02

Эффекты анизотропного рассеяния в тонких пленках YBCO

© А.В. Антонов[1], А.Н. Большаков[1], Д.В. Гусейнов[2], А.А. Никольская[2], А.И. Белов[2], Д.В. Мастеров[1], С.А. Павлов[1], А.Е. Парафин[1], Д.И. Тетельбаум[2], С.С. Уставщиков[1], П.А. Юнин[1,2], Д.А. Савинов[1,2,¶]

[1] Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105,
Нижний Новгород, Россия
[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

[¶] E-mail: savinovda@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.
В окончательной редакции 6 марта 2025 г.
Принята к публикации 5 мая 2025 г.

В работе выполнены магнитотранспортные исследования тонких эпитаксиальных пленок YBaCuO (YBCO) в плоскости ab. Исследования проведены для узких прямоугольных мостиков, сформированных на основе пленок YBCO, подвергнутых облучению ионами гелия. Для разных температур T были экспериментально получены зависимости продольного и поперечного напряжений мостиков от внешнего магнитного поля H. В результате обработки экспериментальных данных изучено поведение следующих величин в зависимости от флюенса ионов: сверхпроводящая критическая температура T_c, среднее время свободного пробега τ, концентрация и эффективная масса свободных носителей заряда. При постепенном увеличении флюенса экспериментально обнаружен переход от металлического поведения пленок к изоляционному. Поведение критической температуры T_c в зависимости от τ описано с помощью модели для d-волновых сверхпроводников с анизотропными рассеивающими центрами. Определен параметр анизотропии рассеяния g в пленках YBCO, облученных ионами гелия. Проведено сравнение параметров g в пленках, облученных ионами гелия и ранее изученных пленках, облученных тяжелыми ионами — ионами ксенона. Обсуждается соответствие экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями для d-волновых сверхпроводников.

Ключевые слова: тонкие пленки YBCO, облучение ионами гелия, магнитотранспортные исследования, сверхпроводящая критическая температура, анизотропное рассеяние в d-волновых сверхпроводниках, эффект Холла, эффективная масса свободных носителей заряда.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61182.29HH-25

1. Введение

Изучение типов дефектов и их влияния на свойства материалов является важнейшей тематикой физики твердого тела [1]. Это связано с тем, что те или иные несовершенства структуры присутствуют в любом реальном образце. В физике сверхпроводимости вопросы беспорядка особенно актуальны, поскольку критические параметры могут сильно зависеть от концентрации дефектов и их распределений в сверхпроводнике [1]. Для случайного распределения точечных дефектов (точечный беспорядок) в обычных сверхпроводниках существует теорема Андерсона, согласно которой температура сверхпроводящего перехода T_c не зависит от концентрации дефектов [2]. При этом начальный наклон верхнего критического поля (наклон при $T = T_c$) увеличивается при увеличении концентрации дефектов [1]. В необычных сверхпроводниках (например, d-тип спаривания) данные критические величины быстро спадают при увеличении концентрации дефектов в условиях точечного беспорядка [3]. Для крупномасштабных дефектных центров в d-волновых сверхпроводниках возможно так называемое анизотропное рассеяние, когда изменение квазиимпульса свободных носителей заряда происходит в ограниченном диапазоне углов в обратном пространстве. В этом случае критическая температура и начальный наклон верхнего критического поля описываются формулами работы [4]. В частности, критическая температура T_c определяется неявным соотношением:

$$\ln\left(\frac{T_c}{T_{c0}}\right) = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + (1-g)\,\frac{\hbar\tau^{-1}}{4\pi k_B T_c}\right), \qquad (1)$$

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. Влияние примесей приводит к изотропизации энергетической щели в спектре возбуждений. Когда $g = 0$, любое направление квазиимпульса свободных носителей заряда в обратном пространстве после рассеяния оказывается равновероятным. Такой процесс рассеяния соответствует пределу точечного беспорядка. Поскольку куперовское спаривание происходит в состоянии с нарушенной пространственной симметрией, то единственной возможностью сделать щель изотропной является тождественное обращение ее в нуль на всей поверхности Ферми, что приводит к занулению критической температуры T_c. Именно

