

Эффекты d -волнового спаривания в электронных высокотемпературных сверхпроводниках с анизотропным примесным рассеянием

© Т.Б. Чарикова, Н.Г. Шелушинина, Г.И. Харус, О.Е. Сочинская, А.А. Иванов*

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

* Московский государственный инженерно-физический институт,
Москва, Россия

E-mail: charikova@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 18 февраля 2009 г.
В окончательной редакции 4 апреля 2009 г.)

Представлены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления монокристаллических пленок электронного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ (недолегированная область) и $x = 0.15$ (область оптимального легирования) и разной степени беспорядка δ в различных магнитных полях ($B \parallel c, J \parallel ab$) в интервале температур 0.4–300 К. Показано, что существуют различия в поведении зависимости наклона верхнего критического поля $(dB_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$ от параметра беспорядка в недолегированных образцах ($x = 0.14$) и в образцах с оптимальным легированием ($x = 0.15$). Изучение характера зависимости наклона верхнего критического поля от степени беспорядка позволило экспериментально различить сверхпроводники с d -спариванием и с анизотропным s -спариванием. Удалось установить возможную причину относительной устойчивости электронного сверхпроводника с оптимальным легированием к разупорядочению, которая состоит в сильной анизотропии примесного рассеяния с симметрией d -типа.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394, шифр „Импульс“) и при частичной поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00396 и 08-02-00759).

PACS: 74.72.-h, 74.25.Fy, 74.25.Op

Симметрия параметра порядка в электронно-легированных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) до сих пор является предметом дебатов исследователей. В экспериментах по туннельной спектроскопии при исследовании спектра кондактанса [1] и при измерении глубины проникновения магнитного поля [2,3] на оптимально легированных электронных сверхпроводниках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ была получена s -волновая симметрия параметра порядка. Однако более поздние исследования свидетельствуют либо о существовании анизотропного s -спаривания [4], d -спаривания [5] или немонотонного d -спаривания [6,7], либо об изменении типа спаривания с изменением уровня легирования [8,9]. Дополнительные сложности возникают вследствие неоднозначности понимания переходной области из антиферромагнитной (АФ) фазы в сверхпроводящую (СП). Хорошо известно, что если в купратных дырочно-легированных сверхпроводниках АФ- и СП-области разделены на фазовой диаграмме, то в электронных ВТСП остается еще много вопросов. Так, в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов установлено, что дальний АФ-порядок не сосуществует со сверхпроводимостью в монокристаллах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ [10,11]. С другой стороны, результаты исследования электронного рамановского рассеяния и углового магнетосопротивления на монокристаллах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ указывают на сосуществование АФ- и СП-фаз в электронных сверхпроводниках [5,12,13].

Наряду с этим определение типа куперовского спаривания в электронных сверхпроводниках остается актуальной проблемой физики конденсированного состояния в настоящее время. В теоретических работах [14,15] 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 наклона верхнего критического поля $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ в зависимости от степени беспорядка в системе обсуждалось в работе [16], где было теоретически установлено, что в сверхпроводниках с d -спариванием величина наклона верхнего критического поля должна быстро уменьшаться с ростом степени разупорядочения, а в случае анизотропного s -спаривания величина наклона поля должна увеличиваться с ростом степени беспорядка.

Целью настоящей работы было экспериментальное определение зависимости наклона верхнего критического поля, а также температуры сверхпроводящего перехода от степени беспорядка в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. Мы хотели сравнить результаты экспериментальных исследований зависимостей наклона верхнего критического поля и температуры сверхпроводящего перехода в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разным уровнем легирования церием — $x = 0.14$ (недолегированная область) и $x = 0.15$ (оптимально легированная область) — от степени беспорядка в системе. В нашей предыдущей работе [17] было установлено, что в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

с $x = 0.15$ наклон верхнего критического поля и температура сверхпроводящего перехода уменьшаются с ростом степени беспорядка в системе, что характерно для систем с d -спариванием при наличии сильного анизотропного рассеяния на примесях.

