

АНИЗОТРОПНЫЙ ХАРАКТЕР ДЕФЕКТОВ И ПРОЦЕССЫ ВОЗВРАТА В СДВОЙНИКОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,5...2,5 МэВ

Ю.Т. Петрусенко, А.В. Бондаренко, А.М. Козыренко, С.М. Шкирида

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: avbondarenko@kipt.kharkov.ua

Представлены результаты измерений влияния низкотемпературного облучения электронами с энергией 0,5...2,5 МэВ на электросопротивление ρ и критическую температуру T_c монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, и исследованы процессы возврата этих характеристик при изотермическом отжиге в интервале температур 150...300 К. Показано, что при малых дозах облучения φ величина ρ линейно увеличивается, а величина T_c линейно уменьшается с увеличением φ . При больших дозах облучения наблюдается отклонение от линейной зависимости. Определена энергия активации отжига радиационных дефектов на двух стадиях отжига, которые реализуются в интервале температур 190...210 и 240...250 К. Обнаружена неидентичная зависимость сверхпроводящих переходов, измеренных стандартным 4-контактным методом и методом Монтгомери, которая объясняется формированием вблизи границ двойников тонкого слоя с повышенной критической температурой.

Влияние облучения электронами на свойства сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в нормальном и сверхпроводящем состояниях является предметом долговременных исследований. Это связано с тем, что точечные дефекты, индуцируемые облучением, являются эффективными центрами пиннинга [1-6] благодаря малой величине длины когерентности ξ в этом сверхпроводнике [7]. Поэтому значительный интерес представляет исследование температурной стабильности этих дефектов. Экспериментальные исследования [8] показали, что интенсивный отжиг дефектов реализуется при температурах выше 160 К. Однако кинетика отжига дефектов подробно не исследовалась, что и является одной из целей настоящей работы. Предшествующие исследования также показали необычные переходы в сверхпроводящее состояние облученных электронами кристаллов [9], которые свидетельствуют об анизотропном характере дефектов в сдвойникованных кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Выяснение природы этой анизотропии представляет собой самостоятельный интерес и имеет важное значение для интерпретации экспериментальных данных, относящихся к влиянию радиационных дефектов на силу пиннинга вихрей Абрикосова. Приведенные в настоящей работе результаты позволяют сделать вывод, что анизотропный характер дефектов вызван миграцией части радиационно-индуцированных дефектов к границам двойников.

Исследованные в работе кристаллы выращивали расвор-расплавным методом в золотом тигле [10]. Насыщение кристаллов кислородом осуществляли в атмосфере кислорода при 430 °С в течение четырех суток. Критическая температура T_c образцов составляла 92,4...92,9 К при ширине перехода $\Delta T_c \cong 0,3$ К. Все исследованные кристаллы были сдвойникованными, а плоскости двойников имели

блочную структуру. Измерение сопротивления проводили стандартным 4-контактным методом и методом Монтгомери [11]. Первый метод использовали для определения сопротивления вдоль ab -плоскости ρ_{ab} . Характерные размеры кристаллов для этих измерений составляли $(1,5...2) \times (0,2...0,3) \times (0,01...0,02)$ мм, где наименьший размер соответствовал оси c . Транспортный ток пропускали вдоль наибольшего размера образца, а расстояние между потенциальными контактами составляло 1 мм. Характерные размеры кристаллов для измерений методом Монтгомери составляли $(0,8...1) \times (0,3...0,4) \times 0,07$ мм, где наименьший размер соответствовал оси c . Для упрощения расчета величины сопротивления ρ_{ab} и сопротивления вдоль c -оси ρ_c электрические контакты наносили в виде тонких полосок на противоположных гранях кристаллов, как это показано на вставке рис. 1. Облучение электронами с энергиями 0,5...2,5 МэВ проводили при температурах $T < 10$ К. Дозе облучения $\varphi = 10^{18}$ 1/см² электронами с энергией 2,5 МэВ соответствует усредненная по всем подрешеткам концентрация дефектов 10^{-4} смещ./ат. [3]. Специально сконструированный гелиевый криостат [3] позволял проводить измерения сопротивления после облучения в интервале температур $10 < T < 500$ К. Все измерения сопротивления проводили при фиксированной температуре. Температуру измеряли платиновым термометром сопротивления, а стабильность температуры составляла около 5 мК.

Последовательность измерений была следующей. Вначале измеряли температурные зависимости сопротивления образцов до облучения.

