

02

## Влияние ионного облучения на электронный транспорт в тонких пленках YBCO

© А.В. Антонов<sup>1</sup>, Д.В. Мастеров<sup>1</sup>, А.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.В. Морозов<sup>1</sup>, С.А. Павлов<sup>1</sup>, А.Е. Парафин<sup>1</sup>,  
Д.И. Тетельбаум<sup>1</sup>, С.С. Уставщиков<sup>1,2</sup>, П.А. Юнин<sup>1,2</sup>, Д.А. Савинов<sup>1,2,¶</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: savinovda@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Экспериментально исследовано влияние беспорядка на сверхпроводящие свойства тонкопленочных наноструктур YBCO во внешних магнитных полях. Беспорядок создавался с помощью облучения ионами ксенона. Исследования включали в себя транспортные измерения узких мостиков на основе ВТСП-пленок YBCO (толщина 50 nm) в сильных магнитных полях (до 12 Т). Таким образом, для образцов с разной степенью неупорядоченности исследованы критические зависимости — линия фазового перехода  $H_{c2}(T)$ , линия необратимости  $H_{irr}(T)$  и др. Экспериментально изучены зависимости средней длины свободного пробега и критической температуры от концентрации дефектов, созданных ионным облучением. Обнаруженные в измерениях данные описаны с помощью формул, полученных в рамках известных моделей, таких как теория Гинзбурга–Ландау, теория Друде и уравнения Горькова.

**Ключевые слова:** ВТСП, тонкие пленки, ионное облучение, дефекты, резистивные измерения, верхнее критическое поле, линия необратимости, вихри.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52800.01NN

### 1. Введение

В последнее десятилетие наблюдается яркий всплеск в исследованиях сверхпроводников с необычным типом спаривания (в частности, высокотемпературных сверхпроводников [ВТСП]) с разной степенью неупорядоченности (см., например, работы [1–6]). Интерес к ним обусловлен рядом причин. В частности, для высоких степеней беспорядка, когда образец находится вблизи перехода „сверхпроводник–нормальный металл“ (или „сверхпроводник–изолятор“), возможна смена типа сверхпроводящего спаривания [2,3,6], а также возникновение необычной температурной зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$  — она оказывается монотонно возрастающей, что приводит к возможности стимулирования сверхпроводимости с помощью приложения внешнего магнитного поля  $H$  [4], тогда как обычно внешнее магнитное поле всегда подавляет критическую температуру  $T_c$  [7]. Весьма интригующим экспериментальным результатом, обнаруженным для несверхпроводящего состояния пленок YBCO, содержащих решетку нано-отверстий, является возможность протекания электрического тока, элементарным носителем которого являются куперовские пары, а не отдельные электроны, как это обычно происходит в нормальном состоянии обычных сверхпроводников [1]. Для низких степеней беспорядка в ВТСП также возможно наблюдение достаточно необычных эффектов, которые могут быть

интересны как с теоретической, так и с прикладной точек зрения. Так, например, в таких системах возможны аномальные особенности фазовых диаграмм на плоскости внешнее магнитное поле  $H$  — температура  $T$  [5,6]. А именно, наблюдалось необычное уменьшение наклона верхнего критического поля вблизи  $T_{c0} = T_c(H = 0)$ , тогда как обычно рост концентрации дефектов приводит к увеличению локального наклона линии фазового перехода  $H_{c2}(T)$ . Также было обнаружено, что температурная зависимость верхнего критического поля обладает положительной кривизной вблизи  $T_{c0}$ . В ряде случаев неупорядоченность в образцах ВТСП создается с помощью радиационного воздействия или облучения (см., например, работы [5,6,8–18]). Интересно, что при умеренных дозах облучения радиационное воздействие может быть использовано в целях повышения критических параметров ВТСП структур [17]. В частности, облучение может приводить к увеличению критической температуры в ВТСП (см., например, [7,14]), а также открыть возможность создания наноструктур с увеличенным критическим током (см., например, [18]). Подбирая параметры ионов как источников радиационного повреждения можно создать решетку узких квазицилиндрических дефектных областей в пленках, приводящих к усилению пиннинга, а, следовательно, к большим значениям критической плотности тока  $j_c$  по сравнению с необлученными образцами. Таким образом, контролируемое введение дефектов в ВТСП-образцах

