

КВАЗИДВУМЕРНЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА В СЛОИСТОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Т. Б. Чарикова*, А. И. Пономарев, Г. И. Харус,
Н. Г. Шелушнина, А. О. Тащлыков, А. В. Ткач

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620041, Екатеринбург, Россия*

А. А. Иванов

*Московский инженерно-физический институт (государственный университет)
115410, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 октября 2006 г.

Исследованы температурные зависимости сопротивлений ρ_{ab} в плоскости ab и ρ_c вдоль оси c для монокристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x = 0.12, 0.15, 0.17, 0.20$) с ориентациями (001) и (1 $\bar{1}$ 0). Установлено, что в оптимально отожженных образцах (содержание кислорода близко к стехиометрическому, $\delta \rightarrow 0$) температура перехода в сверхпроводящее состояние и коэффициент анизотропии имеют максимальную величину. Сочетание металлического поведения для зависимости $\rho_{ab}(T)$ и неметаллического для зависимости $\rho_c(T)$ в случае оптимально отожженных образцов есть собственное свойство вещества и является свидетельством квазидвумерности системы. Эта слоистая квазидвумерная система является андерсоновским диэлектриком с сильноанизотропным радиусом локализации ($R_{loc}^{ab} \gg R_{loc}^c$). Определено, что увеличение содержания кислорода, а следовательно, и увеличение беспорядка в системе $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ приводят к уменьшению коэффициента анизотропии сопротивления. Таким образом, в этой квазидвумерной системе имеет место андерсоновский переход, вызванный беспорядком.

PACS: 72.15.Gd, 72.15.Rn, 74.25.Na, 74.72.Jt

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный интерес к исследованию многокомпонентных систем со структурой перовскита связан прежде всего с тем, что такие системы имеют широкий спектр физических свойств и проявляют себя и как диэлектрики, и как сверхпроводники. Вследствие слоистости перовскитоподобных структур возникает вопрос об анизотропии переноса заряда носителями в различных направлениях, и, как следствие этого, анизотропии физических свойств.

Одновременно с исследованием хорошо известных многокомпонентных соединений, таких как $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, были синтезированы новые соединения со структурой перовскита. Так, в 1989 г. был синтезирован купратный сверхпроводник $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с электронным

типом носителей [1]. Легированный церием купрат $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет слоистую квазидвумерную перовскитоподобную кристаллическую структуру [2]. В семействе купратных сверхпроводников соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ обладает многими уникальными свойствами, которые делают его удобным объектом для исследования. Это сверхпроводник с электронным типом проводимости, в структуре которого имеется только одна плоскость CuO_2 на элементарную ячейку, а в оптимально отожженных кристаллах нет апексных атомов кислорода между соседними проводящими плоскостями CuO_2 . Поэтому кристаллы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ обладают ярко выраженными двумерными свойствами. Соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ характеризуется способностью обратимо поглощать и выделять кислород, и его свойства сильно чувствительны к содержанию кислорода.

*E-mail: charikova@imp.uran.ru

Большой интерес вызывает проблема механизма переноса заряда в различных кристаллографических направлениях (в плоскости ab и в направлении c кристалла). Как зависят механизмы переноса заряда от степени легирования и от содержания кислорода? Почему в слоистых сильноанизотропных системах возникает сверхпроводимость? Исследованию анизотропии транспортных свойств слоистых систем в нормальном состоянии посвящено уже немало работ. Исследования проводились на различных материалах: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [3–6], $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [7–9], $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{Ca}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$ [10]. Были выполнены измерения сопротивления на отдельных образцах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ [11, 12]. Однако систематических исследований температурных зависимостей сопротивлений в плоскости ab и вдоль оси c в этих соединениях до сих пор проведено не было. Имеется также много противоречивых результатов и в накопленных экспериментальных данных по различным ВТСП-соединениям. Так, если сопротивление в плоскости ab имеет положительный температурный коэффициент сопротивления, $d\rho_{ab}/dT > 0$, линейно зависит от температуры выше сверхпроводящего перехода и меньше максимального металлического сопротивления ρ_{max}^m Мотта–Иоффе–Регеля, то сопротивление в направлении c может различным образом зависеть от температуры. В работах [7–9] сообщается о неметаллическом поведении зависимости $\rho_c(T)$ ($d\rho_c/dT < 0$) в недолегированных образцах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и в оптимально легированном соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [3]. В работах [4, 5] представлены данные о смешанном поведении $\rho_c(T)$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: металлическое при высоких температурах и неметаллическое при низких. В работе [6] сопротивление вдоль оси c имеет металлическое поведение во всем температурном интервале. Для системы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в работах [11–14] были получены совершенно противоположные результаты: неметаллический характер зависимости $\rho_c(T)$ [11] и металлический [12–14]. Для всех материалов, за исключением соединения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [7–9], характерно отсутствие систематических исследований: исследуются отдельные образцы, не прослеживается зависимость температурного поведения транспортных свойств от содержания легирующих примесей и от содержания кислорода. Поэтому мы поставили перед собой цель — по возможности учесть все факторы, влияющие на изменение температурных зависимостей сопротивления в различных направлениях.

Для исследования были изготовлены монокристаллические пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с ориента-

цией оси c перпендикулярно плоскости подложки и впервые выращены высококачественные монокристаллические пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с ориентацией $(1\bar{1}0)$, при этом ось c параллельна подложке.

Чистый Nd_2CuO_4 является диэлектриком [15]. Сверхпроводимость появляется только в твердых растворах на его основе, например $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.2$), при дополнительном отжиге в бескислородной атмосфере [1]. С ростом содержания иона Ce^{4+} происходит увеличение числа электронов и уменьшение удельного сопротивления. После отжига образцов в бескислородной среде при $T \approx 800\text{--}900^\circ\text{C}$ в образцах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ наблюдаются изменение характера температурной зависимости сопротивления (металлический ход) и появление сверхпроводимости. Основная роль такого отжига состоит в удалении «лишнего» нестехиометрического кислорода. Этот процесс уменьшает беспорядок, порог подвижности для электронов понижается, электроны становятся делокализованными и проявляют сверхпроводящие свойства. При оптимальном легировании и отжиге кристалл $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ представляет собой набор изолированных проводящих плоскостей CuO_2 , отстоящих друг от друга на расстояние 6 \AA , и является сильноанизотропным [16].

Проблема анизотропии сопротивления в нормальном состоянии привлекает внимание исследователей уже давно. Удельные сопротивления в разных направлениях различаются не только по величине, но и по характеру температурной зависимости электросопротивления. Наличие металлического ($d\rho_{ab}/dT > 0$) поведения электросопротивления в проводящих плоскостях и неметаллического ($d\rho_c/dT < 0$) поведения в направлении c является объектом пристального внимания теоретиков [17–19]. Исследователи обращали внимание на то, что в слоистых системах со структурой перовскита существует не только внутренний структурный беспорядок, но и беспорядок, связанный с введением легирующих примесей.

