

# ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА И АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ



Л. Я. Винников<sup>a,\*</sup>, А. Г. Южина<sup>a,b</sup>, В. Н. Зверев<sup>a,c</sup>, А. Д. Шовкун<sup>a</sup>, А. Б. Кулаков<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Россия

<sup>c</sup> Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 7 марта 2014 г.

В монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_{6+\delta}$  исследована методом декорирования вихревая структура в наклонных магнитных полях. Из наблюдаемой картины вихревых цепочек в базисной плоскости измерен параметр анизотропии  $\gamma_S = 460 \pm 40$ . Исследованы резистивные свойства монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_{6+\delta}$  в широком интервале температур ( $T_c < T < 300$  К) и магнитных полей (до 16 Тл). Вблизи критической температуры  $T_c$  отношение удельных сопротивлений в перпендикулярном базисной плоскости направлении и в плоскости составило  $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel} = 3.2 \cdot 10^5$ . Обсуждается вопрос о связи анизотропии в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

DOI: 10.7868/S0044451014090181

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Монокристаллы соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_y$  (2201) относятся к семейству висмутовых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) гомологического ряда  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_y$  [1] для  $n = 1$  с частичным замещением Sr на La и с одной купратной плоскостью. Эти соединения вызывают повышенный интерес, так как они обладают наиболее простой для данного семейства кристаллической структурой и умеренными критическими параметрами, удобными для экспериментального изучения. Упомянутые соединения представляют собой слоистые структуры с сильной анизотропией свойств как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. Достаточно полно изучена анизотропия в монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_y$  (Bi2212), которая в сверхпроводящем состоянии по разным данным составляет  $\gamma_S = 200\text{--}600$  [2, 3], где  $\gamma_S = \lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel}$  — отношение глубин проникновения магнитного поля

в сверхпроводник при направлениях поля перпендикулярно и параллельно купратной плоскости в зависимости от состава и степени допирования кислородом [4].

В то время как в монокристаллах Bi-ряда анизотропия в плоскости очень мала, лишь в орторомбических монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_{8+\delta}$  с одной купратной плоскостью (YBCO124), где имеется упорядоченное расположение кислорода по одному из кубических направлений в базисной плоскости, наблюдается заметная анизотропия [5, 6]. Сильная анизотропия свойств вдоль и поперек базисной плоскости радикально меняет фазовую  $B$ – $T$ -диаграмму ( $B$  — магнитная индукция  $T$  — температура) [7], что проявляется в резистивных свойствах ВТСП в нормальном состоянии и модифицирует вихревую структуру в сверхпроводящем состоянии [8, 9]. Последнее ведет к заметному влиянию на поведение сверхпроводника в магнитном поле.

Вместе с тем, экспериментальное изучение анизотропии слоистых или квазидвумерных сверхпроводников встречает определенные трудности. При исследовании резистивных свойств в нормальном со-

\*E-mail: vinnik@issp.ac.ru

стоянии — это прежде всего проблемы, связанные с сильнонеоднородным распределением тока в образце, затрудняющем измерения в одном эксперименте разных компонент тензора сопротивления. С другой стороны, в сверхпроводящем состоянии при определении анизотропии сверхпроводящих параметров, таких как  $\lambda$  или длина когерентности  $\xi$ , которые вычисляются наиболее часто из измерения нижнего  $H_{c1}$  и верхнего  $H_{c2}$  критических полей, также имеются определенные трудности из-за известных проблем и требований к форме образца (в случае  $H_{c1}$ ) и размытия сверхпроводящего перехода в магнитном поле при резистивных измерениях  $H_{c2}$ .

Тем не менее имеется возможность измерения параметров анизотропии в сверхпроводящем состоянии из наблюдения вихревой структуры в наклонных магнитных полях [9]. Сущность метода изложена ниже в разд. 2. В настоящей работе в монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_{6+\delta}$  исследованы резистивные свойства в нормальном состоянии в широком температурном интервале ( $T_c < T < 300$  К), а также магнитные свойства и вихревая структура в сверхпроводящем состоянии.

## 2. МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКИ

**2.1.** Кристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_6$  были выращены бестигельной зонной плавкой [10] в атмосфере кислорода. Исходные реагенты  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{La}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}$  с чистотой по катионам не хуже 99.99 % и  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  с чистотой 99.75 % были использованы для изготовления питающего и затравочного стержней для выращивания кристаллов. Исходно порошки  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  и  $\text{SrCO}_3$  в соотношении 2/1.65 смешивались в ступке и отжигались при температурах 760, 790, 820 °С по 2 дня с промежуточными перетираниями. Такое взаимодействие только двух компонентов (самого инертного и самого реакционно-способного) позволило достичь полного разложения  $\text{SrCO}_3$ .