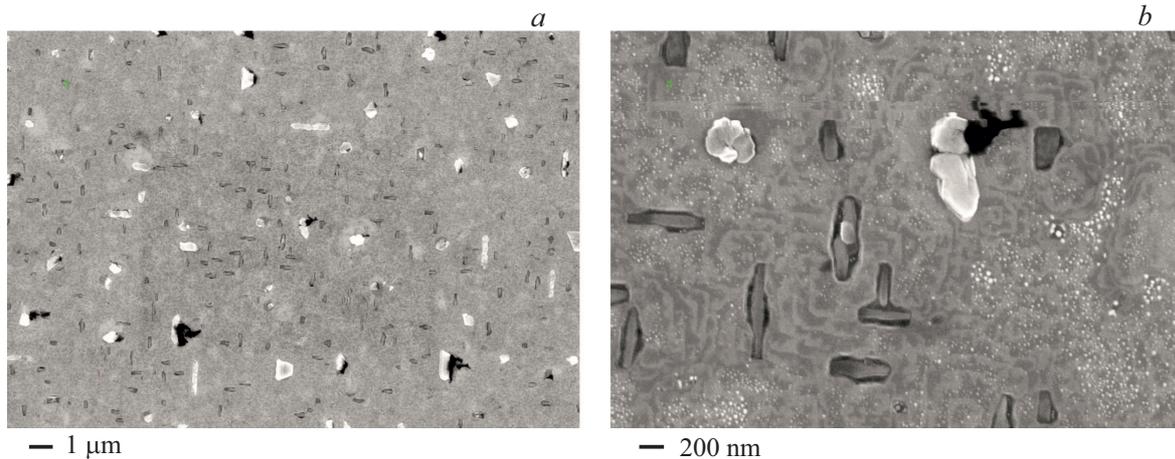


Рис. 1. Изображение исследуемой пленки YBCO, полученное в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ).

(в том числе, за счет радиационного воздействия) может быть использовано для создания сверхпроводящих структур с высокими критическими параметрами и новыми необычными свойствами. В настоящей работе мы провели исследование, необходимое для достижения данной фундаментальной цели. Для образцов на основе YBCO с разной степенью неупорядоченности исследованы критические зависимости — линия фазового перехода  $H_{c2}(T)$ , линия необратимости  $H_{irr}(T)$  и др., а также изучены особенности вихревого состояния облученных образцов, которые крайне актуальны, поскольку именно вихри определяют термодинамические и транспортные характеристики сверхпроводников.

Хорошо известно, что внешнее магнитное поле  $H$  может проникать в сверхпроводники Прюда в виде вихрей [19]. В идеализированном случае массивного сверхпроводника без дефектов, решетка вихрей строго упорядочена и имеет гексагональную симметрию. Период решетки зависит от величины  $H$ . При превышении поля  $H$  критического значения  $H_{c2}$  плотность вихрей становится настолько большой, что период решетки оказывается порядка размера вихря. Вихри соприкасаются своими нормальными сердцевинами, и происходит фазовый переход второго рода в нормальное состояние. Критическое значение  $H_{c2}$ , называемое вторым критическим полем, зависит от температуры. Вблизи критической температуры  $T_{c0}$ , данная зависимость линейна

$$H_{c2} = \Phi_0(1 - T/T_{c0})/2\pi\xi_0^2, \quad (1)$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\xi_0$  — сверхпроводящая длина когерентности при  $T = 0$ . Зависимость  $H_{c2}(T)$  определяет линию фазового перехода в нормальное состояние массивного сверхпроводника без дефектов. Реальные же образцы имеют конечные размеры, поэтому нормальное состояние в сверхпроводнике достигается при большем значении внешнего поля, связанного с образованием зародышей вблизи границ. Более того, реальные образцы всегда неоднородны. Так, при

увеличении поля  $H$ , дефекты могут приводить к конкуренции между различными видами зарождения сверхпроводимости. В результате, линия фазового перехода оказывается нелинейной вблизи  $T_{c0}$  (см., например, [5]). Поскольку в реальном эксперименте сверхпроводящий переход имеет конечную ширину, которая возрастает с увеличением  $H$ , возникает вопрос о выборе уровня  $R = \text{const}$ , для которого следует определять ту или иную линию фазового перехода. Очевидно, этот уровень может зависеть от степени беспорядка. В настоящей работе мы провели экспериментальное исследование данного вопроса применительно к тонким пленкам ВТСП YBCO, облученным разными дозами ионов ксенона. Таким образом, в работе найдены: (а) — средняя длина свободного пробега и критическая температуры  $T_{c0}$  для разных доз облучения, (б) температурные зависимости критических магнитных полей для разных доз облучения и (в) критерий  $R = \text{const}$  для определения границы вихревого состояния облученных образцов. Обнаруженные в измерениях данные описаны с помощью формул, полученных в рамках известных моделей, таких как теория Гинзбурга–Ландау, теория Друде и уравнения Горькова.

