

# ИЗМЕНЕНИЕ ТИПА СПАРИВАНИЯ С РОСТОМ УРОВНЯ ДОПИРОВАНИЯ ЦЕРИЕМ В ЭЛЕКТРОННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Т. Б. Чарикова<sup>a\*</sup>, Г. И. Харус<sup>a</sup>, Н. Г. Шелушинина<sup>a</sup>, О. Е. Петухова<sup>a</sup>, А. А. Иванов<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук  
620990, Екатеринбург, Россия

<sup>b</sup> Московский государственный инженерно-физический институт  
115410, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 марта 2011 г.

Представлены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления электронного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.14$  (недодопированная область),  $x = 0.15$  (область оптимального допирования) и  $x = 0.18$  (передопированная область) и с разной степенью отжига в бескислородной атмосфере в магнитных полях до  $H = 90$  кЭ ( $H \parallel c$ ,  $J \parallel ab$ ) в интервале температур  $T = (0.4-300)$  К. Показано, что существующие различия в поведении зависимостей наклона верхнего критического поля  $(dH_{c2}/dT)|_{T_c}$  от степени беспорядка в системе  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  при изменении уровня допирования церием свидетельствуют об изменении симметрии спаривания  $d$ -типа на анизотропное  $s$ -спаривание.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в результате многочисленных экспериментов достаточно однозначно установлено, что в допированных электронных сверхпроводниках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  и  $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  при оптимальном допировании симметрия куперовского спаривания соответствует симметрии  $d_{x^2-y^2}$ -типа [1–3]. Однако до сих пор дискуссионным остается вопрос о симметрии спаривания в электронных сверхпроводниках при изменении уровня допирования. Температурные исследования магнитной глубины проникновения в соединениях  $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  и  $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  [4] и в экспериментах по спектроскопии точечных контактов между нормальным металлом и электронно допированным сверхпроводником  $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  при исследовании андреевских связанных состояний [5] позволяют предположить возможность изменения симметрии спаривания  $d$ -типа на  $s$ -тип с ростом уровня допирования церием. Подобный переход от волновой  $d$ -симметрии к симметрии спаривания другого типа при изменении уровня допирования был теоретически рассмотрен в работе [6]. В настоящее время обсуждается

вопрос о немономонном поведении сверхпроводящей щели при условии спаривания  $d$ -типа. На немономонное поведение параметра порядка указывают результаты исследования низкоэнергетического электронного рамановского рассеяния в  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  [7], результаты исследования фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) для  $\text{Pr}_{0.89}\text{LaCe}_{0.11}\text{CuO}_4$  [8], а также теоретические расчеты оптической проводимости и интенсивности рамановского рассеяния для электронных соединений [9].

Согласно теореме Андерсона для обычного  $s$ -спаривания, введение в систему нормальных немагнитных примесей не приводит к разрушению сверхпроводимости [10]. При симметрии спаривания  $d$ -типа введение нормальных примесей в систему должно приводить к быстрому разрушению сверхпроводимости. Другой возможный тип анизотропного спаривания — анизотропное  $s$ -спаривание, при котором имеют место нули функции щели на поверхности Ферми, но параметр порядка не меняет знака. В теоретических работах [11, 12] было показано, что контролируемое введение немагнитных примесей (введение беспорядка) приводит к принципиальному различию в поведении плотности состояний на уровне Ферми для двух типов анизотропного спаривания. Изменение температурного наклона верхнего крити-

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

ческого поля  $(dH_{c2}/dT)|_{T_c}$  в зависимости от степени беспорядка в системе обсуждалось в работе Посаженниковой и Садовского [13], и было теоретически показано, что в сверхпроводниках с  $d$ -спариванием величина наклона второго критического поля должна быстро уменьшаться с ростом степени разупорядочения, а в случае анизотропного  $s$ -спаривания наклон поля должен увеличиваться с ростом степени беспорядка.

На пленках  $\text{YBaCuO}$  и  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$  проводились исследования верхнего критического поля  $H_{c2}$  в зависимости от степени облучения атомами  $\text{He}^+$  и наблюдалось уменьшение  $H_{c2}$  с ростом беспорядка [14]. Было проведено исследование магнитосопротивления на эпитаксиальных пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разным содержанием кислорода и оценена величина наклона верхнего критического поля для оптимально допированного и оптимально отожженного образца равная  $dH_{c2}/dT = -3.5 \pm 0.3$  кЭ/К [15].

Целью нашей работы было экспериментальное определение температурного наклона верхнего критического поля, а также температуры сверхпроводящего перехода в зависимости от степени нестехиометрического беспорядка в  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  для выяснения типа анизотропного спаривания ( $d$ - или  $s$ -) в электронных сверхпроводниках при изменении уровня допирования.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были исследованы эпитаксиальные монокристаллические пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , синтезированные методом импульсного лазерного напыления [16], с  $x = 0.14$  (недопированная область),  $x = 0.15$  (область оптимального допирования) и  $x = 0.18$  (передопированная область) с ориентацией (001) — ось  $c$  перпендикулярна подложке  $\text{SrTiO}_3$ . Пленки были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода.

