

02,12

Анизотропия эффекта Холла в квазидвумерном электронно-легированном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

© А.С. Клепикова¹, Т.Б. Чарикова^{1,2}, Н.Г. Шелушина¹, Д.С. Петухов¹, А.А. Иванов³

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

E-mail: klepikova@imp.uran.ru

Представлены результаты исследования температурных зависимостей эффекта Холла электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ на границе квантового фазового перехода антиферромагнетик — сверхпроводник ($0.135 \leq x \leq 0.15$) в проводящих плоскостях CuO_2 и в направлении, перпендикулярном плоскостям CuO_2 . Экспериментально обнаружено, что величина коэффициента Холла между проводящими плоскостями на два порядка больше, чем в проводящих плоскостях во всем диапазоне температур, что обусловлено некогерентным характером переноса носителей заряда в направлении оси c .

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме „Электрон“ АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18-10-2-6 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00192).

DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46650.14NN

1. Введение

Соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ — это сверхпроводник с электронным типом проводимости, имеет объемно-центрированную кристаллическую решетку и соответствует тетрагональной T' -фазе. Параметры решетки: $a = b = 0.394$ nm, $c = 1.208$ nm. В результате оптимального легирования ($x = 0.15$) и отжига ($\delta \rightarrow 0$) кристаллическая структура представляет собой набор проводящих плоскостей CuO_2 , отделенных расстоянием 0.6 nm в направлении оси c [1]. Соединение обладает ярко выраженными двумерными свойствами — в том числе, квазидвумерным характером переноса носителей заряда.

Исследованное соединение $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ характеризуется способностью обратимо поглощать и выделять кислород. Оптимальное содержание кислорода в элементарной ячейке, а, следовательно, и максимальная T_c наблюдается, когда $\delta \rightarrow 0$. 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 CuO_2 — плоскостях и неметаллического поведения ($d\rho_c/dT < 0$) в c -направлении являются ключевым моментом в теоретическом и экспериментальном анализе системы носителей зарядов купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [2,3].

Неметаллическая проводимость вдоль оси c в сочетании с металлической проводимостью в CuO_2 — плоскости при сильной анизотропии проводящих свойств неоднократно наблюдалась в дырочных [4] и электронно-

легированных [5] ВТСП, что является экспериментальным свидетельством квазидвумерности оксидных систем. В данной работе проведено исследование сопротивления Холла, ρ_{xy} , в плоскости CuO_2 и между плоскостями CuO_2 в электронно-легированном ВТСП $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в области перехода от фазы сосуществования антиферромагнитного (АФМ) и сверхпроводящего (СП) упорядочения в сверхпроводящую — фазу с целью анализа анизотропии переноса носителей заряда.

2. Методика эксперимента

Методом импульсного лазерного осаждения [6,7] были синтезированы эпитаксиальные пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с $x = 0.135, 0.145$ и 0.15 трех типов:

1. Ориентация пленки (001) — c -ось решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ перпендикулярна плоскости подложки SrTiO_3 .

2. Ориентация пленки (1 $\bar{1}$ 0) — ось c решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ направлена вдоль длинной стороны подложки SrTiO_3 .

3. Ориентация пленки (1 $\bar{1}$ 0) — ось c решетки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ направлена вдоль короткой стороны подложки SrTiO_3 . Такая конфигурация пленки была выбрана для измерения температурной зависимости эффекта Холла между плоскостями CuO_2 .

В процессе импульсного лазерного осаждения был использован эксимерный лазер KrF с длиной волны 248 nm, с энергией 80 mJ/imp и плотностью энергии на поверхности мишени 1.5 J/cm². Длительность импульса

составляла 15 ns, частота следования импульсов от 5 до 20 Hz. Далее синтезированные пленки были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода. Рентгеноструктурный анализ (Co- K_{α} излучение) показал, что все пленки имели высокое качество и являлись монокристаллическими. Для измерений были отобраны пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с оптимальным отжигом — это подразумевает образцы с максимальным значением температуры сверхпроводящего перехода для данного содержания церия (x). Условия оптимального отжига были следующие:

— для состава $x = 0.15$ ($T_c^{\text{onset}} = 23.5 \text{ K}$, $T_c = 22 \text{ K}$) — $t = 60 \text{ min}$, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5} \text{ mm Hg}$;

— для состава $x = 0.145$ ($T_c^{\text{onset}} = 15.7 \text{ K}$, $T_c = 10.7 \text{ K}$) — $t = 60 \text{ min}$, $T = 600^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5} \text{ mm Hg}$;

— для состава $x = 0.135$ ($T_c^{\text{onset}} = 13.7 \text{ K}$, $T_c = 9.6 \text{ K}$) — $t = 60 \text{ min}$, $T = 600^\circ\text{C}$, $p = 10^{-5} \text{ mm Hg}$.