## 2. Изготовление образцов и детали эксперимента

В работе исследовались узкие мостики, сформированные на основе тонкой эпитаксиальной пленки YBCO (толщина 50 nm), выращенной методом магнетронного распыления на подложке из алюмината лантана  $\text{LaAlO}_3$ . На рис. 1 демонстрируется изображение поверхности пленки YBCO, полученное в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). На рис. 2 представлено оптическое изображение мостика, который мы изучали. Мостики были получены с помощью метода ионного облучения через маску из фоторезиста, которая затем удалялась в ацетоне. Реализация данного метода происходила

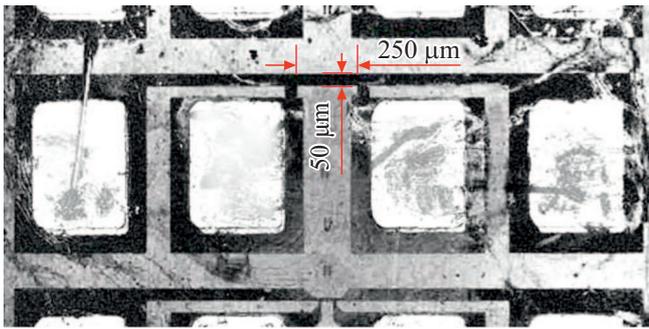


Рис. 2. Изображение исследуемого мостика, полученное в оптическом микроскопе.

подобно тому, как это было выполнено ранее в работе [20], в которой также представлены результаты структурных исследований аналогичных пленок YBCO. Исходные мостики обладали следующими геометрическими размерами: ширина  $50 \mu\text{m}$ , длина  $250 \mu\text{m}$ . Контактные площадки были изготовлены методом термического напыления серебра через металлическую маску. Толщина слоя серебра равнялась  $100 \text{ nm}$ . 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 из мостиков при температуре  $T = 100 \text{ K}$  составило величину  $100 \mu\Omega\text{cm}$ , что соответствует оптимуму кислородного допирования пленки, т.е. значению  $x = 0.1$  в пленке  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Стоит заметить, что пленка несовершенна и содержит множество структурных дефектов с характерными размерами от нескольких nm до сотен nm (см. рис. 1). Наиболее крупномасштабные из них обычно называют преципитатами (см. светлые и темные вкрапления). Однако, среднее расстояние между ними существенно превосходит их характерный размер, и сверхпроводящий переход в нулевом магнитном поле оказывается достаточно узким — порядка 1 K. Это означает, что с точки зрения теоретических представлений, образец можно приближенно рассматривать как однородный с заданной критической температурной  $T_c$ , но с некоторой пространственной модуляцией длины когерентности. Именно такая модель сверхпроводника легла в основу теоретического описания температурных зависимостей критических магнитных полей, которые будут обсуждаться далее.

В процессе исследования, мостики подвергались облучению ионами  $\text{Xe}^{2+}$  с энергией  $150 \text{ keV}$  и разной дозой. Максимальная накопленная доза  $n_D$  составила  $7.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Облучение проводилось при комнатной температуре.

Сопротивление образца измерялось стандартным четырехзондовым методом. Транспортный ток составлял  $10 \mu\text{A}$ . Резистивные измерения проводились при развертке магнитного поля до 12 T в интервале температур от гелиевых значений до 100 K. Для создания магнитного поля использовалась криогенная система

замкнутого цикла из двух криостатов, в одном из которых находился сверхпроводящий соленоид с отверстием диаметром  $52 \text{ mm}$  (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. Температура  $T$  определялась по специальному калиброванному термометру с разрешением  $50 \text{ mK}$ . Магнитное поле  $H$  определялось с разрешением 12 G.

### 3. Результаты экспериментов

В работе экспериментально изучены зависимости нормального сопротивления образца  $R_N = R(100 \text{ K})$  и критической температуры  $T_{c0}$  от концентрации дефектов, созданных ионным облучением. Используя теорию Друде, а также уравнения Горькова, измеренные данные позволили изучить зависимость средней длины свободного пробега  $\ell$  от дозы ионного облучения  $n_D$ . Так, в широком диапазоне значений  $n_D$  вплоть до  $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  зависимости  $R_N(n_D)$  и  $T_{c0}(n_D)$  оказываются квазилинейными (см. рис. 3). Это позволяет сделать аппроксимацию экспериментальных данных  $T_{c0}(n_D)$  упрощенным выражением для критической температуры

$$T_{c0} \cong T_{c0}^{(virg)} - \pi \hbar / 8 k_B \tau, \quad (2)$$

где  $T_{c0}^{(virg)}$  — критическая температура образца без облучения,  $\tau$  — среднее время свободного пробега электронов. Оценивая скорость Ферми  $v_F \cong 5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$  (см., например, [5]), получаем среднюю длину свободного пробега  $\ell \cong 50 \text{ nm}$  для  $n_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Очевидно, что это завышенная оценка на  $\ell$ , поскольку  $T_{c0}^{(virg)} = T_{c0}(\tau \rightarrow \infty)$ , что превосходит значе-