Для получения данных был использован резистивный метод измерения верхнего критического поля при исследовании температурных зависимостей сопротивления монокристаллов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ и 0.15 и разной степенью беспорядка δ в магнитных полях ($\mathbf{B} \parallel c$, $\mathbf{J} \parallel ab$) в интервале температур 0.4–300 К.

Методом импульсного лазерного напыления [18] в МИФИ были синтезированы эпитаксиальные монокристаллические пленки $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ (недолегированная область) и $x = 0.15$ (область оптимального легирования) с ориентацией (001) — c -ось перпендикулярна подложке SrTiO_3 . Пленки были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода [19]. Для пленок с $x = 0.14$ было получено два вида образцов: оптимально отожженные в вакууме ($t = 25$ min, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ Torr), и неоптимально отожженные в вакууме ($t = 5, 20, 30, 64$ min, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ Torr).

Для пленок с $x = 0.15$ было получено три вида образцов: без отжига, оптимально отожженные в вакууме ($t = 60$ min, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ Torr) и неоптимально отожженные в вакууме ($t = 40$ min, $T = 780^\circ\text{C}$, $p = 10^{-2}$ Torr). Толщина пленок составляла 200 Å для $x = 0.14$ и 1200–2000 Å для $x = 0.15$. Измерения температурной зависимости сопротивления в интервале температур 4.2–300 К проводились четырехконтактным методом на постоянном токе, а в интервале температур 1.8–40 К в магнитных полях до 9 Т измерения $\rho(T)$ были проведены на SQUID-магнитометре MPMS XL (ИФМ УрО РАН). Измерения зависимости сопротивления от магнитного поля в интервале температур 0.4–4.2 К были выполнены четырехконтактным методом в соленоиде „Oxford Instruments“ в магнитных полях до 12 Т (ИФМ УрО РАН).

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления монокристаллических пленок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.15$ (а) и 0.14 (б), отожженных в вакууме в течение разного времени в интервале температур 0–40 К. Наши исследования показывают, что разное время отжига в бескислородной атмосфере приводит к изменению температурной зависимости сопротивления, что соответствует различной степени беспорядка в системе [20]. Как и в случае оптимального легирования при $x = 0.15$ [17], поведение сопротивления и характер СП-перехода в недолегированной области существенно зависят от условий отжига. Наиболее резкий СП-переход в пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ наблюдается при оптимальном отжиге, при этом температура полного СП-перехода $T_c = 8.6$ К (температура начала СП-перехода $T_c^{\text{onset}} = 13.6$ К) и ширина перехода $\Delta T_c = 4$ К. Короткое время отжига приводит к появле-