Затем понижали температуру до 5 К и проводили облучение. Интенсивность пучка была такой, что температура образца в процессе облучения не превышала 10 К. После облучения образцы дозой $\Delta\phi$ его нагревали до температуры 100 К, выдерживали при этой температуре в течение 15 мин и проводили измерения температурных зависимостей сопротивления при $T \leq 100$ К, постепенно понижая температуру образца. Затем цикл «облучение–измерение» зависимости $\rho(T)$ повторяли. Как правило, на каждом образце проводили три-четыре цикла «облучение–измерение». Это позволило определить зависимость величины сопротивления и критической температуры от дозы облучения и от энергии электронов. По окончании этих измерений была проведена серия изотермических отжигов радиационных дефектов в течение 45 мин при температурах $T \geq 165$ К с шагом 10 К. На каждом этапе изотермического отжига проводили измерения сопротивления при 100 К по истечении промежутков времени $\Delta t = 2, 12, 21$ и 45 мин. Заключительный этап отжига проводили при 385 К, по окончании которого измеряли температурную зависимость сопротивления.

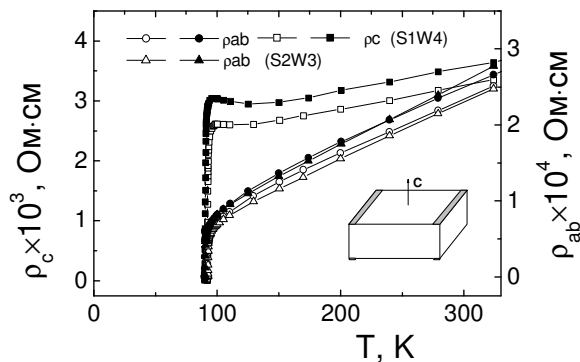


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления, измеренные до облучения (полые символы) и после облучения дозой $8,8 \cdot 10^{18}$ $1/\text{см}^2$ с последующим отжигом дефектов при 385 К (темные символы). Кружочки и квадратики соответствуют зависимостям $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$, измеренным методом Монтгомери, а треугольники - зависимости $\rho_{ab}(T)$, измеренной стандартным 4-контактным методом. На вставке показана геометрия электрических контактов, которую использовали при измерении сопротивления методом Монтгомери

На рис. 1 светлыми символами показана температурная зависимость сопротивления двух образцов (S2W3 и S1W4), измеренная до облучения электронами; темными символами - зависимость $\rho(T)$ этих же образцов, измеренная после облучения 2,5 МэВ электронами дозой $\phi = 8,8 \cdot 10^{18}$ $1/\text{см}^2$ и последующего отжига дефектов при 385 К. Квадратики и кружочки соответствуют зависимостям $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$, измеренным в образце S1W4 методом Монтгомери, а треугольники

- зависимости $\rho_{ab}(T)$ образца S2W3, измеренной стандартным 4-контактным методом. Видно, что при $T > 200$ К сопротивления ρ_{ab} и ρ_c уменьшаются с температурой по линейному закону. В необлученном кристалле при $T < 130$ К на зависимости $\rho_c(T)$ наблюдается загиб вверх, а после облучения этот загиб наблюдается при $T < 170$ К. Загиб вверх на зависимости $\rho_c(T)$ интерпретируется локализацией носителей тока [12]. Полученные в данной работе результаты свидетельствуют о том, что увеличение концентрации дефектов приводит к усилению эффектов локализации. Такое поведение согласуется с предшествующими экспериментальными исследованиями [13], в которых концентрацию дефектов увеличили посредством уменьшения содержания кислорода, т. е. увеличения концентрации кислородных вакансий в сверхпроводящих слоях CuO. При $T < 200$ К на зависимости $\rho_{ab}(T)$ наблюдается загиб вниз, а на зависимости $\rho_c(T)$ такой загиб - при $T < 100$ К. Такое поведение согласуется с предшествующими экспериментальными исследованиями [10, 14], и оно обычно интерпретируется флуктуационным спариванием носителей тока [15], которое приводит к появлению избыточной проводимости $\Delta\sigma$. Экспериментальным подтверждением формирования куперовских пар в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при столь высоких температурах является корреляция температурной зависимости $\Delta\sigma_{ab}$ и диамагнитного отклика, измеренного методом Фарадея при ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \parallel c$ [14]. В пользу формирования куперовских пар при $T \leq 180$ К свидетельствует также наличие щелеподобных минимумов [16], наблюдавшихся на зависимостях дифференциального сопротивления от напряжения $R_d = dV/dI(V)$ в микроконтактах Ag - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Отличие вкладов избыточной проводимости в сопротивления ρ_{ab} и ρ_c , а также влияние дефектов на величину $\Delta\sigma$ выходит за рамки темы данной работы и в дальнейшем обсуждаться не будет.