это и происходит при некотором времени свободного пробега $\tau \propto k_B T_c/\hbar$ в соответствии с формулой (1) при $g = 0$ (изотропное рассеяние свободных носителей заряда). Однако, если $g > 0$, то возникает анизотропия значений квазиимпульса по азимутальному углу в ab плоскости при рассеянии на дефектах. Иначе говоря, энергетическая щель изотропизуется лишь в некоторой ограниченной области обратного пространства. Это приводит к „замедлению“ процесса зануления T_c, т. е. $T_c \to 0$ происходит при больших скоростях рассеяния τ^{-1}: $\tau^{-1} \propto \hbar/(1-g)k_B T_c$. Подобное поведение критической температуры было экспериментально обнаружено для эпитаксиальных пленок YBaCuO (YBCO), облученных ионами разного типа [5–7]. При этом начальный наклон верхнего критического поля в некоторых случаях может иметь тенденцию к увеличению при малых флюенсах ионов, тогда как для больших флюенсов он уменьшается. Здесь и далее под флюенсом мы будем понимать дозу облучения, измеряемую в cm^{-2} (количество ионов на единицу площади). В частности, данное поведение наклона верхнего критического поля в зависимости от флюенса было обнаружено в нашей недавней работе [7] для пленок YBCO, облученных ионами ксенона с энергией 150 keV. Для малых флюенсов $n_D < 5 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ обнаружено хорошее соответствие между экспериментальными данными и теорией Won и Maki [4]. Определен параметр анизотропного рассеяния $g = 0.97$. Однако для больших флюенсов мы обнаружили отклонения экспериментальных данных от теоретических предсказаний для d-волновых сверхпроводников. Данное несоответствие может быть связано с тем, что ввиду сравнительно большой массы ионов ксенона и столь большого параметра анизотропии рассеяния g в пленке формировался сильно модулированный беспорядок, который способен приводить к смене типа сверхпроводящего спаривания с d-волнового на $(d+s)$-волновой (детали подробно обсуждаются в работе [7]).

В настоящей работе проведены магнитотранспортные исследования пленок YBCO, облученных легкими ионами — ионами гелия. Исследования были проведены в плоскости ab для узких прямоугольных мостиков, сформированных на основе пленок YBCO. Масса ионов He^+ ($M_r = 4$) данного типа существенно меньше, чем для ионов ксенона ($M_r = 131$). Ввиду этого можно ожидать, что дефектный кластер, созданный одиночным ионом гелия, имеет больший латеральный размер, чем кластер, созданный ионом ксенона. Действительно, тяжелый ион ксенона пролетает почти без искажений своего направления, создавая сильно дефектный узкий кластер. Легкий же ион гелия сильно рассеивается и создает слабо дефектный кластер, который должен быть существенно шире. Поэтому при одинаковом флюенсе облучений, концентрация созданных в пленке дефектов для ионов гелия много меньше, чем в случае ионов ксенона. Таким образом, эффекты анизотропного рассеяния в пленке, облученной ионами гелия, должны быть менее выражены. Иными словами, значение параметра анизотропии g должно получиться меньше, чем в случае ионов ксенона. Данное обстоятельство явилось одним из мотивирующих факторов для выбора ионов гелия с целью облучения исследуемой пленки.

Для разных температур T и флюенсов n_D были экспериментально получены зависимости продольного напряжения мостиков от внешнего магнитного поля H. Путем обработки экспериментальных данных изучено поведение зависимостей $R(T)$ для разных концентраций радиационных дефектов, из которых была определена критическая температура T_c по уровню $R = 0.5R_N$ (см. работу [7]) и время свободного пробега τ при нулевой температуре. Затем была построена зависимость $T_c(\tau)$. С помощью формулы (1) мы описали данную зависимость, подбирая оптимальное значение для параметра g. Наилучшее совпадение было достигнуто при выборе параметра $g = 0.84$, что вполне соответствовало ожиданиям. Это также соответствует результатам ранних работ [5,6], в которых эпитаксиальные пленки YBCO облучались высокоэнергичными электронами, и параметр g был равен 0.54.

Также в данной работе было проведено исследование эффекта Холла для мостиков с разным флюенсом облучения ионами гелия. Для разных температур T и флюенсов n_D были экспериментально получены зависимости поперечного напряжения мостиков от внешнего магнитного поля H. Исследования эффекта Холла для эпитаксиальных пленок YBCO и монокристаллов YBCO ранее проводились в ряде работ (см., например, [8–11]). В нашей работе исследование эффекта Холла было необходимо для оценки концентрации свободных носителей заряда n_c и их знака в зависимости от флюенса n_D. Заметим, что для случая облучения высокоэнергичными (1 MeV) ионами Ne^+ подобные исследования были проведены в работе [8]. Выяснено, что концентрация n_c практически не зависит от флюенса. В рамках нашей работы мы подтвердили данный вывод для умеренных энергий облучения (15 keV) и ионов другого типа (ионов He^+). В результате выяснено, что основными носителями электрического тока являются дырки, что соответствует ранним исследованиям. Также на основе данных о времени свободного пробега и остаточном сопротивлении мы оценили усредненную в плоскости ab эффективную массу свободных носителей заряда m^* для разных флюенсов n_D. Выяснено, что m^* примерно в 6 раз превышает массу свободного электрона m_e. Полученные данные согласуются с результатами ранних работ [12,13], в которых проведено исследование зонного энергетического спектра и рассчитана эффективная масса легких ($m^* = 0.5m_e$) и тяжелых дырок ($m^* = 8.5m_e$) в плоскости ab.