В объемных монокристаллах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ наблюдается очень сильная анизотропия сопротивления, $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^4$ [20, 21], однако неметаллический характер зависимости $\rho_c(T)$ до сих пор не был отмечен. Это, по-видимому, связано с особой чувствительностью транспортных свойств Nd-системы к содержанию нестехиометрического кислорода (δ) и с трудностями в достижении оптимального режима отжига ($\delta > 0$) для объемных образцов. С другой стороны, монокристаллические пленки (толщиной до 2000 \AA) хорошо поддаются различным проце-

дурам отжига.

В данной работе представлены результаты исследования влияния легирования и различных режимов отжига (содержания кислорода) на закономерности поведения температурных зависимостей электросопротивления в проводящих плоскостях ab и вдоль направления c монокристаллических пленок электронного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. Впервые для образцов с оптимальным отжигом экспериментально получены зависимости $\rho_c(T)$ с неметаллическим поведением. Сравнение результатов исследования для двух типов пленок позволило продемонстрировать квазидвумерный характер процессов переноса носителей заряда. В работе проведены математические оценки перехода Андерсона металл–диэлектрик для данной системы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Образцы

Методом импульсного лазерного напыления [22] в МИФИ были синтезированы две серии эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x = 0.12, 0.15, 0.17, 0.20$) с различной ориентацией оси c относительно подложки: пленки со стандартной ориентацией (001), когда ось c перпендикулярна подложке SrTiO_3 с ориентацией (001), и пленки с ориентацией (110), когда ось c параллельна подложке SrTiO_3 с ориентацией (110) (рис. 1). Впервые были синтезированы пленки с ориентацией (110), которые имели высокое качество. Пленки с одинаковыми концентрациями церия и с упомянутыми ориентациями оси c были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода [23]. В результате получено три группы образцов: только что выращенные (as grown), оптимально отожженные в вакууме (reduced), $t = 60$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ мм.рт.ст.; отожженные в кислороде (oxidized), $t = 60$ мин, $T = 500^\circ\text{C}$, $p = 760$ мм.рт.ст. Толщина пленок составляла 1200–2000 Å.

Для пленок, приготовленных методом импульсного лазерного напыления в МИФИ, точное значение δ (содержание кислорода) неизвестно. Определить изменение концентрации кислорода возможно только в объемных образцах (например, в керамике) термогравиметрическим методом. В пленках невозможно определить изменение концентрации кислорода в процессе обработки. Основные трудности в определении содержания кислорода связа-

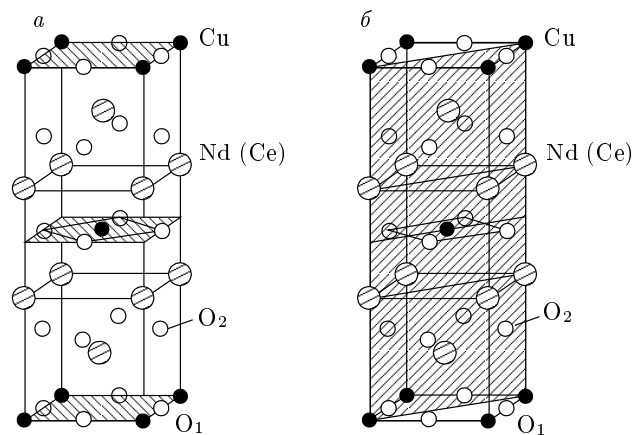


Рис. 1. Монокристаллические эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$: a — стандартная ориентация (001), ось c перпендикулярна подложке SrTiO_3 ; b — ориентация (110), ось c параллельна подложке SrTiO_3

ны со следующим: 1) сложно приготовить образцы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, так как в этом материале содержатся фазы CuO , CeO_2 и фазы бинарных систем Nd-Cu ; 2) в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ имеет место внутренняя негомогенность; 3) валентность церия может изменяться от +3 до +4 при низком давлении кислорода и точно не определяется. Поэтому приходится использовать для образцов достаточно грубые понятия: только что выращенные, оптимально отожженные в вакууме и отожженные в кислороде. Однако в результате длительных и многократных исследований, проведенных нашей группой, было установлено, что для оптимально отожженных монокристаллических пленок имеет место максимально возможная температура сверхпроводящего перехода для составов с различным содержанием церия. Для исследованных нами оптимально отожженных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ наблюдается прекрасное совпадение зависимости $T_c(x)$ с фазовой диаграммой $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, представленной в работах [1, 24]. При этом мы полагаем, что в оптимально отожженных пленках $\delta \rightarrow 0$, что согласуется с данными работ [25, 26]. Известно, что отжиг в инертных средах (N_2 , вакуум) при температуре выше комнатной приводит к удалению кислорода из соединений, а отжиг в кислороде, напротив, — к добавлению кислорода. Для объемных образцов (керамика, монокристаллы) известно, что изменение содержания кислорода лежит в очень узком интервале, $\delta = 0-0.07$ [27], и очень мало по сравнению с изменением содержания кислорода в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($x = 0-1.0$),

в которой оно приводит к изменению концентрации носителей. В $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ изменение содержания кислорода не является причиной изменения концентрации носителей тока, а в основном влияет на беспорядок в системе (амплитуду хаотического примесного потенциала). Как уже сообщалось нами ранее [16, 28], транспортные свойства $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ экстремально чувствительны к содержанию кислорода. В настоящее время установлено [25, 26, 29], только что выращенные монокристаллы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ содержат избыток кислородных атомов ($\delta > 0$), которые располагаются в апексных положениях кристаллической решетки.

Рентгеноструктурный анализ (Со- K_α -излучение) показал, что все монокристаллические пленки имели высокое качество. Измерения проводились методом постоянного тока в интервале температур T от 1.6 К до 300 К.

2.2. Влияние содержания кислорода на зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$

Как уже отмечалось выше, соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, как и все перовскиты, обладает отличительной способностью хорошо поглощать и выделять кислород. Поэтому мы поставили задачу исследовать, как будут изменяться температурные зависимости сопротивления при изменении содержания кислорода в образцах в результате отжига при различных условиях. Цель отжига — добиться оптимального режима для исследования свойств системы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$, наиболее близкой по содержанию кислорода к стехиометрической ($\delta \rightarrow 0$). Однако в зависимости от содержания кислорода происходят существенные изменения характера переноса носителей заряда, как уже сообщалось нами ранее [30].