Толщина пленок составляла $d = 140\text{--}520 \text{ nm}$.

Температурные зависимости продольного сопротивления $\rho_{xx}(T)$ и сопротивления Холла $\rho_{xy}(T)$ для всех исследованных типов пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ 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 всегда параллельно плоскости подложки SrTiO_3 . Внешнее магнитное поле B всегда было направлено перпендикулярно плоскости подложки SrTiO_3 . В зависимости от типа измеряемых образцов мы получили возможность измерить температурные зависимости сопротивления в проводящих плоскостях CuO_2 и между плоскостями (вдоль оси c). В скрещенных электрическом и магнитном полях на разных типах образцов были измерены температурные зависимости сопротивления Холла: в проводящих плоскостях CuO_2 и между плоскостями (вдоль оси c).

3. Результаты и обсуждение

Проведенное в [8] исследование температурных зависимостей сопротивления $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ в стехиометрических (оптимально отожженных) соединениях $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ на границе перехода АФМ—СП ($0.135 \leq x \leq 0.15$) указывает на наличие некогерентного переноса носителей заряда в направлении оси c — некогерентное туннелирование между проводящими плоскостями. Удельное сопротивление ρ_c в направлении оси c , поперек проводящих плоскостей CuO_2 , является большим по сравнению с сопротивлением ρ_{ab} в проводящих плоскостях и имеет нематаллическую температурную зависимость в исследованных образцах. Таким образом имеет место квазидвумерный характер переноса носителей заряда в пленках с $0.135 \leq x \leq 0.15$ вблизи квантового фазового перехода АФМ—СП.

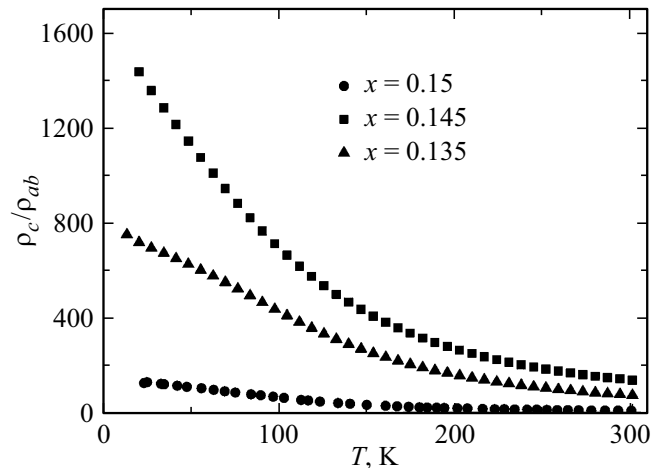


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления для оптимально отожженных пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$.

На рис. 1 представлена температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления в проводящих плоскостях CuO_2 и в направлении, перпендикулярном этим плоскостям. Из рис. 1 видно, что коэффициент анизотропии удельного сопротивления велик даже при комнатной температуре: $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10\text{--}10^2$ для всех исследованных пленок. Этот параметр существенно 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.

Сильная анизотропия сопротивления в слоистой системе $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{O}_{4+\delta}$ может быть объяснена некогерентным переносом носителей заряда в направлении c [9,10] при хорошей металлической проводимости в CuO_2 -плоскостях. В области нормального состояния, при температурах $T > T^* > T_c$ (T^* — температура перехода в псевдощелевое состояние, T_c — критическая температура сверхпроводящего перехода), когда сильные электронные корреляции не столь существенны и не приводят к возникновению фазы страйпового упорядочения, появлению волн зарядовой и спиновой плотности и к возникновению псевдощелевого состояния, эффектами электрон-электронного взаимодействия можно пренебречь [11]. Тогда если вероятность рассеяния носителя в плоскости, \hbar/τ , много больше, чем интеграл переноса, t_c , между плоскостями, т. е. электрон испытывает много столкновений прежде, чем перейти в другую плоскость, то последовательные процессы туннелирования между плоскостями не коррелированы (некогерентный перенос — нематаллическая проводимость вдоль оси c).

