02

Верхнее критическое поле тонких эпитаксиальных пленок YBCO с радиационными дефектами в области низких температур

© А.Н. Большаков, А.В. Антонов, С.С. Уставщиков, П.А. Юнин, Д.А. Савинов

Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

E-mail:bolshakovandrey@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 9 марта 2026 г.
Принята к публикации 13 марта 2026 г.

На основе магнитотранспортных измерений тонких эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) проанализированы температурные зависимости верхнего критического поля $H_{c2}(T)$. Исследования проведены для разных флюенсов облучения ионами гелия. Обнаружено, что для достаточно высоких флюенсов кривые $H_{c2}(T)$ демонстрируют аномальное поведение, отклоняясь от насыщения в области нулевых температур, что приводит к превышению значений $H_{c2}(0)$, предсказанных в рамках модели для d-волновых сверхпроводников. Обнаруженная особенность может быть связана с наведением s-волновой компоненты сверхпроводящего спаривания вследствие созданного облучением модулированного беспорядка. Таким образом, в образце может возникать $(s+d)$-симметрия параметра порядка. Данное предположение подтверждается нашими экспериментальными данными для зависимости сверхпроводящей критической температуры T_c от обратного времени свободного пробега. Обсуждается соответствие экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями для s- и d-волновых сверхпроводников.

Ключевые слова: тонкие пленки YBCO, облучение ионами гелия, магнитотранспортные исследования, сверхпроводящая критическая температура, анизотропное рассеяние в d-волновых сверхпроводниках, верхнее критическое поле, симметрия сверхпроводящего спаривания.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63640.5HH

1. Введение

Температурная зависимость верхнего критического поля является одной из фундаментальных характеристик сверхпроводников. Известно, что критические параметры (T_c, H_{c2}, j_c) могут зависеть от дефектов и их распределения в образце. Кроме того, беспорядок может оказывать существенное влияние на саму форму зависимости $H_{c2}(T)$ [1,2]. Облучение образцов ионами различных атомов позволяет исследовать зависимость критических параметров и формы $H_{c2}(T)$ сверхпроводника от концентрации возникающих радиационных дефектов.

Согласно феноменологической теории Гинзбурга–Ландау, при $T \sim T_c$ температурная зависимость $H_{c2}(T)$ в случае изотропного массивного сверхпроводника определяется выражением (1)

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0)[1 - T/T_c], \qquad (1)$$

где T_c — критическая температура сверхпроводящего перехода в нулевом магнитном поле, $H_{c2}(0) = \Phi_0/(2\pi\xi_0^2)$ — верхнее критическое поле при нулевой температуре, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ — квант магнитного потока, $\xi_0 = \hbar v_F/(2\pi k_B T_c)$ — сверхпроводящая длина когерентности ξ при температуре $T = 0$. Выражение (1) позволяет описывать линию фазового перехода сверхпроводника вблизи температуры T_c в пределе $l \gg \hbar v_F/T_c$ („чистый“ предел), где l — длина свободного пробега.

Описание сверхпроводящих свойств в „грязном“ пределе в обычных (s-волновых сверхпроводниках) основано на теории Гинзбурга–Ландау–Абрикосова–Горькова с перенормированной длиной когерентности $\xi_0 \to \sqrt{\xi_0 l}$. Данная перенормировка приводит к увеличению верхнего критического поля при заданной температуре T, а соответствующая зависимость $H_{c2}(T)$ оказывается попрежнему линейной вблизи T_c в соответствии с теорией Вертхамера–Гельфанда–Хоенберга (ВГХ) [3,4]. В рамках этой модели возможно описание линии фазового перехода $H_{c2}(T)$ во всем диапазоне температур. Теория ВГХ основана на решении квазиклассических уравнений Узаделя для функций Грина совместно с уравнением самосогласования для сверхпроводящей щели Δ. Соответствующая линия фазового перехода $H_{c2}(T)$ имеет отрицательную кривизну при $T < T_c$, а при $T \to 0$ выходит на насыщение [5]. Данная зависимость $H_{c2}(T)$ хорошо описывает сверхпроводящие свойства многих „грязных“ материалов.

Модель ВГХ также хорошо описывает подавление T_c магнитным полем и в необычных сверхпроводниках [6]. В частности, для исследуемого нами образца $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) данная модель может описывать зависимость $H_{c2}(T)$, поскольку известно, что в сверхпроводящем состоянии он обладает d-волновой симметрией [7,8].

Согласно теореме Андерсона, введение немагнитных примесей не влияет на критическую температуру в

s-волновых сверхпроводниках [9]. В необычных сверхпроводниках (например, d-тип спаривания), T_c быстро спадает при увеличении концентрации дефектов в условиях точечного беспорядка [10]. Заметим, для монокристаллических образцов YBCO, облученных электронами, наблюдается замедление подавления T_c по мере увеличения беспорядка. Возможной причиной может быть смешение d и s компонент спаривания и возникновение магнитных дефектов в результате облучения [11]. С другой стороны, для крупномасштабных дефектных центров (модулированный беспорядок), вызываемых облучением, в d-волновых сверхпроводниках возможно так называемое анизотропное рассеяние, когда критическая температура и начальный наклон верхнего критического поля ($dH_{c2}(T)/dT$ при $T \sim T_c$) описываются формулами работы [12]. В рамках данной модели критическая температура T_c определяется неявным соотношением:

$$\ln(T_c/T_{c0}) = \Psi(1/2) - \Psi\big(1/2+(1-g)(\hbar\tau^{-1}/4\pi k_{\mathrm{B}}T_c)\big), \quad (2)$$

где Ψ — дигамма-функция, T_{c0} — исходная критическая температура, τ — среднее время свободного пробега, g — параметр анизотропии рассеяния — это отношение амплитуды анизотропного рассеяния к амплитуде изотропного рассеяния. При этом начальный наклон верхнего критического поля в зависимости от концентрации дефектов может меняться немонотонно.

