

# Квантовые поправки к проводимости в естественной сверхрешетке $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$

© Г.М. Миньков, А.И. Пономарев, А.А. Шерстобитов, С.Г. Новокшенов, А.А. Иванов\*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

\* Московский инженерно-физический институт,  
115410 Москва, Россия

E-mail: grigori.minkov@usu.ru

(Поступила в Редакцию 12 октября 2004 г.  
В окончательной редакции 2 февраля 2005 г.)

Экспериментально исследованы и проанализированы температурные и магнитопольевые зависимости сопротивления и эффекта Холла в слоистых монокристаллических пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  ( $x = 0.12$ ). Показано, что в этом материале ярко проявляются квантовые эффекты, характерные для 2D-полупроводниковых структур: отрицательное магнитосопротивление, обусловленное подавлением интерференционной квантовой поправки магнитным полем; близкая к логарифмической зависимость проводимости от температуры; температурная зависимость эффекта Холла, связанная с  $e-e$ -взаимодействием. Показано, что при анализе экспериментальных данных необходимо учитывать межслоевые переходы. Такой учет приводит к количественному согласию эксперимента с общепринятой теорией квантовых поправок.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 03-02-16150, 02-02-16942), РФФИ-Урал (грант № 04-02-96084) и Госконтракта № 40.012.1.1.1146 (договор 12/04).

## 1. Введение

$\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  занимает особое место среди оксидных сверхпроводников (СП) с перовскитной структурой. Стандартные ВТСП-материалы содержат проводящие слои  $\text{CuO}_2$  с кислородными пирамидами ( $\text{YBaCuO}$ ,  $\text{BiSrCaCuO}$ ) или октаэдрами ( $\text{LaSrCuO}$ ), в то время как оптимально отожженные кристаллы  $\text{NdCeCuO}$  содержат слои  $\text{CuO}_2$  без апикальных атомов кислорода, т.е. слои  $\text{CuO}_2$  образуют квазидвумерные (2D) плоскости, отстоящие друг от друга на расстояние  $a = 6 \text{ \AA}$ . Поэтому монокристаллы  $\text{NdCeCuO}$  можно рассматривать как селективно допированную систему квантовых ям (слои  $\text{CuO}_2$ ), разделенных барьерами, допированными церием (буферные слои  $\text{NdO}$ ). Данное утверждение основывается на том, что слоистые ВТСП-материалы демонстрируют ярко выраженные 2D-свойства носителей тока в макроскопических 3D-кристаллах.

Недопированное соединение  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$  является диэлектриком. Допирование  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$  церием и понижение содержания кислорода до стехиометрического приводят к  $n$ -типу проводимости в слоях  $\text{CuO}_2$  кристалла  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ . По мере ухода лишних электронов в плоскости  $\text{CuO}_2$  в буферном слое между этими плоскостями формируется потенциал случайно распределенных в решетке заряженных примесных центров  $\text{Ce}^{4+}$ , рассеяние на котором определяет, по-видимому, подвижность носителей тока.

Расчет зонной структуры  $\text{NdCeCuO}$  [1] показал, что уровень Ферми расположен в  $pd\sigma$ -зоне, образованной  $3d(x^2 - y^2)$ -орбиталями меди и  $p\sigma(x, y)$ -орбиталями кислорода. Эта  $pd\sigma$ -зона носит ярко выраженный 2D-характер, почти не обнаруживая дисперсии в направлении  $c$ , перпендикулярном проводящим плоскостям

$\text{CuO}_2$  (плоскостям  $ab$ ). Из-за малой вероятности переходов между плоскостями кристаллы  $\text{NdCeCuO}$  обладают большой анизотропией проводимости в нормальной фазе  $\sigma_{ab}/\sigma_c \geq 10^3$  [2–4]. Квазидвумерная природа носителей тока приводит к тому, что температурные и магнитопольевые зависимости  $\sigma_{ab}$  в кристаллах  $\text{NdCeCuO}$  в значительной степени определяются квантовыми поправками к проводимости Друде. Различают два вида квантовых поправок к проводимости: 1) поправки, обусловленные интерференцией электронных волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль замкнутых траекторий (слабая локализация); 2) поправки, обусловленные электрон-электронным ( $e-e$ ) взаимодействием, которые можно разделить на поправки в диффузионном канале (член Альтшулера–Аронова) и поправки в куперовском канале (также известные как поправки за счет СП-флуктуаций). Абсолютные величины этих поправок увеличиваются при понижении температуры или с ростом беспорядка, и именно они в основном определяют явление переноса в 2D-системах при низких температурах.

Опубликовано несколько работ, в которых сообщается о наблюдении и исследовании эффектов, обусловленных квантовыми поправками к  $\sigma_{ab}$ -проводимости кристаллов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ . Так, линейная зависимость сопротивления от  $\ln T$  (один из признаков 2D-слабой локализации) наблюдалась при  $T < T_c$  в образце  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с  $x = 0.15$ , в котором СП-состояние было подавлено магнитным полем [5]. Высокая анизотропия отрицательного магнитосопротивления в полях  $B \parallel \text{CuO}_2$  и  $B \perp \text{CuO}_2$ , также характерная для 2D-слабой локализации, наблюдалась в несверхпроводящих образцах  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с  $x = 0.11$  [6], 0.15 [7], 0.18 [8]. Кроме того, авторы [7]