Согласно [9,10], в модели некогерентного переноса носителей заряда коэффициент диффузии квазидвумерной системы вдоль, и поперек, слоев описывается выра-

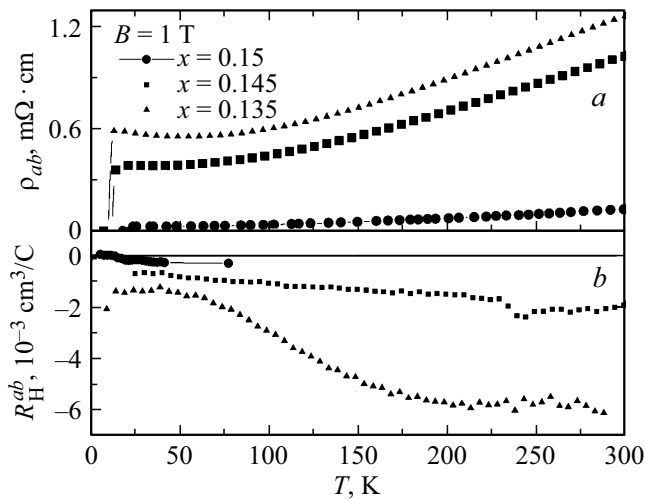


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления в CuO_2 -плоскости, ρ_{ab} (a) и коэффициента Холла при $B = 1$ Т в CuO_2 -плоскости, R_H^{ab} (b) в пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ для $0.135 \leq x \leq 0.15$ и оптимальном отжиге.

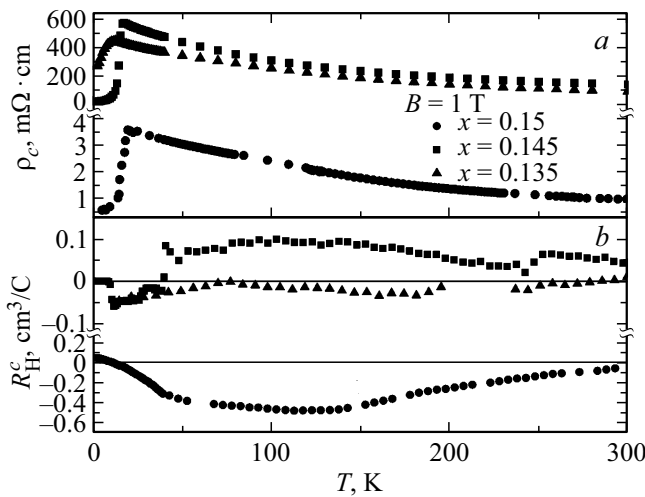


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления вдоль оси c , ρ_c (a) и коэффициента Холла при $B = 1$ Т между плоскостями, R_H^c (b) в пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ для $0.135 \leq x \leq 0.15$ и оптимальном отжиге.

жениями:

$$D_{\parallel} = \frac{1}{2} \frac{l^2}{\tau}; \quad D_{\perp} = \frac{1}{2} c^2 \left(\frac{t_c}{\hbar} \right)^2 \tau, \quad (1)$$

где l — длина свободного пробега, а τ — время релаксации носителей в CuO_2 -плоскости, $c = 0.6$ нм — расстояние между соседними CuO_2 -плоскостями.

Из (1) находим

$$\frac{\rho_c}{\rho_{ab}} = \frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} = \left(\frac{l}{c} \right)^2 \left(\frac{\hbar}{t_c \tau} \right)^2, \quad (2)$$

и $\rho_c/\rho_{ab} \gg 1$, так как $l/c \gg 1$ и в условиях некогерентного туннелирования $t_c \tau \ll \hbar$.