Заметим, что форма зависимости $H_{c2}(T)$ при точечном беспорядке (случай $g = 0$) остается неизменной и описывается моделью [6]. В случае модулированного беспорядка (созданного, например, с помощью радиационных дефектов) возможна смена сверхпроводящего спаривания с d на $s + d$, что было предсказано теоретически в работах [13,14]. Ввиду этого следует ожидать, что форма зависимости $H_{c2}(T)$ будет претерпевать некоторые особенности, отличные от модели [6]. Именно это и явилось целью данной работы — исследование формы кривой верхнего критического поля и изучения возможных физических механизмов для ее теоретического описания.

В работе были проведены магнитотранспортные измерения тонкой эпитаксиальной пленки YBCO с разными флюенсами радиационного облучения. Здесь и далее под флюенсом будем понимать дозу облучения, измеряемую в cm^{-2} (количество ионов на единицу площади). Было исследовано, как введение контролируемого беспорядка в пленку воздействует на T_c и $H_{c2}(T)$. Экспериментально обнаружено, что при увеличении флюенса ионов начальный наклон верхнего критического поля уменьшается, а при высоких флюенсах остается практически неизменным. Также было выявлено, что при высоком флюенсе в области низких температур отсутствует насыщение кривой $H_{c2}(T)$, предсказываемое в работе [6] для d-волновых сверхпроводников. Заметим, что подобные аномалии были обнаружены в работах по изучению и других высокотемпературных сверхпроводников, таких как MgB_2 [1], железосодержащих соединений [2,15]. В частности, линия фазового перехода может обладать положительной кривизной, а ее насыщение при $T \to 0$ вовсе отсутствовать.

В литературе существует несколько подходов, позволяющих описать такие аномальные зависимости влиянием эффектов беспорядка сверхпроводящего образца. В частности, в работе [16] отсутствие насыщения и появление аномальной положительной кривизны зависимости $H_{c2}(T)$ при $T \to 0$ объясняется многозонной природой сверхпроводимости (рассмотрение проведено в рамках „грязного“ предела). В отличие от стандартной теории, применимой к однозонным системам, в двухзонных сверхпроводниках (например, в MgB_2) температурная зависимость верхнего критического поля определятся соотношением коэффициентов диффузии электронов D_1 и D_2 в разных зонах. Вблизи критической температуры T_c поведение функции $H_{c2}(T)$ преимущественно определяется зоной с максимальным коэффициентом диффузии. Однако по мере приближения к $T = 0$, $H_{c2}(0)$ начинает определяться минимальным коэффициентом диффузии — то есть зоной с наиболее сильным внутризонным рассеянием на немагнитных примесях. Именно эта смена доминирующего механизма рассеяния электронов обуславливает отсутствие насыщения в области нулевых температур и превышение значения $H_{c2}(0)$ по сравнению со стандартной картиной для однозонных сверхпроводников.

Мы предполагаем, что в исследуемом нами образце при достаточно высоком флюенсе образуется система, которая была рассмотрена теоретически в серии работ [13,14]. В данных работах предложена модель описания d-волновых сверхпроводников с модулированным беспорядком. В таком образце возникает сеть случайно распределенных сверхпроводящих островков с d-типом спаривания внутри материала, находящегося преимущественно в нормальном состоянии. Согласно эффекту близости, аномальная функция Грина F каждого островка экспоненциально спадает через границу сверхпроводник/нормальный металл и, таким образом, имеет ненулевую область определения в окружающем данный островок нормальном „фоне“. Однако, она уже не может обладать симметрией строго d-типа, поскольку в данной области присутствует сильная разупорядоченность кристаллической решетки из-за ионного облучения. Поэтому функция F представляет собой суперпозицию функций, соответствующих разным симметриям параметра порядка — s, d, p и т.д. Однако, ввиду того что необычная сверхпроводимость (все кроме s-типа) сильно подавляется введением нейтральных примесей, наиболее дальнодействующим эффектом обладает F-функция с s-типом спаривания. Фактически, в таких системах возникает джозефсоновская сеть гранул с s-типом сверхпроводящего спаривания, которые обладают некоторым распределением наведенного параметра порядка (каждая гранула характеризуется определенным значением T_c и определенной фазой параметра порядка), а в системе возникает сверхпроводимость с $(s + d)$-волновой симметрией.