На рис. 2 представлены температурные зависимости сопротивлений ρ_{ab} и ρ_c для трех образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.15$ и с различным содержанием кислорода. Из рис. 2а видно, что в оптимально отожженном образце (кривая 3) сопротивление в проводящих CuO_2 -плоскостях носит металлический характер ($d\rho_{ab}/dT > 0$): $\rho_{ab}(T) \propto T^2$ в интервале $T_c < T < 300$ К. Величина сопротивления в плоскости ab при температуре начала перехода в сверхпроводящее состояние ($T_c^{\text{onset}} = 23$ К) мала и составляет $\rho_{ab} = 27$ мОм·см.

Будем использовать представления теории неупорядоченных двумерных систем [31]. Условием проводимости по делокализованным состояниям в разупорядоченной двумерной системе (в метал-

лической фазе) является выполнение неравенства $k_F l > 1$ (k_F — волновой вектор на уровне Ферми, l — средняя длина свободного пробега электрона). Параметр $k_F l$ служит мерой беспорядка системы и может быть найден из экспериментальной величины ρ_{ab} [31]:

$$k_F l = \frac{\hbar c_0}{\rho_{ab} e^2},$$

где c_0 — расстояние между слоями ($c_0 = 6 \text{ \AA}$ для $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$), e — заряд электрона. Для оптимально отожженного образца $k_F l = 56$ ($T = 25$ К), что соответствует хорошему металлу. В только что выращенном образце, в котором содержание кислорода больше стехиометрического, сопротивление в проводящих плоскостях возрастает на порядок и равно $\rho_{ab} \approx 200$ мОм·см при $T_c^{\text{onset}} \approx 12$ К (параметр $k_F l \approx 10$). Следует отметить, что зависимость $\rho_{ab}(T)$ носит металлический характер в интервале температур $140 \text{ К} \leq T \leq 300 \text{ К}$ с признаками слабой локализации носителей в плоскости ($\rho_{ab}(T) \propto -\ln T$) при $T < 100$ К. Такая локализация характерна для двумерных систем. Таким образом, только что выращенный образец в этой области температур является двумерным металлом, сопротивление которого определяется интерференционными квантовыми поправками к проводимости Друде [31]. Поведение этого образца ярко демонстрирует существование слабой локализации носителей тока и сверхпроводимости, так как в образце наблюдается полный переход в сверхпроводящее состояние при $T_c = 3.0$ К. Такое сосуществование сверхпроводимости и локализации обсуждалось в нашей работе [32].

При дальнейшем увеличении содержания кислорода (отожженный в кислороде образец) сопротивление в CuO_2 -плоскости увеличивается еще на порядок, остается практически постоянным в интервале температур $100 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ и составляет $\rho_{ab} = 2\text{--}3$ мОм·см. При температурах $T < 100$ К это сопротивление резко растет и при $T \approx 1.6$ К составляет $\rho_{ab} \approx 5$ мОм·см. Сопротивление отожженного в кислороде образца при низких температурах ($3 \text{ К} \leq T \leq 45 \text{ К}$) зависит от температуры активационным образом, $\rho_{ab}(T) \propto \exp(\sqrt{T_0}/T)$, где T_0 — характеристическая температура. Это может быть связано с прыжковым механизмом проводимости. Для такого образца параметр $k_F l = 0.7$, т. е. образец находится на диэлектрической стороне перехода металл-диэлектрик. Подобное изменение в характере температурной зависимости сопротивления мы наблюдали также для образцов, отожженных в трех разных режимах при $x = 0.12, 0.17, 0.20$.

Температурные зависимости сопротивления оп-

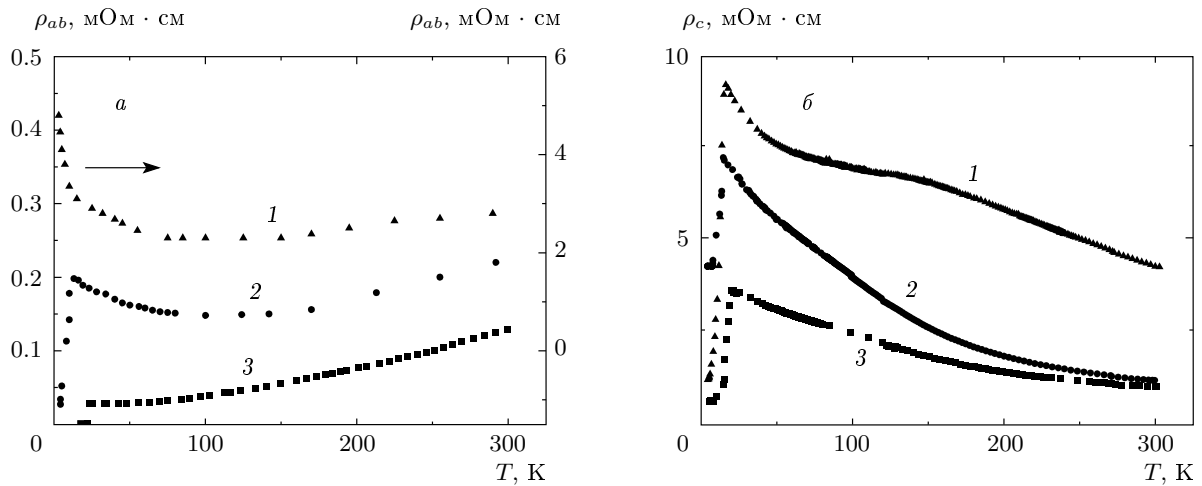


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления ρ_{ab} (а) и ρ_c (б) для образцов $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$ с различным содержанием кислорода: 1 — отожженных в кислороде; 2 — только что выращенных; 3 — оптимально отожженных

тимально отожженных образцов с $x = 0.12, 0.15, 0.17, 0.20$ в интервале 50–300 К хорошо описываются полиномом

$$\rho_{ab}(T) = \rho_0 + AT + BT^2,$$

где $\rho_0 = \rho(T = 0)$,

$$A = (0.7\text{--}2.1) \cdot 10^{-4} \frac{\text{мОм} \cdot \text{см}}{\text{К}},$$

$$B = (1\text{--}2.2) \cdot 10^{-6} \frac{\text{мОм} \cdot \text{см}}{\text{К}^2}.$$

Наблюдаемая квадратичная температурная зависимость сопротивления может быть связана с электрон-электронным взаимодействием, которое сильно возрастает из-за двумерной природы ВТСП-купратов. Полученные результаты соответствуют ферми-жидкостному описанию нормального состояния допированных электронами оксидов меди [33], при этом линейное по T слагаемое соответствует вкладу электрон-фононного рассеяния [26]. На всех образцах с $x = 0.12, 0.15, 0.17, 0.20$ при $T = 77$ К был измерен эффект Холла и определены основные параметры образцов, которые сведены в табл. 1, где значения ρ_{ab} приведены при температурах, соответствующих минимуму сопротивления для каждого образца. Из экспериментальных величин ρ_{ab} и коэффициента Холла R_H мы нашли проводимость одного CuO_2 -слоя, $\sigma_s = (\rho_{ab}/c)^{-1}$, а также объемную, $n = (eR_H)^{-1}$, и поверхностную, $n_s = nc$, концентрации носителей тока ($c = 6 \text{ \AA}$). Из выражения $k_F l = hc/\rho_{ab}e^2$, где $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$ [31], мы нашли среднюю длину свободного пробега электронов в образцах с разным содержанием кислорода.