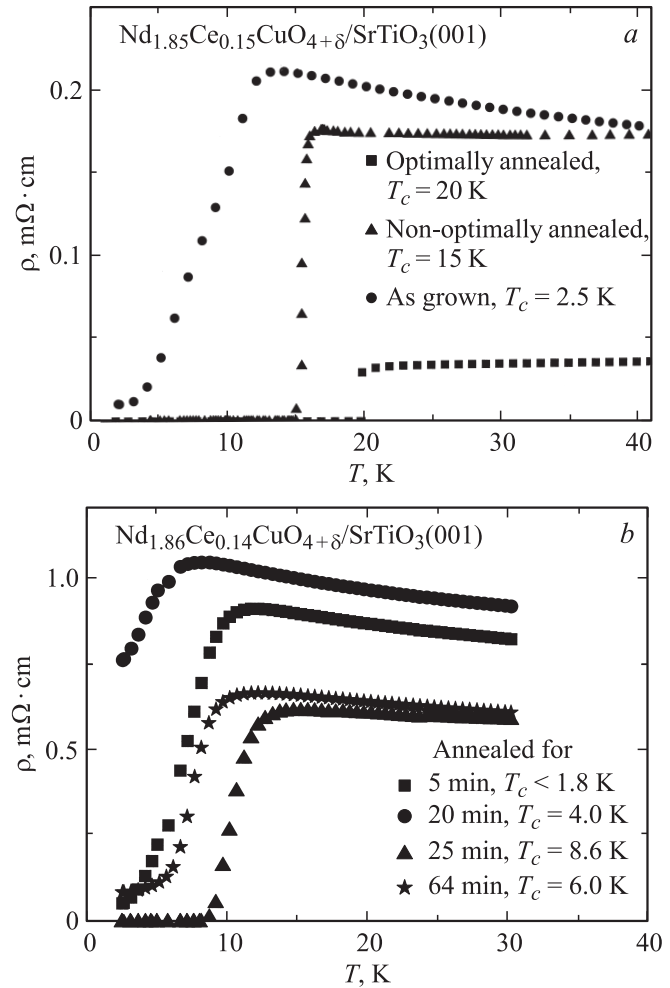


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка в отсутствие магнитного поля в интервале 1.8–40 К. а — $x = 0.15$ (область оптимального легирования); б — $x = 0.14$ (недолегированная область).

нию неполного СП-перехода, зависимость $\rho(T)$ неметаллическая ($d\rho/dT < 0$). Отжиг в течение длительного времени приводит к разрушению полного СП-перехода.

При увеличении внешнего магнитного поля СП-переход в образцах с $x = 0.15$ [17], оставаясь достаточно резким, смещается в область более низких температур, и в полях $B > 7$ Т образец переходит в нормальное состояние. Аналогичное поведение наблюдается и в образце с неоптимальным отжигом, в этом случае T_c составляет 15 К. Образец переходит в нормальное состояние в поле $B > 5.5$ Т. В образце без отжига наблюдается размытый СП-переход с $T_c \cong 2.5$ К, а переход в нормальное состояние происходит уже в полях $B > 1.5$ Т. Внешнее магнитное поле сильно влияет на СП-переход в образцах с $x = 0.14$, однако величина верхнего критического поля меньше по сравнению с B_{c2} для оптимально легированного образца.

Существенно различаются зависимости $B_{c2}(T)$ для разных уровней легирования (рис. 2). Используя ре-

зистивный метод определения верхнего критического поля, мы построили зависимости $B_{c2}(T)$ на уровне 0.5ρ для образцов с $x = 0.15$ и 0.14 с разным временем отжига. В ближайшей окрестности T_c поведение верхнего критического поля различается для оптимально легированных и недолегированных образцов независимо от степени отжига. Эта область полей при $T \rightarrow T_c$ привлекает внимание исследователей [21,22]. Из рис. 2, *b* видно, что зависимость $B_{c2}(T)$ для образцов из недолегированной области напоминает зависимость $B_{c2}(T)$ для обычных сверхпроводников и наклон верхнего критического поля практически не меняется в образцах с разным временем отжига. Температурная зависимость верхнего критического поля $B_{c2}(T)$ образцов из области оптимального легирования (рис. 2, *a*) имеет более сложный вид. Мы не наблюдаем расходимости B_{c2} при $T \rightarrow 0$, а при $T \rightarrow T_c$ происходит уменьшение наклона второго критического поля, и при $T = T_c$ практически невозможно определить (dB_{c2}/dT) .

В нашей работе был экспериментально определен наклон верхнего критического поля $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ вблизи T_c в зависимости от степени беспорядка в недолегированной и оптимально легированной областях электронного сверхпроводника.

Для образцов с разным уровнем легирования церием и разной степенью нестехиометрического беспорядка были определены параметры беспорядка γ/kT_{c0} и наклон верхнего критического поля $(dB_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$ (см. таблицу). В модели примесного сверхпроводника в работе [16] был введен параметр беспорядка γ/kT_{c0} , где