Таким образом, одной из возможных причин наблюденной низкотемпературной аномалии в поведении $H_{c2}(T)$ может быть возможная смена типа спаривания с d-волнового на двухщелевой $(s+d)$-волновой. В рамках такой картины, при низких температурах происходит смена режима зарождения: определяющую роль в зарождении сверхпроводимости начинают играть области с индуцированной s-волновой компонентой, в которых коэффициент диффузии значительно меньше, что должно приводить к увеличению $H_{c2}(0)$. Заметим, что возможность двухщелевой сверхпроводимости в YBCO была также предсказана теоретически в работе [17] и показана экспериментально (измерения поверхностного импеданса) в работе [18], а также в туннельном эксперименте [19]. Более того, возможное смешение d и s в результате радиационного воздействия было предсказано в работе [11], в которой монокристаллические образцы YBCO были облучены электронами. Заметим также, что концепция возможной смены типа спаривания при введении беспорядка также подтверждается работами [20,21], где на примере MgB_2 и железосодержащих сверхпроводников детально исследуется трансформация типа спаривания под влиянием примесей. В частности, анализируется, как введение беспорядка переводит систему из состояния с $s_{\pm}$-типом спаривания в s_{++}-волновой тип.

2. Изготовление образцов и ионное облучение

В работе исследовались высококачественные эпитаксиальные c-ориентированные пленки YBCO толщиной $d = 100\,\text{nm}$ (ось c направлена перпендикулярно поверхности подложки). В качестве подложки использовался алюминат лантана $LaAlO_3$ с кристаллографической ориентацией (001). Магнитотранспортные измерения были проведены с использованием схемы с пятью контактами, реализованной на основе прямоугольных мостиков (см. рис. 1). Транспортный ток пропускался через внешние контакты. Измерялось продольное напряжение $U_{\|}$ и поперечное напряжение U_H. Мостики были получены с помощью ионного облучения исследуемой пленки через маску из фоторезиста, которая затем удалялась ацетоном [22]. Мостики обладали следующими размерами: ширина $50\,\mu\text{m}$, длина $250\,\mu\text{m}$ (см. рис. 1). Контактные площадки были изготовлены методом термического напыления серебра через металлическую маску. Толщина слоя серебра равнялась 100 nm. Критическая температура $T_{c0} = 89\,\text{K}$, критическая плотность тока $j_c = 4 \cdot 10^6\,\text{A/cm}^2$ при $T = 77\,\text{K}$. Удельное сопротивление каждого мостика при температуре $T = 100\,\text{K}$ составило величину $100\,\mu\Omega \cdot \text{cm}$, что соответствует оптимуму кислородного допирования пленки, т.е. значению $x = 0.1$ в химической формуле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Для создания определенной концентрации радиационных дефектов в исследуемом образце мы проводили об-

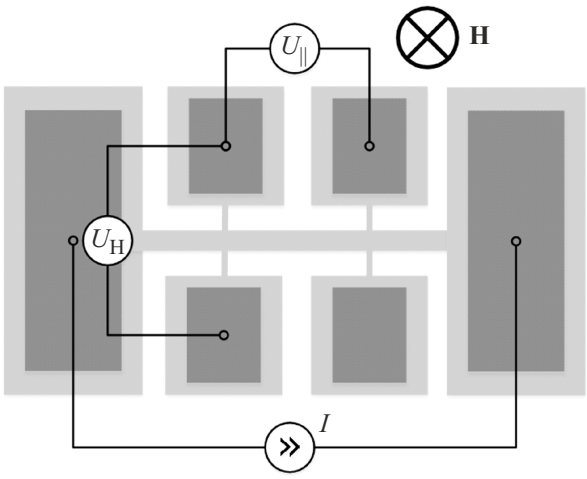


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого образца.

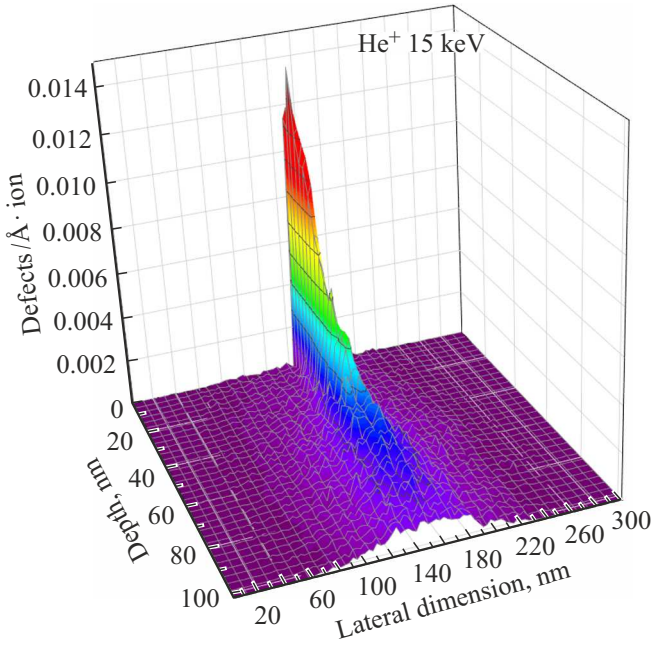


Рис. 2. Усредненное количество созданных одним ионом гелия дефектов в пленке в расчете на ангстрем длины, полученное на основе расчетов SRIM.