Установлено, что для образцов с содержанием церия $x = 0.12, 0.15$ коэффициент Холла имеет отрицательный знак. Из табл. 1 видно, что для только что выращенного и оптимально отожженного образцов при $x = 0.15$ коэффициент Холла различается в два раза, а сопротивление — в пять раз. Это означает, что изменение содержания кислорода в этих образцах в результате различных режимов отжига приводит в основном к изменению примесного рассеяния, мало влияя на концентрацию носителей тока. В то же время для образца, отожженного в кислороде, коэффициент Холла резко отличается от коэффициентов Холла других образцов этой серии, превышая их более чем в 10 раз. Это может быть связано с тем, что хаотический примесный потенциал, создаваемый избыточным кислородом в отожженном в кислороде образце, настолько велик, что локализует носители тока.

Коэффициент Холла в образцах с $x = 0.17$ больше чем на порядок уменьшился по сравнению с оптимально отожженным образцом с $x = 0.15$. Можно полагать, что с увеличением содержания церия до $x = 0.17$ дырки начинают играть в проводимости заметную роль, в значительной степени компенсируя вклад электронов. Ясно, что в этом случае определять концентрацию носителей тока, оставаясь в рамках модели с одним типом носителей, не имеет смысла. О том, что дырки в образцах с $x > 0.17$ начинают играть все более существенную роль, свидетельствуют результаты измерения эффекта Холла на образцах с $x = 0.20$. Знак коэффициента Холла как в только что выращенных образцах, так и

Таблица 1. Основные величины и параметры, полученные для образцов $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с ориентацией (001)

x	Образец*	ρ_{ab} , мОм·см	k_{Fl}	$R_H \cdot 10^4$, см ³ /Кл, $T = 77$ К	$n \cdot 10^{-22}$, см ⁻³	$n_s \cdot 10^{-14}$, см ⁻²	$k_F \cdot 10^{-7}$, см ⁻¹	l , Å	μ , см ² /В·с	R_{loc}^{ab} , Å
0.12	1	1.4	1.1	-17.7	0.35	2.1	3.6	3.1	1.5	17.4
	2	0.2	7.8	-17	0.36	2.2	3.7	21	8.5	$4 \cdot 10^6$
	3	0.1	15.6	-18	0.34	2.1	3.6	43	18.2	$\rightarrow \infty$
0.15	1	2.3	0.7	-63	0.1	0.6	1.9	3.5	2.7	10.5
	2	0.15	10.4	-5.7	1.1	6.6	6.4	16.2	3.57	$2 \cdot 10^8$
	3	0.03	56	-2.9	2.2	13.2	9.15	61.5	10.2	$\rightarrow \infty$
0.17	2	0.05	32	-	-	-	-	-	-	-
	3	0.01	138	0	-	-	-	-	-	-
0.20	2	0.05	27.8	0.6	10.8	64.8	20.2	13.8	-	$\rightarrow \infty$
	3	0.1	14.6	0.9	6.9	41.4	16.2	9.1	-	$\rightarrow \infty$

*Образцы: 1 — отожженный в кислороде, 2 — только что полученный, 3 — оптимально отожженный.

в оптимально отожженных — положительный. Подобный результат, который указывает на возрастающую роль дырок с ростом легирования образца $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$, получен ранее [20, 34].

Таким образом, с ростом содержания кислорода, во-первых, на два порядка увеличивается величина сопротивления в проводящих плоскостях, во-вторых, имеет место переход от диффузионного переноса носителей в CuO_2 -плоскостях в стехиометрически отожженных образцах к неметаллическому характеру зависимости $\rho_{ab}(T)$ для образцов с высоким содержанием кислорода. Это связано, по-видимому, с тем, что избыточные атомы кислорода занимают позиции апексного, или вершинного, кислорода над или под проводящими плоскостями. Такие избыточные кислородные атомы образуют хаотический потенциал (потенциал беспорядка), на котором локализуются носители.

Сопротивление вдоль оси c (см. рис. 2б) также возрастает с увеличением содержания кислорода, однако не столь существенно — в два раза. Характер зависимости $\rho_c(T)$ для образцов с различной величиной δ остается неметаллическим: $\rho_c(T) \propto 1/T$. Аналогичные результаты были получены на Nd-системе с $x = 0.12, 0.17$. Таким образом, сопротивление ρ_{ab} гораздо более чувствительно к режиму отжига, чем ρ_c . Это различие особенно заметно при низких температурах: ρ_c изменяется в несколько раз, а ρ_{ab} — в

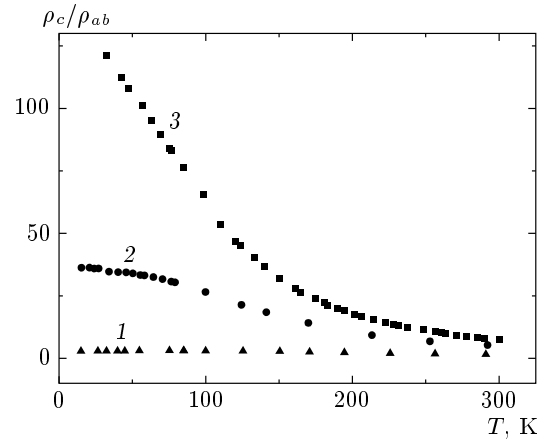


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента анизотропии сопротивления ρ_c/ρ_{ab} образцов $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4+\delta}$ с различным содержанием кислорода (обозначения те же, что на рис. 2); $T_c^{onset} = 12.5$ К (кривая 2), 23 К (кривая 3)

десятки и даже сотни раз.