Затем к продукту реакции  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  и  $\text{SrCO}_3$  были добавлены компоненты  $\text{La}_2\text{O}_3$  и  $\text{CuO}$  и отжигались 2 дня при 830 °С и 2 дня при 860 °С с последующими перетираниями. В результате был получен черный дисперсный порошок, который использовался для изготовления цилиндрических заготовок диаметром 7 мм и длиной до 140 мм прессованием при давлении 20 МПа. Спеченные при 920 °С в течение одних суток стержни являлись однофазным продуктом Bi-2201 по данным рентгенофазового анализа и имели плотность 60 %. Для достижения 99-процентной плотности стержни были предварительно про-

плавлены со скоростью 30 мм/ч. Полученные таким образом проплавленные стержни диаметром около 5 мм были использованы в качестве питающего и затравочного стержней для выращивания кристаллов, которое осуществлялось со скоростью 0.1 мм/ч с использованием четырех 150-ваттных ламп.

Описанная методика позволила получить образцы с высоким уровнем кристаллического совершенства. По измерениям магнитной восприимчивости as-grown кристаллы имели широкий переход ( $\Delta T_c = 10$  К) в сверхпроводящее состояние с  $T_c = 32$  К. Для получения образцов с более узкими переходами и достижения гомогенного распределения кислорода в образце проводился дополнительный отжиг. После отжига  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_{6+\delta}$  при 550 °С в течение 40 суток в засыпке на воздухе были получены образцы с  $\Delta T_c = 3$  К.

Для характеристики кристалла нами были сняты рентгеновские дифрактограммы  $00L$  с плоскости  $ab$ . Анализ точного расположения пиков от 002 до 0022 и их полуширин показал, что в кристалле отсутствуют прорастания слоев другой фазы по крайней мере до уровня 99 % [10]. Таким образом, выращенные кристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_{6+\delta}$  соответствуют тетрагональной структуре с параметрами элементарной ячейки  $a = b = 5.37$  Å,  $c = 24.45$  Å.

**2.2.1.** Вихревая структура исследовалась методом декорирования магнитными наночастицами [11]. Наклонное магнитное поле создавалось двумя парами катушек Гельмгольца, при этом вертикальная компонента магнитного поля ( $H_{\parallel c}$  вдоль оси  $c$ ) изменялась в пределах от 3 до 10 Э, а горизонтальная компонента ( $H_{\parallel ab}$  или  $H_{\perp c}$  в базисной плоскости) — от 10 до 105 Э. Все эксперименты проводились в режиме замороженного потока (field cooling, FC), т. е. магнитное поле вводилось при температуре выше  $T_c$ . Температура декорирования  $T_d$  оценивалась по показаниям термометра сопротивления, расположенного в непосредственной близости к исследуемому образцу. Величина  $T_d$  по нашим оценкам отвечает температуре буферного гелиевого газа, который разогревается в процессе термического испарения магнитного материала (в нашем случае — железа), и составляет 5–6 К при давлении в камере  $5 \cdot 10^{-2}$  мбар.

Исследуемые образцы отогревались до комнатной температуры, и распределение магнитных наночастиц на поверхности монокристаллов исследовалось с помощью сканирующего электронного микроскопа. Если исследование проводилось на одном и том же образце в разных магнитных полях, то поверхность кристалла очищалась путем удаления

скотчем верхнего слоя толщиной порядка нескольких микрон. В качестве контрольных образцов в процедуре декорирования использовались монокристаллы Bi2212.

**2.2.2.** Как известно, вихревая структура сильноанизотропных (слоистых) сверхпроводников претерпевает значительные изменения по сравнению с изотропным случаем [7, 12–14]. Модельное представление вихревой структуры в первом случае состоит в наличии кольцевых вихрей-блинов («racakes» [7]) в хорошо проводящей плоскости в отличие от абрикосовских вихрей («стержней» [9]) в изотропном случае. В наклонных полях такая структура приводит к суперпозиции двух взаимно перпендикулярных решеток, состоящих из абрикосовских вихрей для компоненты магнитного поля, параллельной оси  $c$  ( $H_{\parallel c}$ ), и джозефсоновских вихрей (для  $H_{\parallel ab}$  или  $H_{\perp c}$ ). Последнее приводит в модели работы [12] к образованию цепочек абрикосовских вихрей («блинов») в базисной плоскости, которые, взаимодействуя с джозефсоновскими вихрями, декорируют, «проявляют» их расположение. Таким образом, измеряя расстояния  $c_y$  между цепочками абрикосовских вихрей, можно получать информацию о параметрах решетки джозефсоновских вихрей. В соответствии с моделью [12, 13]

$$\gamma_S = 2c_y^2 B_{\parallel} / \sqrt{3} \Phi_0, \quad (1)$$

где  $\gamma_S$  — параметр анизотропии, используемый в работах [9, 12, 13],  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $B_{\parallel}$  — плоскостная компонента магнитного поля. Измеряя  $c_y$  и полагая  $B_{\parallel} \approx H_{\parallel ab}$ , можно определить параметр анизотропии  $\gamma_S$ . Действительно, структуры с цепочками вихрей наблюдались на монокристаллах Bi2212, как методом декорирования [8, 15, 16], так и сканирующим методом [9]. В частности, определенный таким образом параметр анизотропии составлял  $\gamma_S = 580 \pm 20$  для оптимально допированных монокристаллов Bi2212 [9].