из анализа отрицательного магнитосопротивления в магнитном поле, перпендикулярном плоскости  $ab$ , оценили время релаксации спина  $\tau_{s\sigma} > 5 \cdot 10^{-11}$  s и показали, что оно существенно больше времени релаксации фазы  $\tau_\varphi$ . Обработывая кривые отрицательного магнитосопротивления, авторы работы [6] нашли температурную зависимость времени релаксации фазы  $\tau_\varphi$ :  $1/\tau_\varphi \sim T^{0.4}$ . Авторы [9] использовали теорию квантовых поправок к проводимости как в куперовском [10], так и в диффузионном [11,12] канале и нашли качественное согласие с экспериментом, выполненным на монокристаллических пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ . В [13] исследовались зависимости  $\rho_{ab}(T, H)$  на серии монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с  $x = 0.12-0.18$ ,  $k_F l = 2-150$  ( $k_F$  — фермиевский квазиимпульс,  $l$  — длина свободного пробега) и наблюдались все три признака 2D-слабой локализации: логарифмическая температурная зависимость сопротивления; отрицательное магнитосопротивление в магнитном поле, перпендикулярном плоскости  $ab$ ; анизотропия магнитосопротивления в полях  $B \parallel \text{CuO}_2$  и  $B \perp \text{CuO}_2$ .

Из приведенного краткого обзора работ по исследованию вклада квантовых поправок в проводимость слоистых ВТСП-материалов видно, что эти исследования в основном носят фрагментарный характер. Остаются неясными, например, причина необычной температурной зависимости времени релаксации фазы  $1/\tau_\varphi \sim T^{0.4}$ , вклад  $e-e$ -взаимодействия в диффузионном канале, роль межслоевых переходов. Кроме того, несмотря на многочисленные исследования квантовых поправок в 2D-полупроводниковых структурах, таких как GaAs/AlGaAs, Ge/GeSi и др., до сих пор нет надежных данных о роли  $e-e$ -взаимодействия в куперовском канале. Это не кажется удивительным, поскольку вклад этого взаимодействия определяется параметром  $(T-T_c)$  и должен быть существенным при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода, который отсутствует в обычных 2D-полупроводниковых структурах. В этом смысле исследования квантовых поправок к проводимости в слоистых ВТСП-материалах представляют отдельный интерес, поскольку, меняя состав материала и содержание кислорода, можно в широких пределах изменять  $T_c$  и таким образом проводить исследования при известном и контролируемом значении параметра  $(T-T_c)$ . На наш взгляд, для выяснения роли  $e-e$ -взаимодействия в куперовском канале прежде всего необходимо хорошо представлять (не только качественно, но и количественно) роль интерференционного вклада и вклада за счет  $e-e$ -взаимодействия в диффузионном канале в несверхпроводящих структурах. Именно этому и посвящена настоящая работа, в которой исследованы и проанализированы температурные и магнитополевые зависимости проводимости и эффекта Холла в несверхпроводящем  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  ( $x = 0.12$ ).

В настоящей работе показано, что в трехмерном кристалле  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  ярко проявляются квантовые эффекты, характерные для 2D-полупроводниковых структур: отрицательное магнитосопротивление, обу-

словленное подавлением интерференционной квантовой поправки магнитным полем; близкая к логарифмической зависимость проводимости от температуры; температурная зависимость эффекта Холла, связанная с  $e-e$ -взаимодействием. Показано также, что межслоевые переходы приводят к кажущемуся насыщению времени релаксации фазы при понижении температуры, малому значению префактора в магнитосопротивлении, ослаблению температурной зависимости проводимости и отклонению ее от логарифмической.

## 2. Образцы

Эпитаксиальные пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  были синтезированы методом импульсного лазерного напыления. Технологический процесс делится на две стадии.

1) Эпитаксиальный рост пленки в вакууме. Исходная керамическая мишень распылялась сфокусированным лазерным пучком с последующим осаждением вещества мишени на нагретую монокристаллическую подложку (материал подложки  $\text{SrTiO}_3$  с ориентацией (100), размеры  $5 \times 10$  mm, температура подложки  $800^\circ\text{C}$ , давление в процессе напыления  $0.8$  mm Hg, остаточный газ — воздух; мишень — спеченная керамическая таблетка  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  заданного состава).

В полученных таким образом монокристаллических пленках плоскость  $\text{CuO}_2$  (плоскость  $ab$ ) параллельна плоскости подложки. Были синтезированы образцы  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  толщиной  $120 \text{ \AA}$  с фиксированным содержанием церия  $x = 0.12$ .