2. Изготовление образцов и ионное облучение

В работе исследовались высококачественные эпитаксиальные c-ориентированные пленки YBCO толщиной $d = 100$ 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 [14]. Мостики обладали следующими размерами: ширина 50 mkm, длина 250 mkm (см. рис. 1). Контактные площадки были изготовлены методом термического напыления серебра через металлическую маску. Толщина слоя серебра равнялась 100 nm. Критическая температура $T_{c0} = 89$ K, критическая плотность тока $j_c = 4 \cdot 10^6$ A/cm^2 при $T = 77$ K. Удельное сопротивление каждого мостика при температуре $T = 100$ K составило величину $100\,\mu$Ohm $\cdot$ 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 облучение ионами гелия (He^+) с энергией 15 keV при комнатной температуре. Энергия выбиралась из соображений получения квазиоднородного по толщине пленки распределения радиационных дефектов, которое рассчитывалось с использованием программы SRIM [15]. Было проведено несколько стадий ионного облучения. В итоге максимальный накопленный флюенс составил $n_D = 4.2 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}. Типичные распределения концентрации радиационных дефектов (пар Френкеля) n представлены на рис. 2. Заметим, что концентрация n может быть определена по формуле [7]:

$$n = f \cdot n_D/d, \tag{2}$$

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}.

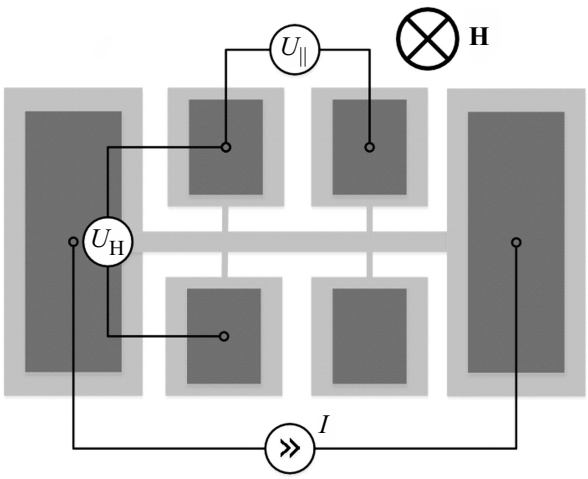

Рис. 1. Схематическое изображение исследуемого образца.

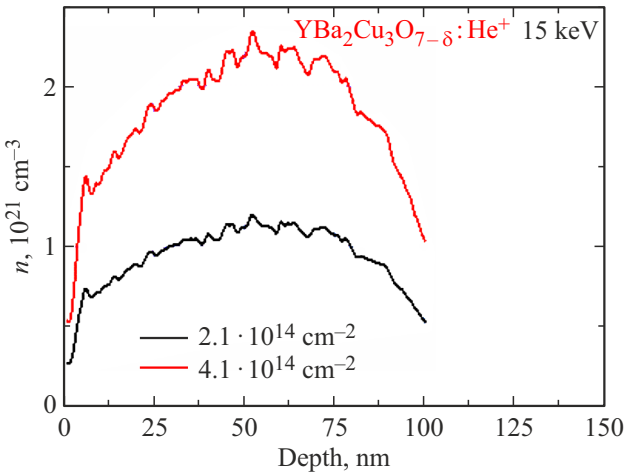

Рис. 2. Распределение концентрации дефектов n по глубине, полученное на основе расчетов по программе SRIM.

С помощью программы SRIM было смоделировано усредненное количество созданных одним ионом гелия дефектов в пленке в расчете на ангстрем длины (см. рис. 3). Из рисунка можно заключить, что для выбранных параметров ионного облучения дефектный кластер имеет латеральный размер L_c порядка 50 nm.

С ростом флюенса в пленке возникало подавление критической температуры T_c и повышение продольного сопротивления $R_n = R\,(100\,\text{K})$, 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 данной работе мы классифицировали разные дефектные состояния образца не значением флюенса n_D, а значением сопротивления R_n. Заметим, что вторичные процессы релаксации сильно зависят от температуры и практически