**2.3.** Транспортные и магнитотранспортные измерения проводились на образцах, имевших форму плоских прямоугольных пластин с размерами в базисной плоскости 2–3 мм и толщиной 10–100 мкм. Контакты были изготовлены путем нанесения серебряной пасты с последующим вжиганием при температуре 400 °С в течение 15–20 мин. Измерения проводились по четырехконтактной методике с использованием стандартной техники синхронного детектирования на частоте 20 Гц.

Анизотропия сопротивления измерялась модифицированным методом Монтгомери [17], учитывающим положение контактов на поверхности образ-

ца. Для этого на тонкой (10 мкм) пластине монокристалла наносились по два контакта на противоположных сторонах, параллельных базисной плоскости, и измерялись два сопротивления,  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$ , при пропускании тока соответственно вдоль и поперек образца.

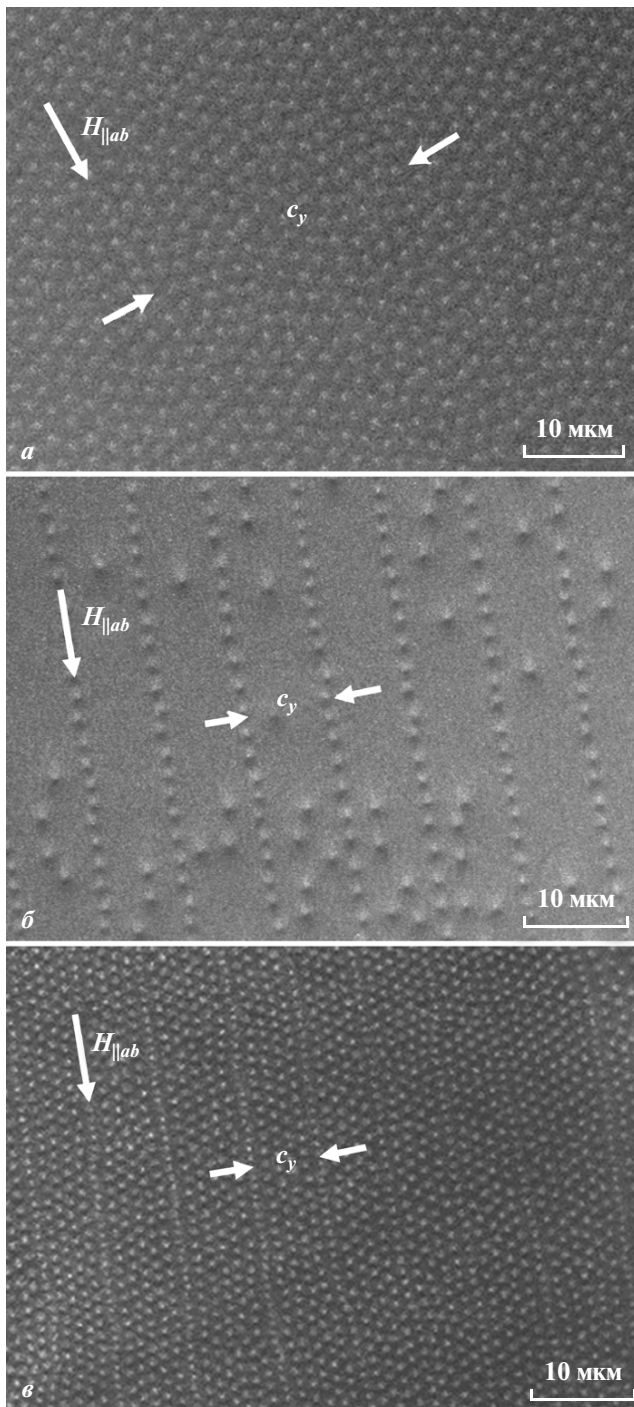
Наибольшую трудность в этих экспериментах представляло надежное измерение сигнала при пропускании тока вдоль образца, так как в этой геометрии ток из-за высокой анизотропии был «прижат» к поверхности, и с противоположной стороны на потенциальных контактах напряжение оказывалось весьма малым. По этой причине измерения анизотропии проводились на образцах с большим отношением длины к толщине, равным примерно 150. Из полученных значений сопротивлений  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$  по формулам из работы [17] численным расчетом определялись компоненты тензора удельного сопротивления вдоль  $\rho_{\parallel}$  и поперек  $\rho_{\perp}$  слоев кристалла. Температурные зависимости сопротивления исследовались во вставке к транспортному гелиевому дюару, позволяющей работать в диапазоне температур 4.2–300 К. Магнитосопротивление измерялось в криостате со сверхпроводящим соленоидом в полях до 17 Тл.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

