Н. Панюков, М.В. Садовский, *ЖЭТФ* **92**, 672 (1987).
5. А.А. Горбачевич, Ю.В. Кобаев, И.В. Токатлы, *ЖЭТФ* **101**, 971 (1992).
6. V.J. Emery, S.A. Kivelson, and O. Zachar, *Phys. Rev. B* **56**, 6120 (1997).
7. J. Zaanen, *J. Phys. Chem. Solids* **59**, 1769 (1998).

8. M. Vershinin, S. Misra, S. Ono, Y. Abe, Y. Ando, and A. Yazdani, *Science* **303**, 1995 (2004).
9. M.A. Kastner, R.J. Birgeneau, G. Shirane, and Y. Endoh, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 897 (1998).
10. B. Keimer, N. Belk, R.J. Birgeneau, A. Cassanho, C.Y. Chen, M. Greven, M.A. Kastner, A. Aharony, Y. Endoh, R.W. Erwin, and G. Shirane, *Phys. Rev. B* **46**, 14034 (1992).
11. Б.И. Белевцев, Н.В. Далакова, А.С. Панфилов, *ФНТ* **23**, 375 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 274 (1997)].
12. В.И. Belevtsev, N.V. Dalakova, and A.S. Panfilov, *Fiz. Nizk. Temp.* **24**, 1086 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 815 (1998)].
13. Б.И. Белевцев, Н.В. Далакова, А.В. Бондаренко, А.С. Панфилов, И.С. Брауде, *ФНТ* **29**, 400 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 300 (2003)].
14. Б.И. Белевцев, Н.В. Далакова, *Известия РАН, Сер. физич.* **69**, 941 (2005).
15. Н.В. Далакова, Б.И. Белевцев, Е.Ю. Беляев, Ю.А. Колесниченко, А.С. Панфилов, И.С. Брауде, *Известия РАН, Сер. физич.* **72**, 1215 (2008).
16. В.И. Belevtsev, *Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 551 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 421 (2004)].
17. М.В. Михайлова, *Состояние гетеровалентных атомов меди и железа в слоистых перовскитоподобных сложных оксидах*. Дисс. канд. хим. наук, СПб: СПбГУ (2001).
18. C.Y. Chen, R.J. Birgeneau, M.A. Kastner, N.W. Preyer, and Tineke Thio, *Phys. Rev. B* **43**, 392 (1991).
19. N.F. Mott and E.A. Davis, *Electron Processes in Noncrystalline Materials*, Clarendon Press, Oxford (1979).
20. A.N. Lavrov, L.P. Kozeeva, M.P. Trunin, and V.N. Zverev, *Phys. Rev. B* **79**, 214523 (2009).
21. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
22. T. Jarlbord, *Helv. Phys. Acta* **61**, 421 (1988).
23. A. Kar Gupta and A.K. Sen, *Phys. Rev. B* **57**, 3375 (1998).
24. C. Hilsum, *Proc. IRE* **50**, 185 (1962).
25. Э. Конуэлл, *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях*, Мир, Москва (1970).
26. N. Wang, F.C. Wellstood, B. Sadoulet, E.E. Haller, and J. Beeman, *Phys. Rev. B* **41**, 3761 (1990).
27. P. Stefany, C.C. Zammit, P. Fozooni, M.J. Lea, and J. Ensel, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 881 (1997).
28. H.E. Mohottala, B.O. Wells, J.I. Budnick, W.A. Hines, C. Niedermayer, L. Udby, C. Bernhard, A.R. Moodenbaugh, and Fang-Cheng Chou, *Nature Mater.* **5**, 377 (2006).
29. А.Г. Чирков, В.Г. Чудинов, *ЖТФ* **71**, 36 (2001).
30. А.Г. Чирков, В.Г. Чудинов, Е.Б. Долгушева, В.М. Дядин, *СФХТ* **6**, 204 (1993).
31. А.А. Варламов, А.И. Ларкин, *Теория флуктуаций в сверхпроводниках*, Добросвет, Москва (2007).
32. B.K. Ridley, in: *Negative Differential Resistance and Instabilities in 2D Semiconductors*, N. Balkan et al. (eds.), New York, Plenum Press (1993), p. 1.

Low-temperature nonlinear effects of conductivity of lightly doped cuprates $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ in antiferromagnetic state

N.V. Dalakova, B.I. Belevtsev, E.Yu. Belyaev, A.S. Panfilov, N.P. Bobrysheva, and A.A. Selyutin

The low-temperature conductivity of antiferromagnetic cuprates $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, prepared by solid-phase synthesis was investigated. The concentration of strontium in the samples was 0.01, 0.005 and 0.001. In the temperature range $T < 100$ K for all the samples the conduction mechanism was appropriate to variable range hopping for 3D systems. For $T > T_N$ (where T_N is the Neel temperature) the transition to a metallic type of conductivity was observed. We have found

nonlinear effects in low-temperature conductivity, magnetoresistivity and current-driven negative differential resistivity. We also found out that nonlinear behavior of conductivity increased with decreasing strontium concentration. For temperatures $T < 10$ K, the effect of positive magnetoresistance was observed. We suggest that this effect can be attributed to the presence of a new low-temperature magnetic phase (spin density wave).

PACS: **74.25.F-** Transport properties;
72.20.Ee Mobility edges; hopping transport;
72.20.Ht High-field and nonlinear effects.

Keywords: cuprate superconductors, hopping conductivity, structural heterogeneity, nonlinear effects conductivity.