На рис. 2 демонстрируется влияние облучения на сопротивление, критическую температуру и форму перехода в сверхпроводящее состояние образцов S2W3 и S1W4. Видно, что увеличение концентрации дефектов приводит к увеличению ρ , уменьшению T_c и к необычной температурной зависимости сопротивления вблизи перехода в сверхпроводящее состояние в случае измерения сопротивления методом Монтгомери. Вначале обсудим последнюю особенность. До облучения зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ качественно одинаковы: сопротивление уменьшается с температурой, а производная $d\rho/dT$ вначале растет с уменьшением температуры, достигая максимального значения в точке перехода, определяемого по критерию $\rho(T_c) \approx \rho_N/2$ (ρ_N -

сопротивление в нормальном состоянии), а при температурах $T < T_c$ она уменьшается.

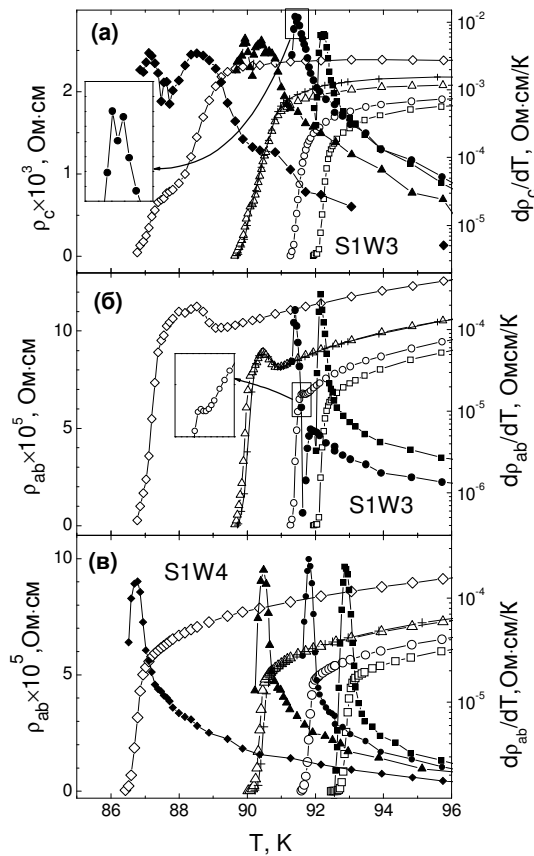


Рис.2. Переходы в сверхпроводящее состояние (светлые символы, шкала слева) и температурные зависимости производной $d\rho/dT$ (темные символы, шкала справа), измеренные до облучения (квадратики) и после облучения дозами $1,4 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^2$ (кружочки), $4,3 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^2$ (треугольники) и $8,8 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^2$ (ромбики). Крестики соответствуют переходам в сверхпроводящее состояние, измеренным после облучения дозой $8,8 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^2$ и последующего отжига дефектов при 385 K в течение полчаса. Рисунки (а) и (б) соответствуют измерениям кристалла S1W3 методом Монтгомери, (в) – измерениям кристалла S1W3 стандартным 4-контактным методом

После облучения эти закономерности наблюдаются только для зависимости $\rho_{ab}(T)$, измеренной 4-контактным методом. При измерении же методом Монтгомери на зависимости $\rho_{ab}(T)$ наблюдается пик, а на зависимости $\rho_c(T)$ - ступенька вблизи T_c . Ступенька наглядно проявляется на производной $d\rho_c(T)/dT$, которая имеет два максимума. Эти максимумы разделены минимумом, который соответствует ступеньке на зависимости $\rho_c(T)$. С увеличением дозы облучения глубина и ширина минимума увеличивается, чему соответствует уширение ступеньки на зависимости