1. Для пленок с  $x = 0.14$  было получено три вида образцов: без отжига; оптимально отожженные в вакууме ( $t = 25$  мин,  $T = 780^\circ\text{C}$ ,  $p = 10^{-2}$  мм рт. ст.); неоптимально отожженные в вакууме ( $t = 5, 20, 30, 64$  мин,  $T = 780^\circ\text{C}$ ,  $p = 10^{-2}$  мм рт. ст.). Толщина пленок составляла  $d = 200 \text{ \AA}$ .

2. Для пленок с  $x = 0.15$ : без отжига; оптимально отожженные в вакууме ( $t = 60$  мин,  $T = 780^\circ\text{C}$ ,  $p = 10^{-2}$  мм рт. ст.); неоптимально отожженные в ва-

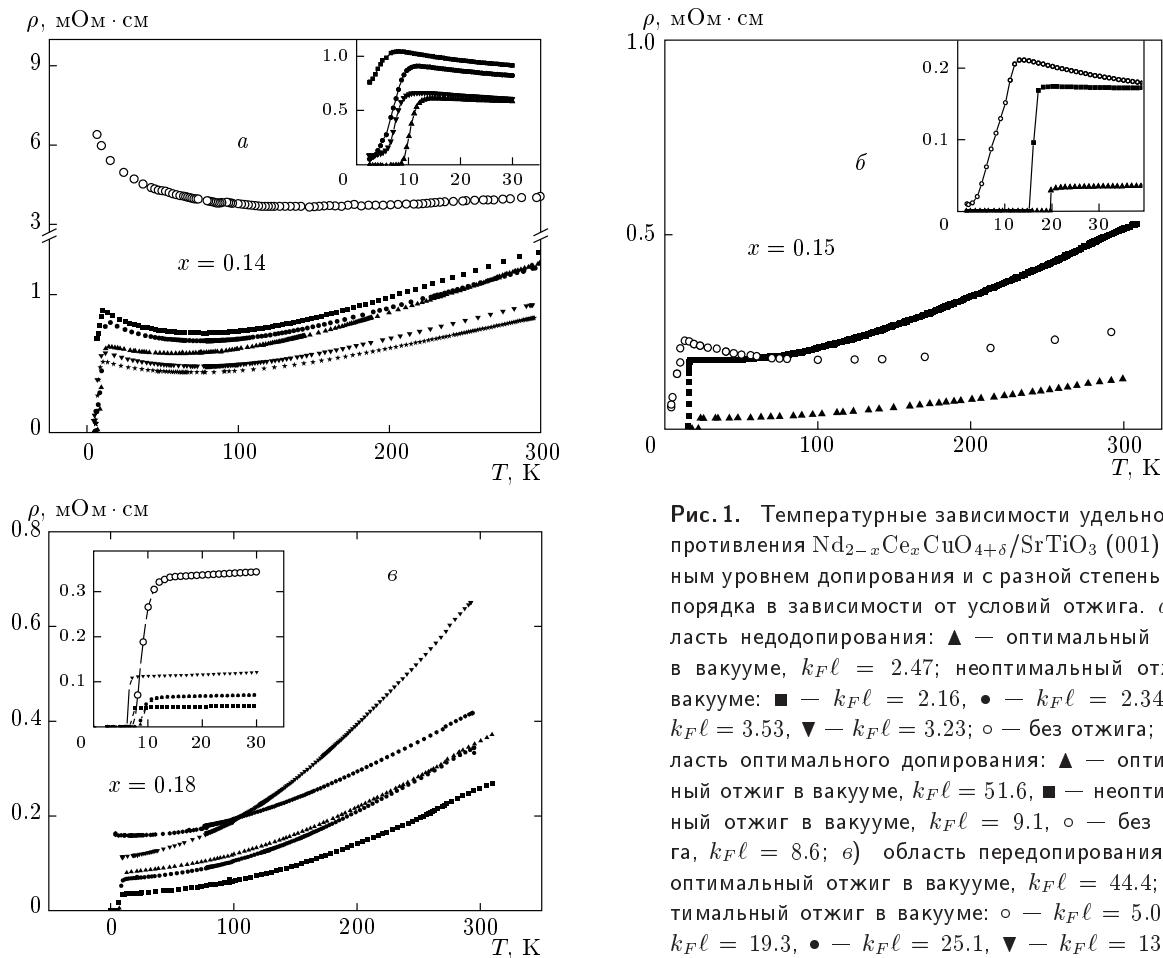
кууме ( $t = 40$  мин,  $T = 780^\circ\text{C}$ ,  $p = 10^{-2}$  мм рт. ст.). Толщина пленок  $d = 1200\text{--}2000 \text{ \AA}$ .