лучение ионами гелия (He^+) с энергией 15 keV при комнатной температуре. Компьютерное моделирование характеристик возникающих радиационных дефектов было выполнено с использованием программы SRIM [23]. В частности, на рис. 2 представлено усредненное количество созданных одним ионом гелия дефектов в пленке в расчете на ангстрем длины.

Энергия ионов выбиралась из соображений получения квазиоднородного по толщине пленки распределения радиационных дефектов. Было проведено несколько стадий ионного облучения. В итоге максимальный накопленный флюенс составил $n_D = 4.5 \cdot 10^{14}\,\text{cm}^{-2}$. Типичные

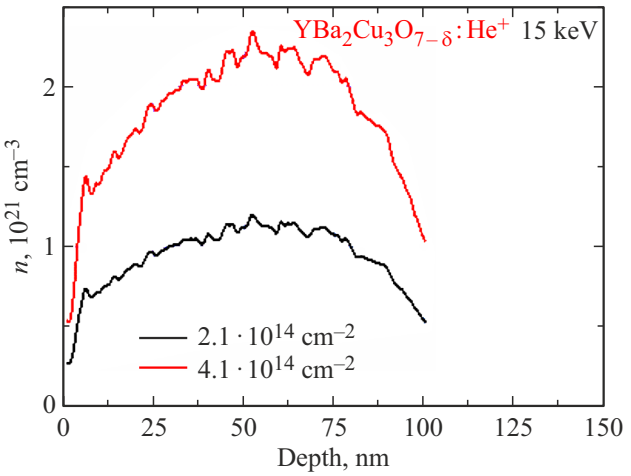


Рис. 3. Распределение концентрации дефектов n по глубине, полученное на основе расчетов по программе SRIM.

распределения концентрации радиационных дефектов (пар Френкеля) n представлены на рис. 3. Заметим, что концентрация n может быть определена по формуле [24]:

$$n = (n_D f)/d, \tag{3}$$

где f — число пар Френкеля, образованных одним ионом. Таким образом, при постепенном увеличении флюенса, концентрация n пропорционально увеличивается, а ее распределение по толщине пленки остается неизменным, что может быть продемонстрировано на рис. 2 на примере 2-х флюенсов — $2.1 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} и $4.1 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}.

С ростом флюенса в пленке возникало подавление критической температуры T_c и повышение продольного сопротивления $R_n = R\,(100\,\mathrm{K})$, которое будет далее использовано нами, как некое референсное значение сопротивления, поскольку оно определяет начало (онсет) сверхпроводящего перехода. При этом оказалось, что вторичные процессы релаксации могут приводить к частичному восстановлению сверхпроводящих свойств. Экспериментально обнаружено, что критическая температура T_c и сопротивление R_n исследуемого образца, определенные сразу после облучения и спустя 2 недели (когда образец находился в эксикаторе при комнатной температуре) отличаются. А именно, спустя 2 недели T_c возрастает примерно на 20% по сравнению со значением, определенным сразу после облучения, а сопротивление R_n, наоборот, снижается. Поэтому в рамках данного исследования мы классифицировали разные дефектные состояния образца не значением флюенса n_D, а значением продольного сопротивления $R_n = R\,(100\,\mathrm{K})$. Заметим, что вторичные процессы релаксации сильно зависят от температуры и практически несущественны при низких температурах, при которых происходило исследование образца. Ввиду этого мы можем утверждать, что в процессе магнитотранспортных измерений образец практически не изменялся — параметры T_c и R_n оставались неизменными.

3. Детали эксперимента

Продольное и поперечное напряжения образца (исследуемого мостика) измерялось стандартным четырехзондовым методом. В проведенных измерениях использовался транспортный ток $I = 10\,\mu$A (некоторые измерения эффекта Холла проведены при токе $100\,\mu$A). Резистивные измерения проводились при развертке магнитного поля до 12 T в интервале температур от 2 K до 170 K. Для создания магнитного поля H использовалась криогенная система замкнутого цикла из двух

