

УДК 537.312.62

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ И $\text{Nd}_{1,85}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_4$ ИЗ ДАННЫХ ДЛЯ КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ H_{c2}

С. И. Красносвободцев, Н. П. Шабанова, В. С. Ноздрин, Е. В. Печень,
А. И. Головашкин

Исследуется изменение верхнего критического магнитного поля H_{c2} высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($R = \text{Y}, \text{Ho}$) и $\text{Nd}_{1,85}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_4$ при увеличении концентрации дефектов. Из зависимости H_{c2} от удельного сопротивления в интерпретации теории ГЛАГ проводятся оценки плотности электронных состояний на уровне Ферми $N(0)$. Рассматривается роль $N(0)$ в формировании T_c ВТСП.

Исследование чувствительности критических параметров к дефектам структуры является важным направлением изучения механизма сверхпроводимости в материалах различных классов. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал, касающийся влияния радиационного облучения на критическую температуру T_c [1 – 3] и критический ток [3 – 5]. Ценная информация об основных электронных характеристиках может быть получена в результате измерений температурной зависимости верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ сверхпроводников с различной степенью дефектности [6, 7]. Такой способ определения электронных характеристик оперирует с зависимостью H_{c2} от удельного сопротивления ρ и не требует привлечения дополнительных экспериментальных данных (коэффициента электронной теплоемкости [8] или плазменной частоты [9, 10]). Детальные исследования, предпринятые для соединений NbC со структурой $B1$ [7, 11, 12] и Nb_3Sn со структурой $A15$ [6, 7] позволили сделать прямые оценки плотности электронных состояний на уровне Ферми $N(0)$, средней скорости Ферми, длины когерентности ξ и других параметров. Прямое наблюдение изменения $N(0)$ при внесении дефектов по зависимости $H_{c2}(\rho)$ дало возможность проанализировать влияние плотности электронных состояний на T_c этих соединений. В

то же время для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) чувствительность H_{c2} к дефектам структуры практически не исследована. Получение такой информации принципиально важно для изучения связи критических и электронных параметров этих материалов.

В настоящей работе исследуются верхние критические магнитные поля малодефектных пленок $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ и пленок $RBa_2Cu_3O_7$ ($R = Y, Ho$) с различной концентрацией радиационных дефектов, а также изучается возможность определения электронных характеристик по зависимости $H_{c2}(\rho)$ на основе теории Гинзбурга – Ландау – Абрикосова – Горькова (ГЛАГ).

Для измерений использовались эпитаксиальные пленки с ориентированной перпендикулярно поверхности подложки осью c . Пленки $RBa_2Cu_3O_7$ с $T_c = 90 K$ и резким "индуктивным" переходом (шириной менее $0,5 K$), измеренным по магнитной восприимчивости на переменном токе, получали методом двухлучевого лазерного испарения [13]. Пленки $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ выращивали тем же методом в атмосфере смеси Ar/O без последующего отжига (in situ) при давлении в напылительной камере $0,4 \text{ торр}$. Концентрация кислорода в смеси составляла около 15%. Осаждение производилось на монокристаллические подложки (100) $SrTiO_3$, разогретые до $780^\circ C$. Пленки $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ имели $T_c(R = 0) = 23,3 K$ и резкий (менее $0,5 K$) индуктивный переход. Переходы в сверхпроводящее состояние измерялись по сопротивлению в постоянном магнитном поле. Концентрация дефектов менялась облучением ионами гелия с энергией $3,6 \text{ МэВ}$.

На рис. 1 и 2 представлены результаты измерений резистивных переходов полученных пленок в магнитном поле двух ориентаций относительно оси c . В отличие от обычных сверхпроводников, где магнитное поле приводит к сдвигу резистивного перехода в низкотемпературную область (рис. 3), в самых высокотемпературных сверхпроводниках, например, в $RBa_2Cu_3O_7$, основным эффектом является уширение перехода (рис. 1). Механизм полевого уширения связан с сильными флуктуациями параметра порядка и диссипативным движением вихрей, обусловленными высокой температурой, относительно небольшой силой пиннинга и резкой анизотропией ВТСП. В связи с этим для $RBa_2Cu_3O_7$ не представляется возможным прямо определить вызванный магнитным полем температурный сдвиг фазового перехода и, соответственно, температурную зависимость $H_{c2}(T)$.

