

Анизотропия сверхпроводящего перехода в магнитных полях в монокристалле $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$

Г. Х. Панова, А. А. Шиков¹⁾, Н. А. Черноплеков, Г. А. Емельченко⁺, А. Н. Малюк⁺²⁾, С. Т. Лин*

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 6 мая 2002 г.

Анизотропия сверхпроводящих свойств монокристалла $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ была исследована по сопротивлению в области температур 2–30 К в магнитных полях 0, 1, 2, 4, 6 Тл в плоскости $a-b$. Наблюдалась сильная анизотропия $T_c(H)$ и $H_{c2}(T)$ при различной ориентации магнитного поля в плоскости $a-b$, приводящая к двухлепестковой симметрии $T_c(H)$ и $H_{c2}(T)$, и определено нулевое направление щели в параметре порядка. Анализ экспериментальных данных показал, что такой результат может быть связан с изменением локальной симметрии окружения атомов меди, приводящим к ее понижению от тетрагональной к орторомбической в области низких температур. Сравнение с $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ дает основание полагать, что механизм сверхпроводимости в электронно и дырочно допированном сверхпроводнике подобен, а наблюдаемое различие связано с особенностями структуры.

PACS: 74.60.Ec, 74.72.-h

Определение симметрии сверхпроводящего параметра порядка в ВТСП дает важную информацию о механизме сверхпроводимости, поскольку структура сверхпроводящей щели связана с симметрией спаривания. Анизотропия сверхпроводящего параметра порядка в сверхпроводниках d -типа приводит к ряду особенностей их свойств по отношению к обычным сверхпроводникам s -типа. Среди этих особенностей – появление нулей параметра порядка на поверхности Ферми и анизотропия вихрей и структуры вихревой решетки в полях $H_{c1} < H < H_{c2}$. Совокупность экспериментальных данных по свойствам сверхпроводящего состояния в купратах [1, 2] показывает, что в них реализуется анизотропный параметр порядка с нулевыми значениями щели в отдельных точках на поверхности Ферми и что в ВТСП с дырочным типом проводимости параметр сверхпроводящего порядка имеет d -волновую симметрию. Долгое время считалось, что в ВТСП с электронным типом проводимости, из которых наиболее изученным является $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$, параметр сверхпроводящего порядка имеет s -волновую симметрию. В работе [3] результаты исследования сверхпроводящего электронного $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ с помощью туннельной спектроскопии исключают возможность d -волновой сим-

метрии в $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$. В то же время выполненные исследования квазичастичных спектров возбуждений в монокристаллах $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ методом STM/STS [4] и фотоэлектронной спектроскопии [5] дают основания полагать, что параметр сверхпроводящего порядка не только анизотропен, но и имеет d -волновую симметрию. Из-за противоречивости экспериментальных результатов, полученных в разных работах, вопрос о симметрии сверхпроводящего параметра порядка в электронных сверхпроводниках остается открытым.

В приведенных работах выводы делались на основании измерений, проводимых только в направлениях в плоскости CuO_2 вдоль осей a или b и под углом 45° к этим осям. Направление 45° в тетрагональной решетке соответствует нулевому направлению энергетической щели, а сравнение с результатами, полученными вдоль осей a или b , позволяет сделать выводы о симметрии сверхпроводящего параметра порядка.

Однако детальное изучение структурных особенностей кристаллической решетки $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ методом порошковой нейтронной дифракции в работах [6, 7] обнаружило значительные анизотропные смещения атомов кислорода и их влияние на параметры кристаллической решетки. Наблюдаемая сильная анизотропия смещения кислородных атомов связывалась с изменением локальной симметрии окружения атомов меди, приводящим к понижению симмет-

¹⁾ e-mail: shikov@issph.kiae.ru

²⁾ Новый адрес: Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstrasse 1, D-70569 Stuttgart, Germany.

рии от тетрагональной ($I4/mmm$) к орторомбической ($Cmca$). Именно с этим может быть связана противоречивость экспериментальных результатов, полученных на $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$.

В экспериментах по нейтронному рассеянию [8] были обнаружены немагнитные сверхструктурные пики, расположенные в точках с координатами (π, π) в обратной решетке. Эти отражения не относятся к структуре пространственной группы ($I4/mmm$). Данное наблюдение предполагает существование атомного смещения, которое является длинноволновым в плоскости $a-b$ и коротковолновым в перпендикулярной плоскости. Поскольку интенсивность наблюдаемого пика составляет около $10^{-3}-10^{-4}$ от фундаментальной брегговской интенсивности для рентгеновских и нейтронно-дифракционных измерений, то атомное смещение имеет место не только для кислородных атомов, но также и для других тяжелых атомов. Такие тонкие детали атомной структуры могут оказывать сильное влияние на свойства ВТСП.