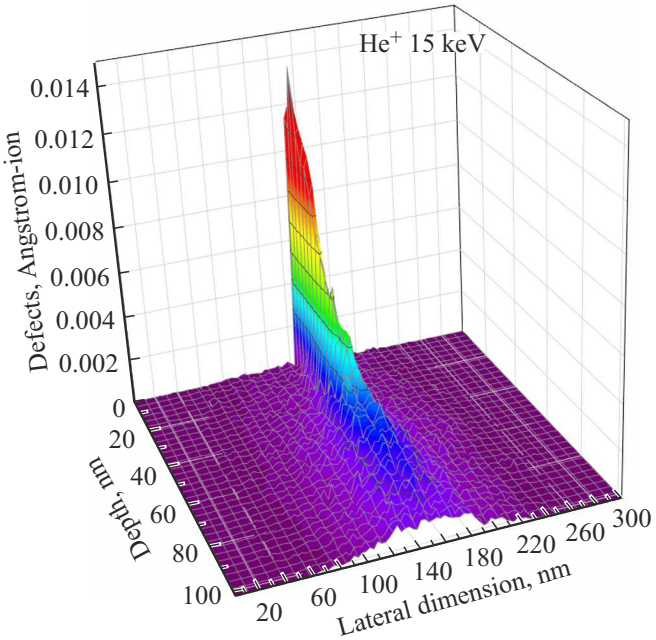

Рис. 3. Усредненное количество созданных одним ионом гелия дефектов в пленке в расчете на ангстрем длины, полученное на основе расчетов SRIM.

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 сопротивления образца (исследуемого мостика) измерялись стандартным четырехзондовым методом. В проведенных измерениях использовался транспортный ток $10\,\mu$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 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 сопротивлений в плоскости ab от поля H для разных флюенсов n_D. Как было отмечено в разделе 2, мы классифицировали разные дефектные состояния образца не значением флюенса n_D, а значением сопротивления R_n. Поэтому в следующем разделе будет представлена серия снятых и обработанных экспериментальных данных, соответствующих разным R_n.

4. Результаты

На рис. 4 представлены полевые зависимости продольного сопротивления исходного (необлученного) образца R для разных температур внутри сверхпроводящего перехода — наши исходные экспериментальные данные. При низких температурах (ниже 75 K) наблюдается практически полное отсутствие электрического сопротивления в доступном интервале внешних магнитных полей (до 12 T). При постепенном повышении температуры возникает представленная на рисунке зависимость $R(H)$. Для температур, близких к 100 K зависимость сопротивления R от H практически отсутствует. При более высоких температурах данное поведение сохраняется, и R просто возрастает. На рис. 5 продемонстрированы температурные зависимости продольного сопротивления 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 до 259 Ohm, образец характеризуется металлическим типом проводимости — продольное сопротивление образца монотонно растет с ростом температуры при $T > 100$ K. При больших

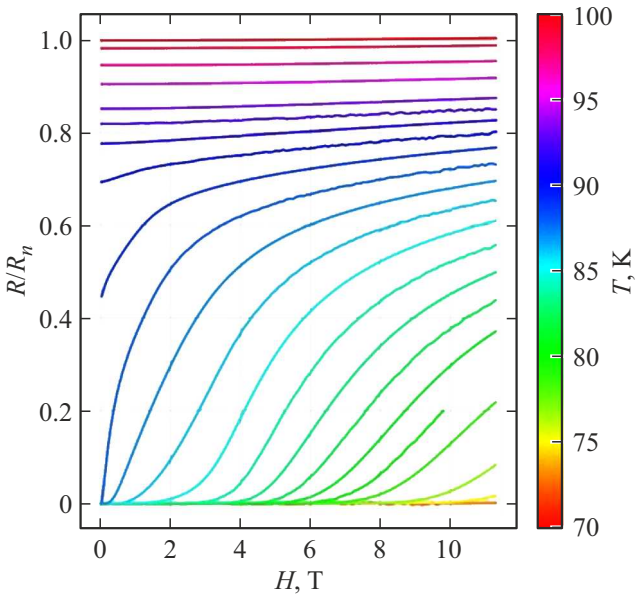

Рис. 4. Экспериментальные зависимости продольного сопротивления $R(H)$ для разных температур для необлученного образца.

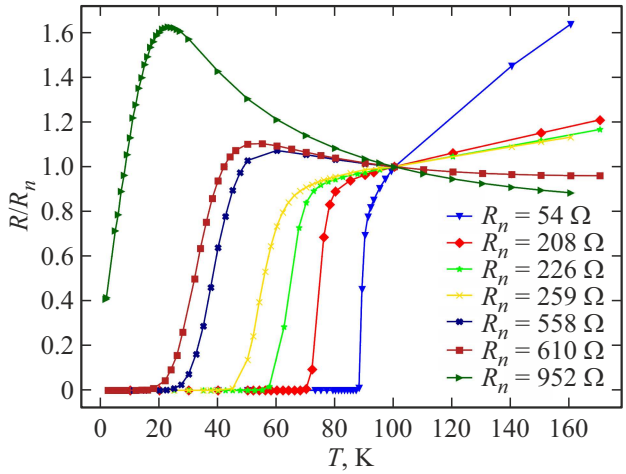

Рис. 5. Экспериментальные зависимости $R(T)$ для $H = 0$ для разных состояний образца, характеризующихся разным R_n (значения R_n представлены на вставке и соответствуют разной форме символов).