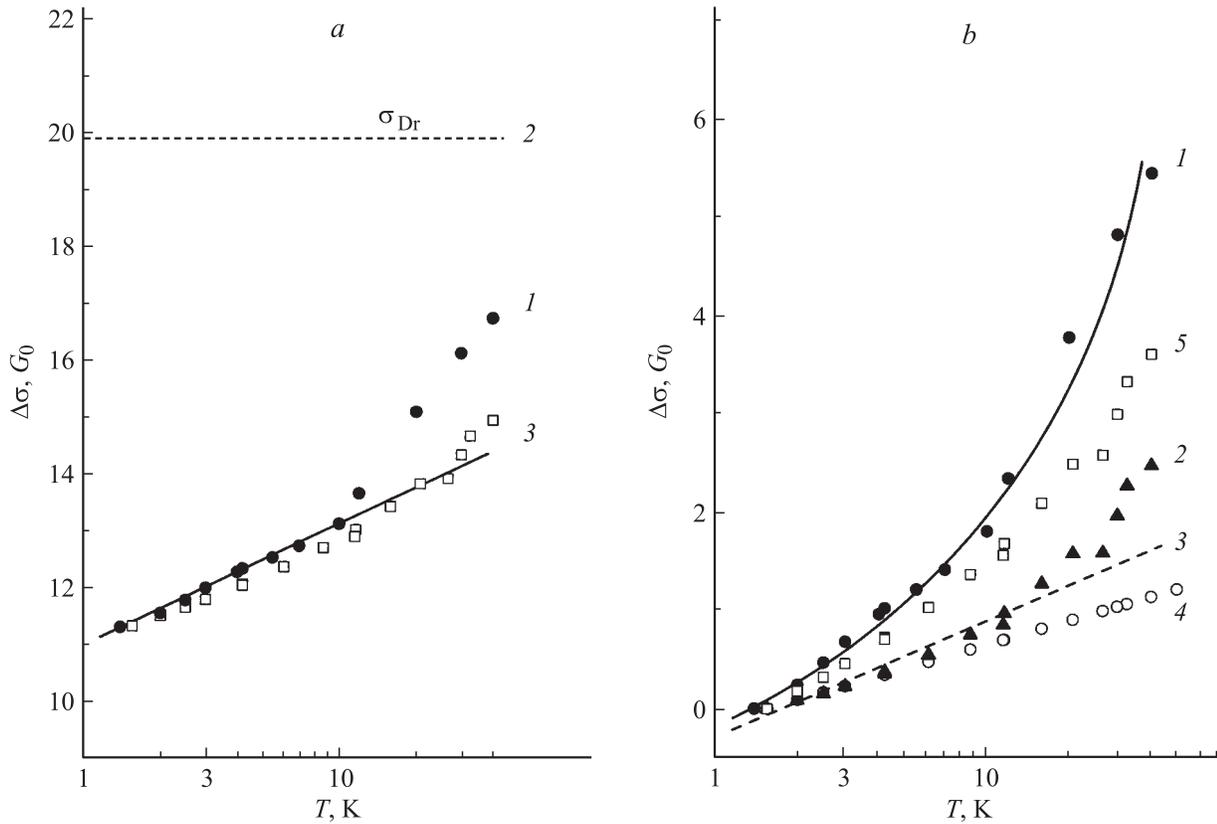
2) Отжиг пленки в вакууме. Для получения стехиометрического состава образцы были подвергнуты термообработке (отжигу) при  $T = 780^\circ\text{C}$ , давления  $p = 10^{-2}$  mm Hg в течение 60 min.

По данным рентгеноструктурных исследований монокристаллические пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  на подложках  $\text{SrTiO}_3$  являются эпитаксиальными с ориентацией плоскости поверхности (001).

С помощью фотолитографии были получены образцы в виде двойного креста с шириной центральной полосы  $1$  mm и расстоянием между потенциальными контактами  $3$  mm. После травления на образцы лазерным напылением в вакууме наносились контактные площадки из серебра. Измерения сопротивления  $\rho_{ab}$  проводились стандартным четырехконтактным способом, а измерения эффекта Холла — при двух направлениях электрического тока и магнитного поля.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованы температурные ( $1.5 \leq T \leq 40$  K) зависимости сопротивления, магнитосопротивления и эффекта Холла монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с  $x = 0.12$ . Температурные зависимости проводимости и магнитосопротивления  $\sigma(B) - \sigma(0) \equiv 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho(0)$  в поле, перпендикулярном плоскости образца ( $B \perp ab$ ), приведены на рис. 1 и 2 (проводимость на этих рисунках



**Рис. 1.** *a*) Температурная зависимость проводимости в единицах  $G_0 = e^2/\pi h = 1.23 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$  при  $B = 0$ . 1 — экспериментальная зависимость проводимости, 2 — друдевская проводимость (см. текст), 3 — рассчитанная зависимость  $\sigma(T) = \sigma(1.5 \text{ K}) - \Delta\sigma^{\text{WL}}(T) - \Delta\sigma^{\text{ee}}(T)$  с параметрами, найденными из анализа магнитосопротивления и эффекта Холла. *b*) Температурная зависимость  $\Delta\sigma(T) = \sigma(T) - \sigma(1.5 \text{ K})$ . 1 — эксперимент, 2 — интерференционная поправка к проводимости  $\Delta\sigma^{\text{WL}}(T) - \Delta\sigma^{\text{WL}}(1.5 \text{ K})$ , 3 — зависимость  $\sigma(T) \approx a + 0.5 \ln(T)$ , 4 — поправка за счет  $e-e$ -взаимодействия  $\Delta\sigma^{\text{ee}}(T) - \Delta\sigma^{\text{ee}}(1.5 \text{ K})$ , 5 —  $\Delta\sigma(T) - \Delta\sigma(1.5 \text{ K})$  с учетом WL-поправки и поправки за счет  $e-e$ -взаимодействия.

пересчитана на один слой и отложена в единицах  $G_0 = e^2/\pi h = 1.23 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ . Из этих рисунков видно, что зависимость  $\sigma(T)$  близка к логарифмической в достаточно широком интервале температур от 1.5 до 10 К (рис. 1, *a*), а магнитосопротивление отрицательно (рис. 2).

Как уже отмечалось ранее [5–9,13], проводимость слоистых ВТСП-купратов при температурах  $T < 30\text{--}40$  К в значительной степени определяется квантовыми поправками. Проанализируем сначала отрицательное магнитосопротивление. В первом приближении будем считать, что вклад в проводимость от каждого из слоев  $\text{CuO}_2$  одинаков и независим, т.е. пренебрежем переходами между слоями. В этом случае магнитосопротивление одного слоя, связанное с подавлением магнитным полем интерференционной квантовой поправки к проводимости, должно описываться известным выражением [14]