В $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$, ВТСП с более низкой T_c , уширение перехода значительно меньше (рис. 2), и возможна оценка H_{c2} . Из полученных для малодефектных пленок этого соединения данных можно оценить наклон температурной зависимости перпендикуляр-

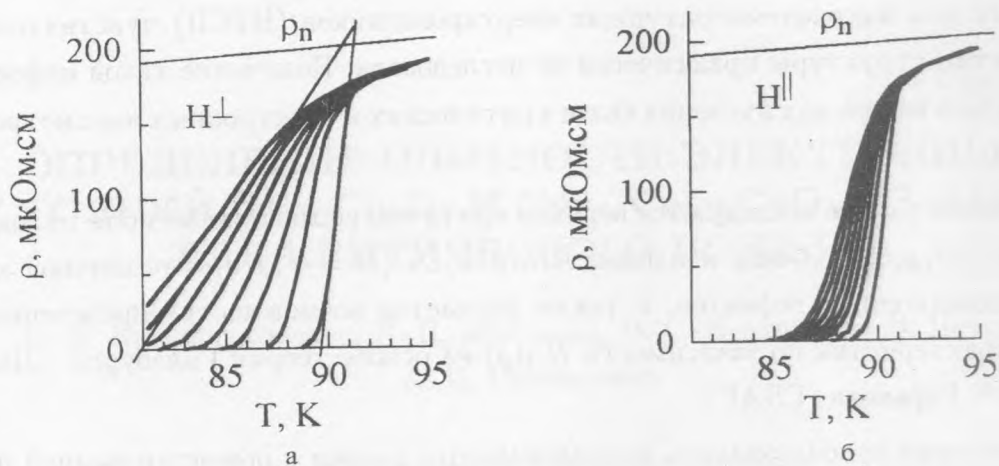


Рис. 1. Сверхпроводящие переходы эпитаксиальной пленки $YBa_2Cu_3O_7$ в перпендикулярном (а) и параллельном (б) ее поверхности (слоям CuO_2) магнитном поле $H = 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60$ и 70 кЭ (справа налево).

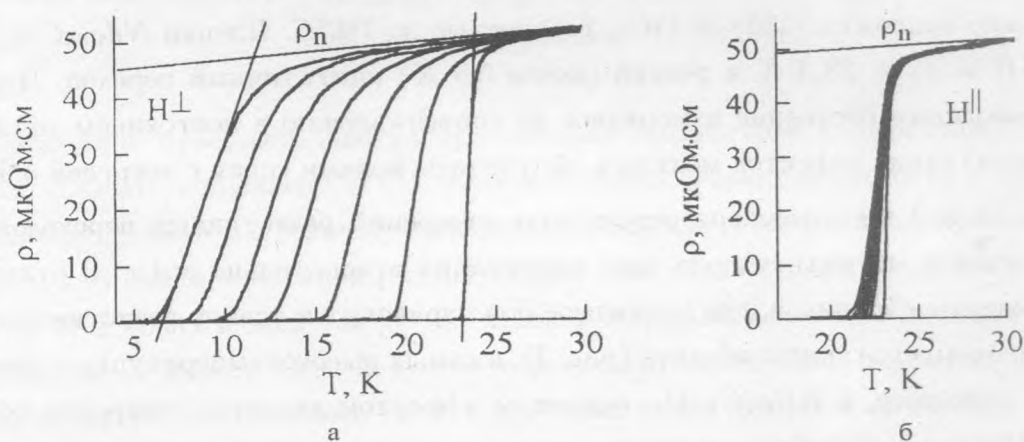


Рис. 2. Сверхпроводящие переходы эпитаксиальной пленки $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ в перпендикулярном (а) и параллельном (б) ее поверхности (слоям CuO_2) магнитном поле $H = 0, 5, 10, 15, 20, 25$ и 30 кЭ (справа налево).