Итак, с увеличением содержания кислорода и ростом степени беспорядка в системе, вызванного содержанием нестехиометрического кислорода, происходит переход от двумерной системы (металлическое поведение $\rho_{ab}(T)$) и неметаллическое поведение $\rho_c(T)$ к трехмерной системе с сильным беспоряд-

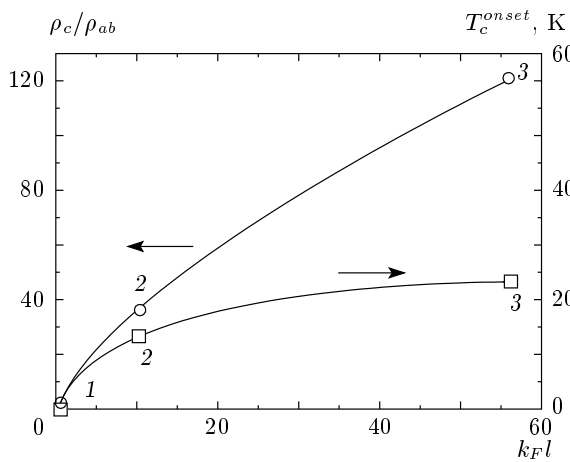


Рис. 4. Зависимости коэффициента анизотропии сопротивления и температуры начала перехода в сверхпроводящее состояние от степени беспорядка в системе для образцов, отожженных в кислороде (точки 1), только что выращенных (2) и оптимально отожженных (3)

ком, что выражается в резком изменении как величины, так и температурной зависимости коэффициента анизотропии сопротивления (рис. 3). Рисунок 4 демонстрирует, что рост степени беспорядка в системе (уменьшение k_{Fl}) вследствие увеличения содержания кислорода приводит как к подавлению сверхпроводимости, так и к уменьшению низкотемпературного коэффициента анизотропии сопротивления. Установлено, что в оптимально отожженных образцах (содержание кислорода близко к стехиометрическому, $\delta \rightarrow 0$) температура перехода в сверхпроводящее состояние (если сверхпроводимость наблюдается) и коэффициент анизотропии имеют максимальную величину.

2.3. Температурные зависимости сопротивления ρ_{ab} и ρ_c от содержания церия при оптимальном отжиге

На рис. 5 приведены зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ для оптимально отожженных образцов соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с различным содержанием церия. Видно, что температурные зависимости сопротивления в проводящих CuO_2 -плоскостях для всех исследованных концентраций церия имеют металлический характер ($d\rho_{ab}/dT > 0$), и только для образца с $x = 0.12$ при $T < 50$ К имеет место логарифмический рост сопротивления с уменьшением температуры: $\rho_{ab}(T) \propto -\ln T$ (рис. 5а), что является признаком слабой локализации носителей заря-

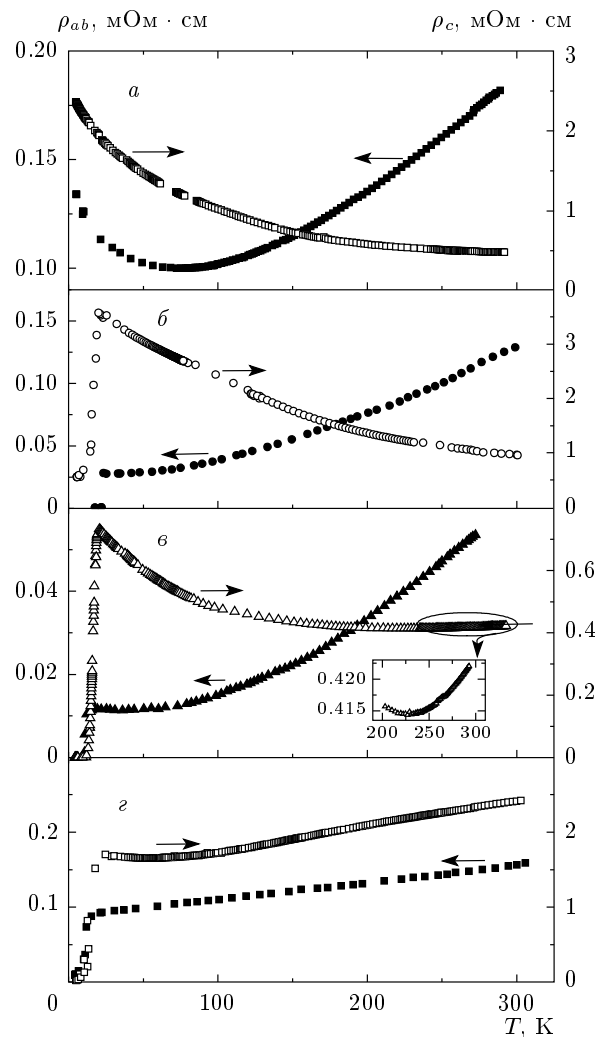


Рис. 5. Температурные зависимости сопротивлений ρ_{ab} и ρ_c для образцов $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с различным содержанием церия: $x = 0.12$ (а), 0.15 (б), 0.17 (в), 0.20 (г)

да, характерным для двумерных систем. Температурные зависимости сопротивления поперек проводящих CuO_2 -плоскостей, $\rho_c(T)$, изменяются с увеличением содержания церия. Так, в недолегированной области ($x = 0.12$) зависимость $\rho_c(T)$ носит неметаллический характер и при $T < 50$ К проявляет активационное поведение: $\rho_c(T) \propto \exp(\sqrt{T_0}/T)$ (рис. 5а). Для оптимально легированного соединения ($x = 0.15$) величина ρ_c увеличивается, зависимость $\rho_c(T)$ явно неметаллическая: $\rho_c(T) \propto 1/T$, однако не является активационной (рис. 5б). При дальнейшем увеличении содержания церия ($x = 0.17$) происходит переход от неметаллической зависимости сопротивления ($d\rho_c/dT < 0$) к металлической

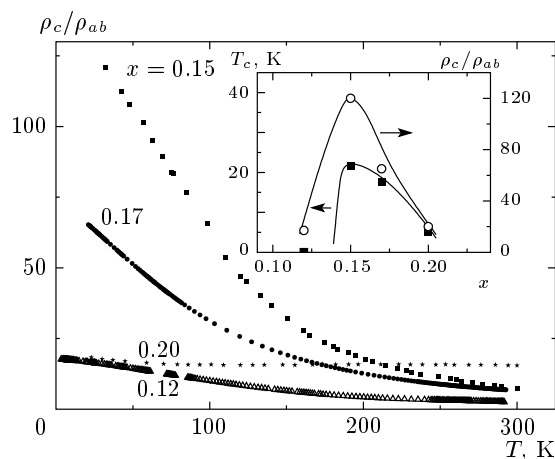


Рис. 6. Температурные зависимости коэффициента анизотропии сопротивления оптимально отожженных образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с различным содержанием церия. На вставке — связь между коэффициентом анизотропии сопротивления и температурой сверхпроводящего перехода

($d\rho_c/dT > 0$) при $T > 200$ К (рис. 5в) и, наконец, при $x = 0.20$ наблюдается металлический ход зависимости $\rho_c(T)$ во всем интервале температур вплоть до сверхпроводящего перехода при $T_c = 10$ К (рис. 5г). Для образца с $x = 0.20$ зависимость $\rho_c(T) \propto T^2$ в интервале температур $10 \text{ К} < T < 150 \text{ К}$ и $\rho_c(T) \propto T$ при $T > 200 \text{ К}$.