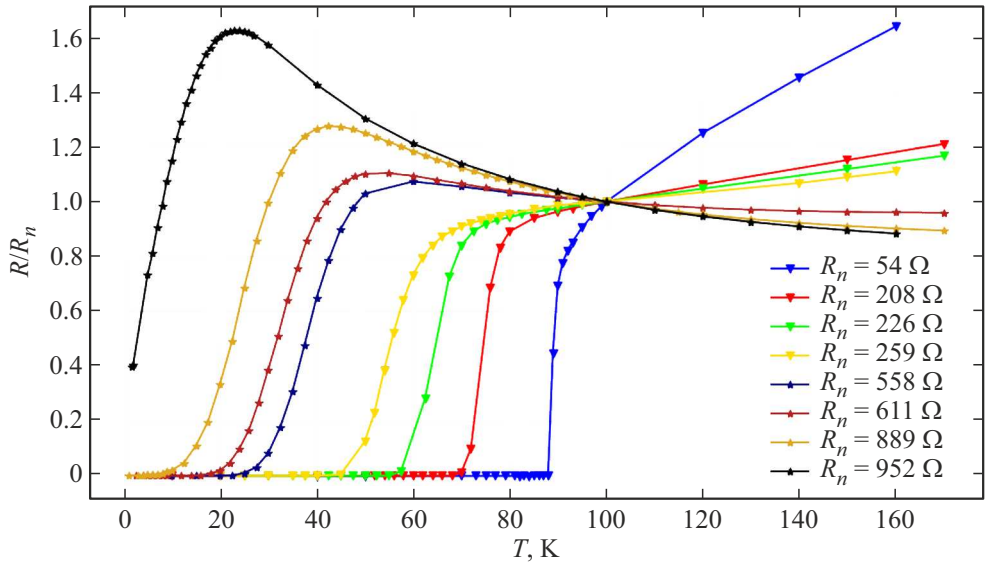


Рис. 4. Экспериментальные зависимости $R(T)$ для $H = 0$ для разных состояний образца, характеризующихся разным R_n (значения R_n представлены на вставке и соответствуют разной форме символов).

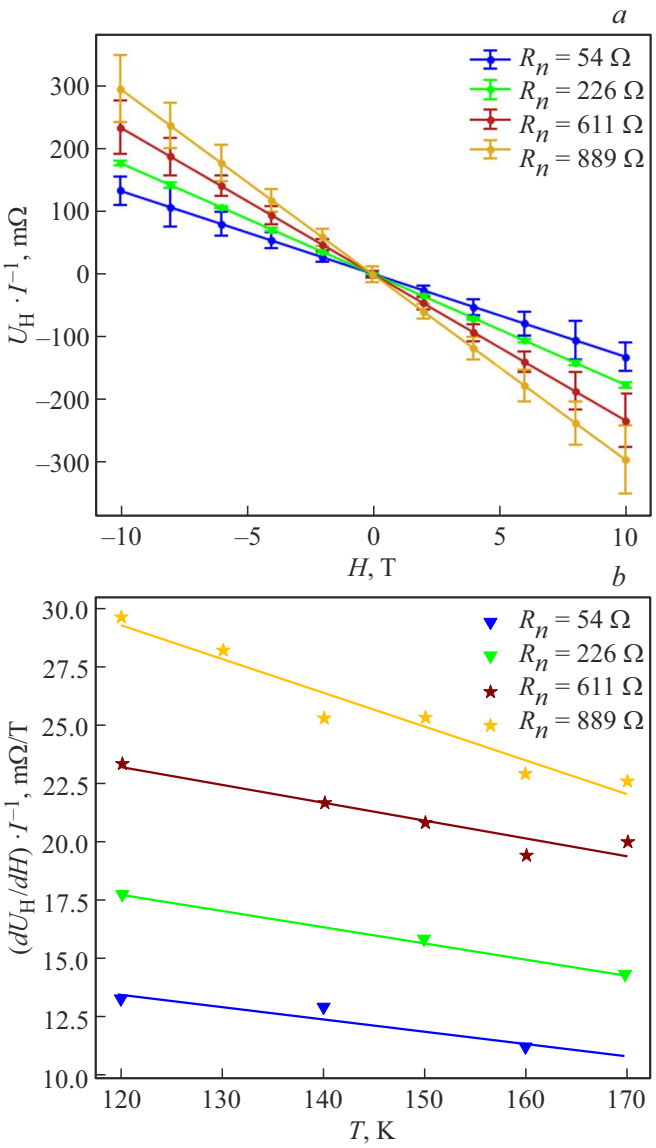


Рис. 5. *a* — Экспериментальные зависимости холловского напряжения U_H от внешнего магнитного поля H при температуре 120 K. *b* — Экспериментальные зависимости наклона холловского напряжения от температуры. Все зависимости представлены для разных состояний пленки, значения R_n для которых приведены во вставках.

криостатов, в одном из которых находился сверхпроводящий соленоид с отверстием диаметром 52 mm (Oxford Cryofree SC magnet), и в это отверстие вставлялся второй криостат (Oxford Optistat PT) с регулируемой температурой (от 1.6 K и выше), где располагался исследуемый образец. Ориентация магнитного поля H была перпендикулярна плоскости образца (плоскости ab). Температура T определялась по специальному калиброванному термометру с разрешением 50 mK.

Таким образом, для разных фиксированных значений температуры T были получены экспериментальные зависимости продольного и поперечного напряжений в плоскости ab от поля H для разных значений R_n.

4. Результаты

На рис. 4 продемонстрированы температурные зависимости продольного сопротивления $R = U_{\parallel}/I$ при $H = 0$ для исходного и облученного образца для некоторых его состояний, соответствующих разным значениям R_n. На данном рисунке видно, что при постепенном увеличении R_n происходит понижение сверхпроводящей критической температуры T_c. При этом для значений R_n от 54 Ω до 259 Ω, образец характеризуется металлическим типом проводимости — продольное сопротивление образца монотонно растет с ростом температуры при $T > 100$ K. При больших R_n (от 558 Ω до 952 Ω) наблюдается полупроводниковый тип проводимости, однако по-прежнему существует сверхпроводящий переход, который возникает при более низких температурах.

