

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.311.1:538.945

ВЗАИМОСВЯЗЬ ЗАРЯДОВОЙ И ВИХРЕВОЙ ПОДСИСТЕМ
В АНИЗОТРОПНОМ ЭЛЕКТРОННО-ЛЕГИРОВАННОМ
СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$

© 2022 г. А. С. Клепикова^а, О. Е. Петухова^а, М. Р. Попов^{а, *},
Н. Г. Шелушнина^а, Т. Б. Чарикова^а

^а Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990 Россия

*e-mail: popov_mr@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 28.06.2021 г.

После доработки 12.10.2021 г.

Принята к публикации 18.10.2021 г.

Представлены результаты исследования температурных и полевых зависимостей тензора сопротивления электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ($0.12 \leq x \leq 0.20$) в проводящих плоскостях CuO_2 и в направлении, перпендикулярном плоскостям CuO_2 . Полученные результаты успешно интерпретируются в рамках концепции квазидвумерности изучаемых систем с высокой металлической проводимостью в проводящих плоскостях CuO_2 ($d\rho_{ab}/dT > 0$) и неметаллической температурной зависимостью проводимости в направлении оси c ($d\rho_c/dT < 0$) из-за некогерентного туннелирования и термической активации через барьеры между проводящими слоями CuO_2 . Особенности поведения магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$ и сопротивления Холла $\rho_{xy}(B)$ в смешанном (резистивном) состоянии связаны с динамикой поперечного движения вихрей Абрикосова и Джозефсона в режиме потока в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Ключевые слова: ВТСП купраты n -типа, анизотропия, смешанное состояние

DOI: 10.31857/S001532302202005X

ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводимость — одно из самых интересных и загадочных явлений в физике твердого тела. Открытие в 1986 г. высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) [1] послужило сильным толчком для развития научной деятельности как в области исследований сверхпроводимости, так и для развития физики твердого тела в целом. Были предложены новые и усовершенствованы существующие модели, на основании которых пытались объяснить механизмы возникновения высокотемпературной сверхпроводимости. В результате интенсивных исследований удалось объяснить многие эффекты и свойства ВТСП-соединений, однако общая теория сверхпроводимости пока не разработана. Это, прежде всего, связано с тем, что недостаточно выяснена физическая картина нормального и смешанного состояний сверхпроводников. Также нет четкого понимания процессов переноса заряда в проводящих плоскостях CuO_2 и, тем более, поперек этих плоскостей, в c -направлении соединений. Ясное понимание физических свойств как нормального, так и смешанного состояний является важнейшей состав-

ляющей выяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости.

В последние годы резко возрос интерес к изучению транспортных свойств купратов n -типа [2–8], в том числе исследования пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с разной ориентацией [4, 5] и ультратонких кристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ [6–8].

В семействе сверхпроводников соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ обладает многими уникальными свойствами, которые делают его удобным объектом для исследования [9, 10]. Это купратный сверхпроводник с электронным типом проводимости. Электронное легирование генерируется путем замены ионов Nd^{3+} в исходном соединении Nd_2CuO_4 на Ce^{4+} с образованием несверхпроводящего антиферромагнетика $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. Дополнительный отжиг в бескислородной атмосфере приводит к подавлению статического антиферромагнитного (АФ) порядка и появлению сверхпроводимости (СП). Соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ имеет только одну плоскость CuO_2 на элементарную ячейку, не имеет медных цепочек, апексные атомы кислорода между соседними проводящими плоскостями отсутствуют в соединениях $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с

Таблица 1. Экспериментальные параметры концентраций и подвижностей электронов и дырок соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$, ($n = 6.9 \times 10^{20} \text{ см}^{-3} > p = 1.04 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0.14$ и $n = 6.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3} > p = 5.2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0.15$), в перелегированной – дырки ($n = 1.7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3} < p = 6.7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0.17$ и $n = 1.6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \ll p = 1.2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для $x = 0.18$) [11]

x	$n, \text{ см}^{-3}$	$p, \text{ см}^{-3}$	$\mu_n, \text{ см}^2/\text{В с}$	$\mu_p, \text{ см}^2/\text{В с}$
0.14	6.9×10^{20}	1.04×10^{20}	10	20
0.15	6.3×10^{21}	5.2×10^{21}	13	10
0.17	1.7×10^{21}	6.7×10^{21}	60	30
0.18	1.6×10^{19}	1.2×10^{21}	100	90

оптимальным отжигом. Соединение $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ характеризуется способностью обратимо поглощать и выделять кислород, его свойства сильно чувствительны к содержанию кислорода. Связь между купратными плоскостями достаточно слаба, вследствие чего отчетливо наблюдается большая анизотропия проводимости, прямо указывающая на квазидвумерный характер электронных свойств [9].

В связи с этим $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ обладает ярко выраженными двумерными свойствами. Многие из его физических свойств показывают обычное металлическое поведение в противоположность остальным купратам.

Исходное соединение Nd_2CuO_4 является диэлектриком. Уже в первой работе Токура, Токаги и Учиды [11] было показано, что сверхпроводимость в этом соединении появляется только у твердых растворов на его основе как, например, $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$ ($0 \leq x \leq 0.2$) при дополнительном отжиге в бескислородной атмосфере. С ростом содержания церия Ce^{4+} происходит увеличение числа электронов и уменьшение удельного сопротивления. К настоящему времени установлено [12–14], что после синтеза “as grown” монокристаллы $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ содержат избыток кислородных атомов ($\delta > 0$), которые располагаются в апексных положениях кристаллической решетки. Отжиг в бескислородной атмосфере соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ при неоптимальных условиях не полностью удаляет избыточный кислород ($\delta > 0$), однако переход в сверхпроводящее состояние наблюдается, хоть и не при максимальных температурах для данного соединения. Оптимальный отжиг в бескислородной атмосфере приводит к практически полному удалению избыточного кислорода из апексных положений ($\delta \sim 0$), что приводит к переходу в сверхпроводящее состояние с максимальной температурой для каждого состава по церию и к образованию слоистой структуры с наиболее “изолированными” проводящими плоскостями CuO_2 . И чем более “изолированными” оказываются проводящие слои CuO_2 , тем отчетливее проявляются двумерные свойства. Уменьшение содержания кисло-

рода, в основном, влияет на беспорядок в системе (амплитуду хаотического примесного потенциала), трансформацию температурных зависимостей сопротивления и переходу диэлектрик–металл.

Стоит отметить тот факт, что при изменении уровня легирования в данном соединении происходит трансформация поверхности Ферми: в наших работах было экспериментально обнаружено, что с ростом легирования церием изменяется соотношение концентраций электронов и дырок – в недолегированной и оптимально-легированной областях соединения основным типом носителей заряда являются электроны, а в перелегированной – дырки (см. табл. 1).

Наряду с результатами исследования процессов переноса носителей заряда [15], результаты ARPES-спектроскопии [16, 17] и модельные расчеты зонной структуры соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ [18] однозначно указывают на существование двух типов носителей заряда (электронов и дырок) в номинально электронно-легированном соединении в области концентраций легирующей примеси Ce^{4+} от $x = 0.13$ до $x = 0.17$.

В нашей работе мы представляем результаты исследований температурных и магнитопольевых зависимостей тензора элетросопротивления и эффекта Холла соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ с оптимальным отжигом и их интерпретация в рамках существующих моделей.

1. СТРУКТУРА $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$: ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА

Соединение $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ – сверхпроводник с электронным типом проводимости, который имеет объемноцентрированную кристаллическую решетку и соответствует тетрагональной T -фазе. Ионы кислорода из вершинных положений сдвинуты в узлы на гранях тетрагональной ячейки, таким образом, структуру соединения схематически можно представить в виде набора проводящих плоскостей CuO_2 , разделенных непроводящими буферными $Nd(Ce)O$ -слоями (рис. 1).

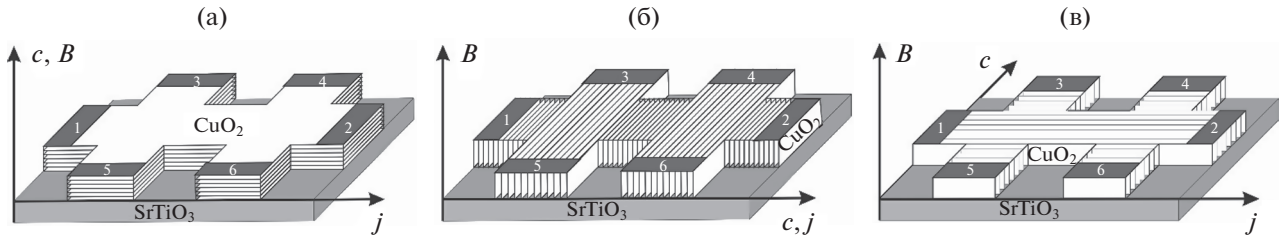


Рис. 1. Схема образцов – эпитаксиальных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$: (а) ориентация пленки (001) – c -ось решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ перпендикулярна плоскости подложки SrTiO_3 – тип I; (б) ориентация пленки (1 $\bar{1}$ 0) – ось c решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ направлена вдоль длинной стороны подложки SrTiO_3 – тип II; (в) ориентация пленки (1 $\bar{1}$ 0) – ось c решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ направлена вдоль короткой стороны подложки SrTiO_3 – тип III. Серебряные электрические контакты – 1–6. Стрелками указаны направления оси c , внешнего магнитного поля (B) и электрического тока (j).

Методом импульсного лазерного осаждения [19], [15] были синтезированы эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.12, 0.17, 0.20$ I-го и II-го типов и с $x = 0.135, 0.145$ и 0.15 (недолегированная и оптимально легированная области фазовой диаграммы соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$) трех типов (I, II, III) (рис. 1).

В процессе импульсного лазерного осаждения был использован эксимерный лазер KrF с длиной волны 248 нм, с энергией 80 мДж/имп и плотностью энергии на поверхности мишени 1.5 Дж/см². Длительность импульса составляла 15 нс, частота следования импульсов от 5 до 20 Гц. Далее синтезированные пленки были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода. Для измерений были отобраны пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с оптимальным отжигом – это подразумевает образцы с максимальным значением температуры сверхпроводящего перехода

(СП) для данного содержания церия (x). Условия оптимального отжига были следующие:

– для состава $x = 0.15$ ($T_c^{\text{onset}} = 23.5$ К, $T_c = 22$ К ($\rho \approx 0$)) – $t = 60$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст.;

– для состава $x = 0.145$ ($T_c^{\text{onset}} = 15.7$ К, $T_c = 10.7$ К ($\rho \approx 0$)) – $t = 60$ мин, $T = 600^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст.;

– для состава $x = 0.135$ ($T_c^{\text{onset}} = 13.7$ К, $T_c = 9.6$ К ($\rho \approx 0$)) – $t = 60$ мин, $T = 600^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст.

для состава $x = 0.12$ (T_c отсутствует) – $t = 60$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст.;

– для состава $x = 0.17$ ($T_c^{\text{onset}} = 12.2$ К, $T_c = 9.8$ К ($\rho \approx 0$)) – $t = 60$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст.;

– для состава $x = 0.20$ ($T_c^{\text{onset}} = 15.4$ К, $T_c = 5.3$ К ($\rho \approx 0$)) – $t = 60$ мин, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5}$ мм. рт. ст.

Толщина пленок, измеренная интерференционным микроскопом МИИ-11, составляла: $d = 140\text{--}520$ нм.

Монокристаллические пленки, полученные методом импульсного лазерного осаждения на подложку монокристалла SrTiO_3 , были исследованы на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4 в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Из-за близости структур рефлексы двух фаз $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ и SrTiO_3 на рентгенограмме близки по угловому положению (рис. 2). Для уточнения результатов образец помещали в юстировочную головку таким образом, что плоскость пленки была перпендикулярна падающему пучку рентгеновских лучей, юстировку проводили с использованием отражения от монокристаллической подложки SrTiO_3 . Используя полученные нами раньше значения параметров решетки, было определено, что на рентгенограмме образца с оптимальным легированием $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ видны лишь рефлексы плоскостей решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ти-

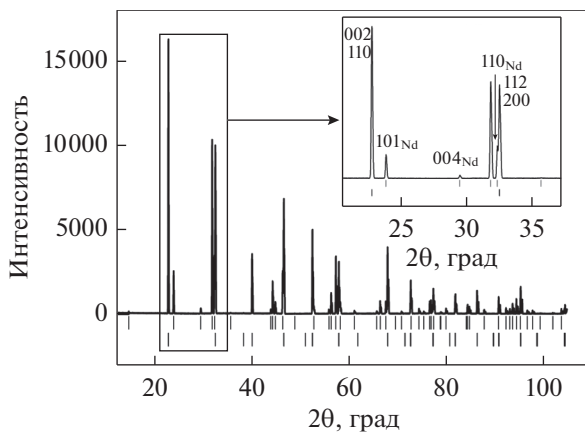


Рис. 2. Рентгенограмма образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ (верхние штрихи) и SrTiO_3 (нижние штрихи).

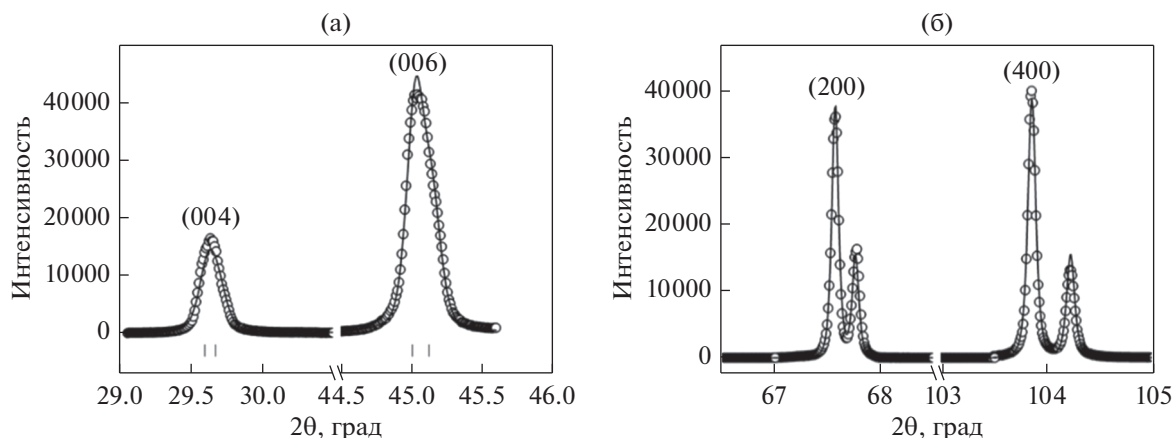


Рис. 3. Фрагменты XRD данных пленок: (а) ось *c* перпендикулярна монокристаллической подложке SrTiO₃; (б) ось *c*, параллельной оси *c*, монокристаллической подложки SrTiO₃.

па (001). Дальнейшая юстировка образца позволила получить рефлексы (004) и (006) (рис. 3а).

Методом профильного анализа с помощью программы FulProf была проведена оценка параметра *c* элементарной ячейки соединения Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO₄ с оптимальным легированием (*x* = 0.15) и оптимальным отжигом ($\delta \rightarrow 0$): *c* = 12.102 Å.

Рентгенограммы образцов, ось *c* которых лежит в плоскости пленки, представлены на рис. 3б. Было установлено, что плоскость образца (001) действительно лежит в плоскости подложки, т.е. в плоскости, перпендикулярной падающему пучку рентгеновских лучей, лежат рефлексы типа (h00). Параметр решетки составил (*a* = *b* = 3.92 Å) для оптимально отожженной пленки Nd_{2-x}Ce_xCuO₄/SrTiO₃ с *x* = 0.15.

2. АНИЗОТРОПИЯ ПЛОТНОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА

Для широкого применения сверхпроводников (СП) требуется получение более высоких значений критических параметров – плотности критического тока и критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Критическая плотность тока является одним из основных параметров сверхпроводников, определяющих возможности их практического использования. Вместе с тем изучение процессов переноса тока представляет интерес не только с технической, но и с физической точки зрения, так как многие связанные с этим явления имеют глубокую физическую природу и позволяют получить дополнительную информацию о некоторых параметрах сверхпроводящего состояния. Критический ток в СП II рода, к которым относятся и высокотемпературные сверхпроводники, является следствием взаимодействия вихрей Абрикосова и Джозефсона с неоднородностями СП.

Для определения критического тока используют преимущественно два метода – магнитные измерения и транспортные. В первом случае метод измерения критического тока по кривой намагничивания основан на модели Бина [20]. Обычно для этого вычисляют разность $\Delta M(H) = M\uparrow - M\downarrow$, возникающую при измерении в нарастающем и спадающем магнитном поле, параллельном плоскости пленки образца толщиной *d*. Критический ток равен

$$j_c = 2 \frac{\Delta M}{d}. \quad (1)$$

Второй способ определения критического тока – транспортный. Через образец пропускают транспортный ток и измеряют возникающее напряжение. Плотность критического тока получается делением критического тока на наименьшее поперечное сечение образца. Этот способ измерения наиболее простой и доступный.