Таким образом, установлено, что в оптимально отожженных образцах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с оптимальным содержанием церия ($x = 0.15$) механизмы проводимости коренным образом различаются в разных направлениях: проводимость является металлической в проводящих плоскостях CuO_2 и неметаллической вдоль направления c (поперек проводящих плоскостей), т. е. перенос заряда имеет квазидвумерный характер. Неметаллическое поведение зависимости $\rho_c(T)$ обычно связывают с некогерентным туннелированием носителей заряда в направлении c [35, 36].

Температурные зависимости коэффициента анизотропии сопротивления, ρ_c/ρ_{ab} , для оптимально отожженных образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с различным содержанием церия представлены на рис. 6. Видно, что коэффициент анизотропии сопротивления при низких температурах для оптимального состава ($x = 0.15$) наибольший ($\rho_c/\rho_{ab} = 120$), в то время как для недолегированного ($x = 0.12$) и перелегированного ($x = 0.20$) образцов наименьший и составляет величину примерно 20. Поэтому можно утверждать, что существует однозначная связь между

коэффициентом анизотропии сопротивления и температурой сверхпроводящего перехода (см. вставку на рис. 6). Для $x = 0.12$ – 0.17 коэффициенты анизотропии сопротивления убывают с ростом температуры и при $T = 300$ К близки по величине: $\rho_c/\rho_{ab} = 5$ – 10 . Наиболее сильная температурная зависимость (величина ρ_c/ρ_{ab} меняется более чем на порядок в исследованном интервале температур) наблюдается для оптимального состава $x = 0.15$, что свидетельствует о двумерном характере проводимости в $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$.

Для образца с наибольшим содержанием церия ($x = 0.20$) коэффициент анизотропии практически не зависит от температуры, что характерно для проводимости в анизотропной трехмерной системе. Таким образом, с увеличением содержания церия мы наблюдаем переход от квазидвумерной системы ($x = 0.12$) к двумерной системе ($x = 0.15, 0.17$), когда зависимость $\rho_{ab}(T)$ носит металлический характер, а $\rho_c(T)$ — неметаллический, и далее к трехмерной металлической системе ($x = 0.20$).

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ

3.1. Некогерентный перенос носителей заряда

В результате проведенных исследований проводимости монокристаллических пленок электронного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с различной ориентацией оси c установлен неметаллический характер проводимости ($d\rho_c/dT < 0$) вдоль направления c кристалла в сочетании с металлическим характером ($d\rho_{ab}/dT > 0$) в проводящих CuO_2 -плоскостях в оптимально отожженных пленках. Такое поведение неоднократно наблюдалось в недолегированных и оптимально легированных дырочных ВТСП [37] и является свидетельством квазидвумерности оксидных систем, состоящих из высокоподвижных CuO_2 -слоев, разделенных буферными слоями [19].

Неметаллическое поведение зависимости $\rho_c(T)$ часто связывают с некогерентным туннелированием носителей заряда в направлении c [35, 36]. Некогерентный перенос между слоями CuO_2 осуществляется, когда вероятность рассеяния носителя в плоскости, $1/\tau$, много больше, чем интеграл переноса $t_c \equiv 1/\tau_{esc}$ между плоскостями. Здесь τ — время релаксации носителей в плоскости, τ_{esc} — время ухода из данной плоскости в соседнюю. Если электрон испытывает много столкновений, прежде чем перейти в другую плоскость, то последовательные процессы

Таблица 2. Основные величины и параметры, полученные для образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с ориентацией $(1\bar{1}0)$

x	Образец	ρ_c/ρ_{ab}	τ_{esc}/τ	$R_{loc}^c, \text{Å}$
0.12	1	6	79.5	1.37
	2	3.7	≈ 1	$\rightarrow \infty$
	3	17.6	1.2	36.2
0.15	1	2	66.1	1.5
	2	40	5.9	3.4
	3	120	≈ 1	5.5
0.20	3	18.3	1.4	18.8

Примечание. Обозначения те же, что в табл. 1.

туннелирования между плоскостями некоррелированы.

Из выражений для коэффициентов диффузии вдоль (D_{ab}) и поперек (D_c) слоев,

$$D_{ab} = \frac{l^2}{2\tau}, \quad D_c = \frac{c^2}{\tau_{esc}},$$

где l — длина пробега в плоскости ab , а $c = 6 \text{Å}$ — расстояние между соседними слоями CuO_2 , можно оценить отношение характерных времен:

$$\frac{\tau_{esc}}{\tau} \approx \frac{(c/l)^2 \rho_c / \rho_{ab}}{(\pi/8) \cdot n_{3D} c^3}, \quad (1)$$

где n_{3D} — объемная концентрация носителей тока. Используя оценки длины пробега носителей (см. табл. 1) и коэффициента анизотропии (см. рис. 6), при $T < 50 \text{ K}$ и $x = 0.12, 0.15, 0.20$ получим $\tau_{esc}/\tau \sim 1$ для оптимально отожженных образцов (табл. 2). Таким образом, в модели некогерентного туннелирования по нашим оценкам мы не можем различить неметаллическое поведение ($d\rho_c/dT < 0$) вдоль оси c для образцов с $x = 0.12$ и $x = 0.15$ от металлической проводимости ($d\rho_c/dT > 0$) в этом же направлении. Более того, данная модель не может объяснить температурную зависимость проводимости в направлении c .

В модели естественной сверхрешетки [38, 39] (слои CuO_2 — квантовые ямы, буферные слои $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$ — барьеры) этот эффект может быть связан с разбросом уровней энергии электрона в квантовых ямах из-за хаотического примесного потенциала. Действительно, если волновая функция электро-

на локализована в направлении c с характерным радиусом локализации R_{loc}^c , меньшим расстояния между соседними CuO_2 -плоскостями, то интеграл переноса имеет вид [40]

$$t_c \propto \exp(-c/R_{loc}^c) \exp(-\varepsilon_a/kT), \quad (2)$$

где $(R_{loc}^c)^{-1} = \sqrt{2m\Delta/\hbar^2}$, Δ — эффективная высота барьера, ε_a — разброс уровней энергии электрона (значений Δ) в ямах, обусловленный беспорядком. Первый множитель в выражении (2) (интеграл перекрытия) обуславливает зависимость вероятности перехода между слоями от высоты барьера, а второй приводит к неметаллической температурной зависимости проводимости при низких температурах (аналог проводимости по примесной зоне в полупроводниках [41]).

С повышением температуры все более существенную роль начинает играть вклад в проводимость, связанный с термической активацией носителей через барьер [39],

$$\sigma_{term} \propto \exp(-\Delta/kT), \quad (3)$$

и при $kT > \Delta$ должен наблюдаться переход к металлическому типу проводимости. Исходя из вида зависимости $\rho_c(T)$, можно оценить эффективную высоту барьера Δ : $\Delta > 300 \text{ K}$ для $x = 0.12$, $\Delta \approx 300 \text{ K}$ для $x = 0.15$ и $\Delta \approx 200 \text{ K}$ для $x = 0.17$. Переход к металлическому типу проводимости в направлении c для $x = 0.20$ в рассматриваемой модели обусловлен именно понижением эффективной высоты барьера по мере роста уровня Ферми в процессе легирования церием.