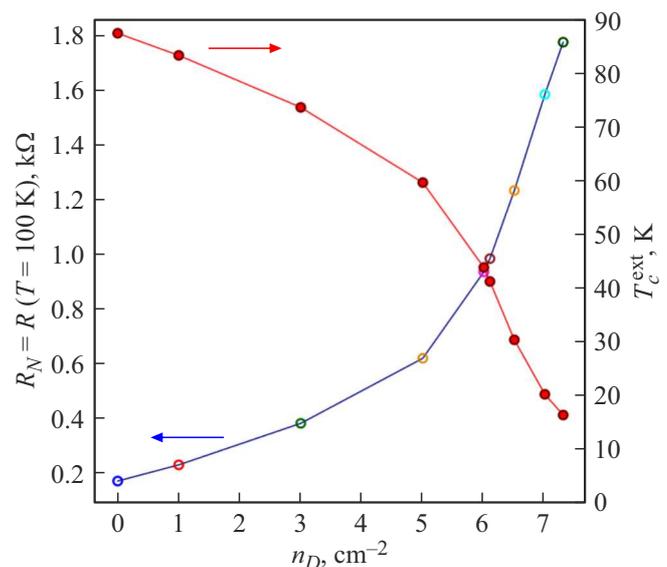
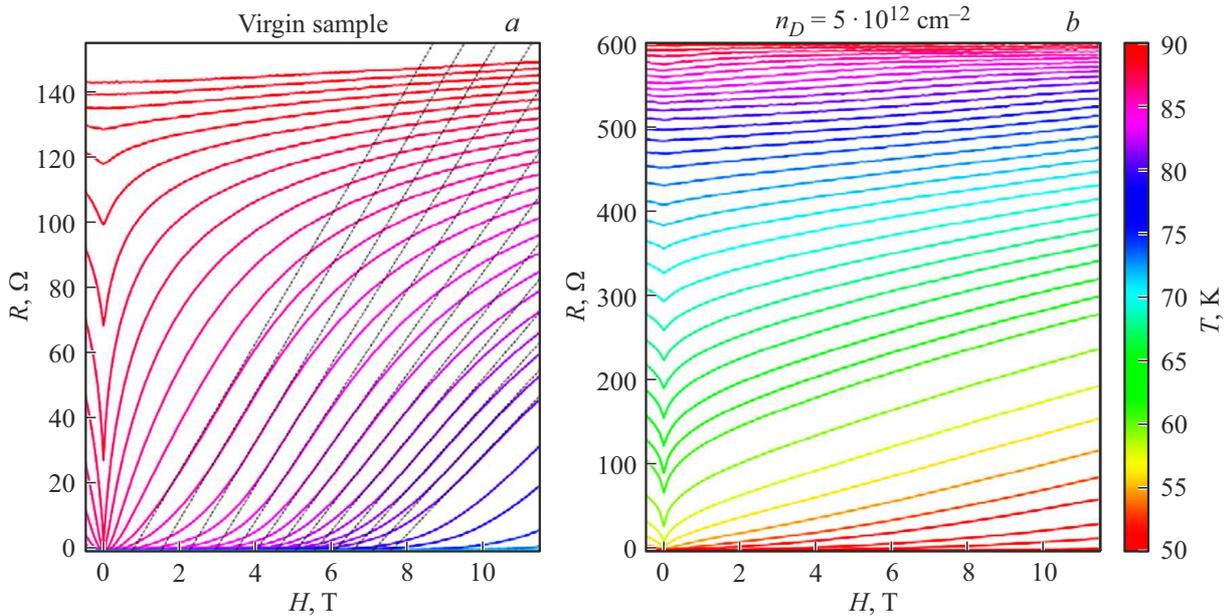


Рис. 3. Зависимости нормального сопротивления образца  $R_N = R(100 \text{ K})$  и критической температуры  $T_{c0}$  от дозы облучения  $n_D$ .



**Рис. 4.** Зависимости зависимостей  $R(H)$  для разных температур (шкала представлена справа) для исходного образца (a) ( $n_D = 0$ ) и для облученного (b) ( $n_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ).