Для измерения критических токов в сверхпроводящих пленках была разработана и изготовлена установка, основанная на импульсном методе [21]. Длительность импульса тока, пропускаемого через образец, составляла 150 мкс. Величину тока определяют величиной напряжения на конденсаторах, входящих в установку. В зависимости от величины тока образец либо переходил из сверхпроводящего состояния в нормальное, либо оставался в сверхпроводящем состоянии. При переходе в нормальное состояние на зондовых контактах образца появлялось напряжение отклика. Измерение критического тока на монокристаллических пленках Nd_{2-x}Ce_xCuO₄/SrTiO₃ производили при температуре жидкого гелия *T* = 4.2 К.

На рис. 4 представлены вольтамперные характеристики оптимально отожженных пленок Nd_{2-x}Ce_xCuO₄/SrTiO₃ с *x* = 0.15 (*T_c* = 23 К) с различной ориентацией *c*-оси относительно подложки.

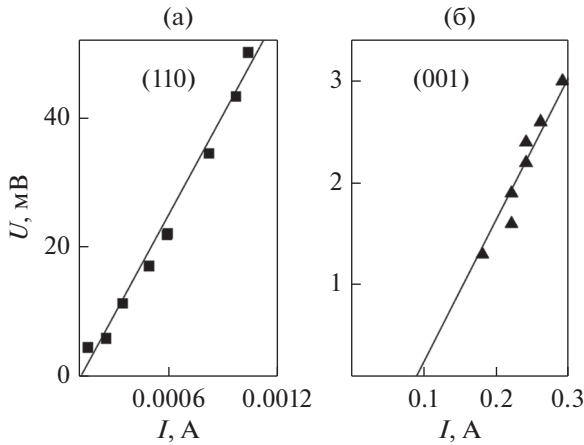


Рис. 4. Вольтамперные характеристики монокристаллических пленок $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией c -оси: а – (110), б – (001).

В эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с ориентацией (001) величина критического тока составила $I_c \approx 0.1 \text{ A}$, плотность критического тока $j_c^{ab} \approx 10^5 \text{ A}/\text{cm}^2$. В пленке $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с ориентацией (110) величина критического тока $I_c \approx 10^{-4} \text{ A}$, плотность критического тока данного образца $j_c^c \approx 40 \text{ A}/\text{cm}^2$. Таким образом, анизотропия плотности критического тока составила $j_c^{ab}/j_c^c \approx 3 \times 10^3$.

При наличии в сверхпроводнике транспортно-го тока на вихри действует сила Лоренца. Если бы сверхпроводник был однороден и бездефектен, то при любой, сколь угодно малой силе Лоренца, вихри бы начали свое движение в направлении этой силы. В сверхпроводнике второго рода существуют разные виды микроскопических дефектов, на которых могут закрепляться вихри. Отличительной чертой высокотемпературных сверхпроводников и, в особенности, $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$, является слоистая структура этих соединений. Проводящие плоскости CuO_2 разделяются непроводящими буферными $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$ -слоями, и вихри могут задерживаться в этих слоях. Следовательно, требуется конечный ток для отрыва вихрей от дефектов.

В нашем эксперименте ток распространялся одинаково – вдоль пленки. Сами же пленки были ориентированы по-разному: CuO_2 -слои при ориентации (001) расположены параллельно плоскости подложки, а при ориентации (110) – перпендикулярно. Вихри, образующиеся при протекании тока на поверхности пленки, в первом случае должны преодолеть буферные слои, которые являются барьерами при их движении. Поэтому плотность критического тока, необходимая для срыва и распространения вихрей в объеме образца, существенно (на три порядка) больше плотно-

сти критического тока для пленок с ориентацией (110). В этом случае вихри движутся по проводящим CuO_2 -слоям, где центров пиннинга значительно меньше.

3. АНИЗОТРОПИЯ ТЕНЗОРА СОПРОТИВЛЕНИЯ (ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ)

Температурные и полевые зависимости удельного сопротивления ρ_{xx} и сопротивления Холла ρ_{xy} для всех исследованных типов пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ были проведены на установке Quantum Design PPMS 9 и в соленоиде “Oxford Instruments” (ЦКП “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” ИФМ УрО РАН). Электрическое поле было приложено параллельно плоскости подложки SrTiO_3 . Внешнее магнитное поле B было направлено перпендикулярно плоскости подложки SrTiO_3 . В зависимости от типа измеряемых образцов мы получили возможность измерить температурные и полевые зависимости сопротивления в проводящих плоскостях CuO_2 и между плоскостями (вдоль оси c) в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Проблема анизотропии удельного сопротивления в нормальном состоянии систем оксидов меди давно привлекает внимание исследователей. Сопротивление в разных направлениях отличается не только величиной, но и характером температурной зависимости. Изучение металлического поведения ($d\rho_{ab}/dT > 0$) в проводящих (ab) плоскостях и неметаллического поведения ($d\rho_c/dT < 0$) в c -направлении являются ключевым моментом в теоретическом и экспериментальном анализе системы носителей зарядов купратных ВТСП [22, 23].

Неметаллическую проводимость вдоль оси c в сочетании с металлической проводимостью в плоскости ab неоднократно наблюдали в недолегированных и оптимально легированных дырочных [24] и электронно-легированных [25] ВТСП, что является экспериментальным свидетельством квазидвумерности оксидных систем.

В объемных монокристаллах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ наблюдается очень сильная анизотропия электропроводности $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^4$ [26, 27], однако неметаллическая температурная зависимость $\rho_c(T)$ наблюдается довольно редко. Это, по-видимому, связано с особой чувствительностью транспортных свойств системы Nd к содержанию нестехиометрического кислорода и трудностями в достижении оптимального режима отжига массивных образцов. С другой стороны, монокристаллические пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ (толщиной до 500 нм) хорошо подходят для различных процедур отжига.

3.1. Температурные зависимости
удельного сопротивления
в проводящих плоскостях CuO_2 и вдоль оси c

Проведены измерения температурных зависимостей эффекта Холла сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ($0.12 \leq x \leq 0.20$) в направлении, перпендикулярном и параллельном плоскостям CuO_2 при магнитном поле $B = 1$ Тл, которое меньше верхнего критического поля в данных соединениях [28] (рис. 5).

Наблюдается металлическая проводимость в нормальном состоянии в ab плоскости с проявлением эффектов слабой 2D-локализации при $T \leq 70$ К в образце с $x = 0.135$. Удельное сопротивление ρ_{xx}^c в направлении оси c , поперек проводящих плоскостей CuO_2 , является большим по сравнению с сопротивлением ρ_{xx}^{ab} в проводящих плоскостях и имеет неметаллическую температурную зависимость $d\rho_c/dT < 0$ в исследованных образцах.

Обнаружена сильная анизотропия проводящих свойств с ярко выраженной проводимостью полупроводникового типа вдоль оси c для $x = 0.12-0.17$: межслоевое сопротивление увеличивается с понижением температуры, достигая значений $\rho_c/\rho_c(300\text{ К}) \approx (5-12.5)$ для недодопированных образцов, $\rho_c/\rho_c(300\text{ К}) \approx (3-4)$ для оптимально легированных образцов и $\rho_c/\rho_c(300\text{ К}) \approx 1.7$ для $x = 0.17$. Что касается передопированного образца с $x = 0.20$, то его удельное сопротивление практически не изменяется в интервале $T_c < T \leq 50$ К, а затем наблюдается монотонный рост $\rho_c(T)$ (металлическое поведение) вплоть до 300 К.

В наших предыдущих работах мы установили [29], что температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(0, T)$ в отсутствие магнитного поля в нормальном состоянии вызвана электрон-электронным рассеянием и имеет хорошее соответствие логарифмически модифицированному закону T^2 . Сопротивление вдоль оси c , поперек проводящих слоев CuO_2 , является существенно большим по отношению к сопротивлению в плоскостях CuO_2 ρ_{ab} и имеет неметаллическую температурную зависимость для всех исследованных пленок.

В нормальном состоянии наблюдается металлический тип проводимости в плоскости ab с доминирующей квадратичной температурной зависимостью $\rho(T)$ при $T > (25-70)$ К для всех образцов вплоть до комнатной температуры. Проявление эффектов слабой 2D-локализации с $\rho(T) \sim \ln T$ имеет место при $T < 50$ К для $x = 0.145$ и при $T < 70$ К для $x = 0.135$.

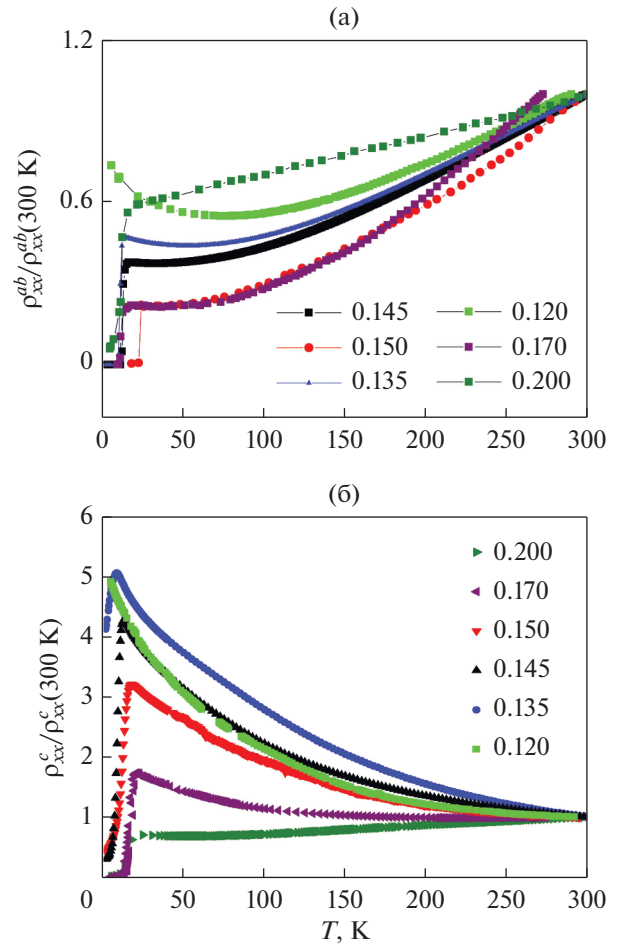


Рис. 5. Температурные зависимости удельного сопротивления для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($0.12 \leq x \leq 0.2$) при $B = 1$ Тл с ориентацией оси c 001 (а) и $1\bar{1}0$ (б), нижние графики в относительных единицах.

Сопротивление в плоскости CuO_2 описывается стандартной формулой [30, 31]:

$$\rho_{ab} = \frac{m}{ne^2\tau}, \quad (2)$$

где n – концентрация и τ – время релаксации носителей. Представим полную вероятность рассеяния (в единицу времени) в виде $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{in}}$, где $1/\tau_0$ описывает вероятность упругого рассеяния на примесях, $\tau_{in}(T)$ – время неупругого рассеяния, отвечающее за температурную зависимость удельного сопротивления в плоскости. Тогда

$$\rho_{ab}(T) = \rho_{ab}(0) + \Delta\rho_{ab}(T), \quad (3)$$

где $\rho_{ab}(0) = \frac{m}{ne^2\tau_0}$ – остаточное сопротивление и $\Delta\rho_{ab}(T) = \frac{m}{ne^2\tau_{in}(T)}$.

Таблица 2. Параметры расчета по уравнениям (3), (4), (5) и (11) экспериментальных данных

Образец, x	$\rho_{ab}(0)$, мОм см	K , мОм см	$T_{ee} \times 10^{-3}$, К	ε_A , мэВ	Δ , мэВ
0.135	0.47	37.85	3.17	1.7	28.6 (8.1*)
0.145	0.34	56.06	4.43	2.4	17.4 (7.2*)
0.15	0.03	328.16	36.8	2.2	12.6 (6.4*)

* Аппроксимация $\sigma_c(T)$ с помощью уравнения (9).

В статье Контани и др. [32] авторы дают объяснение квадратичным температурным зависимостям удельного сопротивления в плоскости CuO_2 в нормальном состоянии $\rho_{ab}(T)$ для NdCeCuO в недодопированной области с точки зрения ферми-жидкости, близкой к антиферромагнитной. Типичные теории спиновой флуктуации [33] (и ссылки в ней) дают $\rho \sim CT^2$ и, таким образом, могут воспроизводить экспериментальные результаты.

С другой стороны, Сенг и др. [34] сделали вывод, что квадратичная температурная зависимость удельного сопротивления в нулевом поле $\rho_{ab}(T)$ в нормальном состоянии $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$, наблюдаемая ими, вызвана электрон-электронным рассеянием в двумерном металле, т.е. $\tau_{in} \equiv \tau_{ee}$.

Для электрон-электронного рассеяния в трехмерном 3D-металле должна иметь место квадратичная зависимость сопротивления в нулевом поле T^2 [31]. Для двумерного 2D-металла закон T^2 модифицирован логарифмической поправкой [35] и зависимость $\Delta\rho_{ab}(T)$ принимает вид:

$$\Delta\rho_{ab}(T) = K (T/T_{ee})^2 \ln(T_{ee}/T). \quad (4)$$

Сенг и др. [34], а также Тсуи и др. [36], на первом этапе подгоняли законом T^2 свои данные для сопротивления в нормальном состоянии пленок $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$. Но затем они заметили, что их экспериментальные данные лучше описываются уравнением (3) и (4) с остаточным сопротивлением $\rho_{ab}(0)$, множителем K и эффективной температурой, T_{ee} , которые являются подгоночными параметрами.

Сплошные линии на рис. 6 – подгонка наших экспериментальных данных уравнениями (3) и (4) в различных интервалах температур с параметрами $\rho_{ab}(0)$, K и T_{ee} , представленными в табл. 2.

Вывод состоит в том, что температурная зависимость удельного сопротивления в нулевом поле $\rho_{ab}(T)$ в нормальном состоянии генерируется электрон-электронным рассеянием и что хорошее соответствие логарифмически скорректированному закону T^2 , согласно уравнению (4), выражает квазидвумерный характер проводимости в наших образцах.

Из рис. 6 видно, что сопротивление между проводящими плоскостями CuO_2 в нормальном состоянии поперек блокирующих слоев ρ_c больше по сравнению с сопротивлением в плоскостях ρ_{ab} , и наблюдается неметаллическая зависимость ($d\rho_c/dT < 0$) для всех исследованных пленок вплоть до 300 К.

Могут быть выделены две области на зависимости $\rho_c(T)$ (рис. 6): высокотемпературная область, $T > 100$ К, где температурные зависимости могут быть эмпирически описаны как $\rho_c(T) \sim 1/T$, и низкотемпературная область, где сопротивление между проводящими плоскостями CuO_2 демонстрирует температурную зависимость активационного типа.

Штриховые линии на рис. 6 – расчет по функции $\rho(T) = a + b/T$ экспериментальных данных от 100 К до 300 К для каждого образца. При $T < 100$ К зависимости $\ln\rho_c$ от $1/T$ можно описать прямыми линиями, соответствующими функции

$$\rho_c(T) = \rho_c^* \exp\left(-\frac{\varepsilon_A}{kT}\right) \quad (5)$$

с энергией активации, ε_A , представленной в табл. 2.

Систематические данные для $\rho_c(T)$ в ряде монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников были представлены в работе Ито и др. [24]. Они обнаружили, что зависимость $\rho_c(T)$ неметаллическая ($d\rho_c/dT < 0$) в большинстве не-сверхпроводящих соединений, предполагая нетрадиционный механизм проводимости между плоскостями CuO_2 в нормальном состоянии.

Неметаллические зависимости $\rho_c(T)$, полученные Ито и др., не аппроксимируются законам активации или прыжкового типа, но демонстрируют степенную зависимость T , $\rho_c \propto T^{-\alpha}$, с α в диапазоне $0 < \alpha < 2$.