3. Для пленок с  $x = 0.18$ : без отжига; оптимально отожженные в вакууме ( $t = 35$  мин,  $T = 600^\circ\text{C}$ ,  $p = 10^{-5}$  мм рт. ст.); неоптимально отожженные в вакууме ( $t = 10, 15, 25, 60$  мин,  $T = 600^\circ\text{C}$ ,  $p = 10^{-5}$  мм рт. ст.). Толщина пленок  $d = 3100\text{--}3800 \text{ \AA}$ .

В исследованных пленках, как уже подробно обсуждалось в работе [17], нельзя точно определить значение величины  $\delta$  (содержание кислорода) в процессе обработки. Определить изменение концентрации кислорода возможно только в объемных образцах (например, в керамике) термогравиметрическим методом. Кислород — легкий элемент, его относительные изменения очень малы в ходе отжига (порядка 1%), масса самой пленки также очень мала, поэтому невозможно зафиксировать изменения гравиметрическими методами. Параметры решетки в  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , в отличие от  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , также не зависят от кислородного индекса. Поэтому последовательно подвергая образцы отжигу в различных условиях (без отжига, неоптимальный отжиг в бескислородной атмосфере, оптимальный отжиг в бескислородной атмосфере и отжиг в кислороде), можно говорить, что происходит изменение содержания кислорода. В объемных образцах (например, в порошках) можно оценить относительное изменение кислорода гравиметрическими методами. Однако точно установить величину  $\delta$  даже в объемных образцах практически невозможно. Сравнение результатов исследования транспортных свойств [17] с результатами исследования структуры методом нейтронной дифракции на отожженных и наокислороженных образцах [18] подтверждает наши представления о том, что в соединении  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , отожженном в кислороде или без отжига, кислород занимает апексные позиции  $\text{O}(3)$ , а после отжига в бескислородной атмосфере данные позиции освобождаются.

В качестве количественной величины изменения содержания кислорода в соединении мы приняли изменения параметра  $k_{Fl} = (hc_0)/\rho_{ab}e^2$  — параметр беспорядка для разупорядоченных электронных систем [19]. Таким образом, мы использовали косвенный метод оценки содержания нестехиометрического кислорода по измерениям длины свободного пробега носителей заряда в кинетических экспериментах [17].

Измерения температурной зависимости сопротивления в интервале температур  $T = (4.2\text{--}300)$  К проводились 4-контактным методом на постоянном



**Рис. 1.** Температурные зависимости удельного сопротивления  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$  (001) с разным уровнем допирования и с разной степенью беспорядка в зависимости от условий отжига. а) Область недодопирования:  $\blacktriangle$  — оптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 2.47$ ; неоптимальный отжиг в вакууме:  $\blacksquare$  —  $k_{Fl} = 2.16$ ,  $\bullet$  —  $k_{Fl} = 2.34$ ,  $\star$  —  $k_{Fl} = 3.53$ ,  $\blacktriangledown$  —  $k_{Fl} = 3.23$ ;  $\circ$  — без отжига; б) область оптимального допирования:  $\blacktriangle$  — оптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 51.6$ ; неоптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 9.1$ ,  $\circ$  — без отжига,  $k_{Fl} = 8.6$ ; в) область передопирования:  $\blacksquare$  — оптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 44.4$ ; неоптимальный отжиг в вакууме:  $\circ$  —  $k_{Fl} = 5.0$ ,  $\blacktriangle$  —  $k_{Fl} = 19.3$ ,  $\bullet$  —  $k_{Fl} = 25.1$ ,  $\blacktriangledown$  —  $k_{Fl} = 13.3$ . На вставках приведены зависимости  $\rho(T)$  в интервале температур  $T = (1.8-30)$  К

токе. В интервале температур  $T = (1.8-40)$  К и в магнитных полях до 90 кЭ измерения  $\rho(T)$  были проведены на СКВИД-магнитометре MPMS XL (ИФМ УрО РАН). Измерения зависимости сопротивления от магнитного поля в интервале температур  $T = (0.4-4.2)$  К были выполнены 4-контактным методом в соленоиде «Oxford Instruments» в магнитных полях до 120 кЭ (ИФМ УрО РАН).