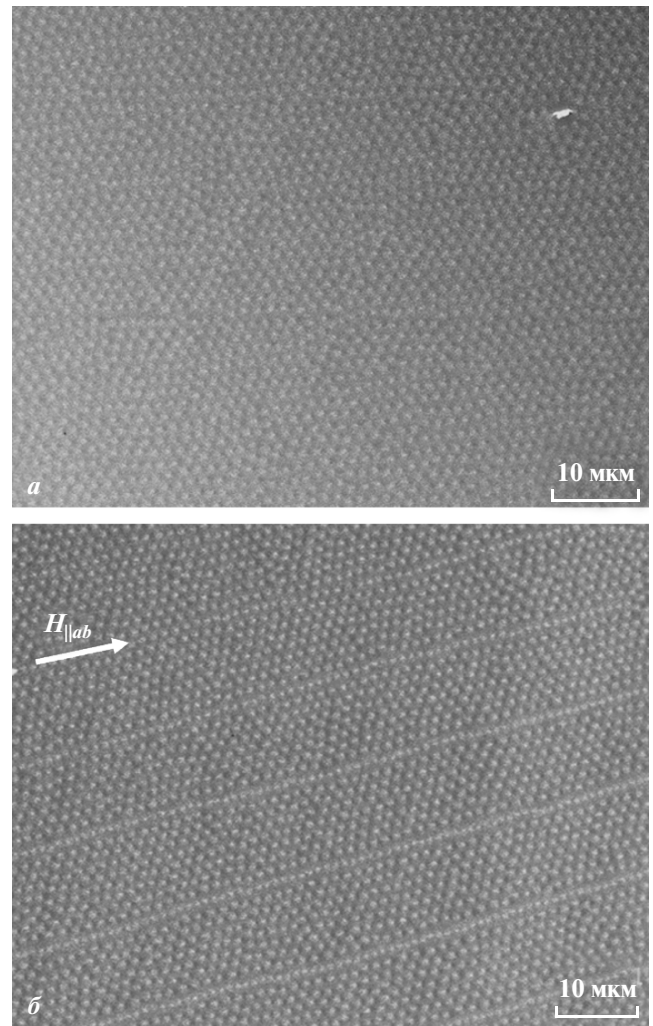
#### 3.1. Анизотропия сверхпроводящих свойств и структура магнитного потока

На рис. 1 и 2 представлены вихревые структуры, наблюдаемые на базисной плоскости в монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_y$  и Bi2212 в наклонных магнитных полях. На рисунках видны цепочки вихрей, расположенных в направлении горизонтальной (плоскостной) компоненты магнитного поля  $H_{\parallel ab}$ , показанной стрелками. Заметно (рис. 1а,б) уменьшение расстояния между цепочками с ростом магнитного поля  $H_{\parallel ab}$ . Измерение расстояния  $c_y$  между цепочками проводилось как на разных кристаллах, так и на одном и том же в разных магнитных полях. Между цепочками наблюдаются отдельные абрикосовские вихри и более или менее регулярная треугольная (гексагональная) вихревая решетка. Как уже упоминалось, монокристаллы Bi2212 использовались в качестве контрольных в экспериментах декорирования.

На рис. 1в представлена вихревая структура в монокристалле Bi2212 в том же эксперименте, что и для монокристалла  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_y$ . Видно, что цепочки вихрей направлены одинаково, хотя

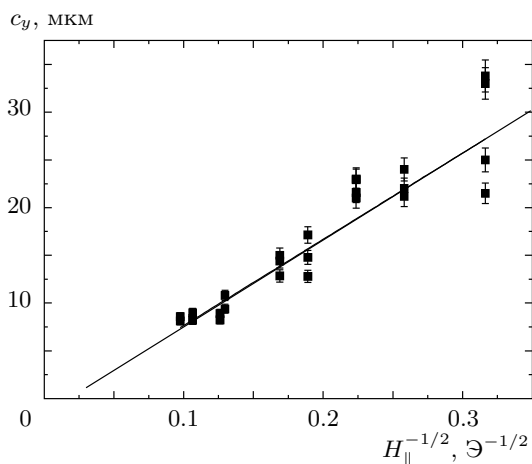


**Рис. 1.** Вихревая структура монокристалла  $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35})_2\text{CuO}_y$  в наклонном магнитном поле  $H_{\parallel} = 15$  Э,  $H_{\perp} = 4$  Э (а);  $H_{\parallel} = 105$  Э,  $H_{\perp} = 7$  Э (б) и монокристалла  $\text{Bi}2212$  в том же эксперименте,  $H_{\parallel} = 105$  Э,  $H_{\perp} = 7$  Э (в)