Зонные расчеты могли объяснить большую анизотропию удельного сопротивления в высокотемпературных системах, но предсказывали, что проводимость между плоскостями всегда металлическая, что резко контрастировало с экспериментальными фактами. Поскольку простейшая одномерная модель Кронига–Пенни с ее идеальной периодичностью (и, следовательно, когерент-

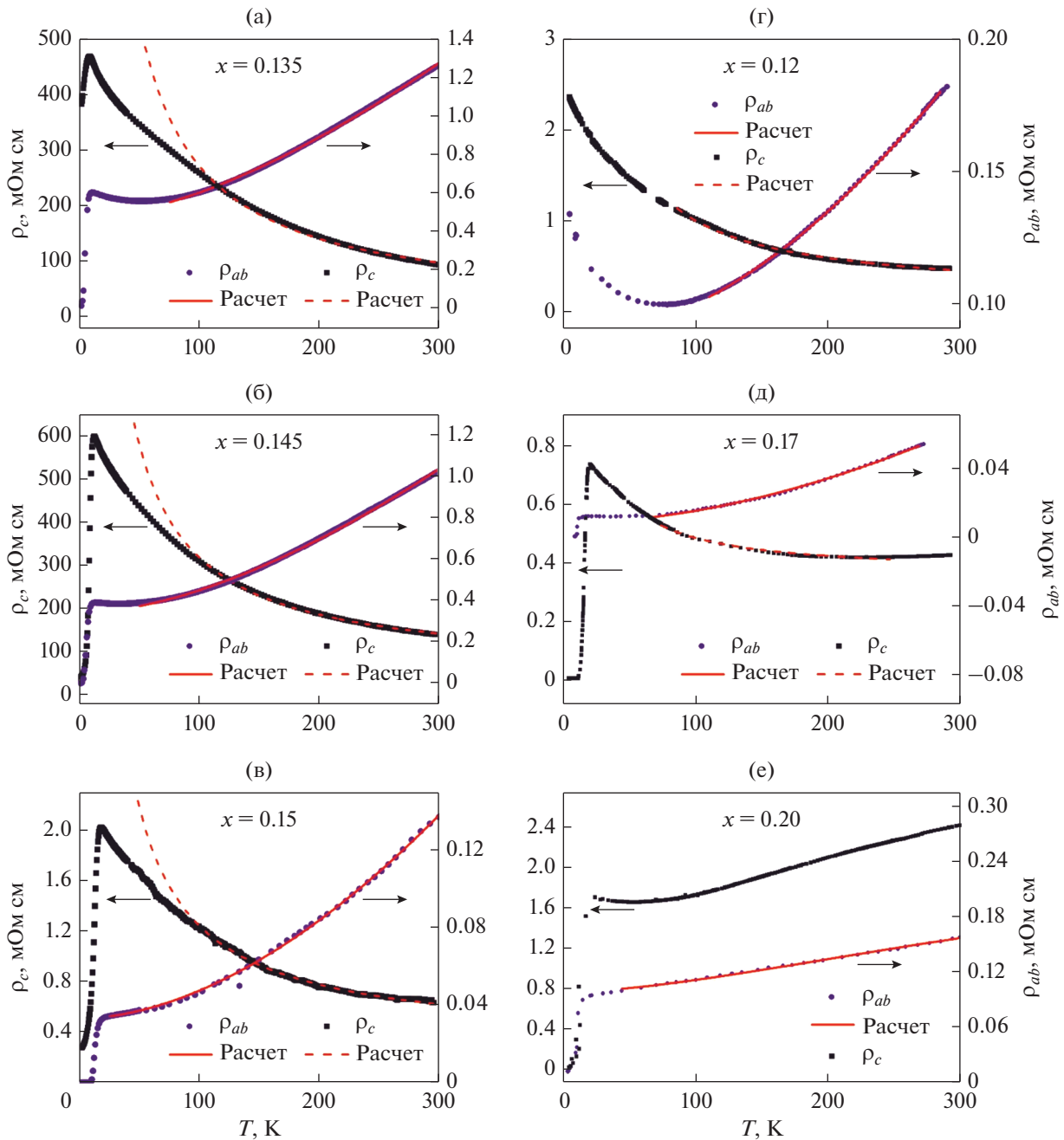


Рис. 6. Температурные зависимости удельного сопротивления в плоскости CuO_2 , ρ_{ab} , и между плоскостями, ρ_c , $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с оптимальным отжигом. Сплошные линии – подгонка по уравнениям (3) и (4) экспериментальных данных $\rho_{ab}(T)$ в различных интервалах температур: $T = (70-300)$ К для образца с $x = 0.135$ (а); $T = (50-300)$ К для образца с $x = 0.145$ (б); $T = (25-300)$ К для образца с $x = 0.15$ (в); $T = (110-300)$ К для образца с $x = 0.12$ (д), $T = (70-300)$ К для образца с $x = 0.17$ (е), $T = (70-300)$ К для образца с $x = 0.20$ (ж). Пунктир – подгонка $\rho_c(T)$ функцией $a + b/T$.

ностью) может привести только к металлической природе межслойной проводимости, был предложен ряд микроскопических моделей отклонения от когерентности в переносе по оси c [22, 23, 25, 37, 40].

Влияние некогерентного межслоевого переноса на сопротивление слоистого металла было теоретически рассмотрено в работах Маккензи и Мозеса [38], в которых был представлен внешний вид поверхности Ферми, связанный с когерент-

ным и некогерентным межслоевым переносом в квазидвумерной системе.

Если перенос между слоями когерентен, то можно определить трехмерную поверхность Ферми, которая представляет собой искривленный цилиндр. Для некогерентного межслоеного переноса поверхность Ферми определяется только внутри слоев (“стопка блинов”), а межслойная проводимость определяется скоростью межслоевого туннелирования (см. рис. 1 в [38]).

В работах [37–40] неметаллическое поведение $\rho_c(T)$ в слоистых оксидах объясняли *некогерентным* туннелированием носителей заряда в направлении оси c . Некогерентный транспорт между слоями CuO_2 происходит, когда вероятность рассеяния носителей заряда в плоскости (\hbar/τ) намного больше, чем интеграл межслоевых прыжков t_c ($\equiv \hbar/\tau_{\text{esc}}$) между плоскостями. Здесь τ время релаксации носителей заряда в плоскости, τ_{esc} время ухода из данной плоскости в соседнюю.

Если электрон переживает много столкновений, прежде чем перейти в другую плоскость, последующие процессы туннелирования между плоскостями не коррелируют. Тогда межслойная проводимость σ_c^{tun} пропорциональна скорости туннелирования между двумя соседними слоями и может быть представлена в следующей форме (см., напр., [38, 39] и ссылки в них):

$$\sigma_c^{\text{tun}} = 2de^2 g \left(\frac{t_c^2 \tau}{\hbar^2} \right), \quad (6)$$

где $g = m/\pi\hbar^2$ – плотность состояний на единицу площади при энергии Ферми двумерных проводящих плоскостей.

В упрощенной модели квадратных барьеров высоты Δ , матричный элемент туннелирования t_c может быть вычислен как

$$t_c = \exp(-d/r_0), \quad (7)$$

где r_0 – радиус локализации носителей заряда, который меньше расстояния между соседними плоскостями CuO_2 , и $r_0^{-1} = \sqrt{2m\Delta/\hbar^2}$.

Таким образом, удельное сопротивление вдоль оси c для процесса туннелирования оказывается равным

$$\rho_c^{\text{tun}}(T) \equiv 1/\sigma_c^{\text{tun}}(T) = A\rho_{ab}(T), \quad (8)$$

$A = \text{const}$. Второе равенство в правой части уравнения (8) можно получить, выразив $1/\tau$ через ρ_{ab} с помощью уравнения (2) (см. [39] подробнее о связи $\rho_c(T)$ и $\rho_{ab}(T)$).

Гиура и др. [40] предложили модель для $\rho_c(T)$, основанную на предположении, что кристаллическая структура вдоль оси c создает пакет энер-

гетических барьеров между почти двумерными слоями, где носители в основном ограничены (слои CuO_2). Они предположили, что два взаимодополняющих процесса определяют перенос по оси c : некогерентное туннелирование и термическая активация через барьеры.

Для первого механизма Гиура и др. приняли модель, введенную в [37–40] (см. уравнения (6) или (8)), которая описывает перенос через барьер как процесс некогерентного туннелирования. Для второго члена они использовали общее выражение для термической активации через барьер:

$$\sigma_c^{\text{th}}(T) = \beta \exp(-\Delta/kT), \quad (9)$$

где β является префактором, который может слабо зависеть от температуры.

Общая проводимость по оси c в этом случае записывается как комбинация обоих вкладов:

$$\sigma_c(T) = \sigma_c^{\text{tun}}(T) + \sigma_c^{\text{th}}(T). \quad (10)$$

Мы проанализировали высокотемпературную часть зависимостей $\rho_c(T)$ в рамках работы Гиура и др. [40] с помощью уравнения (10). Используя уравнения (8) и (9), получаем

$$\sigma_c(T) = \alpha(T) \exp(-q\sqrt{\Delta}) + \beta \exp(-\Delta/kT), \quad (11)$$

с $\alpha(T) = \alpha_0/\rho_{ab}(T)$, $\alpha_0 = \text{const}$ и $q = 2d\sqrt{2m/\hbar^2}$, где использована формула (7) для t_c .

Экспериментальные зависимости $\sigma_c(T) \equiv 1/\rho_c(T)$, а также соответствие этих зависимостей уравнению (11) с регулируемыми параметрами α_0, β и Δ (см. табл. 2) представлены на рис. 7.

Возможность описания экспериментальной зависимости $\sigma_c(T)$ при $T > 100$ К законом активации (9) приведена на вставках к рис. 7. Видно, что этот закон выполняется только в диапазоне $T = (100–150)$ К для всех трех образцов с $\Delta = 8.1$ мэВ для $x = 0.135$, $\Delta = 7.2$ мэВ для $x = 0.145$ и $\Delta = 6.4$ мэВ для $x = 0.15$.

С другой стороны, описание проводимости вдоль оси c , $\sigma_c(T)$, с помощью уравнения (11) возможно в широком диапазоне температур: для $T = (150–300)$ К с $\Delta = 28.6$ мэВ при $x = 0.135$, для $T = (100–300)$ К с $\Delta = 17.4$ мэВ при $x = 0.145$, и для $T = (75–250)$ К с $\Delta = 12.6$ мэВ при $x = 0.15$ (см. основные части рис. 7а–7в).

Из табл. 2. видно, что значения Δ , найденные из процедуры подгонки, уменьшаются с увеличением x . Эта закономерность понятна, если учесть, что в соответствие с моделью Гиуры и др. [40], высота барьера Δ в уравнении (9) отсчитывается от уровня Ферми, E_F , в каждой системе. Модель может объяснить большинство качественных харак-

теристик наблюдаемого сопротивления, если предположить, что увеличение x приводит к увеличению концентрации носителей заряда в (ab) -плоскостях и, следовательно, энергии Ферми.

Непрерывное уменьшение Δ как функции от x также естественным образом объясняет переход от полупроводникового поведения удельного сопротивления нормального состояния $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ при низком легировании ($x = 0.12-0.15$) через почти металлическое в слегка передопированной системе ($x = 0.17$) до строго металлического в сильно передопированной области ($x = 0.20$) (см. [25]).

При низких температурах ($kT \ll \Delta$) возможен другой механизм некогерентного переноса между слоями. В модели естественной сверхрешетки (когда слои CuO_2 являются квантовыми ямами, а блоки $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$ служат барьерами эффективной высоты Δ) [40], [41], можно рассматривать беспорядок, который, несомненно, присущ этой системе (хаотический примесный потенциал) как причина температурной зависимости t_c [42].

Тогда в уравнении (6) имеем

$$t_c \rightarrow t_c(T) = \exp(-d/r_0) \exp(-\delta/kT), \quad (12)$$

где δ разброс энергии электронов в ямах из-за флуктуаций значений Δ , такой же, как в одномерной модели Андерсона. Первый множитель в (12) (интеграл перекрытия) определяет зависимость вероятности перехода между слоями от высоты барьера, а второй приводит к неметаллической температурной зависимости проводимости при низких температурах (аналог проводимости внутри примеси полоса полупроводников [42]). Поскольку $\sigma_c^{\text{tun}} \sim t_c^2$, в уравнении (5) энергия активации $\epsilon_A = 2\delta$.

С повышением температуры вклад в проводимость (9), связанный с термической активацией носителей через барьер, начинает играть все более важную роль, и при $\delta \ll kT < \Delta$ мы возвращаемся к механизму Гиуры и др. [40, 43–45] (см. уравнение (11)).

Таким образом, несмотря на обилие экспериментальных данных о неметаллическом поведении сопротивления между проводящими плоскостями ВТСП, до сих пор не существует адекватной (по крайней мере, эмпирической) модели, описывающей зависимости $\rho_c(T)$ в недоопированных и оптимально легированных системах для всего температурного диапазона от T_c до комнатной температуры.

Альтернативный подход недавно был предложен Таланцевым [46]. Выражение для удельного сопротивления по оси c было записано как

$$\rho_c(T) = \rho_0 + \rho_1 \exp\left(\frac{E_A(T)}{kT}\right). \quad (13)$$

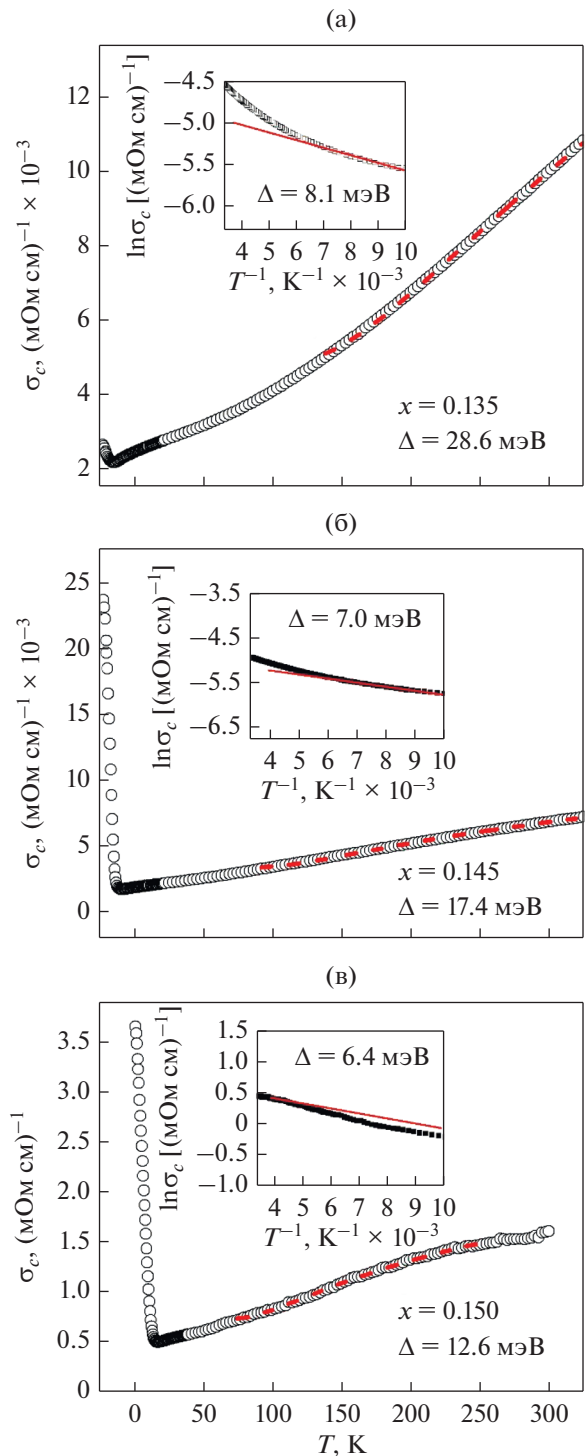


Рис. 7. Температурная зависимость проводимости вдоль оси c для $x = 0.135$ (а), 0.145 (б) и 0.15 (в). Пунктирные линии — подгонка уравнением (11) экспериментальных данных. Вставки: подгонка уравнением (9) экспериментальных данных в координатах $\ln \sigma_c(T^{-1})$.

с энергией активации, E_A , в виде ряда по степеням t ($\equiv kT$):

$$E_A(t) = At^2 + Bt + C. \quad (14)$$

Таблица 3. Параметры исследованных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ ($1\bar{1}0$). Данные для $\rho_{ab}(T)$ взяты из [47]

x	T_c^{onset} , К	$\rho_c(300\text{ К})$, мОм см	$\rho_c(300\text{ К})/\rho_c(T_c^{\text{onset}})$	$\frac{\rho_c(T_c^{\text{onset}})}{\rho_{ab}}$
0.120	—	0.18	0.08 ^a	17.6 ^b
0.135	9.17	92.12	0.20	759.9
0.145	13.34	138.60	0.23	1515.0
0.150	17.72	0.62	0.31	120.0
0.170	20.37	0.42	0.58	66.2

В табл. 3 представлены параметры исследуемых образцов: температура начала сверхпроводящего перехода, T_c^{onset} , величина удельного сопротивления ρ_c при комнатной температуре, отношение $\rho_c(300\text{ К})/\rho_c(T_c)$ ($\rho_c(300\text{ К})/\rho_c(4.2\text{ К})$) для несверхпроводящего образца с $x = 0.12$, которое определяет степень увеличения удельного сопротивления при уменьшении T , а также значение коэффициента анизотропии ρ_c/ρ_{ab} при $T = T_c$ (для $x = 0.12$ при самой низкой температуре измерений $T = 4.2\text{ К}$).