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.14$  (рис. 1а),  $x = 0.15$  (рис. 1б) и  $x = 0.18$  (рис. 1в) в интервале температур  $T = (1.8-300)$  К. Наши исследования показывают, что разное время отжига в бескислородной атмосфере приводит к изменению температурной зависимости сопротивления и соответствует различной степени беспорядка в системе [17]. Как и в случае оптимального допирования при  $x = 0.15$  [2], поведение сопротивления и сверхпроводящий переход (СП) в

недодопированной и в передопированной областях существенно зависят от условий отжига. Наиболее резкий СП-переход в пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.14$  и  $x = 0.18$  наблюдается при оптимальном отжиге. Подробно поведение  $\rho(T)$  в недодопированной области обсуждалось в нашей работе [3]. В передопированной области зависимость  $\rho(T)$  имеет металлический характер и переход в сверхпроводящее состояние при всех температурных обработках пленок. В соединении без отжига передопированной области СП-переход отсутствует, однако зависимость  $\rho(T)$  — металлическая во всем интервале температур  $T = (1.8-300)$  К. В таблице приведены значения температуры СП-перехода ( $T_c^{onset}$  — температура начального отклонения величины сопротивления от значения сопротивления в нормальном состоянии,  $T_c$  — температура полного перехода в сверхпроводящее состояние) и параметра  $k_{Fl}$  для всех исследованных эпитаксиальных пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ .

Таблица. Основные параметры, полученные для образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с различной степенью беспорядка

Образцы	$k_F\ell$	$\gamma/kT_{c0}$	$T_c^{onset}$ , К	$T_c$ , К	$H_{c2}$ , кЭ	$ dH_{c2}/dT $ , кЭ/К
$\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4+\delta}$						
1	51.6	1.99	21.0	20.0	60.9	-4.5
2	9.1	11.3	16.5	15.0	48.4	-4.1
3	8.6	12.0	12.3	3.0	13.1	-0.8
$\text{Nd}_{1.86}\text{Ce}_{0.14}\text{CuO}_{4+\delta}$						
1	2.47	66.9	12.1	8.6	28.0	-2.4
2	2.16	76.6	9.9	—	4.4	-1.8
3	2.34	70.6	11.7	—	16.3	-1.9
4	3.53	46.8	8.9	—	9.6	-1.7
5	3.23	51.2	8.7	—	10.0	-1.7
$\text{Nd}_{1.82}\text{Ce}_{0.18}\text{CuO}_{4+\delta}$						
1	44.4	10.2	7.7	6.4	7.6	-1.4
2	5.0	89.0	9.2	4.3	10.0	-2.8
3	19.3	23.8	10.2	6.2	10.0	-2.2
4	25.1	18.3	9.7	6.1	17.0	-2.2
5	13.3	34.4	9.8	5.3	8.0	-1.4

*Примечание.* Образцы с  $x = 0.15$ : 1 — оптимальный отжиг, 2 — неоптимальный отжиг, 3 — без отжига; образцы с  $x = 0.14, 0.18$ : 1 — оптимальный отжиг, 2, 3, 4, 5 — неоптимальный отжиг. Значение  $H_{c2}$  указано для минимальной температуры, при которой проведены измерения.

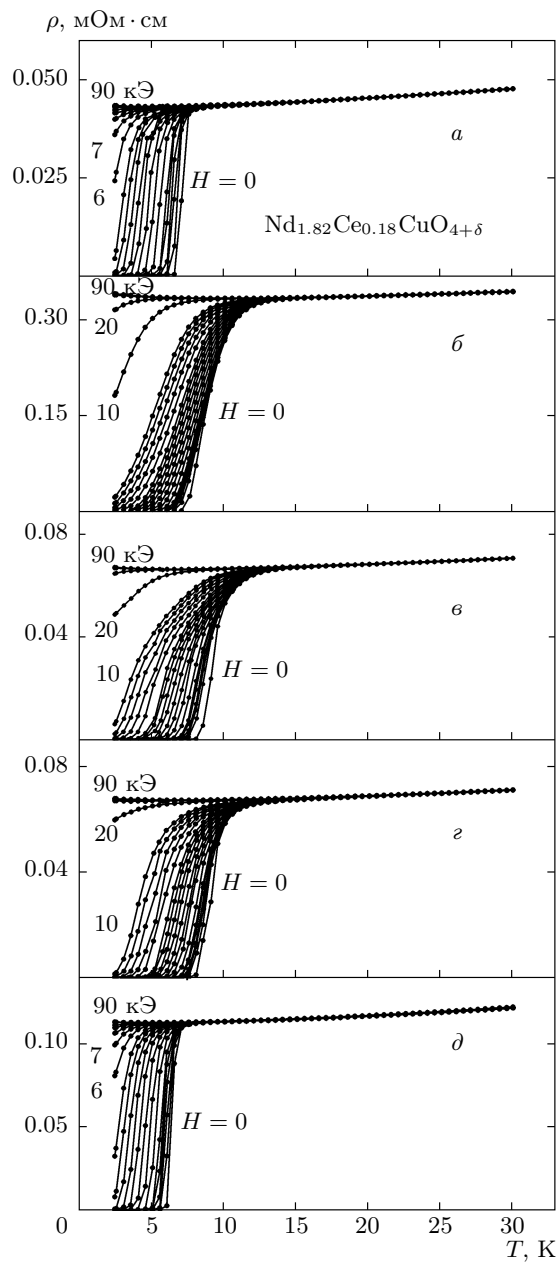
Зависимость СП-перехода в соединениях с  $x = 0.15$  от внешнего магнитного поля рассмотрена в работе [2]. При увеличении внешнего магнитного поля СП-переход в соединении  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.15$  и при оптимальном отжиге, оставаясь достаточно резким, смещается в область более низких температур. В полях  $H > 70$  кЭ мы наблюдали переход в нормальное состояние. Аналогичное поведение наблюдается и в соединении с неоптимальным отжигом, в этом случае  $T_c$  меньше и составляет 15 К. Переход в нормальное состояние происходит в поле  $H > 55$  кЭ. В соединении  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  без отжига с  $x = 0.15$  наблюдается размытый СП-переход с  $T_c = 3.0$  К, а переход в нормальное состояние происходит уже в полях  $H > 15$  кЭ.

