

# Квазидвумерный характер проводимости в монокристаллах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ .

Н.Г. Шелушинина, А.И. Пономарев, Т.Б. Чарикова,  
Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия  
А.А. Иванов

Московский государственный инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия

Представлены результаты исследования проводимости монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с осью  $c$ , перпендикулярной или параллельной плоскости подложки. Сравнение результатов для двух типов пленок позволяет продемонстрировать квазидвумерный характер процессов переноса в стехиометрических (оптимально отожженных) монокристаллах с  $0.12 \leq x$ .

Мы сообщаем о наблюдении неметаллической проводимости вдоль оси  $c$ ,  $d\rho_c/dT < 0$ , в оптимально отожженных качественных монокристаллических пленках электронного ВТСП  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ . Такое поведение в сочетании с металлической проводимостью в  $ab$ -плоскости,  $d\rho_{ab}/dT > 0$ , при сильной анизотропии проводящих свойств,  $\rho_c/\rho_{ab} \gg 1$ , неоднократно наблюдалось в недолегированных и оптимально легированных дырочных ВТСП [1] и является свидетельством квазидвумерности оксидных систем, состоящих из высокоподвижных  $\text{CuO}_2$ -слоев, разделенных буферными слоями [2]. Систематические исследования системы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  демонстрируют переход от квази-2D к анизотропной 3D проводимости ( $d\rho_c/dT > 0$ ,  $d\rho_{ab}/dT > 0$ ) с ростом содержания стронция,  $x$ , и при повышении температуры [3].

В объемных монокристаллах  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  наблюдается очень сильная анизотропия сопротивления,  $\rho_c/\rho_{ab} \cong 10^4$  [4,5], однако неметаллическая температурная зависимость  $\rho_c(T)$  до сих пор не была отмечена. Это, по-видимому, связано с особой чувствительностью транспортных свойств Nd-системы к содержанию нестехиометрического кислорода ( $\delta$ ) и трудностями в достижении оптимального режима отжига ( $\delta \rightarrow 0$ ) для объемных образцов. С другой стороны, монокристаллические пленки (толщиной до  $5000 \text{ \AA}$ ) хорошо поддаются различным процедурам отжига. Качественные монокристаллические пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с осью  $c$ , перпендикулярной плоскости подложки, были получены и исследованы нами ранее [6]. В данной работе мы исследовали монокристаллические пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с осью  $c$ , лежащей в плоскости подложки (и параллельной направлению тока в образце).

Результаты для оптимально отожженных в вакууме образцов с  $x = 0.12$ ;  $0.15$  и  $0.17$  для обоих типов пленок представлены на рис.1(a,b,c). Видно, что для недолегированных ( $x = 0.12$ ) и оптимально легированных ( $x = 0.15$ ) пленок  $d\rho_c/dT < 0$  для всех  $T < 300 \text{ K}$ , а в слегка перелегированном образце с

$x=0.17$   $d\rho_c/dT < 0$  для  $T \leq 230 \text{ K}$  и  $d\rho_c/dT > 0$  при  $230 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$  (вставка на рис.1c).

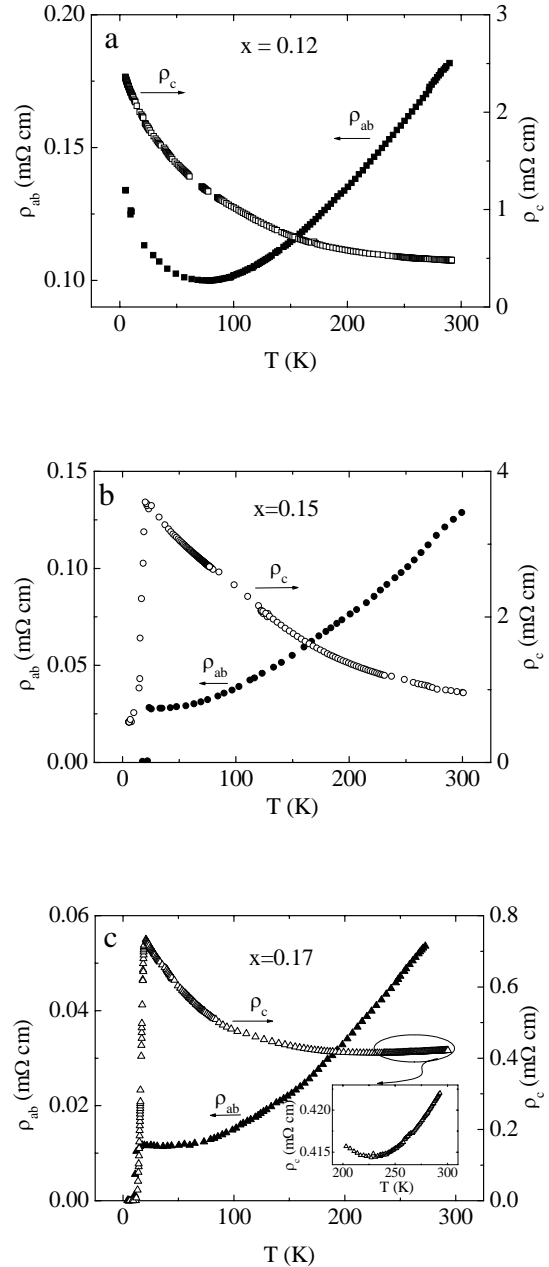


Рис.1. Температурные зависимости  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$   
а).  $x = 0.12$ ; б).  $x = 0.15$ ; в).  $x = 0.17$ .