На рис. 8 и 9 показаны зависимости $\rho_c(T)$ для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с $x = 0.12, 0.135, 0.145$ и 0.15

и соответствующие данные, согласующиеся с уравнениями (13), (14) с замечательной точностью, описывающие экспериментальные данные для всех выбранных соединений в диапазоне от $T = T_c$ до 300 К. Полученные значения регулируемых параметров ρ_0, ρ_1 и A, C ($B = 0$ для всех образцов) представлены на рисунках.

Экспериментальные данные $\rho_c(T)$ с аппроксимацией по уравнениям (13), (14) для передопированных пленок NCCO представлены на рис. 10, где также учтен вклад металлической проводимости $\Delta\rho_M/\rho_1 = MkT$. Значения подгоночных параметров ρ_0, ρ_1 , и A, M ($B = C = 0$) представлены на фоне рисунка.

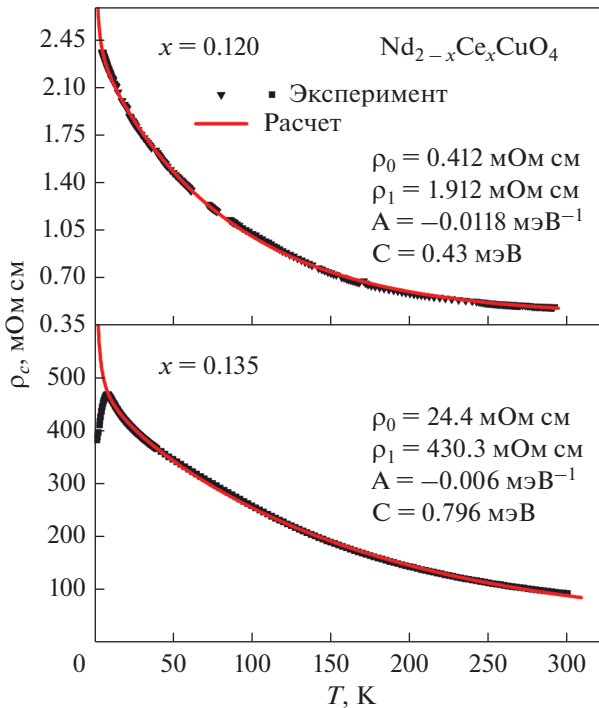


Рис. 8. Температурные зависимости удельного сопротивления по оси c для недодопированных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ ($1\bar{1}0$). Сплошные линии – аппроксимации по формулам (13), (14).

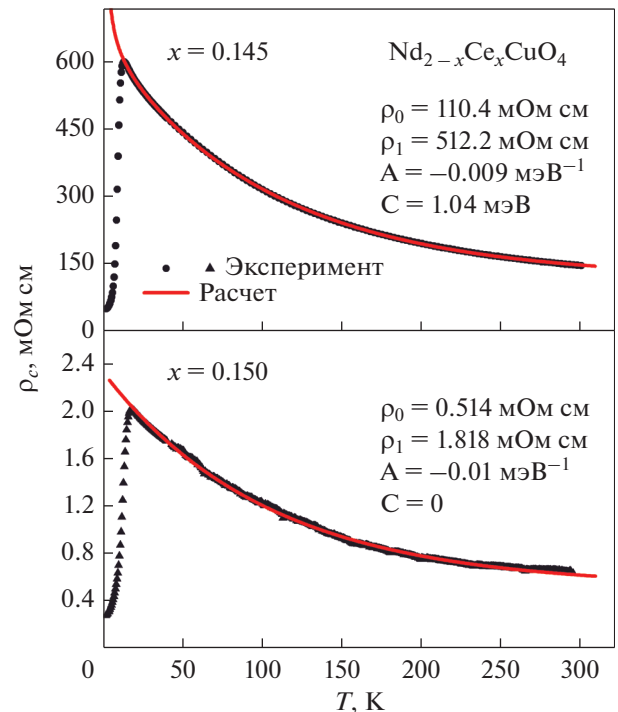


Рис. 9. Температурные зависимости удельного сопротивления по оси c для области оптимального легирования с $x = 0.145$ и $x = 0.15$ пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ ($1\bar{1}0$). Сплошные линии – аппроксимации по формулам (13), (14).

Запишем эмпирическое выражение, описывающее поведение сопротивления между проводящими плоскостями проводника в более общем виде:

$$\rho_c(T) = \rho_0 + \rho_1 \exp\left(-\frac{kT}{\Gamma_T} + \frac{\delta}{kT}\right). \quad (15)$$

Параметры Γ_T и δ приведены в табл. 4.

Низкая ($\delta < 1$ мэВ) энергия активации для двумерных систем $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с $x < 0.145$, по-видимому, имеет место вследствие разброса энергии электронов в ямах из-за флуктуаций значений Δ , как и в одномерной системе модели Андерсона [48]. Это приводит к неметаллической температурной зависимости проводимости при низких температурах (аналогично проводимости в примесной зоне полупроводников [49]).

Одним из важнейших параметров Γ_T является характерный энергетический масштаб температурной зависимости высоты барьера (и, возможно, ширины) в модели естественной сверхрешетки для соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$. Из табл.4 видно, что для сверхпроводящих образцов ($x = 0.135-0.20$) Γ_T монотонно убывает с увеличением x .

Одним из следствий этого подхода является то, что при $T \rightarrow 0$ (если сверхпроводимость не возникает) удельное сопротивление по оси c будет стремиться к конечному значению: $\rho_c(T \rightarrow 0) \rightarrow \rho_0 + \rho_1$ (исключая небольшую поправку из низкой энергии активации δ при $T < \sim 20$ К для $x < 0.145$). Физически это может означать решающую роль подбарьерного туннелирования в переносе по оси c , а зависимость $\rho_c(T)$ может возникать из-за зависящей от температуры перенормировки туннельного матричного элемента t_c за счет связи с адиабатическими фононами [39, 50].

Таким образом, для описания экспериментальных результатов мы применили две модели. Во-первых, модель Гиуры и др. [44], которая сочетает в себе межслойное туннелирование и термическую активацию над барьерами, при условии, что высота барьера не зависит от температуры. Во-вторых, недавно была предложена эмпирическая модель Таланцева [46], учитывающая температурную зависимость энергии активации возбуждения но-

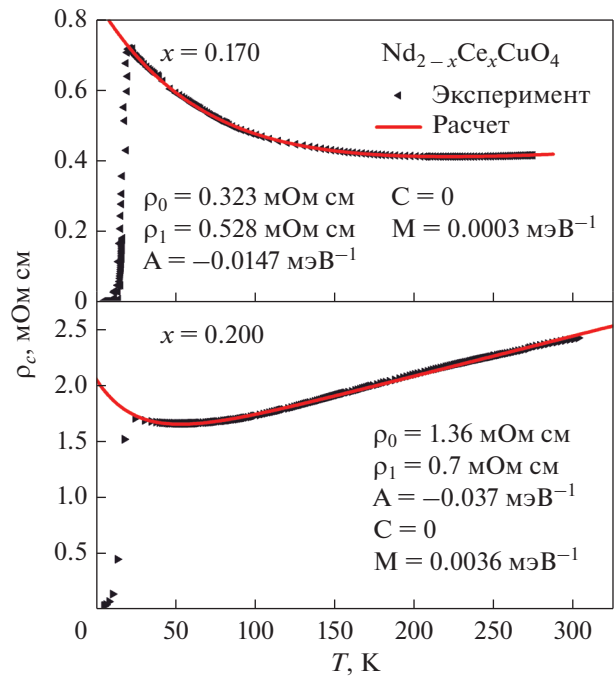


Рис. 10. Температурные зависимости удельного сопротивления по оси c для передопированных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ (1 $\bar{1}0$). Сплошные линии – аппроксимации по формулам (13), (14), (15) с учетом вклада металлической проводимости.

сителей заряда через барьер. Второе предположение приводит к кардинальному повышению точности описания экспериментальных кривых для всех исследованных пленок во всем диапазоне температур от $T = T_c$ до 300 К.

3.2. Коэффициент анизотропии сопротивления

Температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления в проводящих плоскостях CuO_2 и в направлении, перпендикулярном этим плоскостям, исследована для составов $0.12 \leq x \leq 0.20$ и представлена на рис.11. Из рисунка видно, что коэффициент анизотропии удельного сопротивления велик даже при комнатной температуре: $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10-10^2$ (где $\rho_c = \rho_{xx}^c$, $\rho_{ab} = \rho_{xx}^{ab}$) для исследованных пленок. Этот параметр суще-

Таблица 4. Вычисленные параметры шкалы энергии, полученные в результате подгонки экспериментальных данных уравнениями (13)–(15)

x	0.120	0.135	0.145	0.150	0.170	0.200
Γ_T , мэВ	84.7	166.7	111.1	100.0	68.0	27.0
δ , мэВ	0.43	0.80	1.04	0	0	0

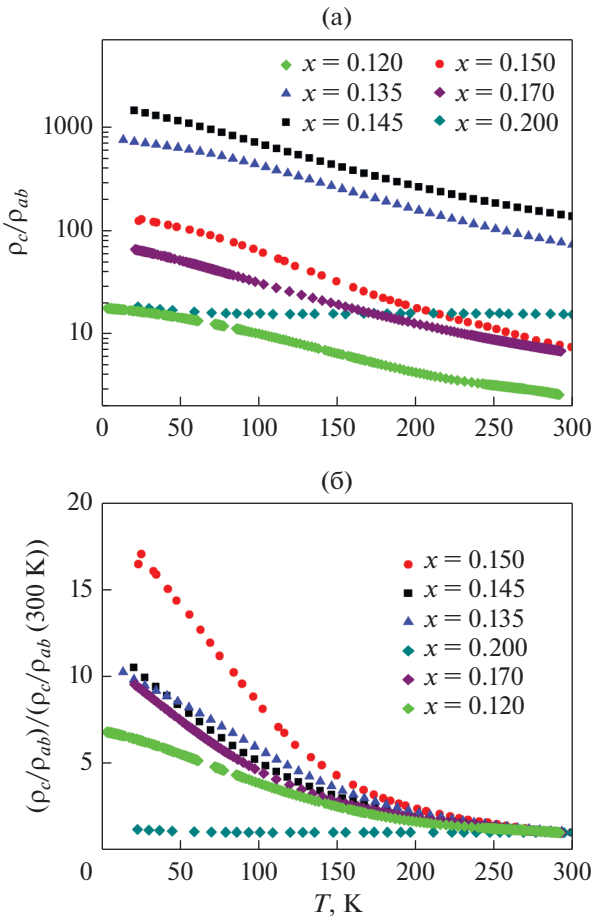


Рис. 11. Температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления в логарифмическом масштабе по оси y (а) и нормированного коэффициента анизотропии сопротивления (б) для оптимально отожженных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$.

ственно возрастает с понижением температуры, достигая значений $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^3$ для соединений с $x = 0.145$ и 0.135 и $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^2$ для оптимально легированного соединения с $x = 0.15$ из-за резкого роста удельного сопротивления ρ_c при низких температурах. Коэффициент анизотропии в низкотемпературной области максимален для $x = 0.145$ ($\rho_c/\rho_{ab} \sim 2 \times 10^3$) и $x = 0.135$ ($\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^3$), но намного меньше для $x = 0.15$ ($\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^2$) (рис. 11).

В результате анализа температурных зависимостей анизотропии сопротивления было установлено, что в соединении NdCeCuO по мере роста содержания легирующей примеси наблюдается переход от трехмерного (3D) анизотропного металла при $x = 0.12$ к 3D анизотропному металлу при $x = 0.20$. В области концентраций $x = 0.135, 0.145, 0.15$ — это состояние двумерного металла: металлическая проводимость в плоскостях CuO_2 и неметаллическая поперек проводящих плоскостей.

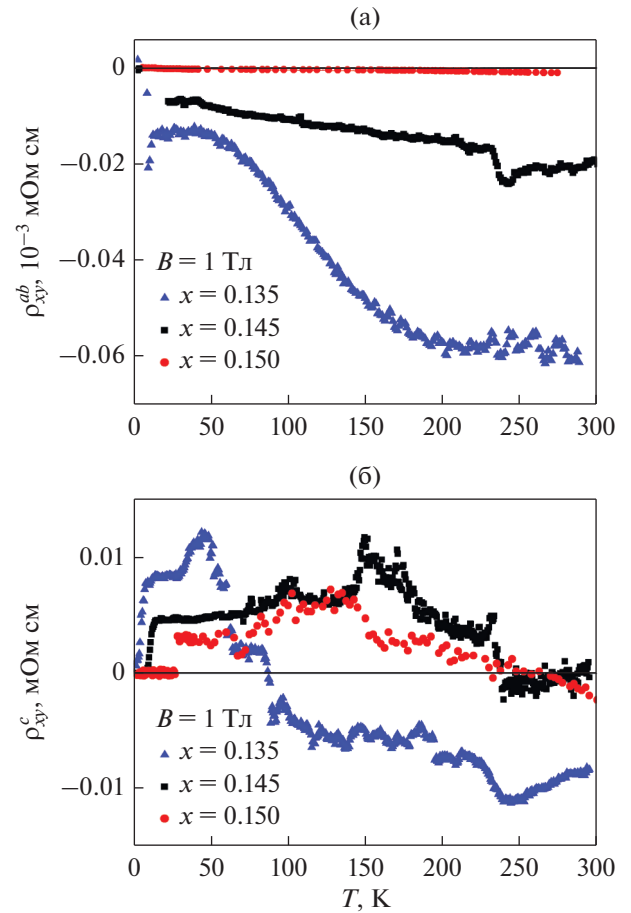


Рис. 12. Температурные зависимости сопротивления Холла для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($0.135 \leq x \leq 0.15$) при $B = 1$ Тл с ориентацией (001) I-го типа (а) и ориентацией $(1\bar{1}0)$ III-го типа (б).

3.3. Температурные зависимости сопротивления Холла в проводящих плоскостях CuO_2 и вдоль оси c

На рис. 12 представлены температурные зависимости сопротивления Холла в проводящих плоскостях ρ_{xy}^{ab} и между плоскостями CuO_2 ρ_{xy}^c исследована для составов $0.135 \leq x \leq 0.15$ в магнитном поле $B = 1$ Тл, которое меньше верхнего критического поля в этом соединении [28].

Видно, что для этих двух случаев существуют некоторые различия в смешанном и нормальном состояниях:

1. Нормальное состояние.

Сопротивление Холла ρ_{xy}^{ab} , соответствующее движению носителей под действием электрического тока и магнитного поля в плоскости CuO_2 , отрицательно в температурном интервале $T = (1.8-300)$ К для всех исследованных пленок, а его модуль увеличивается с ростом температуры

(рис. 12а). Более того, сопротивление Холла $|\rho_{xy}^{ab}|$ уменьшается с увеличением уровня легирования. В рамках однозонной модели ($n = 1/eR_H$, $|R_{Hall}^{ab}| = \frac{U_{Hall}^{ab}d}{IB}$, где d – толщина пленки, I – электрический ток, B – внешнее магнитное поле), при $T = 77$ К, находим:

$$n_{(x=0.135)} = 3.05 \times 10^{21} \text{ 1/см}^3;$$

$$n_{(x=0.145)} = 6.25 \times 10^{21} \text{ 1/см}^3;$$

$$n_{(x=0.15)} = 2.16 \times 10^{22} \text{ 1/см}^3.$$

Уменьшение величины $|\rho_{xy}^{ab}|$ с увеличением уровня легирования сильнее, чем $1/x$, указывает на дополнительный вклад носителей заряда второго типа (дырок) за счет реконструкции поверхности Ферми (см. работу [28] и ссылки в ней). Экспериментально обнаружено, что сопротивление Холла между проводящими плоскостями $|\rho_{xy}^{ab}|$ на два порядка больше, чем $|\rho_{xy}^c|$ в проводящих плоскостях во всем диапазоне температур (рис. 12).

В модели некогерентного переноса [37, 38] можно показать, что коэффициент Холла для движения электронов поперек проводящих плоскостей, R_H^c , не дает информации о концентрации носителей, а отношение коэффициентов R_H^c и R_H^{ab} описывается выражением

$$\frac{R_H^c}{R_H^{ab}} = \frac{1}{\omega_c \tau} \frac{\hbar \rho_{xx}^{ab}}{t_c \tau \rho_{xx}^c}, \quad (16)$$

где $\omega_c = eB/m$ – циклотронная частота. При $B = 1$ Тл для исследованных образцов $\omega_c \tau \approx 10^{-3}$.