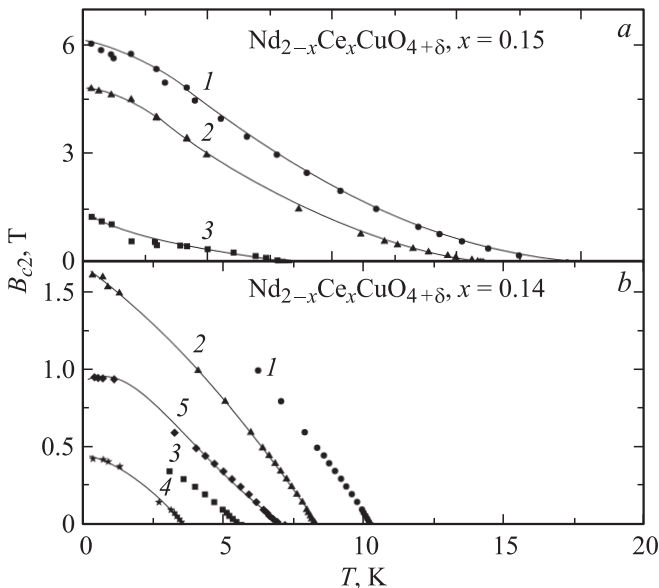


Рис. 2. Температурная зависимость верхнего критического поля образца $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка, *a* — $x = 0.15$; 1 — оптимальный отжиг, 2 — неоптимальный отжиг, 3 — без отжига, *b* — $x = 0.14$; 1 — оптимальный отжиг, 2–5 — неоптимальный отжиг. $t = 20$ (2), 64 (3), 5 (4) и 30 min (5).

Основные параметры, полученные для образцов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.15$ и 0.14 и различной степенью беспорядка

Номер образца	k_{Fl}	γ/kT_{c0}	T_c^{onset} , К	$(dB_{c2}/dT) _{T \rightarrow T_c}$, Т/К
$x = 0.15$				
1	51.6	1.99	22	0.45
2	9.1	11.3	16	0.41
3	8.6	12.0	9	0.08
$x = 0.14$				
1	2.47	66.9	13.6	0.24
2	2.16	76.6	7.6	0.18
3	2.34	70.6	10.9	0.19
4	3.53	46.8	9.1	0.17
5	3.23	51.2	10.6	0.17

Примечание. Образцы с $x = 0.15$: № 1 — оптимальный отжиг, № 2 — неоптимальный отжиг, № 3 — без отжига; образцы с $x = 0.14$: № 1 — оптимальный отжиг, № 2–5 — неоптимальный отжиг.

T_{c0} — температура перехода в отсутствие примесей,

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

τ — время релаксации импульса электронов за счет рассеяния на нормальных примесях, n_s — концентрация носителей в слое, m — масса электрона. Воспользовавшись представлениями теории неупорядоченных 2D-систем [23], мы определили параметр k_{Fl} (произведение волнового вектора Ферми на среднюю длину свободного пробега), который служит мерой беспорядка в системе и может быть найден из экспериментальной величины ρ_{ab} (сопротивления в плоскости ab) [24]

$$k_{Fl} = \frac{\hbar c_0}{e^2 \rho_{ab}}, \quad (2)$$

где $c_0 = 6 \text{ \AA}$ — расстояние между слоями CuO_2 .

На рис. 3, *a* 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 0.15 . Видно, что наклон верхнего критического поля 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 работе [17]. 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 СП-перехода из недолегированной области γ/kT_{c0} приблизительно в 30 раз больше, чем для оптимально отожженного образца из оптимальной области легирования. Таким образом, наблюдается существование СП-перехода при достаточно сильном беспорядке ($k_{Fl} \cong 2-3$). О появлении СП-перехода в $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ при условии $k_{Fl} \cong 2$ —