$\rho_c(T)$. Эти особенности можно объяснить неоднородностью сверхпроводящих характеристик облученных кристаллов, которая обусловлена миграцией части радиационно-индуцированных дефектов к границам двойников (ГД). Действительно, ГД являются двумерными дефектами и их можно рассматривать как стоки для точечных дефектов. Поскольку перед измерением сопротивления образцы выдерживали при 100 K в течение 15 мин, часть дефектов, например междоузельные атомы, могла мигрировать к ГД. Моделирование кинетических процессов [17-19], описывающих миграцию радиационных дефектов к неограниченным стокам, показывает, что концентрация дефектов вблизи стоков понижена по сравнению с их концентрацией вдали от стоков. Поэтому можно ожидать, что концентрация дефектов на ГД повышена, а в области, прилегающей к ГД, понижена по сравнению с их концентрацией в остальном объеме кристалла. Учитывая, что величина T_c уменьшается с ростом концентрации дефектов, величина критической температуры на ГД может быть понижена, а в области, прилегающей к ГД, - повышена на величину δT_c по сравнению с величиной T_c в остальном объеме кристалла. Неоднородность критической температуры в кристалле предполагает, что в интервале температур $T_c < T < T_c + \delta T_c$ удельное сопротивление области, прилегающей к ГД, намного меньше, чем в объеме кристалла. Такую неоднородность можно экспериментально моделировать методом электролитической ванны. Например, в электролите с удельным сопротивлением $\rho = 10^3 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ повышенную критическую температуру в прилегающей к ГД области можно моделировать тонкими пластинами из меди, удельное сопротивление которых в 10^9 раз меньше, чем у электролита.

Схематически геометрия моделирования показана на вставке рис. 3,б. Черные кружочки соответствуют четырем медным проводникам, погруженным на всю глубину электролитической ванны, которые соответствуют электрическим контактам в кристаллах, измеренных методом Монтгомери. Вертикальной ориентации медных пластин, которые расположены в позициях a, b, c и d, соответствует ось c кристалла, поскольку именно в этом направлении ориентированы плоскости ГД. Горизонтальному направлению соответствует ab -плоскость кристалла. Результаты измерений удельного сопротивления электролита без медных пластин и для двух комбинаций медных пластин приведены в таблице. Видно, что в отсутствие пластин удельное сопротивление одинаково, а после погружения двух пластин в позиции a и d сопротивление в вертикальном направлении уменьшается в 1,7 раза, а в горизонтальном направлении - увеличивается в 1,1 раза. Эти изменения сопротивления согласуются с результатами измерений кристалла после облучения дозами $\phi \geq 4 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^2$. Также видно, что

погружение дополнительных двух пластин (в позиции *b* и *c*) слабо влияет на результат измерений. Применительно к результатам измерений кристаллов это означает, что плотность двойников слабо влияет на результат измерений. Это согласуется с результатами измерений кристаллов. В образцах, у которых междвойниковое расстояние отличалось в несколько раз, результаты измерений отличались незначительно. Отметим, что отсутствие анизотропии удельного сопротивления электролита в отличие от существенной анизотропии удельного сопротивления в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, которая обусловлена слоистой кристаллической структурой, не влияет на корректность моделирования. Это следует из того факта [11], что анизотропный кристалл, имеющий огранку прямоугольного параллелепипеда и размеры l_i ($i = 1, 2, 3$), которым соответствуют сопротивления ρ_i , эквивалентен изотропному кристаллу с сопротивлением $\rho = (\rho_1 \rho_2 \rho_3)^{1/3}$, размеры которого равны $L_i = l_i \sqrt{\rho_i / \rho}$.

Результаты моделирования неоднородности сверхпроводящих свойств кристаллов методом электролитической ванны

Позиции, в которые помещены медные пластины	ρ , Ом·см, горизонтальное направление	ρ , Ом·см, вертикальное направление
-	$1,277 \cdot 10^3$	$1,279 \cdot 10^3$
a, d	$1,384 \cdot 10^3$	$7,691 \cdot 10^2$
a, b, c, d	$1,436 \cdot 10^3$	$7,183 \cdot 10^2$

Как уже отмечалось, при измерениях ρ_{ab} стандартным 4-контактным методом форма перехода в сверхпроводящее состояние облученного кристалла такая же, как и до облучения. Это согласуется с результатами моделирования таких измерений методом электролитической ванны, которые показали, что погружение нескольких медных пластин между электрическими контактами не изменяет величины сопротивления. Анализ результатов моделирования методом электролитической ванны показывает, что погружение медных пластин приводит к незначительному перераспределению путей протекания транспортного тока при измерениях стандартным 4-контактным методом, в то время как при измерениях методом Монтгомери пути протекания тока изменяются существенным образом. Именно последнее обстоятельство приводит к необычным переходам в сверхпроводящее состояние при измерении методом Монтгомери.