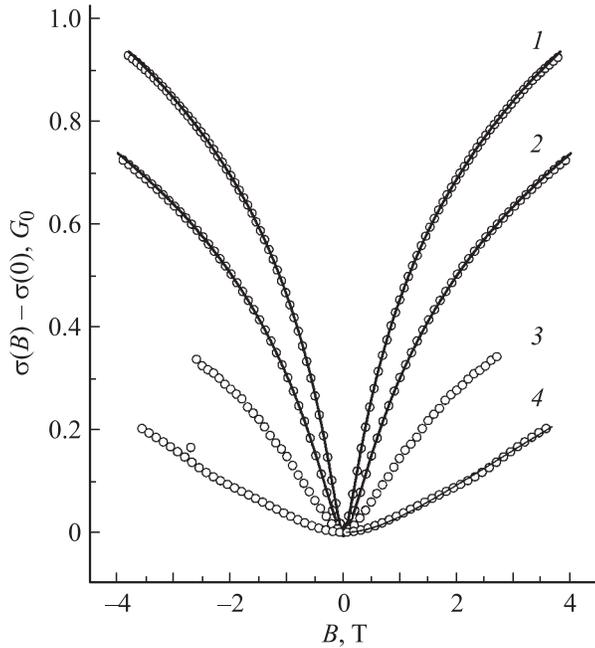
$$\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0) = \alpha G_0 \text{Hi}(x),$$

$$\text{Hi}(x) = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \ln(x), \quad x = \frac{B}{B_\phi}, \quad (1)$$

где  $\psi$  — дигамма-функция,  $B_\phi = \frac{\hbar}{4eD\tau_\phi}$ ,  $D = \sigma_{\text{Dr}}/e^2 N_F$  — коэффициент диффузии,  $N_F$  — плотность состояний на

уровне Ферми, которая в 2D-случае равна  $N_F = m^*/\pi\hbar^2$ ,  $\tau_\phi$  — время релаксации фазы,  $\sigma_{\text{Dr}}$  — друдевская проводимость,  $\alpha$  — численный коэффициент (префактор), который в теории слабой локализации равен единице. Причины введения в (1)  $\alpha < 1$  будут обсуждаться далее. Выражение (1) получено в диффузионном приближении, когда  $\tau_\phi/\tau_p \gg 1$ ,  $B \ll B_{\text{tr}} = B_\phi \tau_\phi/\tau_p$ ,  $\tau_p$  — время релаксации импульса. Физические параметры образца определены по величине проводимости и эффекта Холла при  $T = 30$  К, когда величина квантовых поправок к проводимости невелика. Это дает  $\tau_p = 3.7 \cdot 10^{-15}$  с, концентрация электронов на один слой  $n_s = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , длина свободного пробега электронов  $l = 1.6 \cdot 10^{-7}$  см. Эффективная масса полагалась равной массе свободного электрона ( $m^* = m_0$ ).

При подгонке формулы (1) к экспериментальным зависимостям мы использовали два подгоночных параметра:  $\alpha$  и  $\tau_\phi$ . Теоретические зависимости  $\Delta\sigma(B)$ , полученные после такой процедуры, и температурные зависимости подгоночных параметров  $\tau_\phi$  и  $\alpha$  приведены на рис. 2 и 3. Отметим, что отношение  $\tau_\phi/\tau_p > 2 \cdot 10^2$ ,  $B \ll B_{\text{tr}} = 120$  Т, так что условие применимости диффузионного приближения надежно выполняется. Видно,



**Рис. 2.** Зависимости изменения сопротивления (магнитопроводимости) от величины магнитного поля при разных температурах. Точки — эксперимент, сплошные линии — теоретические зависимости без учета межслоевых переходов, рассчитанные по формуле (1) с различными параметрами  $\alpha$  и  $\tau_\phi$ .  $T$ , К,  $\alpha$  и  $\tau_\phi \cdot 10^{12}$ , с: 1 — 1.5, 0.42, 6.9; 2 — 4.2, 0.41 и 4.1; 3 — 11.5, 0.42 и 2.2; 4 — 30, 0.60 и 0.51.

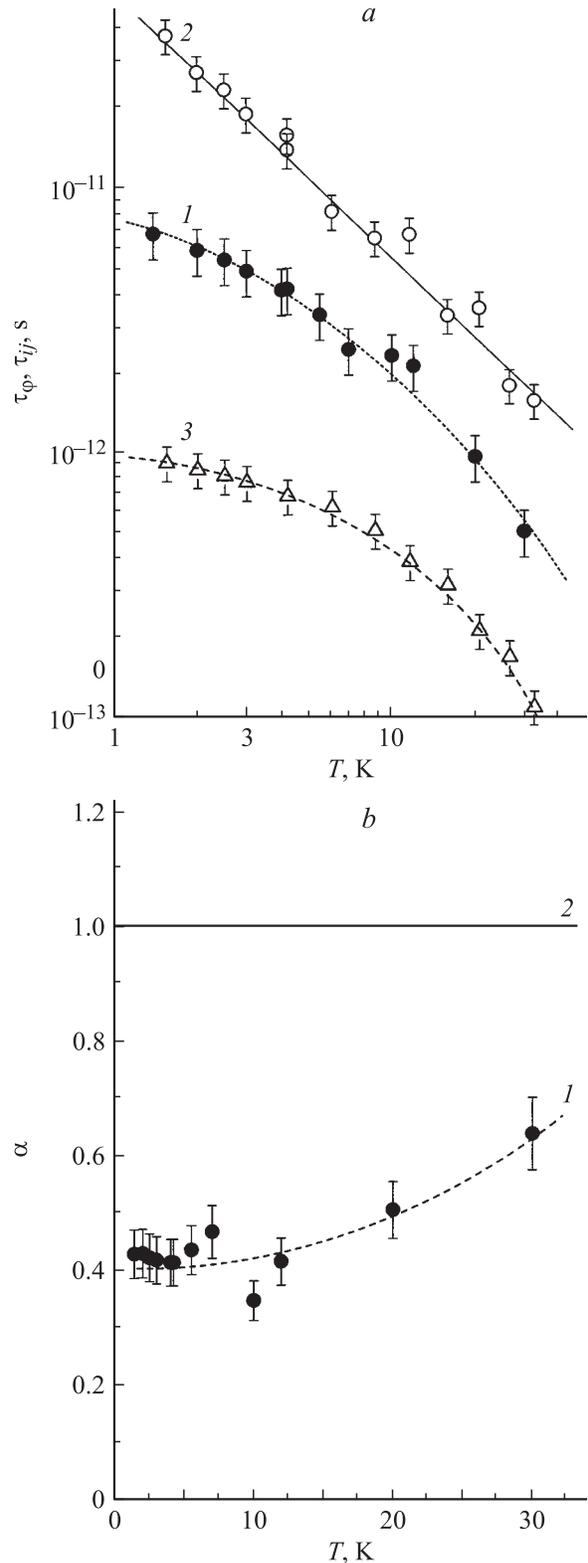
что рассчитанная согласно (1) форма магнитосопротивления (рис. 2) очень хорошо описывает экспериментальные кривые, но при значении параметра  $\alpha$ , заметно меньшем единицы (рис. 3, *b*). При этом температурная зависимость подгоночного параметра  $\tau_\phi$  близка к теоретической зависимости  $\tau_\phi \sim 1/T$  при высоких температурах и заметно отклоняется от нее при  $T < 8-10$  К (рис. 3, *a*). Аналогичное поведение  $\tau_\phi(T)$  в несверхпроводящем  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$  наблюдалось в работе [6]. Прежде чем обсуждать поведение  $\tau_\phi(T)$ , рассмотрим причины малого значения префактора  $\alpha$ .