ние для критической температуры исходного образца ( $T_{c0} = 89 \text{ K}$ , см. раздел 2). Альтернативно, модель Друде дает следующее выражение для  $\tau$ :

$$\tau \cong \frac{m}{e^2 n \rho_{100}}, \quad (3)$$

где  $\rho_{100}$  — удельное сопротивление, соответствующее  $R_N = R(100 \text{ K})$ ,  $n \cong 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация носителей (см., данные для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в работе [21]). Так, для  $n_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  находим:  $\ell \cong 5 \text{ nm}$ . Однако данная оценка является заниженной в виду того, что реальное остаточное сопротивление ниже, чем  $\rho_{100}$ , которое было использовано в формуле (3). Таким образом, мы находим предельные границы для средней длины свободного пробега для каждой из рассмотренных доз. В частности, для максимального значения  $n_D = 7.3 \cdot 10^{12}$  мы получили, что  $\ell$  оказывается порядка нескольких нанометров, а, следовательно, образец справедливо рассматривать в рамках чистого предела, когда  $\ell$  превосходит  $\xi_0$ , которая составляет  $1.5 \text{ nm}$  в данном материале. Это означает, что после каждого акта ионного облучения средняя длина когерентности в образце оставалась неизменной

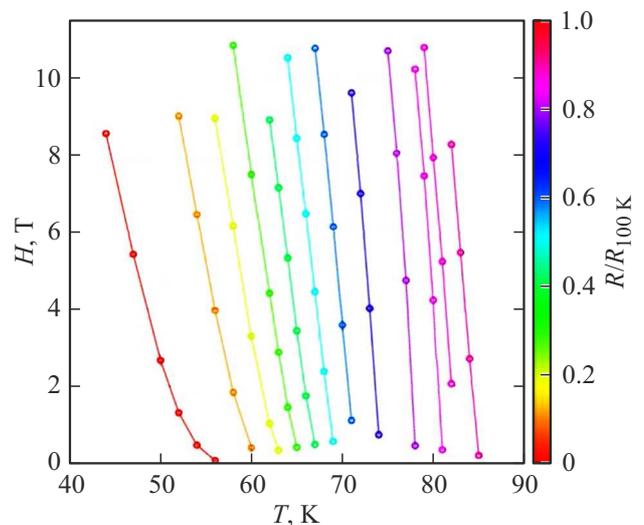
$$\xi_0(n_D) = \text{inv}. \quad (4)$$

Обнаруженная при  $n_D > 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  нелинейность зависимостей  $R_N(n_D)$  и  $T_{c0}(n_D)$  может быть связана с перекрытием дефектных кластеров, возникающих при облучении (см. рис. 3), поскольку при таких дозах латеральные размеры отдельных кластеров  $L_c$  оказываются сравнимыми с характерным расстоянием между ними  $\Delta L_c$ . Действительно,  $L_c \sim 10 \text{ nm}$  (см. расчеты в SRIM [22] для  $\text{Xe}^{2+}$  с выбранными параметрами, указан-

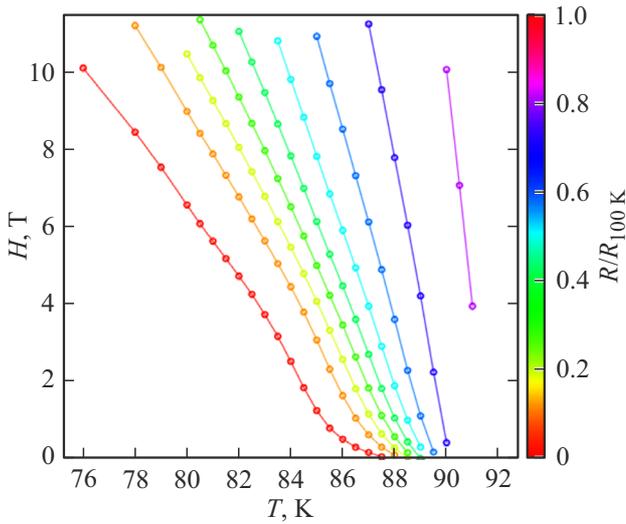
ными в разделе 2 данной работы), а характерное расстояние  $\Delta L_c \propto n_D^{-1/2}$ . В частности, уже для  $n_D = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ :

$$\Delta L_c \cong 10 \text{ nm}.$$

Далее мы представляем результаты транспортных измерений исследуемых образцов во внешних магнитных полях. Резистивные измерения проводились при развертке магнитного поля до  $12 \text{ T}$  в интервале температур от гелиевых значений до  $100 \text{ K}$ . Ориентация магнитного поля была выбрана в направлении оси  $c$  пленки.