3.2. Переход металл–диэлектрик, индуцированный беспорядком. Оценка параметров R_{loc}^{ab} , R_{loc}^c , L_φ^{ab} , L_φ^c

Как было отмечено в предыдущих разделах, мы наблюдали изменение характера поведения $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ от металлического к полупроводниковому в образцах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в зависимости от содержания кислорода (см. рис. 2). В монокристаллах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ при оптимальном легировании с $\delta = 0$ было установлено, что механизмы проводимости в плоскости ab и в направлении c коренным образом различаются: проводимость является металлической ($d\rho_{ab}/dT > 0$) в плоскости ab и неметаллической ($d\rho_c/dT < 0$) в направлении c . С увеличением содержания кислорода ($\delta > 0$) в купратной системе проводимость в плоскости ab становится неметаллической ($d\rho_{ab}/dT < 0$). Такое поведение в слоистой квазидвумерной системе можно понять, если допустить, что соединение находится в фазе андерсоновского диэлектрика, обусловленной наличием в нем

сильного внутреннего беспорядка, с сильно анизотропной длиной локализации носителей в проводящей плоскости и в направлении, перпендикулярном ей ($R_{loc}^{ab} \gg R_{loc}^c$) [18, 19]. Изменение поведения сопротивления (переход от металлической зависимости к неметаллической), по-видимому, связано с тем, что в случае, когда состояния вблизи уровня Ферми локализованы, все зависит от соотношения между радиусом локализации R_{loc} носителя и длиной его диффузии за характерное время процессов неупругого рассеяния, $L_\varphi \approx \sqrt{D\tau_\varphi}$ (D — коэффициент диффузии, τ_φ — время фазовой когерентности). Нами были сделаны оценки длины локализации носителей в плоскости ab ,

$$R_{loc}^{ab} \approx l \exp\left(\frac{\pi}{2}k_F l\right), \quad (4)$$

и длины неупругого рассеяния,

$$L_\varphi^{ab} \approx \sqrt{D_{ab}\tau_\varphi} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mkT}} \frac{k_F l}{\sqrt{\ln(k_F l)}}, \quad (5)$$

где l — средняя длина свободного пробега, D_{ab} — коэффициент диффузии в плоскости ab , m — масса свободного электрона, k — постоянная Больцмана. Сравнение величин R_{loc}^{ab} и L_φ^{ab} дает информацию о характере температурной зависимости сопротивления в проводящих плоскостях ab .

Была оценена длина локализации в направлении оси c при движении носителей между проводящими CuO_2 -плоскостями:

$$R_{loc}^c \approx \frac{c}{\ln(\tau_{esc}/\tau)}. \quad (6)$$

Для одномерного движения носителей вдоль оси c отношение τ_{esc}/τ определяется по формуле (1). Сравнение величин R_{loc}^c и расстояния между CuO_2 -плоскостями ($c \approx 6 \text{ \AA}$ для монокристаллов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$) дает информацию о характере температурной зависимости сопротивления при движении в направлении оси c .

На основании результатов экспериментальных измерений были оценены параметры для всех исследованных образцов систем $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ (см. табл. 1 и 2).

Были также сделаны оценки радиусов локализации и длин неупругого рассеяния носителей в проводящих плоскостях и вдоль оси c для образцов с различным содержанием кислорода в системе $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ [42]. Для монокристаллических пленок $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$ получены следующие результаты.

1) Для оптимально отожженной в вакууме пленки $L_\varphi^{ab} \approx 1200 \text{ \AA}$, $R_{loc}^{ab} \rightarrow \infty$ ($L_\varphi^{ab} < R_{loc}^{ab}$), что

соответствует металлическому характеру температурной зависимости сопротивления в плоскости ab ; $R_{loc}^c \approx 5.5 \text{ \AA}$, $c = 6 \text{ \AA}$ ($R_{loc}^c < c$), что свидетельствует о неметаллическом характере температурной зависимости сопротивления в направлении c .

2) Для только что выращенной пленки $L_\varphi^{ab} \approx 380 \text{ \AA}$, $R_{loc}^{ab} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ \AA}$ ($L_\varphi^{ab} < R_{loc}^{ab}$), т. е. металлический характер температурной зависимости сопротивления в плоскости ab ; $R_{loc}^c \approx 3.4 \text{ \AA}$, $c = 6 \text{ \AA}$ ($R_{loc}^c < c$), т. е. неметаллический характер температурной зависимости сопротивления в направлении c .

3) Для пленки, отожженной в кислороде, $L_\varphi^{ab} \rightarrow \infty$, $R_{loc}^{ab} \approx 10.5 \text{ \AA}$ ($L_\varphi^{ab} \gg R_{loc}^{ab}$), т. е. неметаллический характер температурной зависимости сопротивления в плоскости ab ; $R_{loc}^c \approx 1.5 \text{ \AA}$, $c = 6 \text{ \AA}$ ($R_{loc}^c < c$), т. е. неметаллический характер температурной зависимости сопротивления в направлении c .

Полученные из оценок характеристики $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ для образцов $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$ коррелируют с экспериментально наблюдавшимися температурными зависимостями сопротивления в этих пленках (см. рис. 2). Таким образом, для только что выращенных и оптимально отожженных образцов наблюдалась комбинация металлического поведения электросопротивления в плоскости ab и неметаллического поведения в направлении c . Такая комбинация температурных зависимостей сопротивления для одних и тех же образцов является, по нашему мнению, внутренним свойством квазидвумерных систем. Однако с ростом беспорядка вследствие увеличения содержания нестехиометрического кислорода (образцы, отожженные в кислороде), температурные зависимости сопротивления как в плоскости ab , так и в направлении c становятся неметаллическими. Для образцов с другим содержанием церия также наблюдается хорошая корреляция теоретических оценок локализационных параметров и длин неупругого рассеяния и температурного поведения сопротивления.

Таким образом, в квазидвумерной системе $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ рост степени беспорядка за счет увеличения содержания кислорода приводит к переходу металл–диэлектрик андерсоновского типа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате систематических экспериментальных исследований влияния кислорода и легирующей примеси на транспортные свойства электронного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ были получены следующие результаты.

1) Впервые выращены высококачественные пленки с осью c , расположенной в плоскости пленки, с ориентацией пленки $(1\bar{1}0)$. Это позволило практически исключить влияние переноса носителей в плоскостях CuO_2 на транспортные свойства в направлении c и дало возможность экспериментально наблюдать немагнитическое ($d\rho_c/dT < 0$) поведение зависимости $\rho_c(T)$ в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$.