Предполагаемый механизм неоднородности сверхпроводящих характеристик кристалла в окрестности ГД позволяет объяснить эволюцию переходов с увеличением дозы облучения. При малых дозах облучения отличие концентрации дефектов в объеме кристалла и в окрестности ГД

мало, и поэтому величина δT_c тоже мала. Кроме того, небольшое время выдержки (15 мин) кристалла при 100 К после первого облучения предполагает и малую толщину слоя δx (несколько межатомных расстояний), в котором критическая температура повышена в результате диффузии некоторой части дефектов к ГД. Поэтому неоднородность сверхпроводящих характеристик в кристалле мала, и она слабо влияет на перераспределение тока.

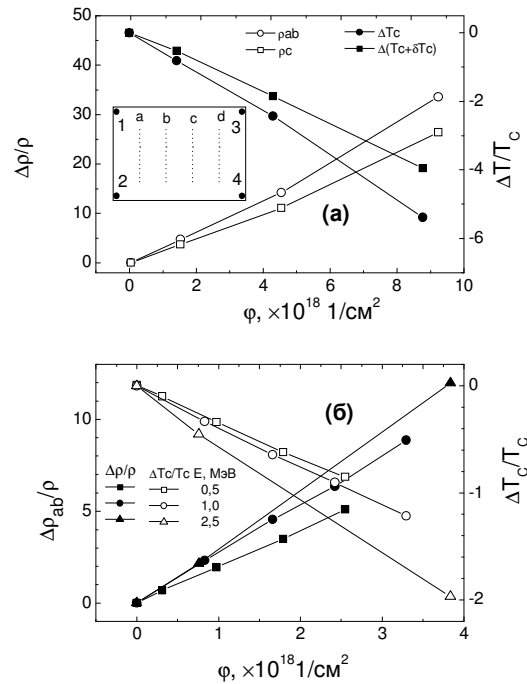


Рис. 3. Дозовые зависимости изменения сопротивления (шкала слева) и критической температуры (шкала справа), которые нормированы на их значения до облучения электронами.

a - Результаты измерений при облучении электронами с энергией 2,5 МэВ. Полые символы соответствуют зависимостям $\rho_{ab}(T)$

(кружочки) и $\rho_c(T)$ (квадратики), измеренным методом Монтгомери. Темные символы соответствуют изменению критической температуры в объеме кристалла (кружочки) и в области, прилегающей к плоскости ГД (квадратики). Значения T_c определяли по положению максимумов на зависимости $d\rho_c/dT$.

б - Результаты измерений 4-контактным методом при облучении электронами с энергией 0,5 МэВ (квадратики), 1 МэВ (кружочки) и 2,5 МэВ (треугольники). Темные символы соответствуют изменению сопротивления $\rho_{ab}(T)$, а светлые символы - изменению критической температуры

Действительно, после первого облучения ($\varphi = 2 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^2$) увеличение сопротивления ρ_{ab} составляет менее 0,1%, а ширина ступеньки на зависимости $\rho_c(T)$, равная интервалу температур между положениями пиков на зависимости $d\rho_c(T)/dT$, - 0,1 К. При увеличении дозы

облучения отличие концентрации дефектов в объеме кристалла и в окрестности ГД увеличивается, что приводит к увеличению δT_c , а дополнительное время выдержки кристалла при 100 К после каждой дополнительной дозы облучения приводит к увеличению толщины слоя δx . Поэтому неоднородность сверхпроводящих характеристик в кристалле возрастает и соответственно перераспределение транспортного тока усиливается. Действительно, после второго и третьего этапов облучения увеличение сопротивления ρ_{ab} составляет 10 и 12 %, а ширина ступеньки на зависимости $\rho_c(T)$ - 0,4 и 1,3 К соответственно.

На рис. 3 демонстрируется влияние облучения на сопротивление и критическую температуру образцов, которые облучали электронами с энергией 0,5; 1 и 2,5 МэВ разными дозами. Видно, что при малых дозах облучения $\phi \leq 4 \cdot 10^{18}$ 1/см², критическая температура уменьшается, а величина сопротивления при $T = 100$ К ρ_{100} увеличивается по линейному закону. При дальнейшем увеличении дозы облучения наблюдается отклонение от линейной зависимости, которое соответствует более быстрому изменению этих параметров с ростом дозы облучения. На рис. 3,б видно, что увеличение энергии электронов приводит к более быстрому изменению значений T_c и R_{100} . Такое поведение закономерно и объясняется тем, что при увеличении энергии растет сечение взаимодействия электронов с атомами кристаллической решетки [20]. Поэтому при идентичных дозах ϕ количество радиационных дефектов растет с энергией электронов и, соответственно, значения T_c и R_{100} изменяются быстрее.