Зависимость СП-перехода в соединениях с  $x = 0.14$  [3] и с  $x = 0.18$  (рис. 2) от внешнего магнитного поля очень сильная, однако величина верхнего

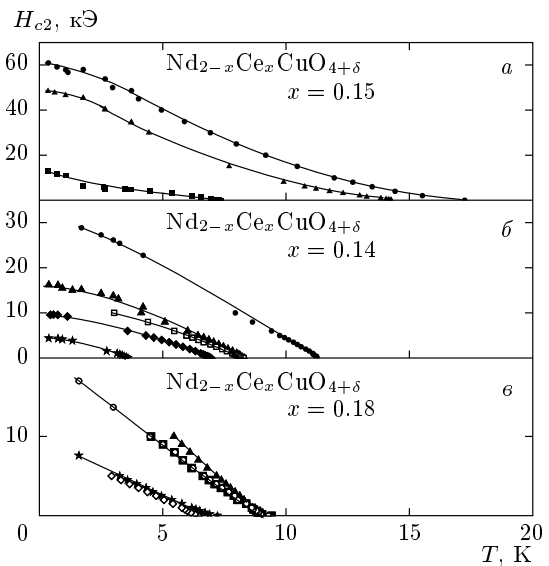
критического поля меньше по сравнению с  $H_{c2}$  для оптимально допированного соединения (см. таблицу).

Существенно различаются зависимости  $H_{c2}(T)$  для разных уровней допирования (рис. 3). Используя резистивный метод определения верхнего критического поля, мы построили зависимости  $H_{c2}(T)$  на уровне  $0.5 \rho_n$  для образцов с  $x = 0.15$ ,  $x = 0.14$  и  $x = 0.18$  и разным временем отжига. В ближайшей окрестности  $T_c$  поведение верхнего критического поля как в недодопированных, так и в передопированных соединениях отличается от поведения  $H_{c2}(T)$  в оптимально допированных соединениях, независимо от степени отжига.

На рис. 3 видно, что зависимость  $H_{c2}(T)$  для соединений недодопированной и передопированной областей напоминает зависимость  $H_{c2}(T)$  для обычных сверхпроводников:  $dH_{c2}/dT \approx \text{const}$ . Темпе-

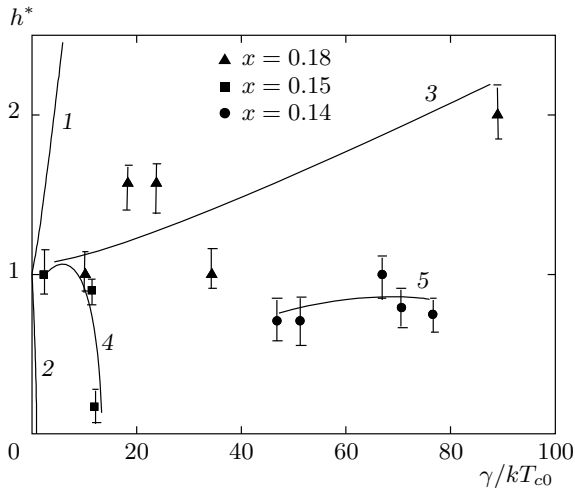


**Рис. 2.** Температурные зависимости удельного сопротивления монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.18$  (область передоирования) с различной степенью беспорядка во внешнем магнитном поле  $0 \leq H \leq 90$  кЭ ( $H \parallel c, J \parallel ab$ ): *a* — оптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 44.4$ ; неоптимальный отжиг в вакууме: *б* —  $k_{Fl} = 5.0$ , *в* —  $k_{Fl} = 19.3$ , *г* —  $k_{Fl} = 25.1$ , *д* —  $k_{Fl} = 13.3$