**Рис. 2.** Вихревая структура в наклонном магнитном поле  $H_{\parallel} = 63$  Э,  $H_{\perp} = 10$  Э для монокристаллов  $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35})_2\text{CuO}_y$  (а) и  $\text{BSCCO}(2212)$  (б) в том же эксперименте

вихревые структуры различаются степенью совершенства. Такой подход позволяет отличать цепочные структуры, обусловленные взаимодействием с джозефсоновскими вихрями, от иногда наблюдавшихся цепочек абрикосовских вихрей, связанных с пиннингом на других дефектах. Следует отметить, что цепочки вихрей на монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_y$  в наклонных магнитных полях (угол между осью  $c$  и  $\mathbf{H}$  больше  $60^\circ$ ) четко разрешались не во всех исследованных кристаллах или не на всей поверхности одного кристалла. В этих случаях наблюдалась вихревая структура с индукцией, соответствующей вертикальной (параллельной оси  $c$ ) компоненте магнитного поля (рис. 2). Возможные причины обсуждаются в следующем разделе.



**Рис. 3.** Зависимость расстояния  $c_y$  между цепочками вихрей от плоскостной компоненты магнитного поля  $H_{\parallel}^{-1/2}$  для монокристалла  $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35})_2\text{CuO}_y$

На рис. 3 показана зависимость величины  $c_y$ , измеренной на одном и том же образце, от обратной величины плоскостной компоненты магнитного поля  $H_{\parallel}^{-1/2}$ . Такое представление в соответствии с выражением (1) дает возможность измерить параметр анизотропии  $\gamma_S$  как тангенс угла наклона прямой на рис. 3, что дает  $\gamma_S = 460 \pm 40$ . Вычисление параметра анизотропии  $\gamma_S$  из выражения (1) проводилось по отдельным микрофотографиям (см., например, рис. 1 а, где  $\gamma_S = 420 \pm 50$ ), а затем результаты усреднялись для данного кристалла, но более надежными представляются результаты, полученные на одном и том же кристалле в разных полях из зависимости  $c_y(H_{\parallel}^{-1/2})$ , как на рис. 3. Вычисленный аналогичным образом параметр анизотропии для наших монокристаллов  $\text{Bi}2212$  составил  $\gamma_S = 310 \pm 20$ .

### 3.2. Анизотропия сопротивления и магнитотранспорт

На рис. 4 представлены температурные зависимости сопротивлений  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$ , а на рис. 5 — полученные из этих зависимостей результаты расчета компонент  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$  тензора удельного сопротивления. Как видно из рисунков, сопротивление в базисной плоскости уменьшается с понижением температуры, в то время как поперечное сопротивление монотонно возрастает вплоть до температуры сверхпроводящего перехода, которая для данного образца составляла 32.5 К. При этом анизотропия удельного сопротив-

ления  $\varepsilon_N = \rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$  возрастает более чем на порядок от  $2 \cdot 10^4$  до  $3.2 \cdot 10^5$  (рис. 6).

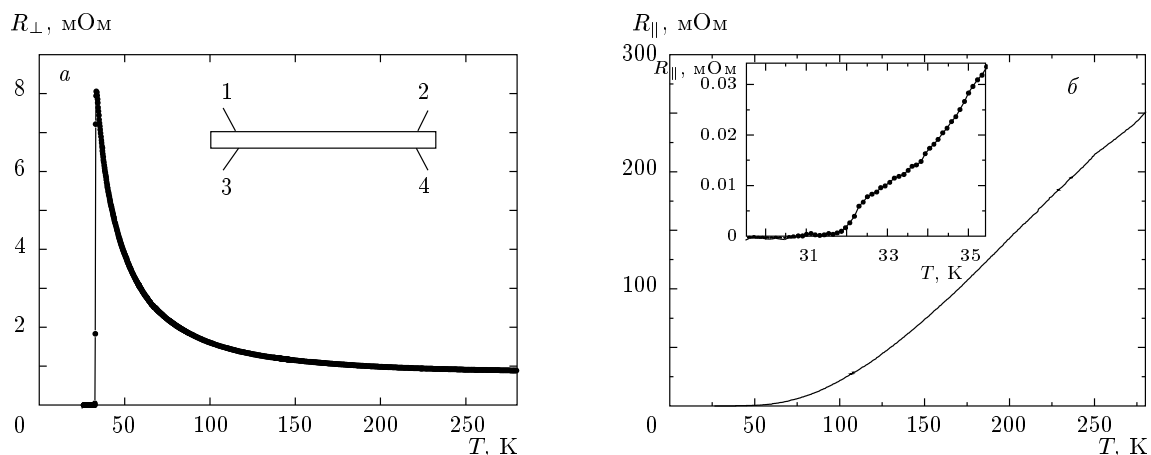
Рисунок 7 демонстрирует влияние магнитного поля, перпендикулярного базисной плоскости, на резистивный сверхпроводящий переход. Обращаем внимание на то, что значения магнитных полей, соответствующих кривым на рис. 7, распределены неравномерно. Как видно из рисунка, уже небольшое магнитное поле (индукция 0.05 Тл) приводит к появлению заметного «хвоста» на зависимости  $R(T)$ , а дальнейшее увеличение поля уширяет переход настолько, что определение  $T_c$  а, следовательно, и построение зависимости  $H_{c2}(T)$  из этого семейства кривых становится невозможным. Такое поведение является типичным для ВТСП и служит яркой иллюстрацией того факта, что форма резистивного сверхпроводящего перехода в магнитном поле, перпендикулярном току, определяется диссипативными процессами, возникающими при движении вихрей магнитного потока.