Можно назвать по крайней мере две причины, которые могут привести к уменьшению величины префактора  $\alpha$ : 1) вклад  $e-e$ -взаимодействия в куперовском канале; 2) наличие переходов между слоями.

Обсудим сначала роль  $e-e$ -взаимодействия в куперовском канале. Как показано в [11], в малых магнитных полях вклад в магнитосопротивление вносят два члена

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_1(B) &= -\beta(g)G_0\phi_1(B), \\ \Delta\sigma_2(B) &= -g(T)G_0\phi_2(B). \end{aligned} \quad (2)$$

Первый (известный как поправка Маки–Томпсона) имеет ту же полевую зависимость, что и интерференционная поправка (1), т.е.  $\phi_1(B) = Ni(B)$ . Функция  $\beta(g)$  всегда положительна и не зависит от знака затравочной константы  $g(T)$ , а зависит лишь от ее модуля. Второй член



**Рис. 3.** *a*) температурные зависимости времени релаксации фазы  $\tau_\phi(T)$  (1, 2) и времени межслоевых переходов (3). 1 — без учета межслоевых переходов (расчет по формуле (1)); 2 — с учетом межслоевых переходов (расчет по формуле (3)). Сплошная прямая — зависимость  $1/T$ . *b*) 1 — температурная зависимость префактора  $\alpha$ , полученная путем подгонки формулы (1) к эксперименту, 2 —  $\alpha = 1$  — теоретическое значение, полученное без учета межслоевых переходов.

(density of states term) имеет несколько другие полевую и температурную зависимости (функция  $\varphi_2(B)$  приведена в работе [12]). Константа  $g(T)$  может быть положительной или отрицательной при эффективном отталкивании или притяжении между электронами соответственно. чтобы оценить насколько вклады  $\Delta\sigma_1$  и  $\Delta\sigma_2$  могут изменить префактор  $\alpha$ , мы рассчитали суммарное магнитосопротивление  $\Delta\sigma(B) = G_0 \text{Hi}(B) + \Delta\sigma_1(B) + \Delta\sigma_2(B)$  для различных  $g(1.5\text{K})$  при значении  $\tau_\varphi$ , приведенном в подписи к рис. 2 для  $T = 1.5\text{K}$ . Описывая это магнитосопротивление выражением (1) так же, как и экспериментальные зависимости  $\Delta\sigma(B)$ , и используя величины  $\alpha$  и  $\tau_\varphi$  в качестве подгоночных параметров, можно добиться хорошего согласия и в этом случае. Причем, когда величина  $g(T)$  отрицательна, значение префактора оказывается близким к единице и в противоречии с экспериментом практически не зависит от температуры. Это обстоятельство связано с тем, что в малых магнитных полях ( $B \ll B_{\text{tr}}$ ) поправки  $\Delta\sigma_1$  и  $\Delta\sigma_2$  почти полностью компенсируют друг друга. При положительном  $g(1.5\text{K}) = 0.34$  значение префактора уменьшается до величины, близкой к экспериментальному значению  $\alpha = 0.45$ , но при этом у префактора появляется очень сильная зависимость от температуры. Например, уже при  $T = 5\text{K}$  префактор должен уменьшиться до  $\alpha = 0.07$ , что не согласуется с экспериментальными результатами, приведенными на рис. 3, *b*. Таким образом, малое значение префактора  $\alpha$  не связано с вкладом  $e-e$ -взаимодействия в куперовском канале.

Другой возможной причиной малого значения  $\alpha$  и отклонения температурной зависимости  $\tau_\varphi^{-1}$  от линейной может быть ненулевая вероятность перехода носителей между слоями, которой мы пренебрегли при предварительной обработке результатов. Влияние переходов между слоями в многослойных структурах и межподзонных переходов в структурах с несколькими заполненными подзонами размерного квантования на интерференционную поправку к проводимости рассмотрено в ряде работ (см. например, [15–18]).