С целью выяснения симметрии сверхпроводящего параметра порядка в электронном сверхпроводящем монокристалле $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ в настоящей работе исследована анизотропия сверхпроводящего перехода по сопротивлению в области температур 2–30 К в магнитных полях 0, 1, 2, 4, 6 Тл в плоскости $a-b$. Это позволило изучить поведение температурной и угловой зависимости второго критического магнитного поля H_{c2} и угловой и полевой зависимости $T_c(H)$ в плоскости $a-b$ высококачественного массивного монокристалла $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$.

1. Приготовление образцов и их характеристика. Исследуемый монокристалл $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ был приготовлен методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом подобно работе [9]. Использовалась 4-зеркальная печь с лампами мощностью 300 Вт. Исходными материалами для приготовления питающего и затравочного стержней были порошки Nd_2O_3 , CuO и CeO_2 с чистотой 99.9–99.99%. Рост кристалла проводился под давлением кислорода в 0.08 атм при скорости роста 0.4–0.8 мм/ч вдоль оси a $Nd-Ce-Cu-O$ кристаллической затравки. Во время роста питающий стержень и растущий кристалл вращались в противоположных направлениях со скоростью 20–30 об/мин, чтобы гарантировать эффективное перемешивание и однородность температурного распределения в зоне расплава. Температура зоны расплава точно контролировалась установкой тока через лампы.

Выращенный образец был проверен на состав и однородность с помощью ICP-OES спектроскопии (индуктивно связанная плазма), электронно-микронного анализа (EPMA, Cameca SX100) и рентгеновской дифракции на порошке (XRD, Philips PW-3710).

Вначале полученный монокристалл $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ был несверхпроводящим и имел 30–40 мм в длину и 5 мм в диаметре. Рентгеновская дифракция на порошке не обнаружила никаких посторонних включений. При использовании поляризационного оптического микроскопа было подтверждено, что в конечной части кристалла длиной 10–20 мм отсутствуют другие кристаллиты. EPMA-измерения также подтвердили однородность распределения Ce вдоль оси роста.

Монокристалл $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ обнаружил сверхпроводимость после отжига в потоке чистого аргона (99.99% чистоты) при 1030 °С в течение 10–20 ч. При такой термообработке был получен сверхпроводящий монокристалл с $T_c = 21-22$ К.

Сопротивление монокристалла $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ измерялось четырехконтактным методом при направлении приложенного тока вдоль оси a . Образец вращался вокруг оси c в постоянном поле, направленном вдоль плоскости $a-b$. Угол θ представляет угол между полем H и осью a в плоскости $a-b$. Измерения проводились на пластине размером примерно $0.7 \times 1.5 \times 4$ мм. Контакт подводящих проводов с образцом осуществлялся с помощью индия. Токовые контакты располагались на торцах образца, а потенциальные – в плоскости $a-b$ на расстоянии ~ 4 мм друг от друга. Измерительный ток был достаточно мал (1 мА), чтобы обеспечить линейный режим и отсутствие гистерезиса при нагреве и охлаждении. Измерения температуры проводились с помощью углового термометра ТСКУМ. Точность измерения температуры составляла ± 0.01 К без поля и ± 0.02 К в поле 6 Тл. Величина T_c определялась по середине резистивного сверхпроводящего перехода. Переходы были резкими, что соответствует высокому качеству монокристалла.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ в области сверхпроводящего перехода в магнитных полях 0, 1, 2, 4, 6 Тл, направленных вдоль осей a и b , представлена на рис.1. В обоих направлениях магнитное поле сдвигает переход в сторону низких температур, при этом увеличивается его ширина ΔT_c . Причем смещение T_c с ростом поля существенно больше при $H \parallel a$, чем для $H \parallel b$, что указывает на сильную анизотропию $T_c(H)$ в плоскос-