**Рис. 3.** Температурная зависимость верхнего критического поля электронного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  для областей с разным уровнем доирования церием: *a*) область оптимального доирования:  $\bullet$  — оптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 51.6$ ;  $\blacktriangle$  — неоптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 9.1$ ;  $\blacksquare$  — без отжига,  $k_{Fl} = 8.6$ ; *б*) область недоирования:  $\bullet$  — оптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 2.47$ ; неоптимальный отжиг в вакууме:  $\star$  —  $k_{Fl} = 2.16$ ,  $\blacktriangle$  —  $k_{Fl} = 2.34$ ,  $\blacklozenge$  —  $k_{Fl} = 3.53$ ,  $\square$  —  $k_{Fl} = 3.23$ ; *в*) область передоирования:  $\star$  — оптимальный отжиг в вакууме,  $k_{Fl} = 44.4$ ; неоптимальный отжиг в вакууме:  $\blacktriangle$  —  $k_{Fl} = 5.0$ ,  $\square$  —  $k_{Fl} = 19.3$ ,  $\circ$  —  $k_{Fl} = 25.1$ ,  $\blacklozenge$  —  $k_{Fl} = 13.3$ . Линии проведены для удобства

ратурная зависимость верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$  образцов из области оптимального доирования (рис. 3) имеет более сложный вид: при  $T \rightarrow T_c$  происходит уменьшение величины  $(dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$  и при  $T = T_c$  практически невозможно определить величину  $dH_{c2}/dT$ . Аналогичные результаты были получены в работе [20] для недоированных монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ , где существенная нелинейность зависимости  $H_{c2}(T)$  при  $T \rightarrow T_c$  описывалась в рамках модели биполярной сверхпроводимости [21]. Целью нашей работы было изучить влияние беспорядка на изменение величины производной верхнего критического поля по температуре — температурного наклона второго критического поля, который мы определяли вблизи  $T_c$ . Это было теоретически рассмотрено в работе [13], и в модели примесного сверхпроводника был введен параметр беспорядка  $\gamma/kT_{c0}$ , где



**Рис. 4.** Экспериментальная зависимость наклона верхнего критического поля от параметра беспорядка в монокристаллических пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ . Для сравнения приведены теоретические зависимости для случая анизотропного  $s$ -спаривания (зависимость 1) и для случая  $d$ -спаривания (зависимость 2) [13]. Линии 3, 4, 5 приведены для удобства

$$\gamma = \frac{\hbar}{2\tau} = \frac{\pi\hbar^2 n_s}{m(k_F \ell)}, \quad (1)$$

$\tau$  — время релаксации импульса электронов за счет рассеяния на нормальных примесях,  $n_s$  — концентрация носителей в слое,  $m$  — масса электрона.

Для соединения  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разным уровнем допирования церием ( $x = 0.15, 0.18, 0.14$ ) и разной степенью нестехиометрического беспорядка были определены параметр беспорядка  $\gamma/kT_{c0}$  (1) и наклон верхнего критического поля  $(dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$  (см. таблицу).

На рис. 4 приведена зависимость наклона верхнего критического поля от параметра беспорядка в монокристаллических пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.14$  и  $x = 0.18$ . Для сравнения на этом же рисунке изображена зависимость наклона верхнего критического поля от параметра беспорядка в монокристаллических пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.15$ . Видно, что величина нормированного наклона верхнего критического поля  $h^* = (dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c} / (dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_{c0}}$  в случае  $x = 0.15$  уменьшается с ростом степени беспорядка таким образом, что можно говорить о существовании сильной анизотропии рассеяния на примесях с симметрией параметра порядка  $d$ -типа, что было подробно рассмотрено в нашей предыдущей работе [2]. Для пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.14$

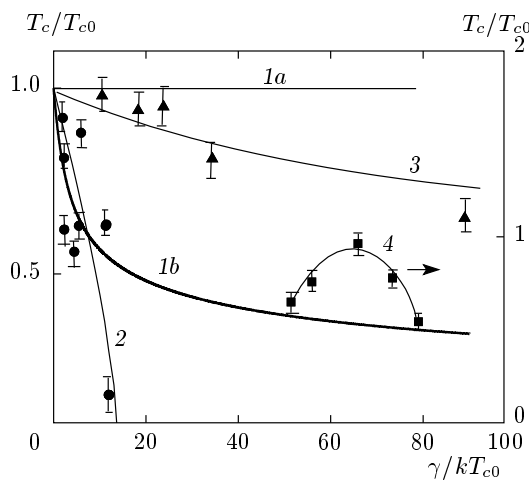
ситуация несколько иная. Величина параметра беспорядка велика и даже для оптимально отожженного образца с максимальной температурой перехода в сверхпроводящее состояние из недодопированной области  $\gamma/kT_{c0}$  в 30 раз больше, чем для оптимально отожженного образца из области оптимального допирования. Таким образом, наблюдается существование сверхпроводящего перехода при достаточно сильном беспорядке ( $k_F \ell \approx 2-3$ ). Наклон верхнего критического поля недодопированных образцов слабо зависит от параметра беспорядка, немного уменьшаясь при более сильном разупорядочении [3].