Качественно влияние переходов между слоями легко объяснить с помощью следующей модели. При движении в поле случайных рассеивателей электрон имеет ненулевую вероятность возвращения в стартовую точку. Такую замкнутую траекторию он может проходить как по часовой стрелке, так и против нее. Интерференция этих путей, если при движении по ним не произошло сбоя фазы волновой функции, конструктивна и приводит к возрастанию рассеяния назад, т.е. к уменьшению проводимости. Таким образом, полная величина интерференционной поправки пропорциональна вероятности возвращения в стартовую точку за время, меньшее времени сбоя фазы  $\tau_\varphi$ . Пусть, например, структура представляет собой два параллельных слоя. Если переходов между слоями нет, то каждый из них дает поправку к проводимости  $-G_0 \ln(\tau_\varphi/\tau_p)$ , а общая поправка к проводимости такой двухслойной структуры будет  $-2G_0 \ln(\tau_\varphi/\tau_p)$ . К чему приведут переходы между слоями?

Если время перехода из слоя в слой  $\tau_{ij}$  сравнимо с временем сбоя фазы  $\tau_\varphi$ , то вместо того чтобы вернуться в стартовую точку, электрон может оказаться в соседнем слое с теми же координатами  $x, y$ , но с другим  $z$  ( $x, y$  — координаты в плоскости  $\text{CuO}_2$ ,  $z$  — координата в направлении, перпендикулярном плоскости  $\text{CuO}_2$ ). Ясно, что такие траектории перестанут вносить вклад в интерференцию, и величина поправки будет меньше чем  $-2G_0 \ln(\tau_\varphi/\tau_p)$ . Этот эффект не только уменьшит полную величину интерференционной поправки, но и изменит форму кривой отрицательного магнитосопротивления.

Роль переходов между слоями в многослойных структурах рассмотрена теоретически в двух предельных случаях: время переходов между слоями  $\tau_{ij} < \tau_p$  и  $\tau_{ij} > \tau_p$  [15,16,18]. Физический смысл этих предельных случаев ясен:  $\hbar/\tau_{ij}$  характеризует ширину минизоны сверхрешетки, а  $\hbar/\tau_p$  — размытие состояний. Таким образом, в том случае, когда  $\tau_{ij} < \tau_p$ , трехмерная поверхность Ферми образуется (propagative Fermi surface), и квантовые поправки такой структуры естественно рассматривать так же, как для трехмерного анизотропного проводника. Во втором случае, когда  $\tau_{ij} > \tau_p$ , трехмерная поверхность Ферми не образуется (diffusive Fermi surface), и поведение квантовых поправок будет ближе к двумерному случаю. Поскольку исследуемый материал имеет очень большую анизотропию проводимости  $\sigma_{ab}/\sigma_c \geq 10^3$ , естественно считать, что  $\tau_{ij} > \tau_p$ , и в этом случае магнитосопротивление, обусловленное подавлением интерференционной поправки к проводимости ( $\Delta\sigma^{\text{WL}}$ ), и зависимость этой поправки от температуры должны описываться выражениями [15]

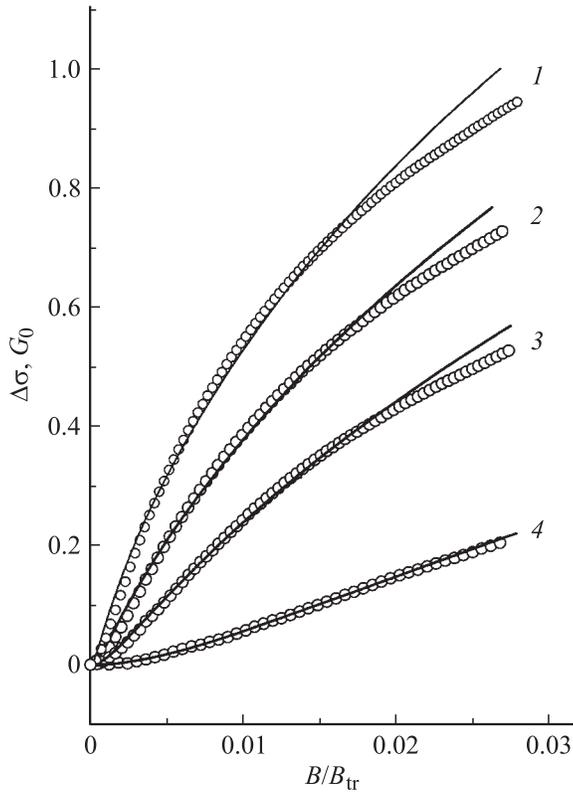
$$\Delta\sigma^{\text{WL}}(B) = -G_0 F(\delta, \delta'),$$

$$F(\delta, \delta') = \sum_{n=0}^{\infty} [(n + 1/2 + \delta)(n + 1/2 + \delta')]^{-1/2} - 2 \ln[(n + 1 + \delta)^{1/2} + (n + 1 + \delta')^{1/2}] + 2 \ln[(n + \delta)^{1/2} + (n + \delta')^{1/2}],$$

$$\delta = \frac{B}{B_\varphi}, \quad \delta' = \frac{B}{B_\varphi} + \frac{B}{B_\varphi} 2 \left( \frac{\tau_\varphi}{\tau_{ij}} \right), \quad (3)$$

$$\Delta\sigma^{\text{WL}}(T) = -G_0 \ln \left( \frac{\tau_\varphi}{\tau_p} \right) + G_0 \ln \left( \frac{1}{2} + \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{2} \frac{\tau_\varphi}{\tau_{ij}} \right)^{0.5} \right). \quad (4)$$

Используя в качестве подгоночных параметров только  $\tau_{ij}$  и  $\tau_\varphi$  (не вводя префактора  $\alpha$ ), сравним экспериментальные зависимости магнитосопротивления с выражением (3) (рис. 4). Видно, что при низких температурах в больших полях согласие несколько хуже, чем при описании магнитосопротивления выражением (1) для чисто двумерного случая с малым значением префактора, но



**Рис. 4.** Сопоставление теоретических зависимостей магнитосопротивления (магнитопроводимости) с экспериментом при учете межслоевых переходов (расчет по формуле (3)). Значения подгоночных параметров при разных температурах.  $T$ , К,  $\tau_{ij} \cdot 10^{13}$  с и  $\tau_\varphi \cdot 10^{11}$  с: 1 — 1.5, 9.1 и 3.7; 2 — 4.2, 6.9 и 1.4; 3 — 8.7, 5.0 и 0.65; 4 — 26.6, 1.7 и 0.18.