**Рис. 5.** Зависимости  $H(T)$  для  $n_D = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  и разных уровней постоянного сопротивления  $R = \text{const}$  в долях  $R_N = R(100 \text{ K})$ .



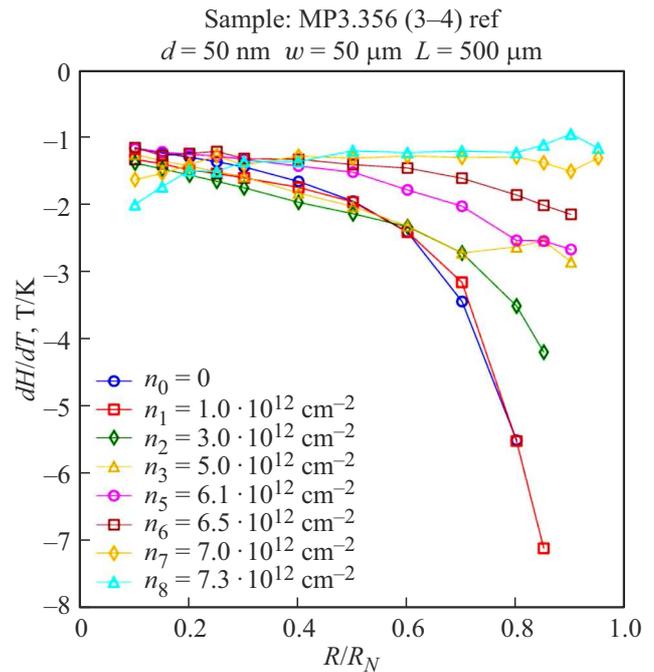
**Рис. 6.** Зависимости  $H(T)$  для необлученного образца ( $n_D = 0$ ) и разных уровней постоянного сопротивления  $R = \text{const}$  в долях  $R_N = R(100 \text{ K})$ .

Таким образом, для заданной температуры  $T$  снимаются зависимости  $R(H)$ . Выбирая значение  $R = \text{const}$ , получаем серию точек на плоскости внешнее магнитное поле — температура, которая представляет собой зависимость  $H(T)$ . Согласно предсказаниям работы [23], для высоких уровней  $R \rightarrow R_N$  мы ожидали возникновение нелинейных искажений на зависимостях  $H(T)$  вблизи  $T_{c0}$  при постепенном увеличении дозы ионного облучения  $n_D$ . Описание этих линий для разных уровней было произведено в рамках модифицированной теории Гинзбурга–Ландау подобно тому, как это было описано в [5]. Оказалось, что искажения наиболее явно проявляются при  $R \rightarrow 0$ , когда линия  $H(T)$  соответствует линии необратимости  $H_{irr}(T)$ , связанной с входом/выходом вихрей. Для высоких же уровней ожидаемый эффект оказался слабо выраженным. Тем не менее, для таких сопротивлений мы обнаружили некоторые другие необычные особенности на линиях  $H(T)$ . Выяснилось, что для облученного образца зависимости  $R(H)$  становятся квазилинейными, причем квазипараллельными для разных температур (см. рис. 4). Это приводит к тому, что для разных  $R$  — линии  $H(T)$  почти не меняют своего наклона, как видно на рис. 5, что существенно отличается от случая, когда образец не подвергался облучению (см. рис. 6).

#### 4. Обсуждение

Для каждой температуры  $T$ , переход  $R(H)$  можно условно разделить на две области — область низких сопротивлений, когда в образец входят вихри, которые участвуют в диссипации при протекании транспортного тока и область высоких сопротивлений, когда образец находится преимущественно в нормальном состоянии,