В случае, когда ток параллелен магнитному полю, этих эффектов можно было бы избежать, однако нам не удалось обеспечить в наших экспериментах настолько точной параллельности поля и тока, чтобы избавиться от перпендикулярной базисной плоскости компоненты поля, уширяющей сверхпроводящий переход. Мы можем лишь утверждать, что в поле  $B = 16$  Тл, ориентированном вдоль плоскости  $ab$ , заметного понижения  $T_c$  не происходит, хотя у перехода и возникает «хвост», соответствующий «паразитной» нормальной компоненте поля величиной примерно 0.05 Тл.

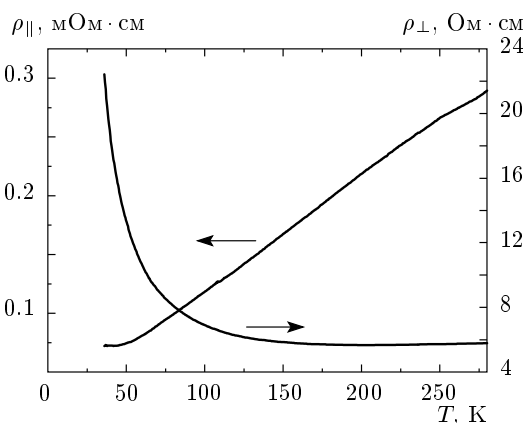
Таким образом, резюмируя результаты измерений на монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_y$  как в нормальном ( $\varepsilon_N = \rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ ), так и в сверхпроводящем ( $\gamma_S$ ) состояниях, можно констатировать, что нами экспериментально обнаружена сильная анизотропия свойств, которую и следовало ожидать, исходя из кристаллической структуры. Количественное сравнение величин  $\varepsilon_N$  и  $\gamma_S$  требует использования ряда допущений и анализа, которые будут приведены ниже.

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ

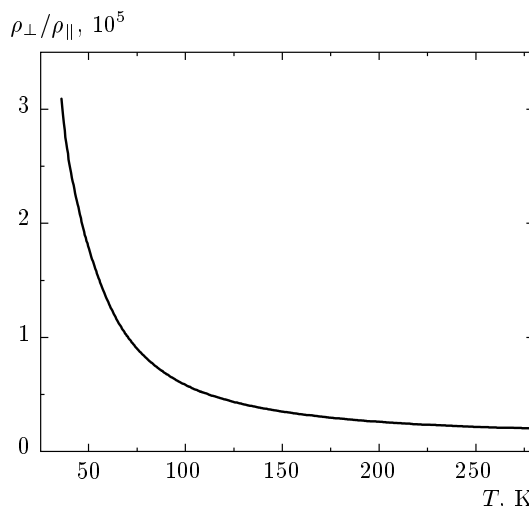
Слоистые монокристаллы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_y$  обладают осью симметрии четвертого порядка вдоль оси  $c$ , так что в плоскости слоев анизотропия отсутствует. Мы принимаем  $m_a = m_b = m_{\parallel}$ , а  $m_c = m_{\perp}$  и тогда  $(1/\gamma)^2 = m_{\parallel}/m_{\perp} \ll 1$  [7]. Чтобы сравнивать анизотропию в нормальном (N) и сверхпроводящем



**Рис. 4.** Температурные зависимости сопротивлений  $R_{\perp} = V_{1,3}/J_{2,4}$  (а) и  $R_{\parallel} = V_{1,2}/J_{3,4}$  (б), измеренных при пропускании тока соответственно поперек и вдоль слоев. Индексы обозначают номера контактов на образце, изображенном на вставке к рис. а. На вставке к рис. б показана в увеличенном масштабе часть кривой вблизи сверхпроводящего перехода