На рис. 5, *a* демонстрируются полевые зависимости поперечного (холловского) напряжения U_H для некоторых состояний. Зависимости соответствуют температуре 120 K. Данные зависимости хорошо аппроксимируются линейными функциями. Из графика видно, как при увеличении степени беспорядка в пленке растет наклон холловского напряжения. На рис. 5, *b* можно проследить изменение наклона $(dU_H)/dH$ различных состояний образца по мере увеличения температуры. Используя теорию эффекта Холла, можно определить концентрацию свободных носителей заряда в соответствии с формулой: $n_c(T) = (I/ed)\left(dU_H(T)/dH\right)^{-1}$.

На основе экспериментальных данных, представленных на рис. 4, для металлических состояний (R_n = 54 Ω, 207 Ω, 226 Ω и 259 Ω среднее время свободного пробега τ определялось при помощи формулы:

$$\Gamma = \rho_0/\alpha, \tag{4}$$

где $\Gamma = \hbar\tau^{-1}/2\pi k_B\lambda_{tr}$ — темп рассеяния (характеризует концентрацию дефектов в образце), ρ_0 — остаточное

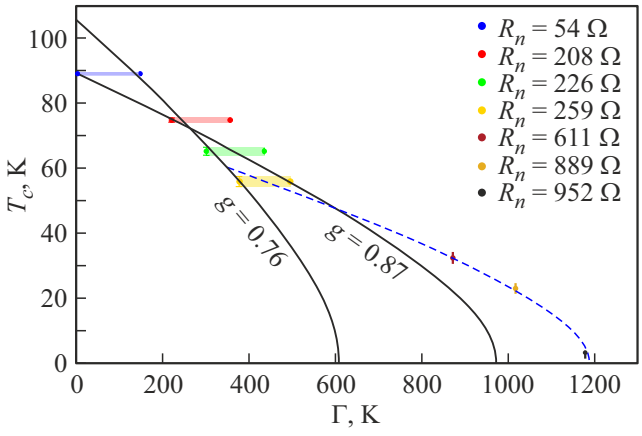


Рис. 6. Зависимость критической температуры T_c от темпа рассеяния $\Gamma = \hbar\tau^{-1}/2\pi k_B\lambda_{tr}$. Символы представляют собой экспериментальные данные, а сплошные черные линии соответствует формуле (2) при $g = 0.76$ и $g = 0.87$. Пунктирная кривая схематично описывает подавление T_c для состояний с $R_n > 259$ Ω.

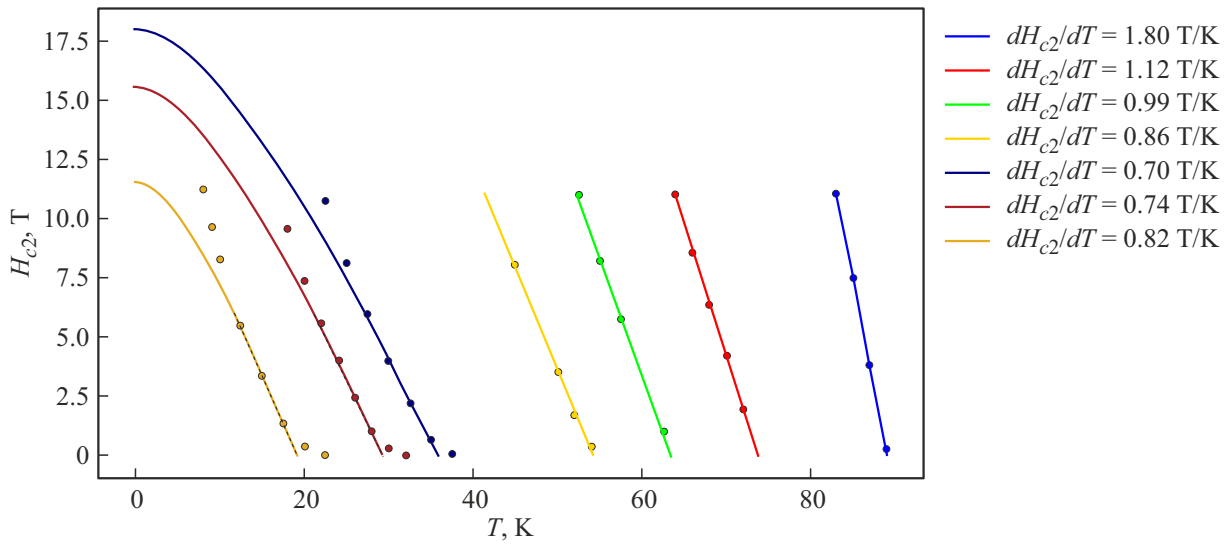


Рис. 7. Температурная зависимость верхнего критического поля для разных состояний образца, характеризующихся значением R_n. Справа налево: 54 Ω, 208 Ω, 226 Ω, 259 Ω, 558 Ω, 611 Ω, 889 Ω. Для состояний образца с $R_n \geq 558\,\Omega$ построены кривые $H_{c2}(T)$, соответствующие модели [6].