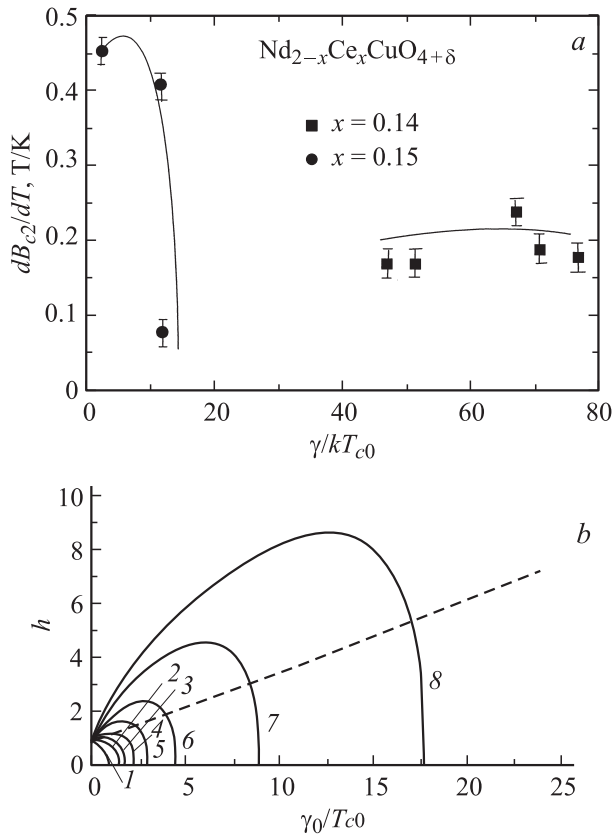


Рис. 3. *a)* Экспериментальная зависимость наклона верхнего критического поля от параметра беспорядка в монокристаллических пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. *b)* Теоретическая зависимость нормированного наклона верхнего критического поля $h = (dB_{c2}/dT)|_{T_c} / (dB_{c2}/dT)|_{T_{c0}}$ от параметра беспорядка [25]. Штриховая линия — для случая анизотропного s -спаривания, сплошные линии — для случая d -спаривания с анизотропным рассеянием для нескольких значений параметра беспорядка γ_1/γ_0 : 1 — 0, 2 — 0.4, 3 — 0.5, 4 — 0.6, 5 — 0.7, 6 — 0.8, 7 — 0.9, 8 — 0.95. γ_0 — параметр беспорядка, связанный с изотропным рассеянием, γ_1 — с анизотропным.

общалось в работе [24]. Наклон верхнего критического поля недолегированных образцов слабо зависит от параметра беспорядка, немного уменьшаясь при более сильном разупорядочении.

Сравнивая наши экспериментальные результаты с результатами теоретических расчетов [25], можно отметить, что для оптимальной области легирования ($x = 0.15$) наклон верхнего критического поля уменьшается с ростом беспорядка, что характерно для систем с d -спариванием (рис. 3, *b*). Однако уменьшение наклона $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ с увеличением степени беспорядка не является столь резким, как это предсказано теорией для систем с изотропным рассеянием электронов (зависимость 1 на рис. 3, *b*). В рамках модели сверхпроводника с сильной анизотропией рассеяния на нормальных примесях [25,26] удастся учесть относительную устойчивость электронного сверхпроводника $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ к разупорядочению.

В случае неоптимального легирования невозможно однозначно определить характер спаривания. Возможно, большая величина параметра беспорядка и слабая зависимость верхнего критического поля от γ/kT_{c0} связаны с тем, что сверхпроводимость появляется довольно резко в этой области легирования и беспорядок имеет крупномасштабный характер. В таких системах сверхпроводимость может сосуществовать с беспорядком, если характерный масштаб хаотического потенциала (радиус локализации R_{loc}) превышает длину когерентности ξ [27].

Зависимости температуры СП-перехода от степени беспорядка в электронном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ в недолегированной и оптимально легированной областях представлены на рис. 4. Для оптимально легированной области температура СП-перехода уменьшается с ростом параметра беспорядка в согласии с зависимостью, рассчитанной в [25] для систем с d -спариванием при наличии сильной анизотропии рассеяния на примесях. В недолегированной области