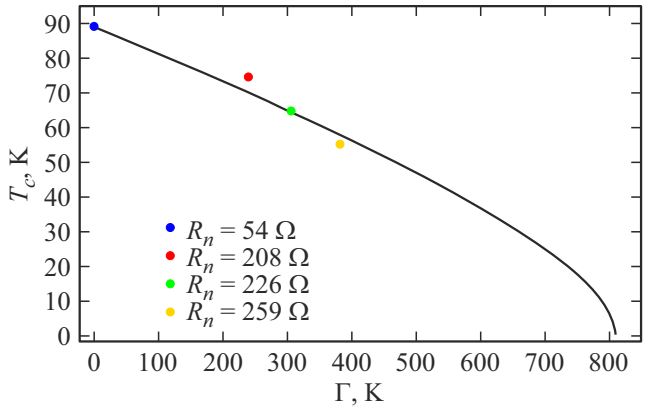

Рис. 6. Зависимость критической температуры T_c от темпа рассеяния $\Gamma = \tau^{-1}/2\pi\lambda_{\text{tr}}$. Символы представляют собой экспериментальные данные, а сплошная линия соответствует формуле (1) при $g = 0.84$.

R_n (от 557 до 952 Ohm) наблюдается полупроводниковый тип проводимости, однако по-прежнему существует сверхпроводящий переход, который возникает при более низких температурах.

На основе экспериментальных данных, представленных на рис. 5, определялось среднее время свободного пробега τ для каждого из четырех состояний образца ($R_n = 54$, 207, 226 и 259 Ohm), соответствующих металлическому типу проводимости исследуемой пленки. Для определения τ была использована следующая формула [6]:

$$\Gamma = \rho_0/\alpha, \tag{3}$$

где $\Gamma = \hbar\tau^{-1}/2\pi k_B\lambda_{\text{tr}}$ — темп рассеяния (характеризует концентрацию дефектов в образце), ρ_0 — остаточное удельное сопротивление, определяемое с помощью экстраполяции линейных зависимостей продольного сопротивления R (см. рис. 5) в область низких температур, $\alpha = \frac{d\rho}{dT}$ — наклон линейного участка зависимости $R(T)$, λ_{tr} — безразмерная транспортная постоянная (для YBCO равна 0.2). На рис. 6 символами представлена экспериментальная зависимость $T_c(\Gamma)$. Используя формулу (1), на данном рисунке сплошной линией представлена теоретическая зависимость $T_c(\Gamma)$. Наилучшее согласование экспериментальных и теоретических данных достигается при выборе параметра анизотропии $g = 0.84$. Типичные значения τ для облученного образца составляют величину порядка 10^{-14} s для разных его состояний. Касательно исходного состояния образца, когда $R_n = 54$ Ohm, 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.

На рис. 7 демонстрируются полевые зависимости поперечного (холловского) напряжения U_H для некоторых температур внутри сверхпроводящего переход. Показаны экспериментальные данные для четырех состояний образца ($R_n = 54$, 207, 226 и 259 Ohm). Можно заметить, что при низких температурах поперечное напряжение практически отсутствует, а при постепенном увеличении T возникает квазилинейная зависимость $U_H(H)$. Для высоких температур, когда образец находится в нормальном состоянии, данные зависимости можно аппроксимировать линейными функциями. Графики наклона $dU_H(H)/dH$ от температуры представлены на рис. 8 для разных R_n. Используя теорию эффекта Холла, можно определить концентрацию свободных носителей заряда по формуле:

$$n_c(T) = \left(ed\,\frac{dU_H(T)}{dH}\right)^{-1}. \tag{4}$$

Типичные температурные зависимости концентрации n_c для разных состояний образца представлены на рис. 9. Значения n_c на онсете сверхпроводящего перехода оказываются порядка $(2{-}4)\cdot 10^{21}\,\text{cm}^{-3}$, что согласуется с результатами работы [8]. Полученные данные могут быть использованы для оценки эффективной массы свободных носителей заряда m^*. Используя формулу Друде для удельного остаточного сопротивления $\rho_0 = m^*/e^2n\tau$ и значения времени свободного пробега, определенные выше (см. рис. 6), находим, что $m^* \approx 6m_e$ для всех четырех состояний образца ($R_n = 54$, 207, 226 и 259 Ohm). Для исходного образца альтернативный способ оценки эффективной массы m^* может быть построен на основе