2) Установлено, что сопротивление ρ_{ab} гораздо более чувствительно к режиму отжига, чем ρ_c . Это различие особенно заметно при низких температурах: ρ_c изменяется в несколько раз, а ρ_{ab} — в десятки и даже в сотни раз. Увеличение содержания кислорода (рост степени беспорядка в системе) приводит к уменьшению коэффициента анизотропии сопротивления. Было установлено, что в оптимально отожженных образцах (содержание кислорода близко к стехиометрическому, $\delta \rightarrow 0$) температура перехода в сверхпроводящее состояние и коэффициент анизотропии имеют максимальную величину.

3) Сочетание металлического поведения зависимости $\rho_{ab}(T)$ и немагнитического характера зависимости $\rho_c(T)$ для оптимально отожженных образцов с $x = 0.12, 0.15$ при $T < 300$ К и для $x = 0.17$ при $T < 100$ К есть собственное свойство вещества и является свидетельством квазидвумерности системы. Имеют место двумерная проводимость по делокализованным состояниям в плоскостях и некогерентное туннелирование (прыжки) в направлении c с учетом разброса уровней энергии электрона в ямах, обусловленного беспорядком. По мере роста легирования церием, при $x = 0.20$, наблюдается переход к анизотропной металлической трехмерной системе.

4) Показано, что слоистые квазидвумерные системы являются андерсоновскими диэлектриками с сильноанизотропным радиусом локализации ($R_{loc}^{ab} \gg R_{loc}^c$). В системе $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ мы наблюдали индуцированный беспорядком переход Андерсона металл–диэлектрик, подтвержденный теоретическими оценками.

Авторы благодарны М. В. Садовскому за проявленный интерес к работе и плодотворные обсуждения результатов.

Работа выполнена при совместной поддержке РФФИ и Министерства промышленности, энергетики и науки Свердловской области (грант РФФИ-Урал № 04-02-96084) и финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00369).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Tokura, H. Takagi, and S. Uchida, *Nature* **337**, 345 (1989).
2. E. F. Paulus, I. Yehia, H. Fuess et al., *Sol. St. Comm.* **73**, 791 (1990).
3. S. W. Tozer, A. W. Kleinsasser, T. Penney et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1768 (1987).
4. S. J. Hagen, T. W. Jing, Z. Z. Wang et al., *Phys. Rev. B* **37**, 7928 (1988).
5. T. Penney, S. von Molnar, D. Kaiser et al., *Phys. Rev. B* **38**, 2918 (1988).
6. T. A. Friedman, M. W. Rabin, J. Giapintzakis et al., *Phys. Rev. B* **42**, 6217 (1990).
7. Y. Nakamura and S. Uchida, *Phys. Rev. B* **47**, 8369 (1993).
8. H. L. Kao, J. Kwo, H. Takagi et al., *Phys. Rev. B* **48**, 9925 (1993).
9. H. Takagi, T. Ido, S. Ishibashi et al., *Phys. Rev. B* **40**, 2254 (1989).
10. S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2194 (1988); *Phys. Rev. B* **41**, 846 (1990).
11. J. H. Ali, F. G. Aliev, I. V. Vodolazskaya et al., *Physica B* **165**, 1539 (1990).
12. Beom-hoan O and J. T. Market, *Phys. Rev. B* **47**, 8373 (1993).
13. M. A. Crusellas, J. Fortcuberta, S. Pinol et al., *Physica C* **180**, 313 (1991).
14. S. Uij and H. Aoki, *Physica C* **199**, 231 (1992).
15. T. Charikova, A. Ignatenkov, A. Ponomarev et al., *Physica C* **388–389**, 323 (2003).
16. А. Н. Игнатенков, А. И. Пономарев, Л. Д. Сабирзянова и др., *ЖЭТФ* **119**, 1250 (2001).
17. P. W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
18. G. Kotliar, E. Abrahams, A. E. Ruckenstein et al., *Europhys. Lett.* **15**, 655 (1991).
19. M. V. Sadovskii, in *Superconductivity and Localization*, World Sci. Publ. Comp., Singapore (2000), p. 192.
20. Z. Z. Wang, T. R. Chian, and N. R. Ong, *Phys. Rev. B* **43**, 3020 (1991).
21. Т. Б. Чарикова, А. И. Пономарев, А. Н. Игнатенков и др., *ФММ* **91**, 46 (2001).

22. A. A. Ivanov, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov et al., *Physica C* **180**, 69 (1991).
23. А. И. Пономарев, А. Н. Игнатенков, Т. Б. Чарикова и др., *ФММ* **95**, 46 (2003).
24. S. Uchida, H. Takagi, and Y. Tokura, in *Proc. ISEC-89*, Tokyo (1989), p. 306.
25. E. Wang, J.-M. Tarascon, L. H. Green et al., *Phys. Rev. B* **41**, 6582 (1990).
26. X. Q. Xu, S. N. Mao, Wu Jiang et al., *Phys. Rev. B* **53**, 871 (1996).
27. J. S. Kim and D. R. Gaskell, *Physica C* **209**, 381 (1993).
28. G. I. Harus, A. I. Ponomarev, T. B. Charikova et al., *Mod. Phys. Lett. B* **17**, 701 (2003).
29. N. Fortune, K. Murata, K. Takenaka et al., *Phys. Rev. B* **43**, 12930 (1991).
30. А. И. Пономарев, Т. Б. Чарикова, А. Н. Игнатенков и др., *ФНТ* **30**, 1180 (2004).
31. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
32. G. I. Harus, A. I. Ponomarev, and T. B. Charikova, *Physica C* **383**, 207 (2002).
33. М. В. Садовский, *СФХТ* **8**, 337 (1995).
34. S. Kubo and M. Suzuki, *Physica C* **185–189**, 1251 (1993).
35. A. Cassam-Chenai and D. Maily, *Phys. Rev. B* **52**, 1984 (1995).
36. R. H. McKenzie and P. Moses, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4492 (1998).
37. T. Ito, H. Takagi, S. Ishibashi et al., *Nature* **350**, 596 (1991).
38. В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 211 (1998); А. И. Пономарев, А. Н. Игнатенков, Л. Д. Сабиржанова et al., in *Proc. Int. Conf. Phys. Semicond.*, Jerusalem (1998), CD-ROM, Sec. 5, Subsec. A, № 36.
39. M. Guira, R. Fastampa, S. Sarti, and E. Silva, *Phys. Rev. B* **68**, 134505 (2003).
40. *Задачи по термодинамике и статистической физике*, под ред. П. Ландсберга, Мир, Москва (1974), гл. 19.
41. Б. Л. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
42. А. И. Пономарев, Т. Б. Чарикова, Г. И. Харус и др., *ФММ* **104**, вып. 1 (2007), в печати.