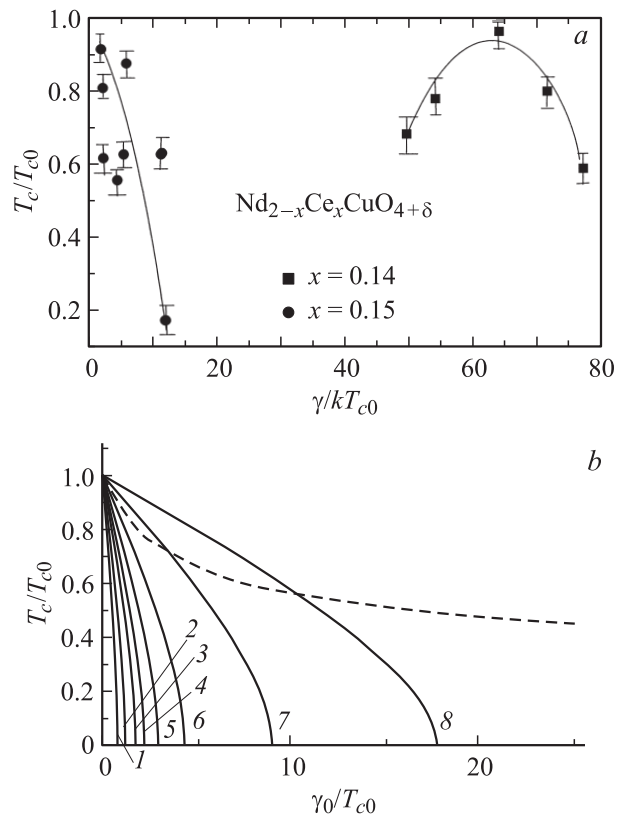


Рис. 4. *a)* Экспериментальная зависимость температуры СП-перехода от параметра беспорядка в монокристаллических пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. *b)* Теоретическая зависимость температуры перехода от параметра беспорядка [25]. Штриховая линия — для случая анизотропного s -спаривания, сплошные линии — для случая d -спаривания с анизотропным рассеянием для нескольких значений параметра беспорядка γ_1/γ_0 : 1 — 0, 2 — 0.4, 3 — 0.5, 4 — 0.6, 5 — 0.7, 6 — 0.8, 7 — 0.9, 8 — 0.95. γ_0 — параметр беспорядка, связанный с изотропным рассеянием, γ_1 — с анизотропным.

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 γ/kT_{c0} не соответствует теоретическим зависимостям ни для d -спаривания, ни для анизотропного s -спаривания.

Различие в поведении зависимостей верхнего критического поля и температуры СП-перехода от степени беспорядка в электронном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с разным уровнем легирования может быть вследствие немоноотонного характера параметра порядка [5,12] или изменения поверхности Ферми [28]. В недолегированной области электроны собираются вблизи $(\pi, 0)$ -точек, с ростом легирования (оптимальная область) карманы дырок появляются вблизи nodальной области и сосуществуют с карманами электронов, разделенные горячими точками на поверхности Ферми. Проявление дырочной сверхпроводимости в электронных сверхпроводниках в настоящее время все чаще обсуждается исследователями [20,29]. Более слабая зависимость $(dB_{c2}/dT)|_{T \rightarrow T_c}$ и T_c/T_{c0} от степени беспорядка в недолегированной области может быть также связана с несколько иной симметрией спаривания носителей вследствие сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости в Nd-системе при данном уровне легирования. Возможно, имеет место существование короткоразмерного АФ-порядка вплоть до уровня оптимального легирования электронных сверхпроводников [13].

Таким образом, экспериментально установлено, что в электронных ВТСП $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ в оптимальной области легирования наклон верхнего критического поля уменьшается с ростом степени беспорядка в системе, что характерно для систем с d -спариванием. Кроме того, показано, что уменьшение наклона $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ не является таким резким, как для систем с d -спариванием при изотропном рассеянии электронов. Одной из причин более плавного уменьшения наклона $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ и относительной устойчивости электронного сверхпроводника к разупорядочению является наличие сильного анизотропного примесного рассеяния с симметрией d -типа.

В недолегированной области электронного сверхпроводника наклон верхнего критического поля слабо зависит от параметра беспорядка, немного уменьшаясь при более сильном разупорядочении, а характер зависимости T_c/T_{c0} от γ/kT_{c0} не соответствует теоретическим расчетам ни для d -спаривания, ни для анизотропного s -спаривания.

Таким образом, установлено, что существуют различия в поведении зависимостей наклона верхнего критического поля и температуры СП-перехода от степени беспорядка в недолегированной области и в области оптимального легирования.