**Рис. 5.** Температурные зависимости продольной и поперечной компонент тензора электросопротивления

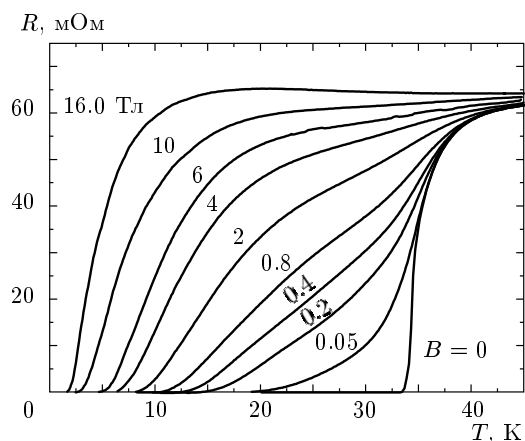


**Рис. 6.** Температурная зависимость анизотропии электросопротивления

(S) состояниях, следует учесть, что в приближении свободных носителей компоненты тензора электросопротивления связаны с эффективной массой линейно,  $\rho_i \propto m_i$ , а глубины проникновения в области применимости уравнения Гинзбурга–Ландау — корневыми соотношениями  $\lambda_i \propto m_i^{1/2}$  [18]. Следует также иметь в виду, что эффективная масса в нормальном состоянии, определенная через вторую производную от энергии по импульсу, и эффективная масса в сверхпроводящем состоянии, входящая в уравнение Гинзбурга–Ландау [19], — это разные массы. Вопрос о том, как две величины анизотропии (в сверхпроводящем и нормальном состояниях) связаны друг с другом, насколько нам известно, те-

оретически не исследовался. Речь, разумеется, идет о сравнении N- и S-свойств в окрестности  $T_c$ .

Разумно предположить, что для изотропного параметра порядка, т. е. при s-спаривании, анизотропия в обоих случаях определяется энергетическим спектром и должна быть примерно одинаковой. Сильно усложнит ситуацию а) анизотропия параметра порядка сверхпроводника и/или б) некогерентный поперечный транспорт в нормальном состоянии. Последний характеризуется наличием дополнительных шунтирующих каналов поперек слоев, связанных либо с резонансным [20, 21], либо с по-



**Рис. 7.** Влияние магнитного поля на резистивный сверхпроводящий переход в различных магнитных полях, параллельных оси  $c$ . Ток направлен вдоль слоев поперек магнитного поля

ляронным [22] механизмами туннелирования между слоями.

Помимо механизмов [20–22], приводящих к понижению  $\rho_{\perp}$  и к падению сопротивления при повышении температуры, на поперечный транспорт влияет наличие плоских дефектов, характерных для слоистых систем, которое приводит к противоположному эффекту, а именно, к увеличению поперечного сопротивления. Ярким примером этого эффекта является сильная анизотропия сопротивления слоистых кристаллов пниктидов железа в  $N$ -состоянии, в несколько раз превышающая анизотропию, измеренную по анизотропии оптических свойств и верхнего критического поля [23]. Все указанные особенности делают задачу сравнения анизотропии в нормальном и сверхпроводящем состояниях сильноанизотропных систем нетривиальной и интересной как для теории, так и для эксперимента.

В наших экспериментах можно сравнивать величины  $\varepsilon_N$  и  $\gamma_S$ , полагая, что наблюдаемая цепочечная вихревая структура замораживается при температурах, близких к  $T_c$ . Тогда в резистивном состоянии параметр анизотропии будет  $\varepsilon_N = \sqrt{\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}} = \sqrt{3.2} \cdot 10^5 = 570$  вблизи  $T_c$ , что достаточно близко к величине  $\gamma_S \approx 460$  из измерений анизотропии  $\lambda$  в сверхпроводящем состоянии. Этот результат представляется несколько неожиданным, поскольку, как видно из рис. 5, поперечное сопротивление падает с повышением температуры, т. е. поперечный транспорт в наших кристаллах не является когерентным. По-видимому, здесь следует иметь в виду то обстоятельство, что при понижении  $T$  вклад некогерент-

ной компоненты уменьшается, и, возможно, что при  $T \approx T_c$  он уже не столь велик. Кроме того, понижение  $\rho_{\perp}$  за счет некогерентного шунтирования может быть скомпенсировано его повышением за счет вклада рассеяния на планарных дефектах в базисной плоскости в величину  $\rho_{\perp}$ .