Характер зависимости наклона верхнего критического поля  $(dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$  от параметра беспорядка в передопированном соединении  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  следующий: величина  $(dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$  растет с увеличением беспорядка, что соответствует теоретической зависимости наклона верхнего критического поля от параметра беспорядка для случая анизотропного  $s$ -спаривания. Теоретические расчеты были проведены в работах Посаженниковой и Садовского [13, 22] при условии того, что поведение коэффициентов Гинзбурга–Ландау  $A$  и  $C$  определяет температурную зависимость верхнего критического поля вблизи критической температуры  $T_c$  и производную поля по температуре:

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(T)} = -\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{A}{C}, \quad (2)$$

где  $\Phi_0 = \pi/e^2$  — квант магнитного потока,  $\xi(T)$  — длина когерентности [13, 22].

Таким образом, в наших исследованиях экспериментально наблюдается различие в поведении зависимости наклона верхнего критического поля  $(dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$  от параметра беспорядка в передопированном (анизотропное  $s$ -спаривание) и в оптимально допированном ( $d$ -спаривание с анизотропным рассеянием на примесях) соединении  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ . В случае недодопированного соединения невозможно однозначно сказать о характере спаривания [3]. Возможно, в этой области допирования большая величина параметра беспорядка и слабая зависимость верхнего критического поля от  $\gamma/kT_{c0}$  связаны с тем, что сверхпроводимость появляется довольно резко в этой области допирования, и беспорядок имеет крупномасштабный характер. В таких системах сверхпроводимость может сосуществовать с беспорядком, если характерный масштаб хаотического потенциала (радиус



**Рис. 5.** Экспериментальная зависимость температуры СП-перехода от параметра беспорядка в монокристаллических пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ :  $\blacksquare$  —  $x = 0.14$ ,  $\bullet$  —  $x = 0.15$ ,  $\blacktriangle$  —  $x = 0.18$ . Для сравнения приведены теоретические зависимости температуры перехода от параметра беспорядка для случая изотропного  $s$ -спаривания (зависимость 1а), анизотропного  $s$ -спаривания (1b) [13] и для случая  $d$ -спаривания (зависимость 2) с анизотропным рассеянием  $d$ -типа при условии  $\gamma_1/\gamma_0 \approx 0.92$  ( $\gamma_0$  — вероятность изотропного рассеяния,  $\gamma_1$  — вероятность анизотропного рассеяния  $d$ -типа) [2]. Линии 3, 4 проведены для удобства

локализации  $R_{loc}$ ) превышает длину когерентности  $\xi$  [23].

Зависимости температуры СП-перехода от степени беспорядка в электронном сверхпроводнике  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  в недодопированной, оптимально допированной и передопированной областях представлены на рис. 5. Для оптимально допированной области температура СП-перехода уменьшается с ростом параметра беспорядка согласно зависимости, рассчитанной для систем с  $d$ -спариванием при наличии сильной анизотропии рассеяния на примесях [2]. В случае  $d$ -спаривания при изотропном рассеянии на примесях переход в сверхпроводящее состояние полностью подавляется при беспорядке  $\gamma = \gamma_c = 0.88T_c$ , а относительную устойчивость оптимально допированного электронного сверхпроводника к разупорядочению можно объяснить, предполагая наличие сильного анизотропного примесного рассеяния с симметрией  $d$ -типа.

В передопированной области электронного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  наблюдается гораздо более слабая зависимость  $T_c/T_{c0}$  от  $\gamma/kT_{c0}$ , что соответствует теоретическим представлениям для

$s$ -спаривания: обычного изотропного [10] или анизотропного [13].

В недодопированной области электронного сверхпроводника наблюдается слабое изменение температуры СП-перехода при высокой степени беспорядка,  $T_c/T_{c0}$  не опускается ниже 0.5, однако характер зависимости  $T_c/T_{c0}$  от  $\gamma/kT_{c0}$  не соответствует теоретическим зависимостям ни для  $d$ -спаривания, ни для анизотропного  $s$ -спаривания [3].

Таким образом, с увеличением допирования изменяется поведение  $T_c/T_{c0}$  от  $\gamma/kT_{c0}$ , указывая на возможное изменение типа спаривания.

Различие в поведении верхнего критического поля от степени беспорядка в электронном сверхпроводнике  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разным уровнем допирования может быть следствием немоного характера параметра порядка [7, 9] при изменении поверхности Ферми [8] в случае допированных электронных сверхпроводников. В области недодопирования электроны собираются вблизи  $(\pi, 0)$ -точек, в области оптимального допирования карманы носителей заряда появляются вблизи нодальной области  $(\pi, \pi)$  [24]. Проявление дырочной сверхпроводимости в электронных сверхпроводниках в настоящее время все чаще обсуждается исследователями [17, 25]. Более слабая зависимость  $(dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$  и  $T_c/T_{c0}$  от степени беспорядка в недодопированной области может быть также связана с несколько иной симметрией спаривания носителей вследствие сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости в Nd-системе при данном уровне допирования. Возможно, имеет место существование короткомерного антиферромагнитного порядка вплоть до уровня оптимального допирования электронных сверхпроводников [26, 27].