Проводимость в плоскости  $ab$  является металлической с проявлением эффектов слабой 2D-

локализации при низких температурах (в образце с  $x = 0.12$   $d\rho_{ab}/dT < 0$  с логарифмической зависимостью  $\rho_{ab}(T)$  при  $T \leq 50$  К [6]).

Неметаллическое поведение  $\rho_c(T)$  связывается с некогерентным туннелированием носителей заряда в направлении  $c$  [7,8]. Некогерентный перенос между слоями  $\text{CuO}_2$  осуществляется, когда вероятность рассеяния носителя в плоскости  $1/\tau$  много больше, чем интеграл переноса  $t_c$  ( $\equiv 1/\tau_{esc}$ ) между плоскостями. Здесь  $\tau$  - время релаксации носителей в плоскости, а  $\tau_{esc}$  - время ухода (escape) из данной плоскости в соседнюю. Если электрон испытывает много столкновений прежде, чем перейти в другую плоскость, то последовательные процессы туннелирования между плоскостями некоррелированы.

Из выражений для коэффициентов диффузии вдоль ( $D_{\parallel}$ ) и поперек ( $D_{\perp}$ ) слоев:  $D_{\parallel} = \ell^2/2\tau$  и  $D_{\perp} = c^2/\tau_{esc}$ , где  $\ell$  - длина пробега в  $ab$  - плоскости, а  $c=6\text{Å}$  - расстояние между соседними  $\text{CuO}_2$  - слоями, можно оценить отношение характерных времен:

$$\tau_{esc} / \tau = (c/\ell^2) \cdot \rho_c / \rho_{ab} \quad (1)$$

Используя оценки длины пробега и коэффициента анизотропии  $\rho_c/\rho_{ab} \cong 10^4$  из [5,6], при  $T < 50\text{K}$  получим  $\tau_{esc} / \tau \cong 100$  для  $x = 0.12$ ;  $\tau_{esc} / \tau \cong 10$  для  $x = 0.15$  и  $\tau_{esc} / \tau \cong 1$  для  $x = 0.17$ . Таким образом, при низких температурах перенос в  $c$  - направлении резко некогерентен ( $\tau_{esc} \gg \tau$ ) для недолегированных и оптимально легированных Nd - систем и приближается к когерентному в перелегированной системе.

В модели естественной сверхрешетки [9] (слои  $\text{CuO}_2$  - квантовые ямы, буферные слои  $\text{Nd}(\text{Ce})\text{O}$  - барьеры) этот эффект может быть обусловлен понижением эффективной высоты барьера,  $\Delta$ , по мере роста уровня Ферми в процессе легирования церием [10]. Действительно, если волновая функция электрона локализована в  $c$ -направлении с характерным радиусом локализации  $r_0$ , меньшим расстояния между соседними  $\text{CuO}_2$ -плоскостями, то, согласно [11]

$$t_c \sim \exp(-c/r_0) \cdot \exp(-\varepsilon_a/kT), \quad (2)$$

где  $r_0^{-1} = \sqrt{2m\Delta/\hbar^2}$ , а  $\varepsilon_a$  есть разброс уровней энергии электрона (значений  $\Delta$ ) в ямах, обусловленный беспорядком. Первый множитель в (2) (интеграл перекрытия) обуславливает зависимость вероятности перехода между слоями от высоты барьера, а второй приводит к неметаллической температурной зависимости проводимости при низких температурах (аналог проводимости по примесной зоне в полупроводниках [12]).

С повышением температуры все более существенную роль начинает играть вклад в проводимость, связанный с термической активацией носителей через барьер [10]

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

и при  $kT > \Delta$  должен наблюдаться переход к «металлической» проводимости. Исходя из вида температурной зависимости  $\rho_c(T)$ , можно оценить эффективную высоту барьера  $\Delta$ :  $\Delta > 300$  К для  $x = 0.12$ ;  $\Delta \cong 300$  К для  $x = 0.15$  и  $\Delta \cong 200$  К для  $x = 0.17$ .

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ-Урал №04-02-96084, гос.контракта №40.012.1.1.11.46(12/04) и программы РАН "Физика твердотельных наноструктур".

1. T.Ito, H.Takagi, S.Ishibashi et al., Nature, **350**, 596 (1991).

2. M.V.Sadovskii, Superconductivity and Localization, World Scientific, 2000.

3. Y.Nakamura, S.Uchida, Phys.Rev.B, **47**, 8369 (1993).

4. Wang Z.Z., Chian T.R., Ong N.R, Phys.Rev.B, **43**, 3020 (1991).

5. Т.Б.Чарикова, А.И.Пономарев, А.Н.Игнатенков и др., ФММ, **91**, 46 (2001).

6. Г.И.Харус, А.Н.Игнатенков, А.И.Пономарев и др., ЖЭТФ, **116**, 1 (1999).

7. A.Cassam-Chenai, D.Maily, Phys.Rev.B, **52**, 1984 (1995).

8. R.H.McKenzie, P.Moses, Phys.Rev.Lett., **81**, 4492 (1998).

9. V.V.Капаев, Yu.V.Копяев, XXI Symp. LTP, Moscow (1998); A.I.Ponomarev, A.N.Ignatenkov, L.D.Sabirzyanova et al., Proc. Int. Conf. Phys. Semicond., Jerusalem, 1998, CD-ROM, Sec.5, Subsec.A, N 36.

10. M.Guira, R.Fastampa, S.Sarti, E.Silva, Phys.Rev.B, **68**, 134505 (2003).

11. Задачи по термодинамике и статистической физике под.ред. П.Ландсберга, М., «Мир», 1974, гл.19.

12. Б.Л.Шкловский, А.Л.Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников, М., Наука, 1979.