На рис. 4 показана временная зависимость сопротивления ρ_{100} , измеренная при изотермическом отжиге для $T = 200$ К, и изменение сопротивления ρ_{100} при изохронном отжиге дефектов в интервале температур 170...300 К. Пунктирные кривые показывают аппроксимацию зависимостей $\rho_{100}(\tau)$ экспоненциальным затуханием

$$\rho(\tau) = \rho_1 + \rho_2 e^{-\tau/\tau_0}. \quad (1)$$

Видно, что экспериментальные зависимости $\rho_{ab}(\tau)$ и $\rho_c(\tau)$ удовлетворительно описываются этим уравнением. Используя результаты аппроксимации зависимостей $\rho_{100}(\tau)$, уравнением (1) определили температурную зависимость энергии активации отжига дефектов U методом изменения угла наклона [21].

Зависимости $U(T)$, полученные из измерений $\rho_{ab}(\tau)$ и $\rho_c(\tau)$, представлены на рис. 5 квадратиками и кружочками соответственно. Эти зависимости немонокотные, что может быть связано с тем, что при некоторых температурах процессы возврата не реализуются.

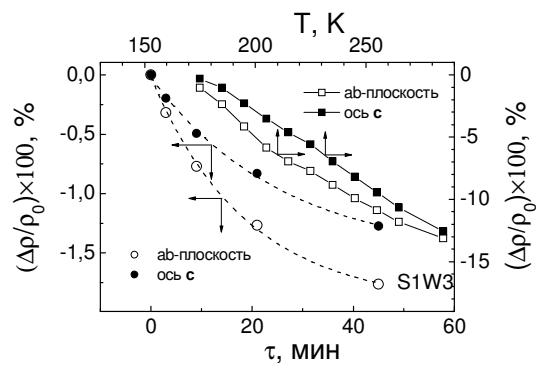


Рис. 4. Временные (шкала слева и внизу, кружочки, $T = 200$ К) и температурные (шкала справа и сверху, квадратики) зависимости изменения сопротивления ρ_{100} . Светлые символы соответствуют сопротивлению в ab-плоскости, а темные – сопротивлению вдоль оси c

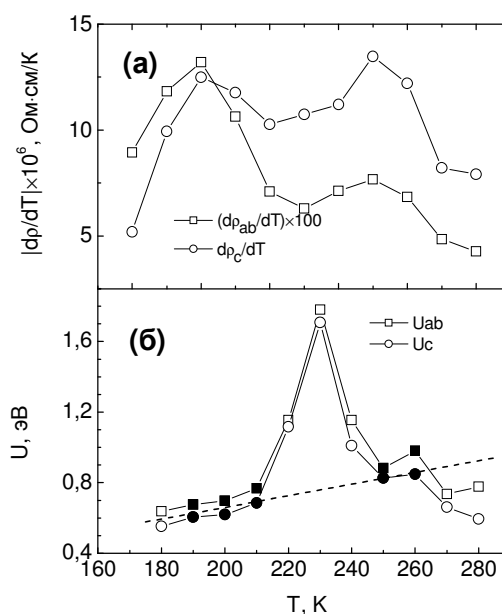


Рис. 5. Температурные зависимости абсолютных значений производных $d\rho_{100}/dT$ кривых изохронного отжига, полученных для сопротивления вдоль ab-плоскости (квадратики) и вдоль оси c (кружочки) (а). Температурная зависимость энергии активации отжига дефектов U , полученная методом изменения угла наклона [21]. Кружочки соответствуют измерениям в ab-плоскости, а квадратики – измерениям вдоль оси c. Темными символами показаны достоверные значения энергии активации (б)

На этом рисунке также показаны температурные зависимости абсолютных значений производных $d\rho_{100}/dT$, соответствующих кривым изохронного отжига $\rho_{100}(T)$. Наблюдаемые на них два максимума свидетельствуют о том, что процессы возврата активно протекают в интервалах температур 190...210 и 240...260 К. Поэтому достоверными следует считать только те значения энергии U , которые соответствуют этим интервалам температур. (На рисунке эти значения показаны темными символами). Аппроксимация достоверных

значений энергии U эмпирическим уравнением

$$U = AT/1000 \text{ эВ} \quad (2)$$

дает величину постоянной $A \approx 3,3$, которая на 10 % превышает значение, полученное для металлических материалов.

В заключение отметим, что исследование влияния облучения на электрическое сопротивление и критическую температуру свдвойникованных кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ позволило установить закономерности изменения свойств сверхпроводящего и нормального состояний при изменении дозы облучения и энергии электронов, выяснить причину неоднородности сверхпроводящих свойств облученных кристаллов, а также исследовать кинетику процессов возврата. Основные выводы можно сформулировать следующим образом.