Тогда, если $\frac{\rho_{xx}^{ab}}{\rho_{xx}^c} \approx (10^{-2} - 10^{-3})$ и $\frac{\hbar}{t_c \tau} \approx 10$, то из уравнения (16) получаем $R_H^c/R_H^{ab} = \rho_{xy}^c/\rho_{xy}^{ab} \approx (10 - 10^2)$, что находится в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными работ [51, 52].

Сопротивление Холла между плоскостями CuO_2 ρ_{xy}^c положительно для $x = 0.145$ и 0.15 , и меняет знак при $T \approx 250$ К. Сопротивление Холла ρ_{xy}^c для $x = 0.135$ положительно в температурном диапазоне $T = (T_c - 100)$ К, при $T = 100$ К меняет знак и имеет тенденцию ко второй смене знака при температурах выше комнатной.

2. Смешанное состояние.

Сопротивление Холла в плоскостях CuO_2 меняет знак и имеет некоторые особенности в смешанном состоянии. Эти экспериментальные результаты и обсуждение можно посмотреть в работе [53].

Таблица 5. Параметры для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с различным содержанием церия в плоскостях CuO_2 и вдоль оси c

x	B_{c2} , Тл	ρ_c/ρ_{ab}	ξ_{ab} , Å	ξ_c , Å
0.135	2.2	800	122.6	4.3
0.145	2.7	1600	110.0	2.8
0.15	6.3	123	72.4	6.5

Сопротивление Холла между плоскостями CuO_2 демонстрирует нетривиальную температурную зависимость вследствие наличия собственного пиннинга. При низкой температуре в смешанном состоянии сопротивление Холла между плоскостями CuO_2 показывает термически активированное поведение – активацию вихрей через барьер.

Происхождение энергии активации может иметь различную природу. Это может соответствовать активации системы вихрей [54, 55] или может возникать только в результате активация одного вихря в слоистых материалах, когда магнитное поле направлено параллельно плоскостям CuO_2 [56]. В режиме активации вероятность перехода вихря из одного минимума собственного межслоевого потенциала пиннинга в другой пропорциональна $\exp(-\Delta E_v/kT)$. Изменение величины внешнего магнитного поля приводит к изменению температурного поведения, а также величины сопротивления Холла между плоскостями CuO_2 . Так, во внешнем магнитном поле $B = 0.2$ Тл (рис. 13а) для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.15$ в диапазоне температур $T = (23.4-25.9)$ К энергия активации вихрей между плоскостями CuO_2 равна $\Delta E_v = 16.4$ мэВ. Для пленок с $x = 0.145$ энергия активации равна $\Delta E_v = 26.7$ мэВ в интервале температур $T = (12.3-16.3)$ К, а для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135$ – $\Delta E_v = 2.4$ мэВ в интервале температур $T = (3.7-11.8)$ К (рис. 13б).

На основании экспериментальных данных, полученных нами в разное время, мы смогли оценить значения длин корреляции в плоскости CuO_2 и вдоль оси c (см. табл. 5), используя следующие формулы:

$$\xi_{ab}^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi B_{c2}(T)}, \quad (17)$$

где ξ_{ab} – длина корреляции в плоскости CuO_2 , Φ_0 – квант магнитного потока, B_{c2} – верхнее критическое магнитное поле и

$$\gamma = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} \cong \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_{ab}}}, \quad (18)$$

где γ – коэффициент анизотропии, ξ_c – длина корреляции вдоль оси c , ρ_{ab} , ρ_c – удельное сопротивление в плоскостях CuO_2 и вдоль оси c соответственно.

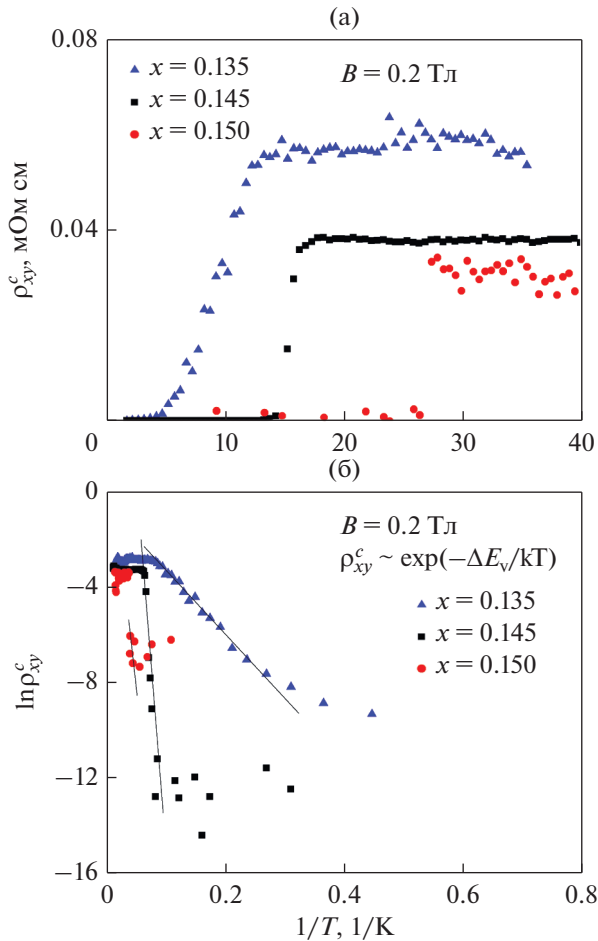


Рис. 13. Температурные зависимости сопротивления Холла между плоскостями CuO_2 в диапазоне температур $T = (1.8\text{--}40)$ (а) и активационное поведение решетки вихрей при низких температурах (б).

В сильно анизотропном соединении $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.145$ имеет место максимум энергии активации для вихря между плоскостями CuO_2 (рис. 13б). Такое поведение может быть связано с активационным движением через барьер (непроводящие области) одиночного вихря. Для соединения с $x = 0.145$ обнаружено соответствие максимальной энергии активации максимуму коэффициента анизотропии сопротивления.

Изменение поведения температурных зависимостей сопротивления Холла с увеличением магнитного поля позволяет обнаружить уменьшение температурного диапазона активационной зависимости вихревой решетки с уменьшением энергии активации. Кроме того, обнаружено появление области плавления вихревой решетки в соединениях с содержанием церия $x = 0.145$ при $T_m = 10.4$ К. На рис. 14а, 14б показаны температурные зависимости коэффициента Холла в различных магнитных полях. Как мы видим, магнит-

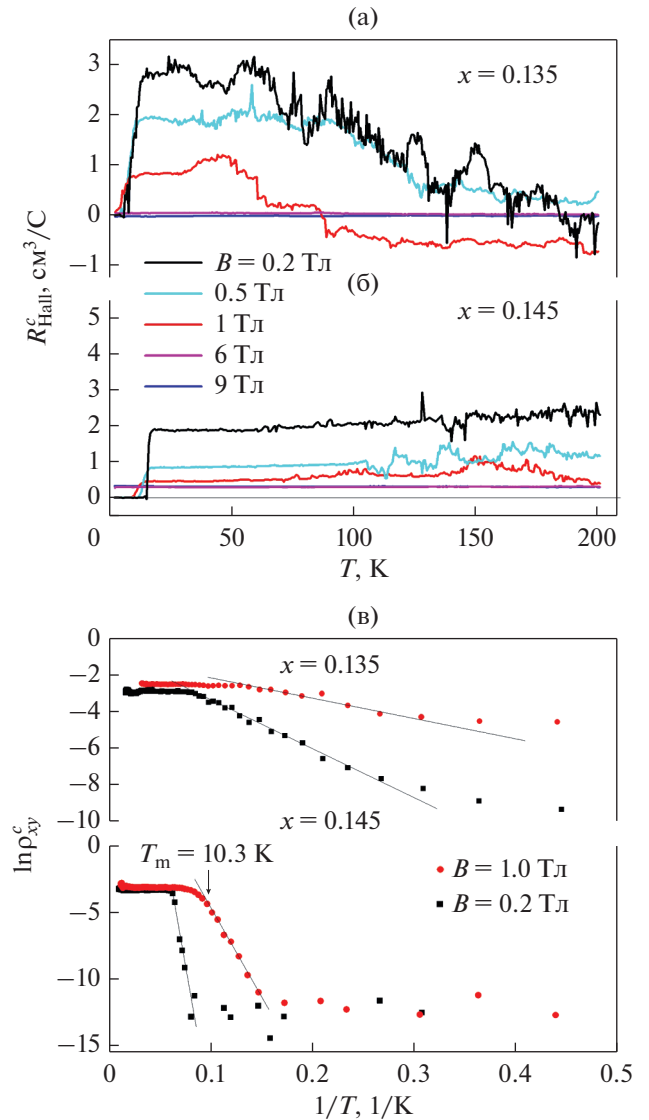


Рис. 14. Температурная зависимость коэффициента Холла $|R_{\text{Hall}}^c| = \frac{U_{\text{Hall}}^c d}{IB}$ при различных магнитных полях (а, б). Области активационного движения вихрей между плоскостями CuO_2 для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с различным содержанием церия при магнитных полях $B = 0.2; 1$ Тл (в).

ное поле, направленное вдоль плоскостей CuO_2 меняет поведение коэффициента Холла. В сильном магнитном поле $B > B_{c2}$ коэффициент Холла в нормальном состоянии отрицательный или слегка положительный (значение R_{Hall} близко к нулю) и не зависит от температуры. Энергия активации вихря между плоскостями CuO_2 уменьшается с увеличением магнитного поля (рис. 14в). Температурный диапазон активационного движения вихрей также сужается с увеличением магнитного поля.

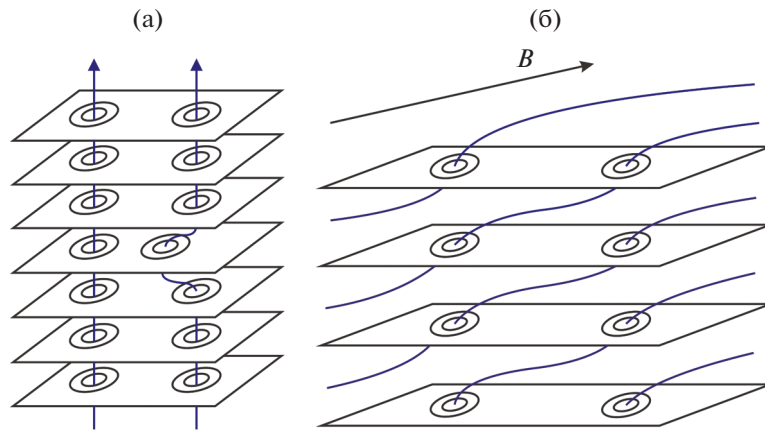


Рис. 15. Схематичное изображение абрикосовских (а) и джозефсоновских (б) вихрей в слоистых структурах основано на рис. 7 из работы [57].

Некоторые теоретические аспекты сопротивления Холла между плоскостями CuO_2 обсуждал Копнин [57]. В конфигурации $B \parallel ab$ и $I \parallel ab$, вихри под действием силы Лоренца должны двигаться в направлении, перпендикулярном слоям. Собственный пиннинг в этом случае препятствует когерентному движению вихревой решетки.

Таким образом, в отсутствие внешнего магнитного поля существует сильный 2D-некогерентный транспорт. Именно это условие позволяет непосредственно наблюдать активацию теплового вихря между плоскостями CuO_2 в скрещенных магнитном и электрическом полях при низких температурах. В режиме активации вероятность перехода вихря из одного минимума собственного межслоевого потенциала пиннинга в другой пропорциональна $\exp(-\Delta E_v/kT)$. Энергия активации не является постоянной величиной: увеличение энергии активации соответствует максимуму коэффициента анизотропии удельного сопротивления в соединении, а величина энергии активации уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля, направленного вдоль плоскостей CuO_2 .

4. ДВИЖЕНИЕ РЕШЕТКИ ВИХРЕЙ В СЛОИСТОМ ЭЛЕКТРОННО-ЛЕГИРОВАННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ)

В данной главе представлено исследование переноса носителей заряда и движения вихревой системы в недолегированных ($x = 0.135, 0.145$) и оптимально легированных ($x = 0.15$) соединениях электронно-легированного высокотемпературного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$. Область легирования $x = 0.135-0.15$ соответствует области перехода от антиферромагнитного к сверхпроводящему порядку. В режиме течения вихрей в магнитном поле B подробно исследована и проанализи-

зирована динамика абрикосовских ($B \parallel c$ -оси) и джозефсоновских ($B \parallel ab$ -плоскости) вихрей. Схематичное изображение абрикосовских и джозефсоновских вихрей в слоистых структурах приведено на рис. 15.

В смешанном состоянии ВТСП, как и в обычных сверхпроводниках II рода, их транспортные свойства во внешнем магнитном поле определяются движением абрикосовских вихрей [59]. Однако, в отличие от изотропных сверхпроводников, ВТСП обладают сильной анизотропией своих свойств. Эта анизотропия вызвана слоистой кристаллической структурой, образованной проводящими слоями CuO_2 (ab -плоскостями) с промежутками между ними в c -направлении. В зависимости от направления приложения внешнего магнитного поля возможны разные ситуации:

а. Магнитное поле параллельно оси c . В этом случае вихри в сверхпроводящем слое располагаются в углах правильной треугольной решетки, как в обычных сверхпроводниках. Однако длина когерентности вдоль оси c меньше, чем расстояние между плоскостями, и модель для описания вихрей должна быть изменена, чтобы учесть локализацию носителей внутри плоскостей. Локализация в плоскостях приводит к описанию вихря в виде стопки “блинов” (“pancakes”) [60]. Отдельные “блины” вихря слабо связаны между собой в каждом слое. Под действием транспортного тока “блины” вихря будут перемещаться по ab -плоскостям, вызывая диссипацию. Соответствующее удельное сопротивление, вызванное течением вихрей (flux flow), пропорционально отношению B/B_{c2} , где B_{c2} – второе критическое поле [54]. Благодаря наличию силы пиннинга, противоположной силе Лоренца, течение вихрей и вызванная этим диссипация возникает не сразу при появлении вихрей в сверхпроводники II рода. Пиннинг вихрей возникает из-за наличия дефектов в сверхпроводни-

ках, которые действуют как энергетически выгодные места, на которых может фиксироваться силовая линия [61]. Однако, даже если средняя величина силы пиннинга остается выше величины силы Лоренца, и течения вихрей не возникает, тем не менее происходит рассеяние, вызванное движением вихрей в результате тепловых флуктуаций. Один или несколько вихрей могут перескакивать от одной точки пиннинга к другой, преодолевая энергетический барьер за счет термической активации, таким образом, возникает крип потока.

б. Магнитное поле параллельно проводящим плоскостям ab . В этом случае вихри выглядят так же, как в джозефсоновских переходах в структурах сверхпроводник/диэлектрик/сверхпроводник, поскольку слоистая структура ВТСП образует внутренние джозефсоновские переходы [62, 63]. Джозефсоновские вихри, каждый из которых несет квант магнитного потока и центр которого находится между сверхпроводящими слоями, не имеют нормальной сердцевины и поэтому не сильно подавляют параметр порядка в соседних сверхпроводящих плоскостях [64]. Движение джозефсоновских вихрей в ВТСП существенно отличается от движения “блиновых” вихрей. Джозефсоновские вихри могут легко перемещаться вдоль сверхпроводящих слоев, но не перпендикулярно им. Это так называемый собственный пиннинг джозефсоновских вихрей [63]. Для длинных джозефсоновских контактов в параллельном магнитном поле существует определенное магнитное поле – поле перехода, при котором вихри начинают перекрываться, образуя треугольную решетку джозефсоновских вихрей [64]. Движение джозефсоновской решетки под действием транспортного тока приводит к появлению сопротивления потока вихрей. В этой ситуации существенным является собственный межслоевой пиннинг [65]. Часто такие объекты рассматриваются теоретически как слоистые сверхпроводящие структуры со слабым джозефсоновским взаимодействием [66]. Более того, движение вихрей через джозефсоновские барьеры обсуждали задолго до появления ВТСП [67].

в. Для полей под промежуточными углами вихрь можно описать как комбинацию “блиновых” вихрей в c -направлении (ограниченных слоями CuO_2), соединенных джозефсоновскими вихрями в ab -плоскости [68].

Экспериментальные исследования группы Кес и др. на обычных сверхпроводниках, таких как аморфный Nb_3Ge [69] и двойной слой $\text{NbN}/\text{Nb}_3\text{Ge}$ [70], а также на дырочно-легированных ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [71] показали, что существуют некоторые особенности диссипации, вызванной течением вихрей: осцилляции и флуктуации [70, 72]. В работе [73] авторы связали отри-

цательную аномалию эффекта Холла в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с поразительной разницей в знаках холловского отклика вихрей, лежащих параллельно слоям и перпендикулярно им.