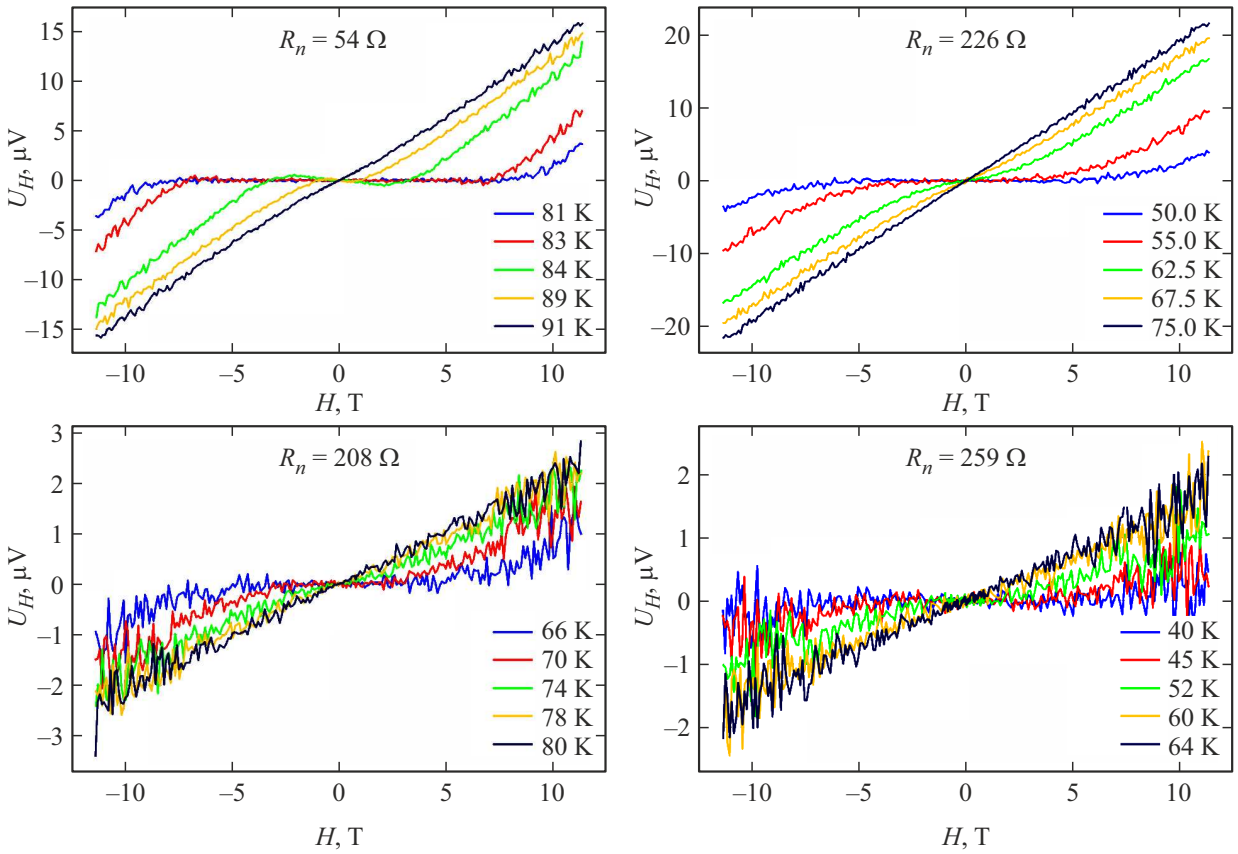

Рис. 7. Экспериментальные зависимости холловского напряжения от внешнего магнитного поля H для разных температур внутри сверхпроводящего перехода и разных состояний образца, характеризующихся значением $R_n = 54$, 207, 226 и 259 Ohm. Для состояний образца $R_n = 54$ и 226 Ohm измерительный ток составлял 100 μA, тогда как для $R_n = 207$ и 259 Ohm — 10 μA.

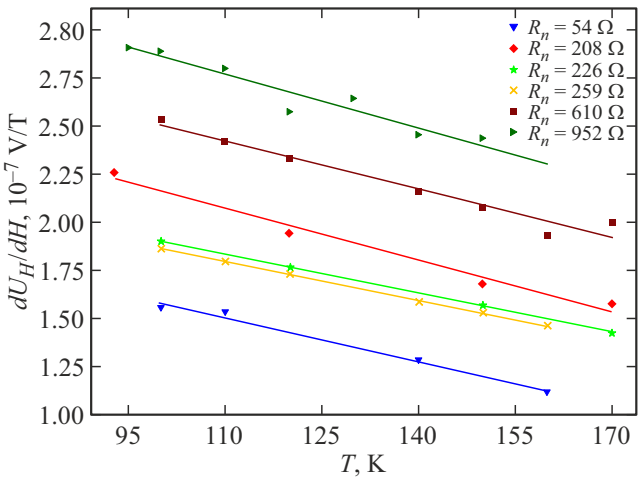

Рис. 8. Линейные аппроксимации экспериментальных зависимостей dU_H/dH от температуры для разных состояний образца, характеризующихся значением R_n (представлены на вставке).