1. Изменение электрического сопротивления и критической температуры с ростом дозы облучения увеличивается с энергией электронов, что обусловлено увеличением сечения взаимодействия электронов с атомами кристаллической решетки.

2. Увеличение электрического сопротивления и уменьшение критической температуры с увеличением дозы облучения описывается линейной зависимостью при дозах облучения до $4 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^2$, а при дальнейшем увеличении дозы облучения наблюдается отклонение от линейной зависимости, которое соответствует более быстрому изменению этих параметров.

3. При облучении электронами и последующем отжиге дефектов при 100 К реализуется миграция части радиационно-индуцируемых дефектов к границам двойников, что приводит к неоднородности сверхпроводящих параметров в кристалле: вблизи плоскости двойников формируется тонкий слой, критическая температура которого выше критической температуры в основном объеме кристалла T_c на величину δT_c . При измерении стандартным 4-контактным методом наличие таких слоев слабо влияет на изменение путей протекания транспортного тока и поэтому переходы в сверхпроводящее состояние почти не изменяются. При измерении методом Монтгомери эти слои инициируют существенное изменение путей протекания тока по объему сверхпроводника, что приводит к двухступенчатой форме переходов, соответствующих оси c , и к появлению избыточного сопротивления вблизи критической температуры на температурной зависимости сопротивления, соответствующего ab -плоскости.

4. Установлены две стадии отжига радиационных дефектов, которые реализуются в интервале температур 190...210 и 240...250 К. Полученная температурная зависимость энергии активации описывается уравнением $E = AT/1000 \text{ эВ}$, где постоянная $A \approx 3,3$ на 10 % превышает значение, полученное для металлических материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Nishizaki, T. Naito, N. Kobayashi. Anomalous magnetization and field-driven disordering transition of a vortex lattice in untwinned $YBa_2Cu_3O_y$ // *Phys. Rev.* 1998, v. B58, p.11169-1172.
2. T. Nishizaki, T. Naito, S. Okayasu, A. Iwase, N. Kobayashi. Effect of weak point disorder on the vortex matter phase diagram in untwinned $YBa_2Cu_3O_y$ single crystals // *Phys. Rev.* 2000, v. B61, p.3649-3654.
3. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, and U. Dedek. Effect of electron irradiation on vortex dynamics in $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ single crystals // *Phys. Rev.* 2001, v. B64, 092513 (4 pages).
4. Ю.Т. Петрусенко, А.В. Бондаренко. Пиннинг и динамика вихрей в кристалле $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ при ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости: влияние точечных дефектов // *Физика низких температур.* 2009, т. 35, №2, с.159-163.
5. Yu.T. Petrusenko, A.V. Bondarenko. Interplay of point and planar defects in the phase state formation and dynamics of Abrikosov vortices in $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ crystals // *Functional materials.* 2009, v.16, №1 с. 11-16.
6. Ю.Т. Петрусенко. Статический и динамический переход порядок-беспорядок вихревой решетки в кристаллах $YBaCuO$: влияние точечных дефектов, анизотропии, температуры и магнитного поля // *Физика низких температур.* 2010, т. 36, №1, с. 131-136.
7. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Vortices in high-temperature superconductors// *Rev. Mod. Phys.* 1994, v. 66, p. 1125-1387.
8. Yu.T. Petrusenko, I.M. Neklyudov, A.N. Slep-tsov, V.F. Yakovlev, A.V. Bondarenko, M.A. Obolenskii. Recovery processes in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ single crystals after low-temperature irradiation // *Physica.* 1991, v. B169, p.711-712.
9. F. Dworschak, U. Dedek, and Yu. Petrusenko. Anisotropy of defect production in $YBaCuO$ single crystals irradiated with 3 MeV electrons// *Physica C.* 1994, v. 235-240, p.1343-1344.
10. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, В.И. Белецкий, В.Н. Моргун, В.П. Попов, Н.Н. Чеботаев, А.С. Панфилов, А.И. Смирнов, О.А. Миронов, С.В. Чистяков, И.Ю. Скрылев. Синтез и физические свойства монокристаллов $YBa_2Cu_3O_7$ // *Физика низких температур.* 1990, т.16, №9, с. 1103-1127.
11. H.C. Montgomery. Method for measuring electrical resistivity of anisotropic materials // *Journal of applied physics.* 1971, v.42, № 7, p. 2971-2975.
12. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, М.О. Зубарева. Локализация носителей и сверхпроводимость в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ // *Физика низких температур.* 1989, т.15, №11, с. 1152-1160.
13. М.А. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, and N.N. Chebotaev. Localization effects and pseudogap state in $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ single crystals with different oxygen content // *Физика низких температур.* 2006, т.32, №6, с. 746-752.