и лишь локальные области могут участвовать в бездиссипативном протекании тока. Граница  $R = \text{const}$  между этими областями определяет поле  $H_{c2}$  при данной температуре  $T$ . Данная граница может изменяться при облучении образца. Поэтому необходим критерий выбора  $R$ , который позволяет определять зависимость  $H_{c2}(T)$  для сверхпроводника с разной дозой облучения. Для исходного образца (без облучения) критерий обычно соответствует выбору  $R$  как максимального значения сопротивления в области, где  $R \sim H$  (режим течения потока вихрей). В наших экспериментах это соответствует уровню  $R = 0.4R_N$ . И именно такой критерий следует выбирать для определения  $H_{c2}(T)$  при  $n_D = 0$ . Действительно, при таком определении получаем  $\xi_0 = 1.5 \text{ nm}$ , что согласуется с известными литературными данными (см., например, [24]). Определим теперь критерий для каждой из выбранных доз  $n_D$ . На рис. 7 представлена зависимость наклона  $dH/dT$  от безразмерного резистивного уровня для разных  $n_D$ . Заметим, что для  $R < 0.4R_N$ , зависимость  $dH/dT$  от уровня становится квазипостоянной для любой  $n_D$ . Из формулы (1) следует, что  $\xi_0$  может быть экспериментально определена из зависимости  $H_{c2}(T)$ , как величина обратно пропорциональная корню произведения  $dH/dT$  и  $T_{c0}$ . Критическая температура  $T_{c0}$  понижается при увеличении дозы. Это означает, что для выполнения формулы (4) при постепенном увеличении  $n_D$ , наклон  $dH/dT$  должен возрастать. Следовательно, для корректного извлечения  $H_{c2}$  из экспериментальных кривых  $R(H)$ , необходимо повышать  $R$  при увеличении  $n_D$ . Так, например, для максимальной из проведенных доз  $n_D = 7.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,



**Рис. 7.** Зависимость наклона  $dH/dT$  от нормированного сопротивления для разных доз облучения  $n_D$ .

этот уровень должен быть выбран вблизи онсета (начала сверхпроводящего перехода), т.е. при  $R \rightarrow R_N$ . Таким образом, несмотря на то, что при облучении образец приближается к грязному пределу, вихревая область (область низких сопротивлений) расширяется вплоть до  $R \rightarrow R_N$ .

Важно отметить, что для  $R > 0.4R_N$ , зависимости  $dH/dT(R)$  оказываются монотонно возрастающими, достигая максимума при  $R \rightarrow R_N$  (см. рис. 7). Однако, при постепенном увеличении дозы  $n_D$ , изменение  $dH/dT(R)$  становится все менее существенным. Так, достигнув дозы  $n_D = 7.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , видно, что зависимость  $dH/dT(R)$  становится квазипостоянной. По нашим оценкам, образец справедливо описывать в рамках чистого предела, а значит  $\xi_0(n_D) = \text{inv}$ . Поэтому возникает вопрос о том, как будет выглядеть зависимость  $dH/dT(R)$  для больших доз, когда условие (4) еще остается в силе, а критическая температура  $T_{c0}$ , вероятно, должна уменьшаться. Можно предположить, что, напротив,  $T_{c0}$  может перестать меняться при увеличении  $n_D$ , а зависимость  $dH/dT(R)$  останется квазипостоянной. Это могло бы явиться подтверждением перехода из  $d$ -волновой фазы сверхпроводящего спаривания в  $s$ -волновую (см., например, [25]), что было частично нами исследовано экспериментально в [6]. Однако данное предположение требует проведения непосредственных транспортных измерений и будет выполнено нами в дальнейшем.

Для обнаружения нелинейных особенностей  $H(T)$  вблизи  $T_{c0}$ , которые предсказывались в работе [21], мы предполагаем, что следует выбирать более умеренные дозы облучения  $n_D \sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , когда характерное расстояние между дефектными кластерами  $\Delta L_c$  оказывается много больше их латерального размера  $L_c$ . Данные исследования будут проведены на новых аналогичных образцах, облученных соответствующими дозами ионов ксенона.

## 5. Заключение

В настоящей работе мы провели экспериментальное исследование тонких пленок ВТСП YBCO, облученных разными дозами ионов ксенона, и изучили критерий, который позволяет определить зависимость  $H_{c2}(T)$  из экспериментальных данных  $R(H, T)$ . Кроме того, в работе найдены средняя длина свободного пробега и критическая температуры  $T_{c0}$ , а также температурные зависимости критических магнитных полей для разных доз облучения. Полученные линии фазового перехода могут представлять интерес для изучения влияния беспорядка на тип сверхпроводящего спаривания в ВТСП материалах. Кроме того, изученное воздействие ионного облучения на пленки YBCO важно и в сверхпроводниковой электронике — при создании дефектно-индуцированных слабых связей и для выяснения их физической природы.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность А.С. Мельникову за многократное обсуждение результатов работы, В.И. Гавриленко за ценные советы при проведении исследований и В.К. Васильеву за техническую поддержку в проведении ионной имплантации.