Температурная зависимость коэффициента Холла в пленках с ориентацией оси c (001) и (110), в сопоставлении с поведением удельного сопротивления для тех же ориентаций, представлена на рис. 2 и 3. Коэффициент Холла R_H^{ab} , соответствующий движению носителей в плоскости CuO_2 , отрицателен в температурном интервале $T = (1.8-300)$ К для всех исследованных пленок, а его модуль увеличивается с ростом температуры (рис. 2, b). Более того, $|R_H^{ab}|$ уменьшается с увеличением уровня легирования, и в рамках однозонной модели ($n = 1/eR_H$) при $T = 77$ К находим:

$$n_{x=0.135} = 3.05 \cdot 10^{21} \text{ 1/cm}^3;$$

$$n_{x=0.145} = 6.25 \cdot 10^{21} \text{ 1/cm}^3;$$

$$n_{x=0.15} = 2.16 \cdot 10^{22} \text{ 1/cm}^3.$$

Уменьшение $|R_H^{ab}|$ с увеличением уровня легирования сильнее, чем $1/x$, указывает на дополнительный вклад носителей заряда второго типа (дырок) за счет реконструкции поверхности Ферми (см. работу [12] и ссылки в ней). Экспериментально обнаружено, что величина коэффициента Холла между проводящими плоскостями $|R_H^c|$ на два порядка больше, чем $|R_H^{ab}|$ в проводящих плоскостях во всем диапазоне температур (рис. 3, b).

В модели некогерентного переноса [9,10] (см. также [13]) можно показать, что коэффициент Холла для движения электронов поперек проводящих плоскостей, R_H^c , не дает информации о концентрации носителей, а отношении коэффициентов R_H^c и R_H^{ab} описывается выражением:

$$\frac{R_H^c}{R_H^{ab}} = \frac{1}{\omega_c \tau} \cdot \frac{\hbar}{t_c \tau} \cdot \frac{\rho_{ab}}{\rho_c}, \quad (3)$$

где $\omega_c = eB/m$ — циклотронная частота. При $B = 1$ Т для исследованных образцов $\omega_c \tau \cong 10^{-3}$. Тогда, если $\frac{\rho_{ab}}{\rho_c} \cong (10^{-2}-10^{-3})$ и $\frac{\hbar}{t_c \tau}$ (см. оценки в [8]), то из (3) находим $R_H^c/R_H^{ab} \cong (10-10^2)$ в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными.

4. Заключение

Впервые экспериментально измерено и исследовано поведение температурных зависимостей эффекта Холла электронно-легированного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ на границе квантового фазового перехода антиферромагнетик–сверхпроводник ($0.135 \leq x \leq 0.15$) в проводящих плоскостях CuO_2 и в направлении, перпендикулярном плоскостям CuO_2 , на монокристаллических пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с различной ориентацией оси c относительно плоскости подложки. Было установлено, что коэффициент Холла между проводящими плоскостями CuO_2 на два порядка больше, чем коэффициент Холла в плоскостях CuO_2 , что может быть связано с особенностями некогерентного туннелирования носителей заряда между проводящими плоскостями.

Список литературы

- [1] H. Takagi, S. Ushida, Y. Tokura. Phys. Rev. Lett. **62**, 1197 (1089).
- [2] M.V. Sadvskii. Superconductivity and Localization. World Scientific, Singapore (2000). 261 p.
- [3] N. Plakida. High-Temperature Cuprate Superconductors, Experiment, Theory and Applications. Springer-Verlag Berlin–Heidelberg (2010). 569 p.
- [4] T. Ito, H. Takagi, S. Ishibashi, T. Ido, S. Uchida. Nature **350**, 596 (1991).
- [5] Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, А.О. Ташлыков, А.В. Ткач, А.И. Иванов. ЖЭТФ **132**, 712 (2007).
- [6] A.A. Ivanov, S.G. Galkin, A.V. Kuznetsov, A.P. Menushenkov. Physica C **180**, 69 (1991).
- [7] T.B. Charikova., N.G. Shelushinina, G.I. Harus, D.S. Petukhov, A.I. Ivanov. Solid State Phenomena **215**, 77 (2014).
- [8] N.G. Shelushinina, A.S. Klepikova, D.S. Petukhov. O.E. Petukhova, T.B. Charikova, A.A. Ivanov. J. Phys.: Conf. Ser. (2018). In press.
- [9] A. Cassam-Chenai, D. Maily. Phys. Rev. B **52**, 1984 (1995).
- [10] R.H. McKenzie, P. Moses. Phys. Rev. Lett. **81**, 4492 (1998).
- [11] P.W. Anderson. Science **235**, 1195 (1987).
- [12] T.B. Charikova. N.G. Shelushinina, G.I. Harus, D.S. Petukhov, V.N. Neverov, A.A. Ivanov. Physica C **488**, 25 (2013).
- [13] Задачи по термодинамике и статистической физике / Под ред. П. Ландсберга, Мир, М. (1974). гл. 19.

Редактор Т.Н. Василевская