Для электронно-легированных ВТСП ситуация осложняется тем фактом, что антиферромагнитная фаза сохраняется до гораздо более высоких уровней легирования, чем в дырочно-легированных системах, и, таким образом, недолегированная область сверхпроводящей фазы скрывается антиферромагнитным упорядочением и/или сосуществованием волн спиновой плотности в случае появления сверхпроводящего упорядочения [2].

Течение вихрей в слоистых сверхпроводниках – сложное явление. Принципиальное отличие однородных изотропных и анизотропных сверхпроводников – сильное взаимодействие между вихрями и самой кристаллической структурой, известное как “собственный пиннинг”. Это вводит новые затруднения при рассмотрении динамики вихря.

Важный эффект, характерный для слоистых систем, а именно, взаимодействие параметра порядка с лежащей в основе кристаллической структурой, можно рассмотреть на примере вихрей, расположенных параллельно сверхпроводящим плоскостям. Взаимодействие с неоднородной слоистой средой приводит к собственному пиннингу: энергия вихря становится зависимой от положения вихря по отношению к плоскостям и создает силу пиннинга, которая пытается удерживать вихри между сверхпроводящими слоями.

На рис. 16 показаны зависимости удельного сопротивления в плоскости ρ_{xx}^{ab} и сопротивления ρ_{xx}^c вне проводящих плоскостей от магнитного поля при температуре $T = 4.2$ К.

Вдоль и поперек проводящих слоев наблюдается сильная анизотропия удельного сопротивления в нормальном состоянии (при $B > B_{c2}$): отношение $\rho_{xx}^c(B)/\rho_{xx}^{ab}(B) \sim 10^2$ при $B = 8$ Тл для $x = 0.15$ и $\rho_{xx}^c(B)/\rho_{xx}^{ab}(B) \sim 10^3$ при $B = 6$ Тл для $x = 0.145$ и 0.135 (рис. 15).

Как видно, при незначительном увеличении уровня легирования от $x = 0.135$ до $x = 0.15$ в магнитных полях выше верхнего критического поля, сопротивление в нормальном состоянии вдоль ab -плоскостей уменьшается более чем на порядок, и более чем на два порядка в случае удельного сопротивления в нормальном состоянии вне ab -плоскостей. Более того, сопротивление вне ab -плоскостей не исчезает даже при слабых магнитных полях.

В смешанном состоянии поведение удельного сопротивления от магнитного поля поперек проводящих слоев отличается от поведения удельного сопротивления вдоль проводящих слоев. На зависимости $\rho_{xx}^{ab}(B)$ (рис. 16а) отчетливо видна

граница перехода из сверхпроводящего ($\rho = 0$) в резистивное состояние ($\rho \neq 0$) при поле депиннинга вихрей B_{dp} . Поле депиннинга – это поле, при котором “блиновые” вихри, имеющие нормальные сердцевинки, начинают двигаться вдоль проводящих слоев перпендикулярно транспортному току, вызывая диссипацию. В магнитных полях $B_{dp} < B < B_{c2}$ было обнаружено хорошее согласие с обычным поведением $\rho_{xx}^{ab}(B) \sim B/B_{c2}$ [74].

С другой стороны, для магнитосопротивления ρ_{xx}^c между проводящими плоскостями, при переходе в резистивное состояние преодоление “собственного пиннинга” для джозефсоновских вихрей, ориентированных параллельно сверхпроводящим плоскостям, происходит в соответствии со степенной зависимостью $\rho_{xx}^c(B) \sim B^2$ (рис. 16б).

Теоретические представления о динамике джозефсоновских вихрей в слоистом сверхпроводнике развиты Кошелевым [64]. Полевая зависимость удельного сопротивления течения вихрей $\rho_{ff}(B)$ для случая преобладающего канала диссипации в плоскости получается в виде:

$$\rho_{ff} = \frac{B^2}{B^2 + B_G^2} \rho_c, \quad (19)$$

где ρ_c – максимальная величина удельного сопротивления для течения вихрей вдоль оси c , $B_G =$

$\sqrt{\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_c} \frac{\Phi_0}{\sqrt{2\pi\gamma^2 s^2}}}$, где σ_{ab} – проводимость квазичастиц в плоскости, σ_c – составляющая проводимости вдоль оси c , γ – анизотропия лондонской глубины проникновения, s – расстояние между слоями, Φ_0 – квант магнитного потока.

Таким образом, для сильной диссипации в плоскости указанная зависимость $\rho_{ff}(B)$ должна иметь ярко выраженную кривизну вверх при $B < B_G$ и приближаться к ρ_c в магнитном поле $B \rightarrow B_G$, как схематически показано на рис. 1 в ссылке [64]. В итоге поведение $\rho_{xx}^c(B)$ в смешанном состоянии для исследованных пленок сверхпроводника согласуется с уравнением (19) (см. рис. 16б).

Исследование эффекта Холла в нормальном и смешанном состояниях дает важную информацию о динамике вихрей для высокотемпературных сверхпроводников. Магнитное поле B проникает в сверхпроводник II типа квантовыми вихрями [54, 59, 60]. Движение вихря вдоль силы Лоренца (перпендикулярно транспортному току \mathbf{j}) создает диссипативное поле ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{j}$) и приводит к сопротивлению течения вихрей. С другой стороны, движение вихря вдоль направления транспортного тока приводит к возникновению холловского электрического поля ($\mathbf{E}_H \perp \mathbf{j}, \mathbf{B}$). Таким

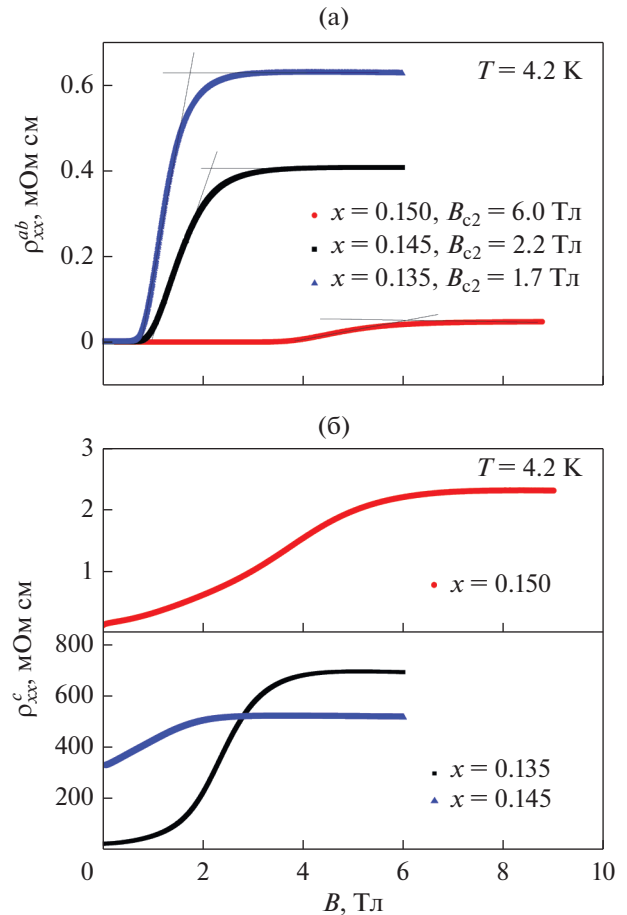


Рис. 16. Зависимости от магнитного поля удельного сопротивления в плоскости $\rho_{xx}^{ab}(B)$ (а) и между проводящими плоскостями ρ_{xx}^c (б) для пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4/SrTiO_3$ с $x = 0.135, 0.145, 0.15$ и оптимальным отжигом при $T = 4.2$ К. Расположение слоев и форма образца совпадают на рис. 1а, 1б.

образом, измерение эффекта Холла в смешанном состоянии является полезным методом изучения динамики вихрей в исследуемых системах.

Проведено сравнительное исследование магнитополевых зависимостей сопротивления Холла $\rho_{xx}^{ab}(B)$ в проводящих плоскостях CuO_2 (измеренного на пленках I-типа) и холловского сопротивления между плоскостями CuO_2 $\rho_{xx}^c(B)$ (измеренного на пленках III-типа). Результаты для пленок с $x = 0.135, 0.145, 0.15$ при $T = 4.2$ К представлены на рис. 17.

Для стандартной конфигурации проведения измерений для пленок I-типа $\mathbf{j} \parallel ab, \mathbf{B} \parallel c$ (см. рис. 1а) и поле Холла ($\mathbf{E}_H \perp (\mathbf{j}, \mathbf{B})$) лежит в плоскости ab , т.е. в смешанном состоянии мы имеем дело с абрикосовскими вихрями, движущимися в ab -плоскостях. Как и в случае с ρ_{xx}^{ab} , мы видим ярко

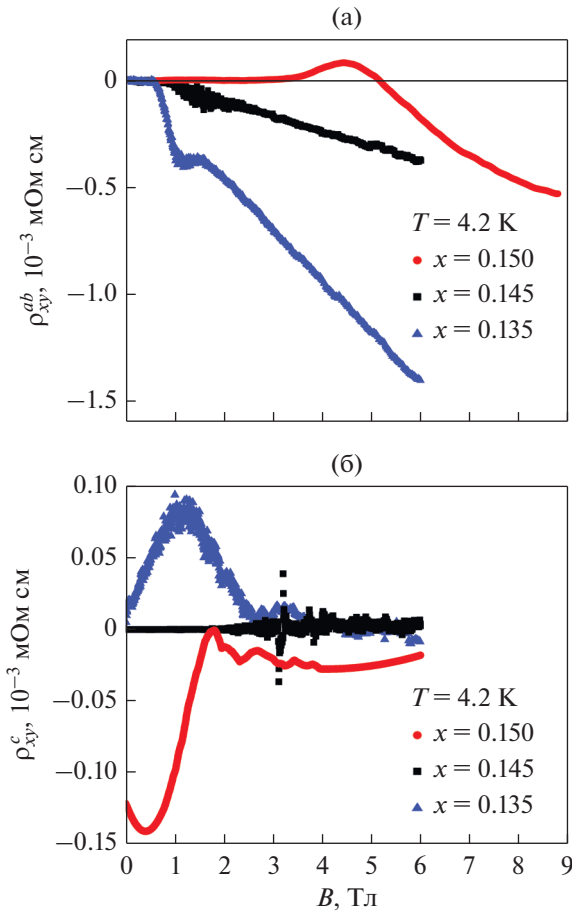


Рис. 17. Зависимости холловского сопротивления от магнитного поля для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135, 0.145, 0.15$ при $T = 4.2$ К: (а) сопротивление Холла в плоскости, (б) сопротивление Холла между слоями CuO_2 .

выраженную область магнитных полей меньше поля депиннинга вихрей $B_{\text{др}}$ ($\rho_{xy}^{ab} = 0$ при $B < B_{\text{др}}$), затем узкую область смешанного состояния (эта область подробно описана в [51, 75]). Для пленки с оптимальным легированием наблюдается изменение знака холловского сопротивления в смешанном состоянии, отражающее преобразование поверхности Ферми [51].

В нормальном состоянии холловское сопротивление в плоскости имеет стандартную зависимость от магнитного поля $\rho_{xy}^{ab}(B) = R_H B$, знак эффекта Холла отрицательный для всех трех уровней легирования (рис. 17а). По величине коэффициента Холла можно оценить концентрацию носителей (электронов) в нормальной фазе: $n = 3.05 \times 10^{21} \text{ 1/см}^3$ ($x = 0.135$); $n = 6.25 \times 10^{21} \text{ 1/см}^3$ ($x = 0.145$); $n = 2.16 \times 10^{22} \text{ 1/см}^3$ ($x = 0.15$).

Иная ситуация в пленках III-типа (см. рис. 1в): при $\mathbf{j} \parallel ab$, $\mathbf{B} \parallel ab$ и $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$ поле Холла $\mathbf{E}_H \perp (\mathbf{j}, \mathbf{B})$ при-

водит к движению носителей заряда поперек CuO_2 плоскостей, вдоль оси c . В смешанном состоянии это соответствует течению джозефсоновских вихрей с собственным пиннингом. Для $x = 0.135$ и $x = 0.15$ в слабых магнитных полях нет области, где $\rho = 0$, как в случае ρ_{xy}^c : есть максимум на $|\rho_{xy}^c(B)|$, в смешанном состоянии знак эффекта Холла отрицательный при $x = 0.15$ и положительный при $x = 0.135$ (см. рис. 17б). При $x = 0.145$ $\rho_{xy}^c = 0$ вплоть до $B \approx 3$ Тл, далее наблюдаются некоторые особенности типа максимум–минимум с изменением знака $\rho_{xy}^c(B)$ (рис. 18а и 20а).

В нормальном состоянии сопротивление Холла между слоями CuO_2 практически не зависит от магнитного поля.

В работах [76–78] утверждается, что в смешанном состоянии сверхпроводника II рода из-за разницы химического потенциала в сверхпроводящем и нормальном состоянии вихрей могут иметь заряд. Разница δn между плотностью электронов в центре сердцевинки вихря и плотности электронов вне вихря вызывает дополнительный (топологический) вклад течения вихрей в холловскую проводимость $\sigma_{xy}^f = -e\delta n/B$.

Таким образом, в окрестности перехода из сверхпроводящего в резистивное состояние холловская проводимость должна стремиться к большому положительному или отрицательному значению при уменьшении поля. Подобные зависимости $\sigma_{xy}(B)$ неоднократно наблюдали в смешанном состоянии как в оксидных сверхпроводниках p -типа, так и в сверхпроводниках на основе Fe (см. [75], [79] и ссылки в них).

В работах [57, 80, 81] динамика вихрей рассматривается в рамках временной модели Гинзбурга–Ландау (TDGL). Рассмотрена модификация модели TDGL, позволяющая учесть влияние течения вихрей на эффект Холла. Согласно [57, 80, 81], аномальный вклад в эффект Холла в режиме течения вихрей за счет движения вихрей параллельно транспортному току можно представить в виде:

$$\sigma_{xy} = -e\delta n/B, \quad \delta n = \left(\frac{1}{\lambda} \frac{dv}{d\mu} \right) \Delta^2, \quad (20)$$

где δn – “виртуальное” изменение плотности электронов, вызванное изменением электронного спектра после перехода в сверхпроводящее состояние, λ , v , μ и Δ – глубина проникновения, плотность состояний в нормальной фазе, химический потенциал и величина параметра порядка (сверхпроводящая щель), соответственно. В сверхпроводнике нет реального изменения электронной плотности из-за нейтральности заряда: все измене-

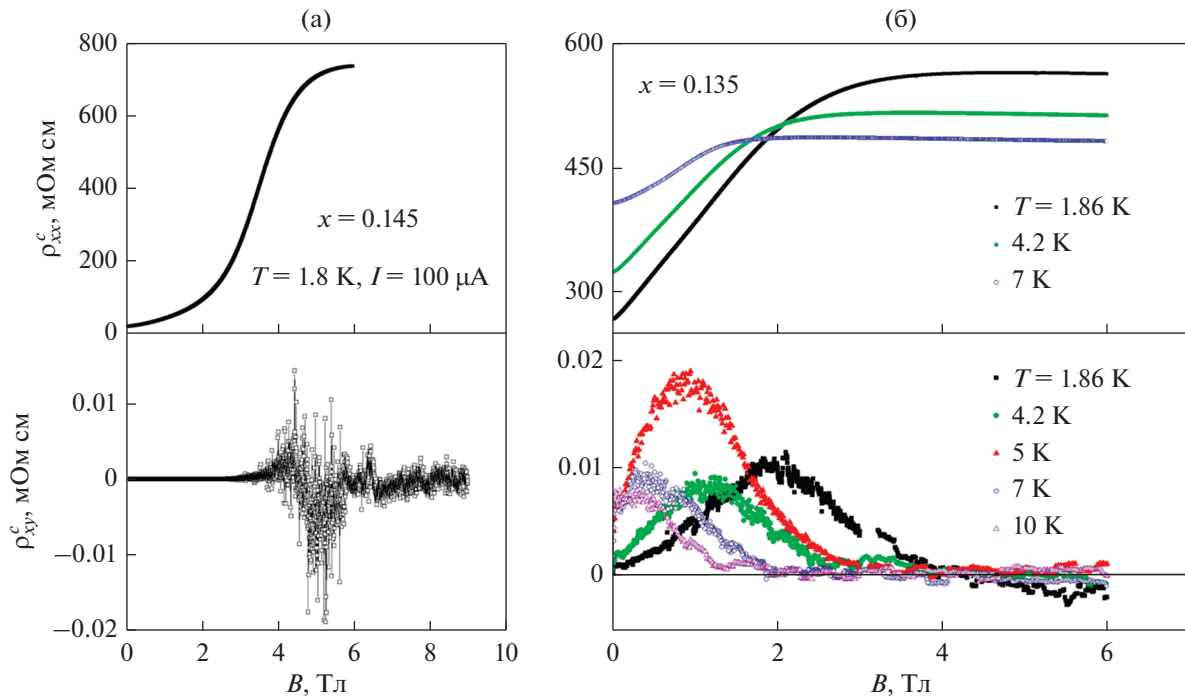


Рис. 18. Зависимости удельного сопротивления и холловского сопротивления между плоскостями CuO_2 от магнитного поля для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4 + \delta/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ при $T = 1.8 \text{ K}$ при разных температурах (а) и $x = 0.135$ при разных температурах (б).