удельное сопротивление, определяемое с помощью экстраполяции линейных зависимостей продольного сопротивления R в область низких температур, $\alpha = d\rho/dT$ — наклон линейного участка зависимости $R(T)$, λ_{tr} — безразмерная транспортная постоянная (для YBCO равна 0.2) [25]. Для состояний образца с $R_n \geq 558\,\Omega$, остаточное сопротивление было оценено равным R_n, а время свободного пробега определено по формуле Друде:

$$\tau^{-1} = \frac{\rho_n e^2 n_c}{m^*},$$

где n_c — концентрация свободных носителей при 100 K, ρ_n — удельное сопротивление при 100 K, а эффективная масса m^* определялась согласно работе [26]. На рис. 6 символами представлена экспериментальная зависимость $T_c(\Gamma)$ с учетом коридоров ошибок. Используя формулу (2), на данном рисунке сплошной линией представлена теоретическая зависимость $T_c(\Gamma)$.

Касательно исходного состояния образца, когда $R_n = 54\,\Omega$, получаем, что $\Gamma = 0$. Это фактически следует из того, что линейный участок зависимости $R(T)$ экстраполируется в области низких температур в точку $R = 0$. Данный факт хорошо известен для эпитаксиальных пленок YBCO. Это означает, что остаточное сопротивление полностью отсутствует. В действительности, остаточное сопротивление исходного образца может быть отличным от нуля, но малым, что не учитывается данной формулой.

С учетом коридора ошибок, наилучшее согласование экспериментальных и теоретических данных достигается при выборе параметра анизотропии $0.76 \leq g \leq 0.87$. Из рис. 6 видно, что экспериментальные данные для состояний с высоким флюенсом не соответствуют представленному теоретическому описанию. Подобные отклонения были предсказаны ранее теоретически и связаны с наведением s-волновой компоненты типа спаривания в d-волновых сверхпроводниках с модулированным беспорядком [13,14].

На рис. 7 демонстрируются графики зависимости $H_{c2}(T)$. Можно заметить, что для состояний с $R_n \geq 558\,\Omega$, наблюдается отсутствие насыщения линии H_{c2} $(T \to 0)$. Это может свидетельствовать о появлении новых физических механизмов в исследуемой системе, которые не могут быть описаны стандартной картиной для однозонных d-волновых сверхпроводников [6].

5. Обсуждение

В данном разделе обсудим возможную интерпретацию полученных результатов. Как можно заметить из рис. 4, при постепенном увеличении флюенса возникает изменение не только самой T_c, но и формы зависимости $R(T)$. Это происходит вследствие возникающего неоднородного распределения локальных областей по значению критической температуры, что сказывается на уширении сверхпроводящего перехода. Заметим, что рассмотренные в работе флюенсы облучений не приводят к отклонению от оптимального уровня допирования YBCO, поэтому стехиометрическую формулу $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ можно считать неизменной и $x \simeq 0.1$. Это вызвано тем, что типичная концентрация дефектов в пленке для выбранных флюенсов относительно мала и составляет величину порядка $10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (см. рис. 3). Данное значение примерно на 2 порядка меньше, чем типичная концентрация атомов кислорода в пленке. По этой причине предполагалось, что величина λ_{tr} была неизменна для всех рассмотренных состояний образца.

Для состояний с металлическим типом проводимости ($R_n \leq 259\,\Omega$) экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую, описывающую начальный наклон $H_{c2}(T)$. Однако при больших сопротивлениях наблюдаются явные отклонения, выражающиеся в превышении $H_{c2}(T)$ по сравнению с предсказаниями работы [6]. Кроме того, в образцах с $R_n \geq 558\,\Omega$ подавление критической температуры при увеличении темпа рассеяния не может быть описано теоретической формулой (2) с найденным параметром анизотропии. Эти отклонения могут свидетельствовать о появлении в системе наведенной изотропной s-волновой компоненты параметра порядка. Согласно работам [12,13], при увеличении концентрации примесей происходит разрушение исходной d-волновой сверхпроводимости. Однако, в такой системе может возникать аномальная функция Грина с s-волновым типом спаривания. Таким образом, в системе может индуцироваться $(s + d)$-симметрия сверхпроводящего спаривания.

В рамках представленной картины наблюдаемые аномалии $H_{c2}(T)$ являются следствием конкуренции фаз параметра порядка. Мы полагаем, что для высоких степеней беспорядка при низких температурах определяющую роль начинают играть области с индуцированной s-волновой компонентой. Именно возникновение возможного двухщелевого типа спаривания может являться возможной причиной аномального роста верхнего критического поля в образцах с высоким R_n.