Авторы признательны М.В. Садовскому и Э.З. Кучинскому за обсуждение экспериментальных результатов, а также А.В. Королеву за помощь в проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] S. Kashiwaya, T. Ito, K. Oka, S. Ueno, H. Takashima, M. Koyanagi, Y. Tanaka, K. Kajimura. *Phys. Rev. B* **57**, 8680 (1998).
- [2] A. Andreone, A. Cassinese, A. Di Chiara, R. Vaglio, A. Gupta, E. Sarnelli. *Phys. Rev. B* **49**, 6392 (1994).
- [3] D.H. Wu, J. Mao, S.N. Mao, J.L. Peng, X.X. Xi, T. Venkatesan, R.L. Green, S.A. Anlage. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 85 (1993).
- [4] Y. Dagan, R. Beck, R.L. Greene. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 147 004 (2007).
- [5] N.P. Armitage, D.H. Lu, C. Kim, A. Damascelly, K.M. Shen, F. Ronning, D.L. Feng, P. Bogdanov, Z.-X. Shen, Y. Onose, Y. Taguchi, Y. Tokura, P.K. Mang, N. Kaneko, M. Greven. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 147 003 (2001).
- [6] T. Das, R.S. Markiewicz, A. Bansil. *Phys. Rev. B* **74**, 020 506 (R) (2006).
- [7] I. Eremin, E. Tsoncheva, A.V. Chubukov. *Phys. Rev. B* **77**, 024 508 (2008).
- [8] A. Biswas, P. Fournier, M.M. Qazilbash, V.N. Smolyaninova, H. Balci, R.L. Green. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207 004 (2002).
- [9] J.A. Skinta, M.-S. Kim, T.R. Lemberger, T. Greibe, M. Naito. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207 005 (2002).
- [10] E.M. Motoyama, P.K. Mang, D. Petitgrand, G. Yu, I.M. Vishik, M. Greven. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 137 002 (2006).
- [11] E.M. Motoyama, G. Yu, I.M. Visnik, O.P. Vajk, P.K. Mang, M. Greven. *Nature* **445**, 186 (2007).
- [12] G. Blumberg, A. Koitzsch, A. Gozar, B.S. Dennis, C.A. Kendziora, P. Fournier, R.L. Green. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 107 002 (2002).
- [13] W. Yu, J.S. Higgins, P. Bach, R.L. Green. *Phys. Rev. B* **76**, 020 503 (2007).
- [14] R. Fehrenbacher, M.R. Norman. *Phys. Rev. B* **50**, 3495 (1994).
- [15] L.S. Borkowski, P.J. Hirschfeld. *Phys. Rev. B* **49**, 15 404 (1994).
- [16] А.И. Посаженикова, М.В. Садовский. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 347 (1996).
- [17] Т.Б. Чарикова, Н.Г. Шелушина, Г.И. Харус, А.А. Иванов. *Письма в ЖЭТФ* **88**, 132 (2008).
- [18] А.А. Иванов, S.G. Galkin, A.V. Kuznetsov. *Physica C* **180**, 69 (1991).
- [19] A.I. Ponomarev, A.N. Ignatenkov, T.B. Charikova, A.O. Tashlykov, K.S. Redkina, L.D. Sabirzyanova, G.I. Kharus, N.G. Shelushinina, A.A. Ivanov. *Phys. Met. Metallogr.* **95**, 551 (2003).
- [20] Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, А.О. Ташлыков, А.В. Ткач, А.А. Иванов. *ЖЭТФ* **132**, 712 (2007).
- [21] В.Ф. Гантмахер, Г.Э. Цыдынжапов, Л.П. Козеева, А.Н. Лавров. *ЖЭТФ* **115**, 268 (1999).
- [22] A.S. Alexandrov, N.F. Mott. *Rep. Prog. Phys.* **57**, 1197 (1994).
- [23] P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan. *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
- [24] T.B. Charikova, A.N. Ignatenkov, A.I. Ponomarev, A.O. Tashlykov, K.S. Redkina, N.G. Shelushinina, A.A. Ivanov. *Physica C* **408–410**, 372 (2004).
- [25] А.И. Посаженикова, М.В. Садовский. *ЖЭТФ* **112**, 2124 (1997).
- [26] I.G. Haran, A.D. Nagi. *Phys. Rev. B* **54**, 15 463 (1996).
- [27] M.V. Sadovskii. *Superconductivity and localization*. World Scientific, Singapore (2000). P. 78.
- [28] Tanmoy Das, R.S. Markiewicz, A. Bansil. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 197 004 (2007).
- [29] Y. Dagan, R.L. Green. *Phys. Rev. B* **76**, 024 506 (2007).