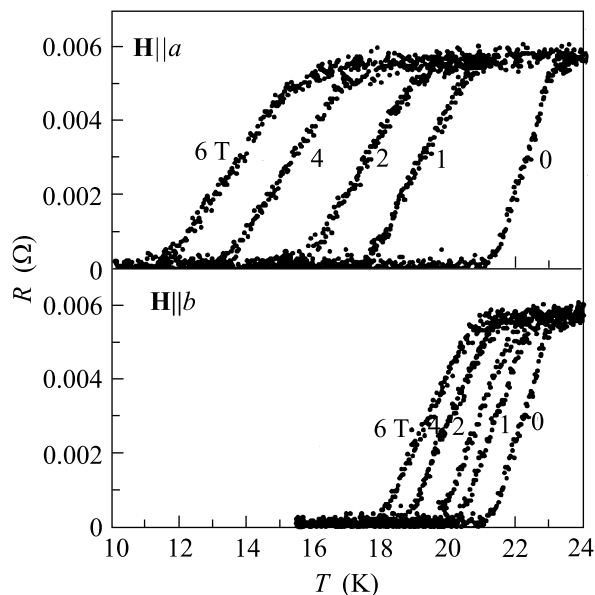


Рис.1. Температурная зависимость сопротивления в области сверхпроводящего перехода в магнитных полях 0, 1, 2, 4, 6 Тл в плоскости $a-b$ при $\mathbf{H} \parallel a$ и $\mathbf{H} \parallel b$

ти $a-b$ и, следовательно, на возможную орторомбичность решетки.

Угловая зависимость температуры сверхпроводящего перехода $T_c(\theta)$ в плоскости $a-b$ в магнитном поле 6 Тл представлена на рис.2. $T_c(\theta)$ имеет максимум при $\theta = 90^\circ$ ($\mathbf{H} \parallel b$), с уменьшением угла θ

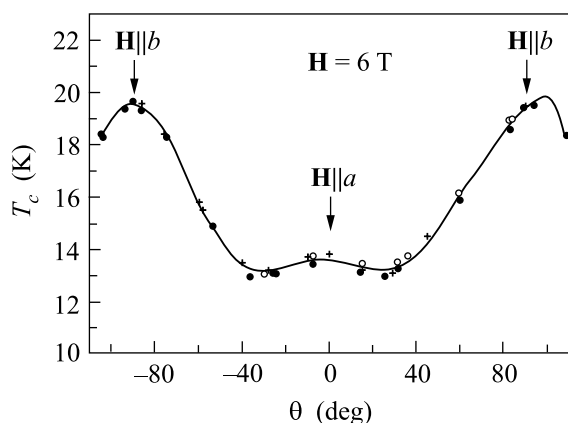


Рис.2. Угловая зависимость температуры сверхпроводящего перехода $T_c(\theta)$ в плоскости $a-b$ в магнитном поле 6 Тл (эксперимент № 1 (•), № 2 (◦), № 3 (+))

величина T_c падает и при $\theta = 0^\circ$ ($\mathbf{H} \parallel a$) отношение $T_c(90^\circ)/T_c(0^\circ) = 1.4$. Минимум $T_c(\theta)$ наблюдается при $\theta = 29^\circ$ по отношению к оси a , что определяет нулевое направление энергетической щели. Наблюдаемая анизотропия угловой зависимости температу-

ры сверхпроводящего перехода $T_c(\theta)$ в плоскости $a-b$ указывает на двухлепестковый характер симметрии $T_c(\theta)$ в кристалле $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$. Проведенные измерения позволили впервые экспериментально определить нулевое направление щели в параметре порядка в $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$.

На рис.3 представлена температурная зависимость верхнего критического поля H_{c2} , полученного из измерений сверхпроводящего перехода в маг-

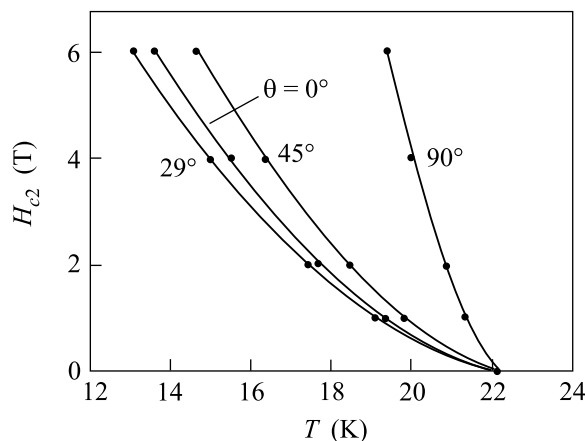


Рис.3. Температурная зависимость H_{c2} , полученного из измерений сопротивления в магнитных полях 0, 1, 2, 4, 6 Тл при направлении поля вдоль углов $\theta = 0, 29, 45, 90^\circ$ по отношению к оси a

нитных полях 0, 1, 2, 4, 6 Тл при направлении поля вдоль углов $\theta = 0, 29, 45, 90^\circ$ по отношению к оси a . Она представляет собой нелинейную зависимость с положительной кривизной. Полученные результаты показывают сильную анизотропию H_{c2} в плоскости $a-b$, H_{c2} максимально при $\theta = 90^\circ$ ($\mathbf{H} \parallel b$) и минимально при $\theta = 29^\circ$ по отношению к оси a , что указывает не только на сильную анизотропию H_{c2} , но и на нулевое направление щели в параметре порядка в $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$.