6. Заключение

В настоящей работе проведены магнитотранспортные исследования тонких эпитаксиальных пленок YBCO, подвергнутых последовательному облучению ионами гелия средних энергий. Изучено поведение сверхпроводящей критической температуры и верхнего критического поля в зависимости от степени возникающих радиационных дефектов. Установлено, что параметр анизотропии рассеяния лежит в диапазоне $0.76 \leq g \leq 0.87$. Ключевым результатом исследования стало обнаружение аномального поведения верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ при высоких уровнях флюенса. Выяснено, что зависимости $H_{c2}(T)$ не проявляют тенденции к насыщению в пределе низких температур. Таким образом, подавление критической температуры и аномальный рост верхнего критического поля в сильно разупорядоченных пленках не могут быть описаны в рамках классической модели подавления d-волновой сверхпроводимости. Описание полученных результатов можно объяснить сменой типа сверхпроводящего спаривания при достаточно высоком флюенсе облучения — радиационные дефекты способствуют подавлению исходной d-волновой компоненты и переходу системы к состоянию с s- и d-волновыми компонентами.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках государственного задания Института прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН), тема ГЗ: FFUF-2025-0006. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность коллегам, внесшим неоценимый вклад в выполнение настоящей работы: Д.В. Мастерову, С.А. Павлову, А.Е. Парафину (ИФМ РАН) — за изготовление пленок; Д.В. Гусейнову, А.А. Никольской, А.И. Белову, Д.И. Тетельбауму — за проведение ионного облучения.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] V. Braccini, A. Gurevich, J.E. Giencke, M.C. Jewell, C.B. Eom, D.C. Larbalestier, A. Pogrebnyakov, Y. Cui, B.T. Liu, Y.F. Hu, J.M. Redwing, Qi Li, X.X. Xi, R.K. Singh, R. Gandikota, J. Kim, B. Wilkens, N. Newman, J. Rowell, B. Moeckly, V. Ferrando, C. Tarantini, D. Marré, M. Putti, C. Ferdeghini, R. Vaglio, E. Haanappel. Phys. Rev. B **71**, 012504 (2005).
[2] F. Hunte, J. Jaroszynski, A. Gurevich, D.C. Larbalestier, R. Jin, A.S. Sefat, M.A. McGuire, B.C. Sales, D.K. Christen & D. Mandrus. Nature **453**, 903 (2008).
[3] E. Helfand, N.R. Werthamer. Phys. Rev. Lett. **13**, 686 (1964).
[4] E. Helfand, N.R. Werthamer. Phys. Rev. **147**, 288 (1966).
[5] T. Sekitani, N. Miura, S. Ikeda Y. Matsuda, Y. Shiohara. Physica B **346**, 319 (2004).
[6] Y. Sun, K. Maki. Phys. Rev. B **47**, 9111 (1993).
[7] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, C.C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J.Z. Sun, M.B. Ketchen Phys. Rev. Lett. **73**, 593 (1994).
[8] D.J. Scalapino. Phys. Rep. **250**, 329 (1995).
[9] P.W. Anderson. J. Phys. Chem. Solids **11**, 26 (1959).
[10] M.V. Sadovskii, A.I. Posazhennikova. Physica C **282**, 1847 (1997).
[11] Л.А. Опенов. ПЖЭТФ **81**, 43 (2005).
[12] H. Won, K. Maki. Physica B **244**, 66 (1998).
[13] A. Keles, A.V. Andreev, B.Z. Spivak, S.A. Kivelson. ЖЭТФ **146**, *6*, 1266 (2014).
[14] B. Spivak, P. Oreto, S.A. Kivelson. Phys. Rev. B **77**, 214523 (2008).
[15] Hyun-Sook Lee, Marek Bartkowiak, Jae-Hyun Park, Jae-Yeap Lee, Ju-Young Kim, Nak-Heon Sung, B.K. Cho, Chang-Uk Jung, Jun Sung Kim, Hu-Jong Lee. Phys. Rev. B **80**, 144512 (2009).
[16] A. Gurevich. Phys. Rev. B **67**, 184515 (2003).
[17] V.Z. Kresin, S.A. Wolf. Phys. Rev. B **46**, 6458 (1992).
[18] N. Klein, N. Tellmann, H. Schulz, K. Urban, S.A. Wolf, V.Z. Kresin. Phys. Rev. Lett. **71**, 3355 (1993).
[19] B.A. Aminov, M. A. Hein, G. Miiller, H. Piel, D. Wehler, Ya.G. Ponomarev, K. Rosner, K. Winzer. J. Supercond. **7**, 361 (1994).
[20] V.A. Shestakov, M.M. Korshunov, Yu.N. Togushova, O.V. Dolgov. Supercond. Sci. Technol. **34**, 075008 (2021).
[21] В.А. Шестаков, М.М. Коршунов. ФТТ **67**, 1035 (2025).

[22] В.К. Васильев, Д.С. Королев, С.А. Королев, Д.В. Мастеров, А.Н. Михайлов, А.И. Охапкин, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, П.А. Юнин, Е.В. Скороходов, Д.И. Тетельбаум. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования *4*, 1 (2016).
[23] A. Schilling, F. Hulliger, H.R. Ott. Physica C **168**, 272 (1990).
[24] A.V. Antonov, D.V. Masterov, A.N. Mikhaylov, S.V. Morozov, S.A. Pavlov, A.E. Parafin, D.I. Tetelbaum, S.S. Ustavschikov, P.A. Yunin, D.A. Savinov. Physica B **679**, 415764 (2024).
[25] J.Y. Lin, S.J. Chen, S.Y. Chen, C.F. Chang, H.D. Yang, S.K. Tolpygo, M. Gurvitch, Y.Y. Hsu, H.C. Ku. Phys. Rev. B **59**, 6047 (1999).
[26] А.В. Антонов, А.Н. Большаков, Д.В. Гусейнов, А.А. Никольская, А.И. Белов, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Д.И. Тетельбаум, С.С. Уставщиков, П.А. Юнин, Д.А. Савинов ФТТ **67**, 1047 (2025).

Редактор Ю.Э. Китаев