теории Лондонов:

$$m^* = \frac{4\pi n e^2 \lambda_{ab}^2}{c^2}, \qquad (5)$$

где $\lambda_{ab} = 139$ nm — лондоновская длина при $T = 0$ для YBCO [16]. Подставляя данные для концентрации n_c, находим $m^* \approx 3me$, что в 2 раза меньше, чем величина, полученная в результате магнитотранспортных исследований. Заметим, что формула (5) получена феноменологически (модель Лондонов — это простейшая феноменологическая теория). Поэтому можно ожидать, что рассчитанная таким образом эффективная масса будет сходиться с данными магнитотранспортных исследований лишь по порядку величины. В этой связи мы считаем, что разница в 2 раза вполне допустима.

5. Обсуждение

В данном разделе обсудим возможную интерпретацию полученных результатов. Облучение исследуемой пленки YBCO происходило с помощью ионов гелия. Ввиду малой массы ионов гелия облучение происходило с энергией 15 keV, что на порядок меньше энергии ионов ксенона, используемых нами ранее в работе [7]. И в том, и в другом случае энергия выбиралась из соображений квазиоднородного распределения концентрации радиационных дефектов n по толщине пленки. Для случая ионов гелия типичные распределения n представлены на рис. 2. Выбор флюенсов был определен на основе данных, полученных в наших ранних работах [7,17]. Существенное

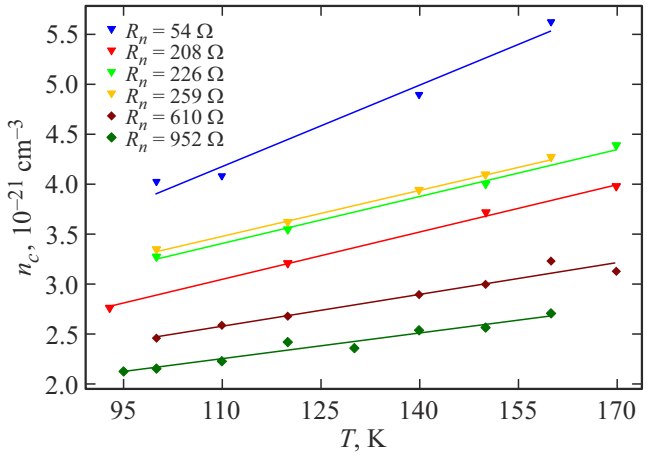

Рис. 9. Вычисленные по формуле (4) температурные зависимости концентрации свободных носителей заряда n_c для разных состояний образца, характеризующихся значением R_n (представлены на вставке).

влияние на T_c происходит при возникновении концентрации радиационных дефектов в пленке порядка $10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$. В случае ионов гелия типичные дозы облучения n_D составили величину порядка $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Характерное расстояния между дефектными кластерами может быть оценено как $\Delta L_c \approx 1/\sqrt{n_D}$. Для $n_D \sim 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ легко найти $\Delta L_c \sim 1\,\mathrm{nm}$. В рамках программы SRIM также было смоделировано пространственное распределение дефектного кластера, созданного одним ионом. Для выбранных параметров ионного облучения обнаружено, что дефектный кластер имеет характерный латеральный размер L_c порядка 50 nm, что превышает соответствующий размер для иона ксенона (см. работу [7]). Данный размер L_c для иона гелия также существенно превышает характерное расстояние между разными дефектными кластерами. Таким образом, при используемых флюенсах ионов гелия в плоскости образца возникает более равномерное распределение дефектов ввиду перемешивания дефектных кластеров. Поэтому эффекты анизотропного рассеяния должны менее выражены по сравнению со случаем ионов ксенона (когда $g = 0.97$ — см. работу [7]), и параметр g должен быть меньше. Именно это мы получили в результате обработки наших экспериментальных данных — $g = 0.84$.

При облучении образца, как видно из рис. 5, происходит подавление сверхпроводящей критической температуры T_c. При этом для значений R_n от 54 до 259 Ohm, образец характеризуется металлическим типом проводимости — продольное сопротивление образца монотонно растет с ростом температуры при $T > 100$ K. При больших R_n (от 557 до 952 Ohm) наблюдается полупроводниковый тип проводимости. Однако по-прежнему существует сверхпроводящий переход, который возникает при более низких температурах. Это означает, что в образце должна быть достаточная для сверхпроводящего упорядочивания концентрация свободных носителей заряда n_c. Действительно, как следует из рис. 7, концентрация n_c для $R_n = 610$ Ohm и $R_n = 952$ Ohm незначительно ниже, но по порядку величины совпадает с той, которая соответствует металлическому типу проводимости (R_n от 54 до 259 Ohm).