В результате проведенных измерений наблюдается сильная анизотропия $T_c(H)$ и $H_{c2}(T)$ при различной ориентации магнитного поля в плоскости $a-b$, приводящая к двухлепестковой симметрии $T_c(H)$ и $H_{c2}(T)$. Важным результатом является также то, что при угле $\theta = 29^\circ$ по отношению к оси a наблюдается минимальная величина $T_c(H)$ и $H_{c2}(T)$, что определяет нулевое направление щели в параметре порядка. Эти аномалии связаны, по-видимому, с изменением локальной симметрии окружения атомов меди, приводящим к ее понижению от тетрагональной до орторомбической в области низких температур, которая детально изучена методом нейтронной дифракции в работах [6–8] на образцах $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$.

Полученные нами экспериментальные результаты в известной мере соответствуют выводам, сделанным в теоретической работе [10], где было исследовано влияние магнитного поля на плотность состояний орторомбического сверхпроводника. В этой работе было показано, что плотность состояний в двумерном d -волновом сверхпроводнике зависит от ориентации в плоскости a – b внешнего магнитного поля H . Для тетрагональной системы наблюдается четырехлепестковая симметрия и плотность состояний минимальна вдоль нулевых направлений щели. Но для орторомбической системы должна наблюдаться двухлепестковая симметрия с минимумом, когда поле ориентировано вдоль ферми-скорости при нуле щели на поверхности Ферми. Четырехлепестковая картина изменяется до двухлепестковой из-за орторомбичности в структуре решетки. Надо заметить, что угол, при котором наблюдается минимум в плотности состояний в зависимости от θ в орторомбическом сверхпроводнике, не соответствует углу, при котором встречаются нули в щели в случае тетрагональной решетки.

Сравнение результатов, полученных на $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$, с результатами, полученными нами ранее на монокристалле $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ [11], позволяют судить о характере симметрии сверхпроводящего параметра порядка в электронном сверхпроводнике. В отличие от четырехлепестковой симметрии, наблюдаемой в $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, в кристалле $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ проявляется двухлепестковый характер симметрии $T_c(H)$ и $H_{c2}(T)$ в плоскости a – b . Важным является также различие в направлении нулей сверхпроводящей щели. Угол, при котором наблюдается минимум $T_c(H)$ и $H_{c2}(T)$ в $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$, составляет 29° от оси a , что не соответствует углу 45° , при котором встречаются нули в щели в $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. Это можно

интерпретировать как специфику анизотропии сверхпроводящей щели в электронно допированном материале, связанную с d -волновым параметром порядка в $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$, что, в свою очередь дает основание утверждать, что механизм сверхпроводимости в электронно и дырочно допированных сверхпроводниках подобен, а наблюдаемое различие связано с особенностями структуры.

Работа выполнена при поддержке Миннауки по Государственному контракту в рамках федеральной целевой научно-технической программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям науки и техники”, раздела “Фундаментальные исследования в области физических наук” по теме “Управляемая сверхпроводимость” (грант # 40.012.1.1.11.46).

1. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
2. Ю. А. Изюмов, *УФН* **169**, 3, 225 (1999).
3. S. Kashiwaya, T. Ito, K. Oka et al., *Phys. Rev.* **B57**, 8680 (1998).
4. F. Hayashi, E. Ueda, M. Sato et al., *J. Phys. Soc. Japan* **67**, 9, 3234 (1998).
5. N. P. Armitage, D. H. Lu, D. L. Feng et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1126 (2001).
6. В. И. Воронин, А. Е. Карькин, Б. Н. Гощицкий и др., *Физика твердого тела* **40**, 177 (1998).
7. S. J. L. Billinge and T. Egami, *Phys. Rev.* **B47**, 14386 (1993).
8. K. Kurahashi, H. Matsushita, M. Fujita et al., *J. Phys. Soc. Japan* **71**, 910 (2002).
9. I. Tanaka, T. Watanabe, N. Komai, and H. Kojima, *Physica* **C185–189**, 437 (1991).
10. E. Schachinger and J. P. Carbotte, *Phys. Rev.* **B60**, 12400 (1999).
11. G. Kh. Panova, A. A. Shikov, M. N. Khlopkin и др., *Physica* **C334**, 25 (2000).