ного критического поля: $-dH_{c2}^{\perp}/dT \approx 2$ кЭ/К. Эта величина определена по сдвигу середины резистивного перехода в магнитном поле 30 кЭ. Соответствующая длина когерентности Гинзбурга – Ландау $\xi(0)$ в слоях CuO_2 составляет 82 Å. Она найдена из

выражения

$$-dH_{c2}^{\perp}/dT = \Phi_0/2\pi T_c \xi^2(0). \quad (1)$$

Длина когерентности вдоль оси c $\xi_c(0) = 3,6 \text{ \AA}$ получена из анизотропии критических полей по отношению $H_{\parallel}/dH_{c2}^{\perp} = \xi/\xi_c = 25$. Высокая анизотропия показывает, что в этом материале в широкой температурной области реализуется условие квазидвумерной сверхпроводимости $\xi_c(T) < \sqrt{2}s$ [14], где $\xi_c(T) = \xi_c(0)/\sqrt{1 - T/T_c}$, s – расстояние между слоями. Для $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ $s = 6 \text{ \AA}$.

Как показали исследования, проведенные нами для NbC и Nb_3Sn , экспериментальная зависимость $-dH_{c2}/dT$ от удельного сопротивления в нормальном состоянии перед переходом ρ_n при невысокой концентрации дефектов и постоянстве плотности состояний $N(0)$ близка к линейной [6, 7, 11], что находится в согласии с представлениями теории ГЛАГ. Экстраполяция такой зависимости к $\rho_n = 0$ дает величину наклона $-dH_{c2}^0/dT$ для предельно чистого сверхпроводника. Скорость возрастания вклада рассеяния $dH_{c2}/dT - dH_{c2}^0/dT$ с ростом удельного сопротивления определяется плотностью электронных состояний: $|dH_{c2}/dT - dH_{c2}^0/dT| \simeq N(0)\rho_n$ [11]. Точное выражение для перенормированной плотности электронных состояний $N^*(0)$ сверхпроводника с сильной связью имеет вид

$$\eta N^*(0) = 3,03 \cdot 10^{26} \frac{|(dH_{c2}/dT)R - dH_{c2}^0/dT|_{\text{Э/К}}}{\rho_n(\text{Ом} \cdot \text{см})}, \quad (2)$$

где $N^*(0) = N(0)(1 + \lambda)$ в $\text{сост/эрг} \cdot \text{см}^3$ (на два спина), λ – константа электрон-фононного взаимодействия, η – поправка сильной связи, обычно близкая к 1. $R(\rho)$ всегда близка к 1 и может быть оценена по соотношению величин грязного и чистого терма, дающему также отношение длины свободного пробега электронов l к длине когерентности ξ_0 микротeorии [6, 8].

Сравнение полученных нами результатов для $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ и известных литературных данных [15, 16] в терминах теории ГЛАГ показывает, что исследованные в настоящей работе пленки являются наиболее чистыми образцами, поскольку имеют минимальные из известных значения $-dH_{c2}/dT = 2 \text{ кЭ/К}$ и $\rho_n = 50 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$. Сопоставление с данными [16] позволяет сделать осторожную оценку скорости роста наклона с удельным сопротивлением, что дает $\eta N^*(0) \simeq 0,5 \cdot 10^{34} \text{ сост/эрг} \cdot \text{см}^3$ согласно выражению (2). Полученное значение подтверждается оценкой сверху $\eta N^*(0) < 1,2 \cdot 10^{34} \text{ сост/эрг} \cdot \text{см}^3$ из соотношения для грязного предела $-dH_{c2}/dT \sim N(0)\rho$.

Хотя, как показано выше, для $RBa_2Cu_3O_7$ прямое определение H_{c2} по резистивным переходам проблематично, в рамках разработанного на базе теории ГЛАГ метода был

предложен способ оценки критического поля как функции длины свободного пробега электронов l , определенной экспериментально при облучении образцов [6, 17]. Учитывалось изменение длины когерентности в плоскости ab $\xi_{ab}(0)$, определяющей искомую величину H_{c2} в (1), при изменении l . Например, в грязном пределе $\xi_{ab}(0) = 0,85\sqrt{\xi_0 l}$.