в целом его можно считать удовлетворительным. Зависимости параметров  $\tau_\varphi$  и  $\tau_{ij}$  от температуры, найденные при подгонке выражения (3) к эксперименту, приведены на рис. 3, а. Видно, что температурная зависимость  $\tau_\varphi$  близка к  $1/T$  во всем диапазоне температур, как и предсказывает теория для случая, когда релаксация фазы определяется неупругостью  $e-e$ -взаимодействия [11].

Из рис. 3, а видно, что время переходов между слоями  $\tau_{ij}$  уменьшается с ростом температуры; по величине оно меньше, чем  $\tau_\varphi$ , но существенно больше, чем  $\tau_p$ . Такое соотношение времен  $\tau_{ij}$  и  $\tau_p$  согласуется с большой анизотропией проводимости в исследуемом материале

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_c} = \left(\frac{l}{a}\right)^2 \frac{\tau_{ij}}{\tau_p}.$$

При  $T = 1.5$  К это дает  $\sigma_{ab}/\sigma_c = 1.9 \cdot 10^3$ , а при  $T = 32$  К  $\sigma_{ab}/\sigma_c = 2.5 \cdot 10^2$ , что согласуется с результатами работ [2–4].

Проанализируем теперь температурную зависимость проводимости  $\sigma(T)$  (рис. 1). В том случае, когда она определяется квантовыми поправками к проводимости,

эта зависимость для двумерной системы имеет вид [11]

$$\sigma(T) = \sigma_{Dr} + G_0 \ln\left(\frac{\tau_p}{\tau_\varphi}\right) + G_0 K_{ee} \ln\left(\frac{k_B T \tau_p}{\hbar}\right),$$

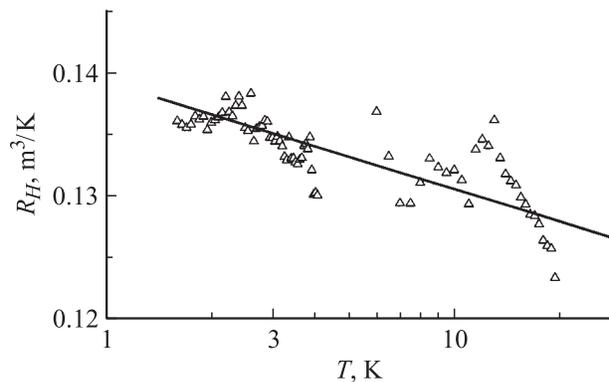
$$K_{ee} = 1 + 3\left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma}\right), \quad (5)$$

где второй член — интерференционная поправка к проводимости, третий — поправка за счет  $e-e$ -взаимодействия в диффузионном канале, а  $F_0^\sigma$  — Ферми-жидкостная константа взаимодействия. При наличии переходов между слоями температурная зависимость  $\sigma(T)$  с учетом только интерференционной поправки будет иметь вид (4). Изменение интерференционной поправки с температурой  $\Delta\sigma^{WL}(T) - \Delta\sigma^{WL}(1.5 \text{ К})$  для параметров  $\tau_\varphi$ ,  $\tau_{ij}$ , определенных выше, приведено на рис. 1, б (кривая 2). Она не сильно отличается от логарифмической в исследованном интервале температур, но имеет наклон не 1, как должно быть согласно (5), а примерно 0.5, что заметно меньше экспериментального наклона  $\sigma(T)$  при  $T < 10$  К. Такое расхождение может быть связано с вкладом в проводимость  $e-e$ -взаимодействия. Особенность этого вклада в том, что он дает добавку к компоненте тензора  $\sigma_{xx}$ , но не дает к  $\sigma_{xy}$  [11]. Такая структура поправок приводит к тому, что появляется поправка к коэффициенту Холла. При этом

$$\frac{\Delta R_H}{R_H} = \frac{-2\Delta\sigma_{xx}^{ee}}{\sigma_{xx}} = \frac{-2G_0 K_{ee} \ln\left(\frac{k_B T \tau_p}{\hbar}\right)}{\sigma_{xx}}. \quad (6)$$

Таким образом, измерение температурной зависимости коэффициента Холла  $R_H(T)$  дает возможность оценить вклад  $e-e$ -взаимодействия в проводимость.

Результаты измерения  $R_H(T)$  приведены на рис. 5. Заметный разброс экспериментальных точек связан с особенностями исследованного материала: высокая концентрация носителей тока и, следовательно, малая величина эффекта Холла; довольно низкая проводимость; сильная температурная зависимость сопротивления. Все эти факторы приводят к тому, что даже при очень малой неэквивалентности холловских контактов холловское напряжение оказывается гораздо меньше паразитного. Тем не менее из рис. 5 видно достоверное уменьшение коэффициента Холла с ростом температуры,



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента Холла от температуры. Наклон  $R_H(\ln T)$  соответствует  $K_{ee} = 0.25$  (см. (5)).