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования температурных зависимостей сопротивления электронного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.14$  (недодопированная область),  $x = 0.15$  (область оптимального допирования) и  $x = 0.18$  (передопированная область) и с разной степенью отжига в бескислородной атмосфере в магнитных полях до  $H = 90$  кЭ ( $H \parallel c$ ,  $J \parallel ab$ ) в интервале температур  $T = (0.4-300)$  К экспериментально установлено, что в электронных высокотемпературных сверхпроводниках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  в области оптимального допирования наклон верхнего критического поля уменьшается с ростом степени беспорядка в системе, что

характерно для систем с  $d$ -спариванием при условии сильного анизотропного примесного рассеяния с симметрией  $d$ -типа. В недодопированной области электронного сверхпроводника величина наклона верхнего критического поля  $(dH_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$  слабо зависит от параметра беспорядка, немного уменьшаясь при более сильном разупорядочении, а характер зависимости  $T_c/T_{c0}$  от  $\gamma/kT_{c0}$  не соответствует теоретическим расчетам ни для  $d$ -спаривания, ни для анизотропного  $s$ -спаривания. Следует отметить, что дополнительные исследования в недодопированной области сверхпроводников необходимы для выявления влияния псевдощелевого состояния на физические свойства. В области передопирования электронного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  величина наклона верхнего критического поля растет с ростом параметра беспорядка, что указывает на возможную реализацию в данной области допирования сверхпроводимости с анизотропным спариванием  $s$ -типа. Наблюдающаяся слабая зависимость критической температуры  $T_c/T_{c0}$  от параметра беспорядка  $\gamma/kT_{c0}$  в области передопирования также характерна для сверхпроводников со спариванием  $s$ -типа.

Авторы благодарны М. В. Садовскому и Э. З. Кучинскому за плодотворное обсуждение экспериментальных результатов.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» (проект № 09-П-2-1005 УрО РАН) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00102).

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. P. Armitage, P. Fournier, and R. L. Greene, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2421 (2010).
2. Т. Б. Чарикова, Н. Г. Шелушнина, Г. И. Харус, А. А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 132 (2008).
3. Т. Б. Чарикова, Н. Г. Шелушнина, Г. И. Харус и др., *ФТТ* **51**, 2102 (2009).
4. J. A. Skinta, Mun-Seog Kim, T. R. Lemberger et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207005 (2002).
5. A. Biswas, P. Fournier, M. M. Qazilbash et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207004 (2002).
6. V. A. Khodel, V. M. Yakovenko, M. V. Zverev et al., *Phys. Rev. B* **69**, 144501 (2004).
7. G. Blumberg, A. Koitzsch, A. Gozar et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 107002 (2002).
8. H. Matsui, K. Terashima, T. Sato et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017003 (2005).
9. I. Eremin, E. Tsoncheva, and A. V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **77**, 024508 (2008).
10. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968), с. 159.
11. R. Fehrenbacher and M. R. Norman, *Phys. Rev. B* **50**, 3495 (1994).
12. L. S. Borkowski and P. J. Hirschfeld, *Phys. Rev. B* **49**, 15404 (1994).
13. А. И. Посаженикова, М. В. Садовский, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 347 (1996).
14. V. S. Nosdrin, S. I. Krasnovobodtsev, N. P. Shabanova et al., *Physica C* **341–348**, 1909 (2000).
15. J. Herrman, M. C. de Andrade, C. C. Almasan et al., *Phys. Rev. B* **54**, 3610 (1996).
16. А. А. Иванов, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov et al., *Physica C* **180**, 69 (1991).
17. Т. Б. Чарикова, А. И. Пономарев, Г. И. Харус, *ЖЭТФ* **132**, 712 (2007).
18. A. J. Schultz, J. D. Jorgensen, J. L. Peng et al., *Phys. Rev. B* **53**, 5157 (1996).
19. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
20. В. Ф. Гантмахер, Г. Э. Цыдынжапов, Л. П. Козеева, А. Н. Лавров, *ЖЭТФ* **115**, 268 (1999).
21. A. S. Alexandrov and N. F. Mott, *Rep. Progr. Phys.* **57**, 1197 (1994).
22. А. И. Посаженикова, М. В. Садовский, *ЖЭТФ* **112**, 2124 (1997).
23. M. V. Sadovskii, *Superconductivity and Localization*, World Scientific (2000), p. 78.
24. N. P. Armitage, F. Ronning, D. H. Lu et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 257001 (2002).
25. Y. Dagan and R. L. Green, *Phys. Rev. B* **76**, 024506 (2007).
26. Tanmoy Das, R. S. Markiewicz, and A. Bansil, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 197004 (2007).
27. W. Yu, J. S. Higgins, P. Bach, and R. L. Green, *Phys. Rev. B* **76**, 020503 (2007).