Величина l в плоскости ab исходной пленки $HoBa_2Cu_3O_7$ с отношением сопротивлений $\rho(300)/\rho_n = 3$, подвергнутой ряду последовательных облучений, оценивалась исходя из данных, полученных после флюенса, при котором $\rho(300)/\rho_n$ снизилось до 0,9. Признаки локализации электронов на температурной зависимости сопротивления в нормальном состоянии позволяют считать, что длина свободного пробега после облучения снизилась и достигла параметра решетки $l \simeq 4 \text{ \AA}$. Считалось, что длина пробега l_0 , обусловленная рассеянием на радиационных дефектах, растет с уменьшением их концентрации как $l_0 \sim 1/\sqrt{F}$, где F – флюенс. При низких флюенсах учитывался вклад рассеяния на фононах: $1/l = 1/l_0 + 1/l_{ep}$, $l_0/l_{ep} = (\rho_n - \rho_0)/\rho_0$, где ρ_0 – остаточное сопротивление. В результате для исходной пленки получена оценка $l \simeq 30 \text{ \AA}$. Близкие оценки получены для соединения $YBa_2Cu_3O_7$ [6], обнаруживающего аналогичное поведение при облучении.

В ВТСП этого класса длина когерентности в плоскости ab составляет $10 - 20 \text{ \AA}$ [18]. Для определенности предполагалось, что в исходном образце $\xi_{ab}(0) = 16 \text{ \AA}$. Изменение длины когерентности при облучении оценивалось из выражения $\xi_{ab}(0) = 0,74\xi_0\sqrt{\chi(l)}$, где $\chi(l) = R/(1 + 0,88\xi_0/l)$ – функция Горькова. Учитывалось изменение ξ_0 при деградации T_c [6, 17].

Основным качественным выводом для $RBa_2Cu_3O_7$ является рост их критического поля H_{c2}^\perp с концентрацией дефектов (рис. 4), что противоположно результату, который получается при формальном определении " H_{c2}^\perp " по сдвигу середины переходов в магнитном поле.

Полученная зависимость $-dH_{c2}^\perp/dT$ от ρ_n отвечает неизменной плотности электронных состояний, исключая область, соответствующую максимальному флюенсу, где имеет место локализация электронов. Оценка из выражения (2) дает для $RBa_2Cu_3O_7$, также как и для $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$, невысокую величину $\eta N^*(0) \sim 3,6 \cdot 10^{34} \text{ сост/эрг} \cdot \text{см}^3$. Для сравнения, обычный сверхпроводник Nb_3Sn [4, 5], имея близкие к $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ значения T_c и ρ_n , характеризуется на порядок более высоким значением $\eta N^*(0) \simeq 16 \cdot 10^{34} \text{ сост/эрг} \cdot \text{см}^3$.

Учитывая, что $\eta \simeq 1$ (для Nb_3Sn $\eta = 1,17$ [8]), можно заключить, что плотность электронных состояний на уровне Ферми исследованных высокотемпературных сверх-

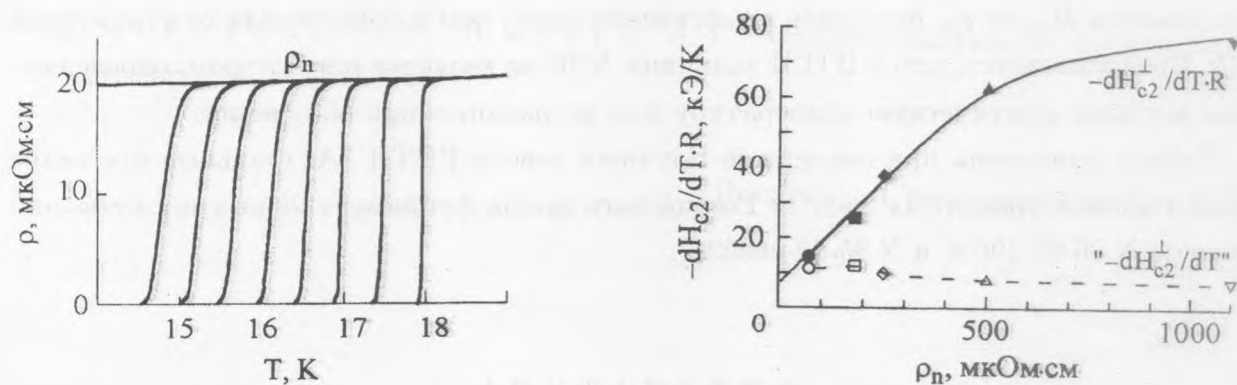


Рис. 3. Сверхпроводящие переходы пленки Nb_3Sn в магнитном поле $H = 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60$ и 70 кЭ.