14. M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, V.I. Beletskii, V.N. Morgun, V.P. Popov, N.N. Chebotaev, I.V. Svechkarev, A.S. Panfilov, A.A. Smirnov, O.A. Mironov, S.V. Chistyakov, I.Yu. Skrivlev. Carrier transfer kinetics, phase transition and fluctuation-enhanced phenomena in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ // *Sov. J. Low Temp. Phys.* 1990, v. 16, p. 574-578.
15. Л.Г. Асламазов и А.И. Ларкин. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводника при температурах выше критической // *Физика твердого тела.* 1968, т. 10, с. 1104-1111.
16. Л.Ф. Рыбальченко, И.К. Янсон, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Ю.Д. Третьяков, А.Р. Кауль, И.Э. Грабой. Избыточная проводимость микроконтактов из YBaCuO в интервале 100-200 К // *Физика низких температур.* 1990, т.15, №1, с. 58-64.
17. T.R. Waite. Theoretical Treatment of the Kinetics of Diffusion-Limited Reactions// *Phys. Rev.* 1957, v. 107, p.463-470.
18. S.J. Rothman, N.Q. Lam, R. Sizmann, and H. Bisswanger. Buildup of point-defect diffusion profiles in a foil during irradiation // *Radiation Effects.* 1973, v. 20, p. 223-227.
19. R.A. Johnson and N.Q. Lam. Solute segregation in metals under irradiation // *Phys. Rev.* 1976, v. B15, p. 4364 - 4375.
20. В.В. Ганн, О.В. Юдин. Радиационные процессы в высокотемпературных сверхпроводниках // *Вопросы атомной науки и техники.* 1989, в. 1(48), с.1-70.
21. А. Дамаск и Дж. Джинс. *Точечные дефекты в металлах.* М.: «Мир», 1966, с. 290.

Статья поступила в редакцию 30.12.2009 г.

АНИЗОТРОПНИЙ ХАРАКТЕР ДЕФЕКТІВ ТА ПРОЦЕСИ ПОВЕРНЕННЯ У ЗДВІЙНИКОВАНИХ КРИСТАЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ПІСЛЯ ОПРОМІНЕННЯ ЕЛЕКТРОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 0,5...2,5 MeV

Ю.Т. Петрусенко, О.В. Бондаренко, А.М. Козиренко, С.М. Шкирида

Представлені результати вимірювань впливу низькотемпературного опромінення електронами з енергією 0,5...2,5 MeV на електроопір ρ та критичну температуру T_c монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, та досліджені процеси повернення цих характеристик при ізотермічному відпалі в інтервалі температур 150...300 К. Показано, що при малих дозах опромінення ϕ величина ρ лінійно зростає, а величина T_c лінійно зменшується зі збільшенням дози ϕ . При великих дозах опромінення спостерігається відхилення від лінійної залежності. Визначена енергія активації відпалу радіаційних дефектів на двох стадіях відпалу, що реалізуються в інтервалі температур 190...210 та 240...250 К. Виявлена неідентична залежність надпровідних переходів, виміряних стандартним 4-контактним методом та методом Монтгомері, яка інтерпретується формуванням поблизу меж двійників тонкого слою з підвищеною критичною температурою.

ANISOTROPIC CHARACTER OF THE DEFECTS AND RECOVERY PROCESSES IN TWINNED $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ CRYSTALS IRRADIATED WITH 0,5-2,5 MeV ELECTRONS

Yu.T. Petrusenko, A.V. Bondarenko, A.M. Kozyrenko, S.M. Shkirida

The effect of the low-temperature irradiation with 0,5...2,5 MeV electrons on the electrical resistance and critical temperature of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals, and recovery of these characteristics after isothermal anneal in the temperature region of 150...300 K were investigated. It was shown that the value of ρ linear increases whereas the value of T_c linear decreases with increased dose ϕ . At high irradiation doses deviation off the linear dependence is observed. It was determined that the value of activation energy for two stages of the defects anneal, which are realized for the temperature intervals 190...210 and 240...250 K. It was observed non-identical superconducting transitions measured by the standard four-probe and Montgomery's methods, that is explained by formation nearby the twin boundaries of thin layers having increased critical temperature.