На основе полученных данных о концентрации n_c, в настоящей работе также определена эффективная масса свободных носителей заряда m^* в плоскости ab: $m^* = 6m_e$. Проводя сопоставление с работами [12,13], в которых рассчитана эффективная масса легких ($m^* = 0.5m_e$) и тяжелых дырок ($m^* = 8.5m_e$) в плоскости ab, можно заключить, что полученные нами данные находятся в согласии с этими результатами. Фактически, мы нашли некую усредненную характеристику эффективной массы — она находится в интервале между $0.5m_e$ и $8.5m_e$. Также выяснено, что для металлического типа проводимости исследуемой пленки эффективная масса m^* очень слабо зависит от дозы ионного облучения. Это вероятно вызвано тем, что типичная концентрация дефектов в пленке для выбранных флюенсов относительно мала и составляет величину порядка $10^{21}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Данное значение примерно на 2 порядка меньше, чем концентрация атомов в пленке. Таким образом, вызванная данным радиационным воздействием концентрация дефектов несущественно воздействует на зонный энергетический спектр и поверхность Ферми, а, следовательно, эффективная масса свободных носителей заряда m^* остается практически неизменной при всех флюенсах облучения.

6. Заключение

В настоящей работе проведены магнитотранспортные исследования эпитаксиальных пленок YBCO, облученных ионами гелия средних энергий. Изучено поведение сверхпроводящей критической температуры, времени свободного пробега и концентрации свободных носителей заряда в зависимости от возникающих в пленке радиационных дефектов. Проведено соответствие экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями для d-волновых сверхпроводников с анизотропными рассеивающими центрами. Определен параметр анизотропии рассеяния $g = 0.84$. Результаты проведенных исследований представляют собой некий альтернативный способ определения эффективной массы свободных носителей заряда m^* для ВТСП структур с различной концентрацией дефектов и их пространственным распределением, и, следовательно, являются актуальными для изучения формы поверхности Ферми и зонного энергетического спектра ВТСП образцов.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках проекта РНФ (соглашение № 25-22-00204). В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] А.А. Абрикосов, Наука, Москва, pp. 1–520 (1987).
[2] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett, **3**, 325 (1959).
[3] M.V. Sadovskii, A.I. Posazhennikova. Physica C, **282**, 1847 (1997).
[4] H. Won, K. Maki. Phys. B, **244**, 66 (1998).
[5] J.Y. Lin, H.D. Yang, S.K. Tolgygo, M. Gurvitch. Czech. J. Phys., **46**, 1187 (1996).
[6] J.Y. Lin, S.J. Chen, S.Y. Chen, C.F. Chang, H.D. Yang, S.K. Tolgygo, M. Gurvitch, Y.Y. Hsu, H.C. Ku. Phys. Rev. B, **59**, 6047 (1999).
[7] 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).
[8] J.M. Valles, Jr., A.E. White, K.T. Short, R.C. Dynes, J.P. Garno, A.F.J. Levi, M. Anzlowar, K. Baldwin. Phys. Rev. B, **39**, 11599 (1989).
[9] R. Hopfengartner, M. Leghissa, G. Kreiselmeyer, B. Holzapfel, P. Schmitt, G. Saemann-Ischenko. Phys. Rev. B, **47**, 5992 (1993).
[10] A. Carrington, D.J.C. Walker, A.P. Mackenzie, J.R. Cooper. Phys. Rev. B, **48**, 13051 (1993).
[11] M.D. Lan, J.Z. Liu, Y.X. Jia, Lu Zhang, R.N. Shelton. Phys. Rev. B, **49**, 580 (1994).
[12] W.Y. Ching, Y. Xu, and G.-L. Zhao, K.W. Wong, F. Zandiehnadem. Phys. Rev. Lett., **59**, 1333 (1987).
[13] L. Zou, S. Lederer, T. Senthil. Phys. Rev. B, **95**, 245135 (2017).
[14] 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).
[15] A. Schiling, F. Hulliger, H.R. Ott. Physica C, **168**, 272 (1990).
[16] J.F. Zeigler, J.P. Biersack, M.D. Zeigler. The Stopping and Range of Ions in Matter, SRIM, U.S.A.: Chester, Maryland (2008).
[17] A.V. Antonov, A.V. Ikonnikov, D.V. Masterov, A.N. Mikhaylov, S.V. Morozov, Y.N. Nozdrin, S.A. Pavlov, A.E. Parafin, D.I. Tetelbaum, S.S. Ustavschikov, V.K. Vasiliev, P.A. Yunin, D.A. Savinov. Physica C, **568**, 1353581 (2020).

Редактор В.В. Емцев