ния компенсируются соответствующими изменениями химического потенциала.

Величину δn можно выразить также через экспериментально доступные величины [77]:

$$\delta n = -\frac{H_c^2}{4\pi} \frac{\partial \ln T_c}{\partial \mu}, \quad (21)$$

где H_c – критическое магнитное поле, а T_c – критическая температура. Таким образом, знак эффекта Холла в смешанном состоянии зависит от деталей зонной структуры (см. также [82]).

Наблюдаемые зависимости $\rho_{xy}^c(B) \sim \sigma_{xy}(B)$ в смешанном состоянии (см. рис. 16б) могут быть связаны с аномальным вихревым вкладом в эффект Холла $\delta n = \delta n_h + \delta n_e$, причем $\delta n = \delta n_e < 0$ для $x = 0.15$ и $x = 0.135$ в уравнении (20), δn_e и δn_h – электронные и дырочные части δn . Для $x = 0.145$ можно предположить, что вклады электронов и дырок компенсируют друг друга, $\delta n \approx 0$ при $B < 3 \text{ Tл}$, и тогда их сосуществование приводит к немонотонной зависимости $\rho_{xy}^c(B)$ со сменой знака эффекта Холла (см. рис. 18а и 20а). Знак σ_{xy} в смешанном состоянии может быть различным для сложной поверхности Ферми, имеющей электроноподобные и дырочноподобные части [82].

Теперь проведем сравнительный анализ зависимостей продольного и холловского сопротив-

ления от магнитного поля, которые соответствуют движению носителей заряда через слои CuO_2 :

$\rho_{xx}^c(B)$, измеренные на пленках II типа, и $\rho_{xy}^c(B)$, измеренные на пленках III типа, для образцов с $x = 0.135$ и $x = 0.145$. На рис. 18 хорошо видно, что немонотонные зависимости $\rho_{xy}^c(B)$ присущи именно областям смешанного состояния, т.е. как предполагалось выше, отражают динамику джозефсоновских вихрей. В магнитном поле ниже 2.5 Тл (ниже поля депиннинга) вихри закреплены, носители спарены, следовательно, сопротивление Холла отсутствует. В нормальном состоянии носители заряда распарены, но при температуре $T = 1.8 \text{ K}$ они не могут преодолеть энергетический барьер между проводящими плоскостями, а туннелирование электронов и дырок компенсируется. В смешанном состоянии, где существует определенное количество носителей заряда (электронов и дырок), также происходит компенсация процессов подбарьерного туннелирования. Таким образом, знакопеременная магнитополевая особенность сопротивления Холла между плоскостями связана с движением вихрей, ориентированных параллельно проводящим плоскостям.

В ситуации, когда магнитное поле и вихри расположены параллельно слоям, а транспортный ток течет в плоскости слоев, сила Лоренца будет направлена перпендикулярно слоям (ось z должна быть вдоль кристаллографического c -направления,

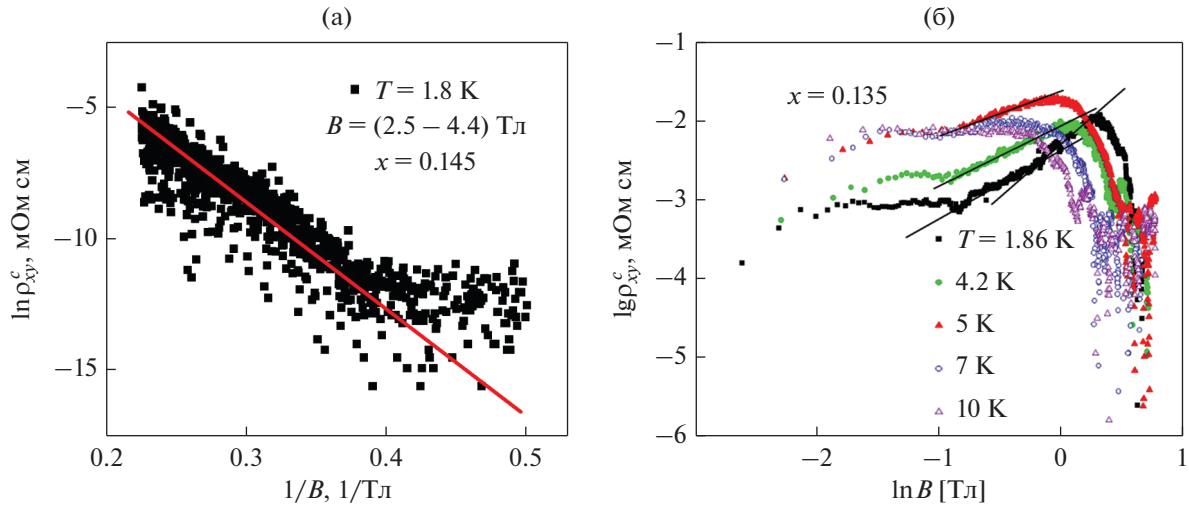


Рис. 19. Экспоненциальный рост холловского сопротивления между слоями CuO_2 в диапазоне магнитных полей $B = (2.5\text{--}4.4)$ Тл для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ при $T = 1.8$ К (а); степенная зависимость $\rho_{xy}^c(B)$ для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135$ при различных температурах – в двойном логарифмическом масштабе (б).

оси x и y лежат в слое CuO_2). Уравнение движения вихревой линии согласно [83, 84] имеет вид:

$$\frac{\Phi_0}{c} J_{\text{tr}}(\omega) z_0 = \frac{V_{Lx(\omega)}}{\mu_x} x_0 + \frac{V_{Ly(\omega)}}{\mu_y} y_0, \quad (22)$$

где x_0, y_0, z_0 – единичные векторы системы координат, $V_{Lx(\omega)}$ и $V_{Ly(\omega)}$ – компоненты скорости вихря, μ_x и μ_y – подвижность вихря в направлениях x и y , левая часть уравнения сила Лоренца (J_{tr} – транспортный ток). В магнитном поле, параллельном плоскостям CuO_2 , джозефсоновские вихри выстраиваются параллельно слоям и начинают двигаться в направлении, перпендикулярном слоям, преодолевая свой собственный пиннинг (боковое течение потока).

Особенности поведения $\rho_{xy}^c(B)$, наблюдаемые для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135$ и $x = 0.145$ в режиме потока, подробно представлены на рис. 18: для $x = 0.135$ (рис. 18б) зависимость $\rho_{xy}^c(B)$ имеет положительный максимум (показаны данные для разных температур), а в случае $x = 0.145$ зависимость $\rho_{xy}^c(B)$ имеет двукратное изменение знака (показаны данные в более крупном масштабе). Конкретный вид кривых $\rho_{xy}^c(B)$ может быть связан с зависимостями δn от B и T в уравнении (20).

Нормированная плотность заряда в центре вихря, $\delta n/n$, как функция магнитного поля при различных значениях T/T_c была рассчитана в [85]. Полевая зависимость плотности заряда в центре сердцевин вихря хорошо описывается зависимостью $B(B_{c2} - B)$ с пиком вблизи $B_{c2}/2$, возник-

ающим из-за конкуренции между увеличивающимся магнитным полем и уменьшающимся потенциалом парного взаимодействия. При этом максимальное значение $\delta n/n$ существенно зависит от температуры (см. рис. 3 в [85] для $T/T_c = 0.2$ и $T/T_c = 0.5$), что соответствует наблюдаемому нами эффекту (см. рис. 17б).

Анализируя полевую зависимость холловского сопротивления между слоями CuO_2 при различных температурах для $x = 0.145; 0.135$, мы наблюдали экспоненциальный рост холловского сопротивления между слоями CuO_2 при $T = 1.8$ К и в диапазоне магнитных полей $B = (2.5\text{--}4.4)$ Тл для первого соединения и степенную зависимость холловского сопротивления между слоями CuO_2 при малых температурах и малых магнитных полях $\rho_{xy}^c \sim B^\beta$ для второго соединения (рис. 19). При температуре $T = 1.86$ К в магнитных полях $B = (0.14\text{--}0.62)$ Тл показатель равен $\beta = 0.8$, в диапазоне значений магнитного поля $B = (0.62\text{--}1.84)$ Тл показатель β изменяется до $\beta = 1.4$; при температуре $T = 4.2$ К в диапазоне $B = (0.13\text{--}1.1)$ Тл показатель β всегда составляет $\beta = 0.8$, при температуре $T = 5$ К в диапазоне $B = (0.1\text{--}0.7)$ Тл уменьшается до $\beta = 0.6$, а при $T = 7$ К и выше мы не видим степенных зависимостей холловского сопротивления между слоями CuO_2 .

Увеличение магнитного поля вызывает рост числа вихрей с ориентацией магнитного момента вдоль магнитного поля и, как следствие, уменьшение взаимодействия вихрей с antivихрями [86, 87]. Мы видим изменение показателя степенной зависимости холловского сопротивления между слоями CuO_2 с $\beta = 0.8$ до $\beta = 1.4$ в магнит-

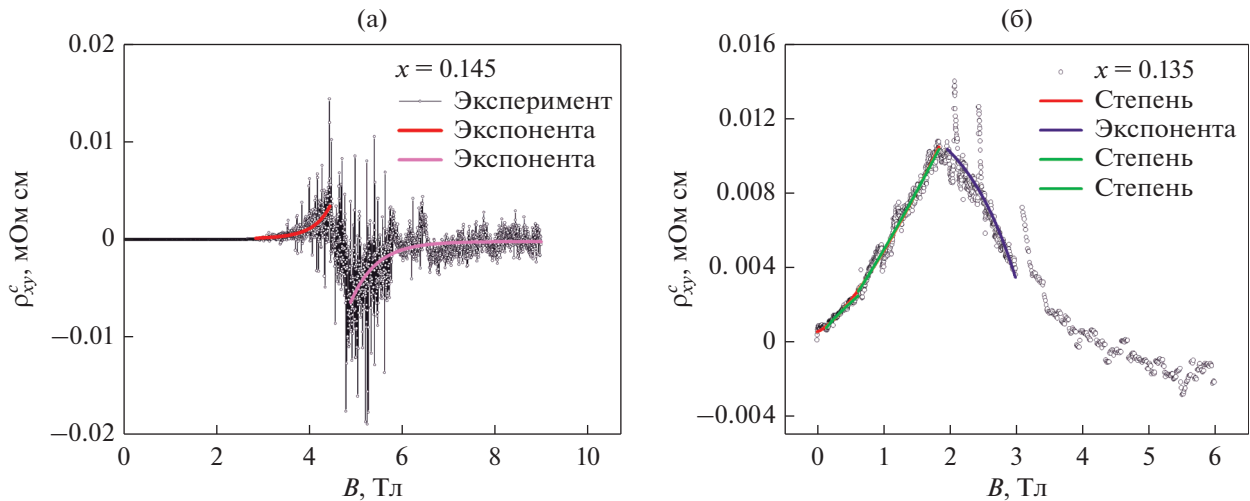


Рис. 20. Зависимость сопротивления Холла между слоями CuO_2 от магнитного поля для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ (а); 0.135 (б) при $T = 1.86$ К: экспериментальные данные и подгонка.

ном поле $B = 0.62$ Тл и температуре $T = 1.86$ К. Были определены подгоночные параметры для описания магнитопольных зависимостей холловского сопротивления в рамках степенного поведения (рис. 19б). Изменение показателя степени для магнитопольных зависимостей сопротивления Холла между слоями CuO_2 может указывать на переход Березинского–Костерлица–Таулеса (БКТ), проявляющийся в двумерных системах [86, 87]. Важной составляющей исследования магнитных и температурных зависимостей удельного сопротивления и сопротивления Холла является вопрос о возможности выявления перехода БКТ в двумерных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля относительно проводящих слоев CuO_2 . Определенные усилия в этом направлении были предприняты на пленках NbN при исследовании вольт-амперных характеристик [88].

Обнаружена более сложная зависимость сопротивления Холла от магнитного поля между слоями CuO_2 для пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.145$ (рис. 18а и 20а) – изменение знака холловского сопротивления ρ_{xy}^c в смешанном состоянии при $B = (2.5–6.5)$ Тл. Увеличение магнитного поля, начиная с $B = 2.5$ Тл, приводит к экспоненциальной зависимости ρ_{xy}^c за счет увеличения количества вихрей, которые появляются параллельно слоям CuO_2 и начинают перемещаться между этими плоскостями. Изменение знака сопротивления Холла ρ_{xy}^c свидетельствует о существовании вихрей с сердцевинами с носителями второго типа. Для соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ с $x = 0.145$ это соответствует наличию на поверхности Ферми двух типов носителей [89].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы закономерности поведения температурных и полевых зависимостей тензора сопротивления в проводящих плоскостях ab и вдоль направления c монокристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ с различными концентрациями легирующих примесей и с оптимальным отжигом в бескислородной атмосфере. Полученные результаты успешно интерпретированы в рамках концепции квазидвумерности изучаемых систем с высокой металлической проводимостью вдоль (ab) -плоскостей ($dp_{ab}/dT > 0$) и полупроводниковым поведением проводимости в направлении оси c ($dp_c/dT < 0$) из-за некогерентного туннелирования и термической активации через барьеры между проводящими слоями CuO_2 .

В стехиометрически отожженных пленках с оптимальным содержанием церия при $T = 4.2$ К анизотропия плотности критического тока составила $j_c^{ab}/j_c^c \approx 3 \times 10^3$. Сильная анизотропия плотности критического тока может быть рассмотрена в рамках модели естественной сверхрешетки с чередующимися проводящими CuO_2 -плоскостями и непроводящими буферными $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$ -слоями. Высокая плотность критического тока вдоль проводящих CuO_2 -плоскостей связана с пиннингом вихрей на буферных слоях. В перелегированных образцах с $x = 0.17$ вид зависимостей сопротивления определяется включением переноса заряда между плоскостями CuO_2 , т.е. переходом от двумерной к трехмерной проводимости по мере увеличения легирующей примеси. Таким образом, перелегированный $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ становится анизотропным трехмерным металлом.

Исследование поведения зависимостей удельного сопротивления и сопротивления Холла от магнитного поля между проводящими плоскостями CuO_2 электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ показало, что особенности поведения $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в смешанном (резистивном) состоянии связаны с особенностями пиннинга джозефсоновских вихрей и их движением между проводящими плоскостями.