## Финансирование работы

Изготовление и исследование образцов выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект „Ядерная и радиационная физика“). Диагностика образцов до и после ионной имплантации выполнялись в лаборатории диагностики радиационных дефектов в твердотельных наноструктурах ИФМ РАН при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (г/з № 0030-2021-0030). В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C. Yang, Y. Liu, Y. Wang, L. Feng, Q. He, J. Sun, Y. Tang, C. Wu, J. Xiong, W. Zhang, X. Lin, Y. Yao, H. Liu, G. Fernandes, J. Xu, James M. Valles Jr., J. Wang, Y. Li. *Science* **10.1126**, 5798 (2019).
- [2] A. Keles, A.V. Andreev, B.Z. Spivak, S.A. Kivelson. *JETP* **119**, 1109 (2014).
- [3] S.A. Kivelson, B. Spivak. *Phys. Rev. B* **92**, 184502 (2015).
- [4] M. Schiulaz, C.L. Baldwin, C.R. Laumann, B.Z. Spivak. *Phys. Rev. B* **98**, 094508 (2018).
- [5] A.V. Antonov, A.V. Ikonnikov, D.V. Masterov, A.N. Mikhailov, S.V. Morozov, Yu.N. Nozdrin, S.A. Pavlov, A.E. Parafin, D.I. Tetelbaum, S.S. Ustavsichikov, V.K. Vasiliev, P.A. Yunin, D.A. Savinov. *Physica C* **568**, 1353581 (2020).
- [6] А.В. Антонов, А.И. Елькина, В.К. Васильев, М.А. Галин, Д.В. Мастеров, А.Н. Михайлов, С.В. Морозов, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Д.И. Тетельбаум, С.С. Уставщиков, П.А. Юнин, Д.А. Савинов. *ФТТ* **62**, 1434 (2020).
- [7] А.А. Абрикосов. *ЖЭТФ* **32**, 1442 (1957).
- [8] S. Teknowijoyo, K. Cho, M.A. Tanatar, J. Gonzales, A.E. Böhrer, O. Cavani, V. Mishra, P.J. Hirschfeld, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, R. Prozorov. *Phys. Rev. B* **94**, 064521 (2016).
- [9] B. Maiorov, T. Katase, I.O. Usov, M. Weigand, L. Civale, H. Hiratsatsu, H. Hosono. *Phys. Rev. B* **86**, 094513 (2012).
- [10] N. Haberkorn, B. Maiorov, I.O. Usov, M. Weigand, W. Hirata, S. Miyasaka, S. Tajima, N. Chikumoto, K. Tanabe, L. Civale. *Phys. Rev. B* **85**, 014522 (2012).
- [11] W.-K. Kwok, U. Welp, A. Glatz, A. Koshelev, K. Kihlstrom, G. Grabtree. *Rep. Prog. Phys.* **79**, 116501 (2016).
- [12] M. Eisterer. *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 013001 (2018).
- [13] R. Willa, A.E. Koshelev, I.A. Sadovskyy, A. Glatz. *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 014001 (2018).
- [14] Roy Weinstein, Ravi-Persad Sawh, Drew Parks, Billy Mayes. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **272**, 284 (2012).

- [15] R. Biswal, D. Behera, D. Kanjilal, P.V. Satyam, N.C. Mishra. *Physica C* **480**, 98 (2012).
- [16] W. Lang, M. Marksteiner, M.A. Bodea, K. Siraj, J.D. Pedarnig, R. Kolarova, P. Bauer, K. Haselgrubler, C. Hasenfuss, I. Beinik, C. Teichert. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **272**, 300 (2012).
- [17] J.D. Pedarnig, M.A. Bodea, B. Steiger, W. Markowitsch, W. Lang. *Phys. Proc.* **36**, 508 (2012).
- [18] H. Matsui, T. Ootsuka, H. Ogiso, H. Yamasaki, M. Sohma, I. Yamaguchi, T. Kumagai, T. Manabe. *J. Appl. Phys.* **117**, 043911 (2015).
- [19] E. Helfand, N.R. Werthamer. *Phys. Rev. Lett.* **13**, 686 (1964).
- [20] 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).
- [21] J.M. Valles, A.E. Jr. White, K.T. Short, R.C. Dynes, J.P. Garno, A.F.J. Levi, M. Anzlowar, K. Baldwin. *Phys. Rev. B* **39**, 11599 (1989).
- [22] J.F. Zeigler, J.P. Biersack, M.D. Zeigler. *The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM)*, USA Chester Maryland (2008).
- [23] A.A. Kopasov, D.A. Savinov, A.S. Mel'nikov. *Phys. Rev. B* **95**, 104520 (2017).
- [24] U. Welp, W.K. Kwok, G.W. Grabtree, K.G. Vandervoort, J.Z. Liu. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1908 (1989).
- [25] S.A. Kivelson, B. Spivak. *Phys. Rev. B* **92**, 184502 (2015).

*Редактор Д.В. Жуманов*