которое можно связать с вкладом  $e-e$ -взаимодействия. Наклон зависимости  $R_H(\ln T)$  соответствует величине  $K_{ee} = 0.25 \pm 0.15$  в выражении (5), что отвечает значению Ферми-жидкостной константы взаимодействия  $F_0^\sigma = -(0.37 \pm 0.06)$ . Вклад  $e-e$ -взаимодействия  $\Delta\sigma^{ee}(T) - \Delta\sigma^{ee}(1.5\text{ K})$  и суммарный вклад квантовых поправок в температурную зависимость проводимости приведены на рис. 1, *b*. Видно, что учет квантовых поправок удовлетворительно описывает изменение проводимости с ростом температуры при  $T < 10\text{ K}$ . При более высоких температурах проводимость возрастает более резко. Причина такого поведения остается пока неясной.

Оценим полную величину квантовых поправок. Из выражений (4) и (5) при  $T = 1.5\text{ K}$  получим  $\Delta\sigma^{\text{WL}} = -6.1G_0$ , а  $\Delta\sigma^{ee} = -2.5G_0$ . Найдем величину друдевской проводимости  $\sigma_{\text{Dr}} = \sigma(1.5\text{ K}) - \Delta\sigma^{\text{WL}} - \Delta\sigma^{ee} \approx 19.9G_0$ . Отметим, что суммарная величина квантовых поправок не мала: при  $T = 1.5\text{ K}$  она составляет почти половину друдевской проводимости, при этом интерференционная поправка примерно в 2.5 раза больше, чем поправка за счет  $e-e$ -взаимодействия.

#### 4. Заключение

В настоящей работе последовательно проанализированы температурные и магнитополевые зависимости проводимости и эффекта Холла в совершенных монокристаллических несверхпроводящих пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ .

1) Доказано, что поперечное магнитосопротивление определяется подавлением квантовой интерференционной поправки к проводимости.

2) При количественном анализе отрицательного магнитосопротивления необходимо учитывать межслоевые переходы, при этом найденное отношение  $\tau_{ij}/\tau_p$  согласуется с анизотропией проводимости  $\sigma_{ab}/\sigma_c$ .

3) Установлено, что температурная зависимость времени релаксации фазы близка к  $1/T$ , что соответствует предсказанию общепринятой теории для „грязного“ предела, когда основным механизмом релаксации фазы является неупругость  $e-e$ -взаимодействия.

4) Оценены поправка к проводимости за счет  $e-e$ -взаимодействия и Ферми-жидкостная константа взаимодействия  $F_0^\sigma = -(0.37 \pm 0.06)$ .

5) Показано, что при  $T < 10\text{ K}$  температурная зависимость проводимости в отсутствие магнитного поля описывается суммарным вкладом квантовых поправок от  $e-e$ -взаимодействия и интерференции.

#### Список литературы

- [1] S. Massida, N. Hamada, J. Yu, A.F. Freeman. *Physica C* **157**, 571 (1989).
- [2] Z.Z. Wang, T.R. Chian, N.R. Ong, J.M. Tarascon, E. Wang. *Phys. Rev. B* **43**, 4, 3020 (1991).
- [3] A.I. Ponomarev, V.I. Tsidilkovski, K.R. Krylov, T.B. Charikova, L.I. Leonyuk. *J. Supercond.* **9**, 1, 27 (1996).

- [4] T. Ito, Y. Nakamura, H. Takagi, S. Uchida. *Physica C* **185–189**, 1267 (1991).
- [5] Y. Hidaka, Y. Tajima, K. Sugiyama, F. Tomiyama, A. Yamagishi, M. Date, M. Hikita. *J. Phys. Soc. Jap.* **60**, 4, 1185 (1991).
- [6] S.J. Hagen, X.Q. Xu, W. Jiang, J.L. Peng, Z.Y. Li, R.L. Green. *Phys. Rev. B* **45**, 1, 515 (1992).
- [7] A. Kussmaul, J.S. Moodera, P.M. Tedrow, A. Gupta. *Physica C* **177**, 415 (1991).
- [8] S. Tanda, M. Honma, T. Nakayama. *Phys. Rev. B* **43**, 10, 8725 (1991).
- [9] V.F. Gantmakher, S.N. Ermolov, G.E. Tsydynzhapov, A.A. Zhukov, T.I. Baturina. *Письма в ЖЭТФ* **77**, 8, 498 (2003).
- [10] V.M. Galitski, A.I. Larkin. *Phys. Rev. B* **63**, 174 506 (2001).
- [11] B.L. Alshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitsky. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **15**, 7367 (1982); B.L. Altshuler, A.G. Aronov. In: *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems* / Eds A.L. Efros, M. Pollak. North-Holland, Amsterdam (1985).
- [12] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, Д.Е. Хмельницкий. *ЖЭТФ* **81**, 1333 (1982).
- [13] G.I. Harus, A.N. Ignatenkov, A.I. Ponomarev, L.D. Sabirzyanova, N.G. Shelushinina, N.A. Babushkina. *Письма в ЖЭТФ* **70**, 2, 97 (1999); G.I. Harus, A.N. Ignatenkov, A.I. Ponomarev, L.D. Sabirzyanova, N.G. Shelushinina, A.A. Ivanov. *ЖЭТФ* **116**, 5, 1723 (1999).
- [14] S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka. *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).
- [15] A. Cassam-Chenai, D. Maily. *Phys. Rev. B* **52**, 3, 1984 (1995).
- [16] N.S. Averkiev, L.E. Golub, G.E. Pikus. *Solid State Commun.* **107**, 757 (1998).
- [17] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin, V.M. Danil'tsev. *Phys. Rev. B* **62**, 24, 17 089 (2000).
- [18] W. Szott, C. Jedrzejek, W.P. Kirk. *Phys. Rev. B* **40**, 1790 (1989); *Phys. Rev. B* **45**, 7, 3565 (1992).