Рис. 4. Зависимости наклонов $-dH_{c2}/dT$, рассчитанного по изменению l и формально определенного по середине перехода $''-dH_{c2}/dT''$ от удельного сопротивления ρ_n в плоскости ab пленки Nb_3Sn , облученной ионами H^{++} . Точки соответствуют флюенсам: $F = 0$ (○), $F = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (□), $F = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (◇), $F = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (Δ), $F = 1,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (▽).

проводников $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ и $RBa_2Cu_3O_7$ низка. Анализ данных для $RBa_2Cu_3O_7$ показал, что она также слабо меняется при облучении, в то время как величина T_c значительно снижается. Это дает основание полагать, что в ВТСП, в отличие от А15, плотность электронных состояний не является параметром, определяющим высокую критическую температуру и ее деградацию при облучении.

Поскольку результаты для $RBa_2Cu_3O_7$, представленные в данной работе, носят опосредованный характер, детальное исследование изменения верхнего критического магнитного поля $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ при облучении позволит сделать прямую проверку характера чувствительности H_{c2} высокотемпературных сверхпроводников к дефектам и работоспособности представлений теории ГЛАГ с фононным механизмом.

Таким образом, в настоящей работе исследованы критические поля высокотемпературных сверхпроводников $RBa_2Cu_3O_7$ ($R = Y, Ho$) и $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ с различной степенью дефектности. Для малодефектной эпитаксиальной пленки $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$ на основе измерения $H_{c2}(T)$ оценена длина когерентности Гинзбурга - Ландау $\xi(0) = 82 \text{ \AA}$ в слоях CuO_2 и длина когерентности вдоль оси c $\xi_c = 3,6 \text{ \AA}$. Плотность электронных состояний этих ВТСП, полученная с позиций теории ГЛАГ с фононным механизмом из

зависимости H_{c2} от ρ_n , оказалась существенно ниже, чем в соединениях со структурой A15. Предполагается, что в ВТСП величина $N(0)$ не является параметром, определяющим высокую критическую температуру и ее деградацию при облучении.

Работа выполнена при поддержке Научного совета РНТП "Актуальные проблемы физики конденсированных сред" и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты N 96-02-19696 и N 95-02-06052a).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Kobayashi N., Linker G., Meyer O. J. Phys. F: Met. Phys., **17**, 1491 (1987).
- [2] Елесин В. Ф. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **4**, 658 (1991).
- [3] Елесин В. Ф., Александров А. С. Вопросы атомной науки и техники: Физика радиационных повреждений и радиационное металловедение, вып. 3(31), 1 (1984).
- [4] Schindler W. et al. Physica C, **169**, 117 (1990).
- [5] Елесин В. Ф., Руднев И. А. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **4**, 2055 (1991).
- [6] Golovashkin A. I., Shabanova N. P. Physica C, **185-189**, 2709 (1991).
- [7] Шабанова Н. П., Красносвободцев С. И., Ноздрин В. С., Головашкин А. И. ФТТ, **38**, 1969 (1996).
- [8] Orlando T. P., McNiff E. J., Foner S., Beasley M. R. Phys. Rev. B, **19**, 4545 (1979).
- [9] Головашкин А. И., Печень Е. В., Шабанова Н. П. ЖЭТФ, **82**, 850 (1982).
- [10] Головашкин А. И., Печень Е. В., Шабанова Н. П. Труды ФИАН, **190**, 128 (1988).
- [11] Красносвободцев С. И. и др. ЖЭТФ, **108**, 970 (1995).
- [12] Shabanova N. P. et al. Czech. J. Phys., **46**, 853 (1996).
- [13] Golovashkin A. I. et al. Physica C, **162-164**, 715 (1989).
- [14] Klemm R. A., Luter A., Beasley M. K. Phys. Rev. B, **12**, 877 (1975).
- [15] Hidaka Y., Suzuki M. Nature, **338**, 635 (1989).
- [16] Mao S. N. et al. Appl. Phys. Lett., **61**, 2356 (1992).
- [17] Shabanova N. P. et al. Physica C, **235-240**, 1355 (1994).

- [18] Мейлихов Е. З., Шапиро В. Г. Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **4**, 1437 (1991).

Поступила в редакцию 6 ноября 1996 г.