Работа выполнена в рамках государственного задания по темам “Функция” № АААА-А19-119012990095-0 и “Электрон” № АААА-А18-118020190098-5 при финансовой поддержке РФФИ и Свердловской области в рамках научного проекта № 20-42-660004. Кроме того, авторы выражают благодарность А.А. Иванову за творческое изготовление образцов, С.М. Подгорных за измерение сопротивления Холла на установке РРМС 9, выполненные в ЦКП ИФМ УрО РАН, и Е.Ф. Таланцеву за плодотворное сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Muller K.A., Bednorz J.G. The Discovery of a Class of High-Temperature Superconductors // *Science* (80-). 1987. V. 237. P. 1133–1139.
- Da Silva Neto E.H., Comin R., He F., Sutarro R., Jiang Y., Greene R.L., Sawatzky G.A., Damascelli A. Charge ordering in the electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ // *Science* (80-). 2015. V. 347. P. 282–285.
- Fournier P. T' and infinite-layer electron-doped cuprates // *Phys. C Supercond. Appl.* 2015. V. 514. P. 314–338.
- Klepikova A.S., Petukhov D.S., Petukhova O.E., Charikova T.B., Shelushinina N.G., Ivanov A.A. Incoherent interlayer transport in single-crystal films of $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$ // *J. Phys. Conf. Ser.* 2018. V. 993. P. 012002.
- Klepikova A.S., Charikova T.B., Shelushinina N.G., Petukhov D.S., Ivanov A.A. Anisotropy of the Hall Effect in a Quasi-Two-Dimensional Electron-Doped $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // *Superconductor. Phys. Solid State.* 2018. V. 60. P. 2162–2165.
- Guarino A., Parlato L., Bonavolontá C., Valentino M., Lisio C. de, Leo A., Grimaldi G., Pace S., Vecchione A., Nigro A. Transport and optical properties of epitaxial $\text{Nd}_{1.83}\text{Ce}_{0.17}\text{CuO}_{4-\delta}$ thin films // *J. Phys. Conf. Ser.* 2014. V. 507. P. 012018.
- Guarino A., Martucciello N., Romano P., Leo A., D'Agostino D., Caputo M., Avitabile F., Ubaldini A., Grimaldi G., Vecchione A., Bobba F., Attanasio C., Nigro A. $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ Ultrathin Films Crystalline Properties // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2018. V. 28. P. 1–4.
- Guarino A., Leo A., Avella A., Avitabile F., Martucciello N., Grimaldi G., Romano A., Pace S., Romano P., Nigro A. Electrical transport properties of sputtered $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ thin films // *Phys. B Condens. Matter.* 2018. V. 536. P. 742–746.
- Galluzzi A., Nigro A., Fittipaldi R., Guarino A., Pace S., Polichetti M. DC magnetic characterization and pinning analysis on $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ cuprate superconductor // *J. Magn. Magn. Mater.* 2019. V. 475. P. 125–129.
- Klepikova A.S., Charikova T.B., Попов М.Р., Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Кузнецов, Е.А. Анизотропия магнитных свойств и диэлектрическая проницаемость монокристалла $\text{Nd}_{1.9}\text{Ce}_{0.1}\text{CuO}_{4+\delta}$ // *ФММ.* 2021. Т. 122. P. 520–526
- Takagi H., Uchida S., Tokura Y. Superconductivity produced by electron doping in CuO_2 -layered compounds // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 1197–1200.
- Wang E., Tarascon J.-M., Greene L.H., Hull G.W., McKinnon W.R. Cationic substitution and role of oxygen in the n-type superconducting T' system $\text{Nd}_{2-y}\text{Ce}_y\text{CuO}_z$ // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 41. P. 6582–6590.
- Fortune N.A., Murata K., Ishibashi M., Yokoyama Y., Nishihara Y. Systematic variation of transport and thermodynamic properties with degree of reduction in $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. P. 12930–12934.
- Schultz A.J., Jorgensen J.D., Peng J.L., Greene R.L. Single-crystal neutron-diffraction structures of reduced and oxygenated $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_y$ // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. P. 5157–5159.
- Charikova T.B., Shelushinina N.G., Harus G.I., Petukhov D.S., Korolev A.V., Neverov V.N., Ivanov A.A. Doping effect on the anomalous behavior of the Hall effect in electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // *Phys. C Supercond.* 2012. V. 483. P. 113–118.
- Matsui H., Takahashi T., Sato T., Terashima K., Ding H., Uefuji T., Yamada K. Evolution of the pseudogap across the magnet-superconductor phase boundary of $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ // 2007. *Phys. Rev. B.* V. 75. P. 224514.
- He J., Rotundu C.R., Scheurer M.S., He Y., Hashimoto M., Xu K.-J., Wang Y., Huang E.W., Jia T., Chen S., Moritz B., Lu D., Lee Y.S., Devereaux T.P., Shen Z. Fermi surface reconstruction in electron-doped cuprates without antiferromagnetic long-range order // *Proc. Natl. Acad. Sci.* 2019. V. 116. P. 3449–3453.
- Lambacher M. Crystal growth and normal state transport of electron doped high temperature superconductors // 2008.
- Ivanov A.A., Galkin S.G., Kuznetsov A.V., Menushenkov A.P. Smooth homogeneous HTSC thin films produced by laser deposition with flux separation // *Phys. C Supercond.* 1991. V. 180. P. 69–72
- Ципенюк Ю.М. Физические основы сверхпроводимости: учебное пособие // МФТИ, Москва. 2003.
- Klepikova A.S., Попов М.Р., Иванов А.А., Медведев М.В., Чарикова Т.Б. Анизотропия плотности критического тока в слоистом электронно-легированном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // *Физика низких температур* 2019. Т. 45. P. 245–250.
- Anderson P.W., Zou Z. “Normal” Tunneling and “Normal” Transport: Diagnostics for the Resonating-Valence-Bond State // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 132–135.
- Kotliar G., Abrahams E., Ruckenstein A.E., Varma C.M., Littlewood P.B., Schmitt-Rink S. Long-Wavelength Behavior, Impurity Scattering and Magnetic Excitations in a Marginal Fermi Liquid // *Europhys. Lett.* 1991. V. 15. P. 655–660.

24. Ito T., Takagi H., Ishibashi S., Ido T., Uchida S. Normal-state conductivity between CuO_2 planes in copper oxide superconductors // *Nature*. 1991. V. 350. P. 596–598.
25. Чарикова Т.Б., Пономарев А.И., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Ташлыков А.О., Ткач А.В. Квазидвумерные транспортные свойства в слоистом сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // Журн. экспериментальной и теоретической физики. 2007. Т. 132. С. 712–723.
26. Wang Z.Z., Chien T.R., Ong N.P., Tarascon J.M., Wang E. Positive Hall coefficient observed in single-crystal $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ at low temperatures // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 4. P. 3020–3025.
27. Charikova T., Ignatenkov A., Ponomarev A., Ivanov A., Klimczuk T., Sadowski W. In-plane and out-of-plane temperature dependencies of the resistivity in single crystals and films of Nd_2CuO_4 // *Phys. C Supercond.* 2003. V. 388–389. P. 323–324.
28. Charikova T.B., Shelushinina N.G., Harus G.I., Petukhov D.S., Neverov V.N., Ivanov A.A. Upper critical field in electron-doped cuprate superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$: Two-gap model // *Phys. C Supercond.* 2013. V. 488. P. 25–29.
29. Пономарев А.И., Чарикова Т.Б., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Ташлыков А.О., Ткач А.В., Иванов А.А. Анизотропия транспортных свойств слоистых сверхпроводников $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ и $\text{Ca}_{2-x}\text{Sr}_x\text{RuO}_4$ // Физика металлов и металловедение. 2007. Т. 104. С. 72–85.
30. Ashcroft N.W., Mermin N.D. *Solid State Physics*. Harcourt College Publishers // Orlando, FL. 1976.
31. Ziman J.M. *Principles of the Theory of Solids* // Cambridge. 1989.
32. Kontani H., Kanki K., Ueda K. Hall effect and resistivity in high-Tc superconductors: The conserving approximation // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 59. 14723–14739.
33. Dahm T., Tewordt L. Physical quantities in nearly antiferromagnetic and superconducting states of the two-dimensional Hubbard model and comparison with cuprate superconductors // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. P. 1297–1308.
34. Seng P., Diehl J., Klimm S., Horn S., Tidecks R., Samwer K., Hänsel H., Gross R. Hall effect and magnetoresistance in $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ films // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. P. 3071–3074.
35. Kaveh M., Wiser N. Electron-electron scattering in conducting materials // *Adv. Phys.* 1984. V. 33. P. 257–372.
36. Tsuei C.C., Gupta A., Koren G. Quadratic temperature dependence of the in-plane resistivity in superconducting $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ Evidence for Fermi-liquid normal state // *Phys. C Supercond.* 1989. V. 161. P. 415–422.
37. Cassam-Chenai A., Maily D. Transport in quasi-two-dimensional systems under a weak magnetic field // *Phys. Rev. B*. 1995. V. 52. P. 1984–1995.
38. McKenzie R.H., Moses P. Incoherent Interlayer Transport and Angular-Dependent Magnetoresistance Oscillations in Layered Metals // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 4492–4495.
39. Kumar N., Jayannavar A.M. Temperature dependence of the c -axis resistivity of high-Tc layered oxides // *Phys. Rev. B*. 1992. V. 45. P. 5001–5004.
40. Giura M., Fastampa R., Sarti S., Silva E. Normal-state c -axis transport in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: Interlayer tunneling and thermally activated dissipation // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 68. P. 134505.
41. Караев V.V., Кораев Y.V. High-temperature superconductors as heterostructures // *J. Exp. Theor. Phys. Lett.* 1998. V. 68. P. 223–229.
42. Ландсберг П. Задачи по термодинамике и статистической физике. М. 1974.
43. Giura M., Fastampa R., Sarti S., Pompeo N., Silva E. Tunnel and thermal c -axis transport in BSCCO in the normal and pseudogap states // *Supercond. Sci. Technol.* 2007. V. 20. P. S54–S59.
44. Giura M., Fastampa R., Sarti S., Pompeo N., Silva E. Interlayer tunnel and thermal activation in c -axis transport in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ // *Phys. C Supercond.* 2007. V. 460–462. P. 831–832.
45. Giura M., Fastampa R., Sarti S., Silva E. c -axis transport and phenomenology of the pseudogap state in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ // *Phys. Rev. B*. 2004. V. 70. P. 214530.
46. Popov M.R., Klepikova A.S., Charikova T.B., Talantsev E.F., Shelushinina N.G., Ivanov A.A. Normal state interlayer conductivity in epitaxial $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ films deposited on SrTiO_3 (110) single crystal substrates // *Mater. Res. Express*. 2019. V. 6. P. 096005.
47. Klepikova A.S., Charikova T.B., Shelushinina N.G., Popov M.R., Ivanov A.A. Anisotropic temperature dependence of normal state resistivity in underdoped region of a layered electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ // *Low Temp. Phys.* 2019. V. 45. P. 217–223.
48. Izrailev F.M., Ruffo S., Tessieri L. Classical representation of the one-dimensional Anderson model // *J. Phys. A. Math. Gen.* 1998. V. 31. P. 5263–5270.
49. Shklovskii B.I., Efros A.L. *Electronic Properties of Doped Semiconductors* // Springer Berlin Heidelberg. 1984.
50. Leggett A.J., Chakravarty S., Dorsey A.T., Fisher M.P.A., Garg A., Zwirger W. Dynamics of the dissipative two-state system // *Rev. Mod. Phys.* 1987. V. 59. P. 1–85.
51. Клепикова А.С., Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Петухов Д.С., Иванов А.А. Анизотропия эффекта Холла в квазидвумерном электронно-легированном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // ФММ. 2018. Т. 60. С. 2121.
52. Popov M.R., Klepikova A.S., Shelushinina N.G., Ivanov A.A., Charikova T.B. Interlayer Hall Effect in n-type doped high temperature superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // *Phys. C Supercond. its Appl.* 2019. V. 566. P. 1353515.
53. Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Петухов Д.С., Харус Г.И., Петухова О.Е., Иванов А.А. Соотношение сопротивления Холла и магнитосопротивления в смешанной области электронного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ // ФММ. 2017. Т. 118. С. 1257–1265.
54. Blatter G., Feigel'man M. V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M. Vortices in high-temperature superconductors // *Rev. Mod. Phys.* 1994. V. 66. P. 1125–1388.
55. Martin S., Fiory A.T., Fleming R.M., Espinosa G.P., Cooper A.S. Vortex-Pair Excitation near the Superconducting Transition of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Crystals // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 677–680.

56. *Ivlev B.I., Ovchinnikov Y.N., Thompson R.S.* Quantum flux creep in layered high- T_c superconductors // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 44. P. 7023–7027.
57. *Kopnin N.B.* Hall effect in moderately clean superconductors and the transverse force on a moving vortex // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. P. 9475–9483.
58. *Brandt E.H.* The flux-line lattice in superconductors // *Rep. Prog. Phys.* 1995. V. 58. P. 1465–1594.
59. *Kopnin N.B.* Theory of Nonequilibrium Superconductivity // 2009.
60. *Тункхам М.* Введение в сверхпроводимость // М. 1980.
61. *Kwok W.K., Welp U., Vinokur V.M., Fleshler S., Downey J., Crabtree G.W.* Direct observation of intrinsic pinning by layered structure in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 390–393.
62. *Kleiner R., Steinmeyer F., Kunkel G., Müller P.* Intrinsic Josephson effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68. P. 2394–2397.
63. *Rapp M., Murk A., Semerad R., Prusseit W.* c -Axis Conductivity and Intrinsic Josephson Effects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 928–931.
64. *Koshelev A.E.* Role of in-plane dissipation in dynamics of a Josephson vortex lattice in high-temperature superconductors // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. R3616–R3619.
65. *Ivlev B.I., Kopnin N.B.* Flux creep and flux pinning in layered high-temperature superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 1828–1830.
66. *Blatter G., Ivlev B.I., Rhyner J.* Kosterlitz-Thouless transition in the smectic vortex state of a layered superconductor // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66. P. 2392–2395.
67. *Lebwohl P., Stephen M.J.* Properties of Vortex Lines in Superconducting Barriers // *Phys. Rev.* 1967. V. 163. P. 376–379.
68. *Bulaevskii L.N., Maley M., Safar H., Domínguez D.* Angular dependence of c -axis plasma frequency and critical current in Josephson-coupled superconductors at high fields // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. P. 6634–6637.
69. *Pruyboom A., Kes P.H., van der Drift E., Radelaar S.* Flux-line shear through narrow constraints in superconducting films // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 1430–1433.
70. *Anders S., Smith A.W., Besseling R., Kes P.H., Jaeger H.M.* Static and dynamic shear response in ultrathin layers of vortex matter // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. 15195–15199.
71. *Kes P.H., Aarts J., Vinokur V.M., van der Beek C.J.* Dissipation in highly anisotropic superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 1063–1066.
72. *Besseling R., Niggebrugge R., Kes P.H.* Transport Properties of Vortices in Easy Flow Channels: A Frenkel-Kontorova Study // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 3144–3147.
73. *Harris J.M., Ong N.P., Yan Y.F.* Hall effect of vortices parallel to CuO_2 layers and the origin of the negative Hall anomaly in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. P. 1455–1458.
74. *Bardeen J., Stephen M.J.* Theory of the Motion of Vortices in Superconductors // *Phys. Rev.* 1965. V. 140. P. A1197–A1207.
75. *Shelushinina N.G., Harus G.I., Charikova T.B., Petukhov D.S., Petukhova O.E., Ivanov A.A.* The mixed-state Hall conductivity of single-crystal films $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x = 0.14$) // *Low Temp. Phys.* 2017. V. 43. P. 475–477.
76. *Khomskii D.I., Freimuth A.* Charged Vortices in High Temperature Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 1384–1386.
77. *Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Vinokur A.I., Larkin M.V.* Sign Change of the Flux Flow Hall Effect in HTSC // *JETP Lett.* 1995. V. 62. P. 834–840.
78. *van Otterlo A., Feigel'man M., Geshkenbein V., Blatter G.* Vortex Dynamics and the Hall Anomaly: A Microscopic Analysis // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 3736–3739.
79. *Xing X., Li Z., Yi X., Feng J., Xu C., Zhou N., Meng Y., Zhang Y., Pan Y., Qin L., Zhou W., Zhao H., Shi Z.* Thermally activated flux flow, vortex-glass phase transition and the mixed-state Hall effect in 112-type iron pnictide superconductors // *Sci. China Physics, Mech. Astron.* 2018. V. 61. P. 127406.
80. *Carter F.W., Khaire T., Chang C., Novosad V.* Low-loss single-photon NbN microwave resonators on Si // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 115. P. 092602.
81. *Kopnin N.B., Ivlev B.I., Kalatsky V.A.* The flux-flow hall effect in type II superconductors. An explanation of the sign reversal // *J. Low Temp. Phys.* 1993. V. 90. P. 1–13.
82. *Aronov A.G., Hikami S., Larkin A.I.* Gauge invariance and transport properties in superconductors above T_c // *Phys. Rev. B.* 1995. V. 51. P. 3880–3885.
83. *Genkin V.M., Melnikov A.S.* Motion of Abrikosov vortices in anisotropic superconductors // *JETP.* 1989. V. 95. P. 2170–2174.
84. *Gor'kov L.P., Kopnin N.B.* Vortex motion and resistivity of type-II superconductors in a magnetic field // *Sov. Phys. Uspekhi.* 1975. V. 18. P. 496–513.
85. *Kohnno W., Ueki H., Kita T.* Hall Effect in the Abrikosov Lattice of Type-II Superconductors // *J. Phys. Soc. Japan.* 2016. V. 85. P. 083705.
86. *Woo K.C., Gray K.E., Kampwirth R.T., Kang J.H., Stein S.J., East R., McKay D.M.* Lorentz-force independence of resistance tails for high-temperature superconductors in magnetic fields near T_c // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 1877–1879.
87. *Gorlova I.G., Latishev Y.I.* The equivalence of the influence of a weak magnetic field and current on the resistance of single crystals $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ is lower than the Berezinskii–Kosterlitz–Thouless transition temperature // *JETP Lett.* 1990. V. 51. P. 224–227.
88. *Venditti G., Biscaras J., Hurand S., Bergeal N., Lesueur J., Dogra A., Budhani R.C., Mondal M., Jesudasan J., Raychaudhuri P., Caprara S., Benfatto L.* Nonlinear I – V characteristics of two-dimensional superconductors: Berezinskii–Kosterlitz–Thouless physics versus inhomogeneity // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 100. P. 064506.
89. *Petukhova O.E., Popov M.R., Klepikova A.S., Shelushinina N.G., Ivanov A.A., Charikova T.B.* Lateral vortex motion in highly layered electron-doped superconductor $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ // *Phys. C Supercond. its Appl.* 2020. V. 578. P. 1353738.