Обсудим теперь вопрос о том, насколько близко к  $T_c$  мы измерили анизотропию  $\gamma_S$ . Можно привести следующие доводы в пользу формирования вихревой структуры вблизи  $T_c$ . В кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_y$  только в узком диапазоне наклонных магнитных полей (угол наклона более  $60^\circ$  между осью  $c$  и полем  $H_{\perp}$ ) и при малых значениях  $H_{\perp} < 10$  Э (поле  $\mathbf{H}$  параллельно оси  $c$ ) наблюдаются цепочки вихрей благодаря взаимодействию (слабому притяжению) абрикосовских и джозефсоновских вихрей [12]. В присутствии более сильных центров пиннинга в кристаллах  $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x)_2\text{CuO}_y$  цепочечная структура не разрешается и в экспериментах декорирования наблюдается более или менее совершенная треугольная вихревая решетка с индукцией, соответствующей компоненте поля  $H_{\perp}$  (см. рис. 3). Этим обстоятельством объясняется также и то, что цепочечная структура наблюдалась только на отдельных участках исследуемого кристалла. В связи с тем, что при понижении температуры подвижность вихрей из-за пиннинга резко уменьшается, полагают, что при декорировании вихревая структура замораживается вблизи линии необратимости на фазовой  $B$ – $T$ -диаграмме, которая в материалах с дефектами (ВТСП) близка к линии  $H_{c2}(T)$  [3]. В более совершенных монокристаллах  $\text{Bi}2212$  подвижность вихрей резко убывает в интервале 30–40 К и практически исчезает при 20 К [24]. Можно предположить, что в кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_{6+\delta}$  кривая необратимости лежит довольно близко к  $T_c \approx 30$  К. Таким образом, именно пиннингом можно объяснить различие вихревых структур в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_{6+\delta}$  и в  $\text{Bi}2212$  в одном эксперименте (см. рис. 4). Видимо, по этой же причине не наблюдались цепочки вихрей в наклонных магнитных полях в монокристаллах  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$  [25] — аналоге монокристалла  $\text{Bi}2212$ .

В заключение отметим, что в работе исследованы анизотропные свойства высокотемпературного сверхпроводника  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.65}\text{La}_{0.35}\text{CuO}_y$ , относящегося к малоизученному семейству висмутовых кристаллов системы 2201, как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии. В рамках сделанных предположений (допущений) получено разумное согласие между параметрами анизотропии  $\varepsilon_N$  и  $\gamma_S$  в окрестности  $T_c$ , хотя как в теоретическом описа-

нии, так и в эксперименте имеется ряд трудностей, препятствующих детальным количественным оценкам. Тем не менее сам подход к проблеме является интересным и может быть использован для других сильноанизотропных сверхпроводников, например, органических монокристаллов.

Работа частично поддержана грантами 12-02-91055-НЦНИ, РФФИ (№№ 12-02-00312, 12-02-01009). Авторы благодарны П. Д. Григорьеву за полезные обсуждения и И. И. Зверьковой за рентгенографию монокристаллов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Maeda, M. Hase, I. Tsukada et al., Phys. Rev. B **41**, 6418 (1990).
2. S. J. Bending and M. W. Dogson, arXiv:cond-mat/0507022 (2005).
3. B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2555 (1996).
4. T. W. Li, A. A. Menovski, J. J. Franse et al., Physica C **257**, 179 (1996).
5. B. Bucher, J. Karpinski, E. Kaldis et al., J. Less Comm. Met. **164/165**, 20 (1990).
6. Л. Я. Винников, Д. Э. Бойнагров, В. Н. Зверев и др., ЖЭТФ **136**, 331 (2009).
7. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
8. C. A. Bolle, P. L. Gammel, D. G. Grier et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 112 (1991).
9. A. Grigorenko, S. Bending, T. Tamegai et al., Nature **414**, 728 (2001).
10. A. B. Kulakov, D. Maier, A. Maljuk et al., J. Crystal Growth **296**, 69 (2006).
11. L. Ya. Vinnikov, L. A. Gurevich, and I. V. Grigor'eva, Springer Ser. Mater. Sci. **23**, 89 (1993).
12. A. E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **83**, 187 (1999).
13. D. Huse, Phys. Rev. B **46**, 8621 (1992).
14. L. J. Campbell, M. M. Doria, and V. G. Kogan, Phys. Rev. B **38**, 2439 (1988).
15. I. V. Grigorieva, J. W. Steeds, U. Poppe et al., Phys. Rev. B **50**, 6366 (1994).
16. L. Ya. Vinnikov, T. L. Pavlova, D. E. Boinagrov et al., J. Phys.: Conf. Ser. **150**, 052280 (2009).
17. Л. И. Буравов, ЖТФ **59**, 138 (1989).
18. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982), с. 29.
19. L. P. Gor'kov and D. Jérôme, J. de Phys. Lett. **46**, L643 (1985).
20. А. А. Абрикосов, УФН **168**, 683 (1998).
21. D. B. Gutman and D. L. Maslov, Phys. Rev. Lett. **99**, 196602 (2007).
22. A. F. Ho and A. J. Schofield, Phys. Rev. B **71**, 045101 (2005).
23. V. N. Zverev, A. V. Korobenko, G. L. Sun et al., Письма в ЖЭТФ **90**, 140 (2009).
24. Л. Я. Винников, М. В. Дугаев, Й. Маркл, Письма в ЖЭТФ **63**, 358 (1996).
25. L. A. Gurevich, I. V. Grigor'eva, N. N. Kolesnikov et al., Physica C **195**, 323 (1992).