

АНИЗОТРОПИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ И ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ В БАЗИСНОЙ ПЛОСКОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$

Л. Я. Винников^{a}, Д. Э. Бойнагров^a, В. Н. Зверев^a, И. С. Вещунов^a, Я. Карпински^{b**}*

^a *Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

^b *Laboratory for Solid State Physics, ETH Zurich
8093, Zurich, Switzerland*

Поступила в редакцию 30 декабря 2008 г.

Вихревая решетка высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ исследовалась в базисной плоскости на монокристаллических образцах методом декорирования в интервале полей 40–600 Э. Обнаружена анизотропия вихревой решетки («сжатие» правильной гексагональной ячейки вихрей в плохо проводящем направлении \mathbf{a} примерно в 1.3 раза, не зависящее от поля). Измеренная анизотропия удельного электросопротивления ρ_a/ρ_b при температурах от T_c до комнатной составила 16–9. Обсуждаются возможные причины расхождения наших измерений с литературными данными.

PACS: 71.18.+y, 74.25.Qt, 74.72.Bk

1. ВВЕДЕНИЕ

Монокристаллы высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ обладают заметной анизотропией свойств в базисной плоскости ab , обусловленной расположением кислорода в двойных цепочках вдоль оси \mathbf{b} орторомбической кристаллической структуры [1–3]. Интерес к этому соединению связан с изучением влияния на сверхпроводимость свойств в нормальном состоянии и с тем, что эти монокристаллы одновременно стехиометричны, недодопированы и без двойников в отличие от $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [4–7]. В последнее время этот интерес подогревается изучением естественной, внутренне присущей (intrinsic) неоднородности высокотемпературных сверхпроводников [8]. По оптическим и резистивным измерениям в базисной плоскости обнаружена анизотропия проводимости, максимальная между направлениями \mathbf{a} и \mathbf{b} [2], что должно приводить к соответствующей анизотропии глубины проникновения λ и ее проявлению в вихревой структуре по аналогии с монокристаллами

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [9]. Несомненно, что на формирование вихревой структуры должны оказывать влияние несовершенства (центры пиннинга) реального кристалла [10].

Теоретическое описание искажения правильной треугольной абрикосовской решетки вихрей в отсутствие пиннинга в анизотропном случае основывается на учете тензора эффективных масс в уравнениях Гинзбурга–Ландау в лондоновском приближении [11, 12], где малым параметром является отношение $(b/\lambda)^2 \ll 1$, а b и λ — средние значения параметров. Это означает, что решение отвечает условию наблюдения вихревой структуры в интервале полей $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$.

Как показано в работе [11], в изотропном случае правильная треугольная решетка — элементарная ячейка, построенная на векторах \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 ($|\mathbf{b}_1| = |\mathbf{b}_2|$ и угол между ними $\varphi = 60^\circ$), — трансформируется в анизотропном случае в ромбическую элементарную ячейку, где $\varphi \neq 60^\circ$ (в нашем случае векторы \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 лежат в базисной плоскости, см. рис. 1). В работе [11] выведено соотношение

$$2b_2/b_1 = (1 + 3M_a/M_b)^{0.5}, \quad (1)$$

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

**J. Karpinski

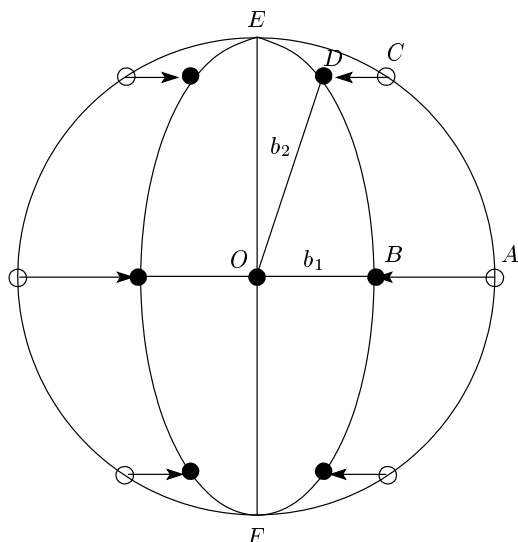


Рис. 1. Схема трансформации правильной треугольной вихревой решетки в базисной плоскости в тетрагональном ($a = b$) и орторомбическом ($a \neq b$) кристаллах

где M_a и M_b — эффективные массы соответственно в направлениях \mathbf{a} и \mathbf{b} (M_a/M_b)^{0.5} = 1/ε в обозначениях, принятых в работе [12]. Однородное (в направлении \mathbf{a}) сжатие в η = 1/ε раз окружности, проходящей через узлы правильной треугольной решетки, приводит в анизотропном случае к эллипсу. На этой эллиптической кривой лежат узлы образованной таким образом анизотропной вихревой решетки с новым базисом \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 . При этом отношение полуосей эллипса $A/B = \eta = 1/\epsilon$, где A и B — соответственно длины большой и малой полуосей.

Простой геометрический анализ картины (рис. 1) показывает, что соотношение между векторами изотропной (с координатами концов векторов в точках $A(b_1, 0)$ и $C(b_1/2, b_1\sqrt{3}/2)$ и сжатой в 1/ε раз в направлении абсциссы анизотропной решетки с координатами $B(b_1, 0)$ и $D(b\epsilon/2, b_1\sqrt{3}/2)$ приводит к соотношению (1). Действительно, на рис. 1 видно, что отрезок

$$BD = \sqrt{\left(\frac{a\epsilon}{2} - a\epsilon\right)^2 + \left(a\sqrt{\frac{3}{2}}\right)^2} = \frac{a\epsilon}{2} \sqrt{1 + \frac{3}{\epsilon^2}} = |b_2|,$$

где a — параметр изотропной вихревой решетки и $b_1 = OB = a\epsilon$. Это означает, что измерение отношения полуосей эллипса $A/B = \eta = 1/\epsilon = \lambda_1/\lambda_2$

эквивалентно описанию учета анизотропии с помощью тензора эффективных масс M_a и M_b .

Анализ геометрии вихревых решеток непосредственно из картин декорирования затруднен из-за сложности определения координат центров вихрей. В то же время фурье-картины дают интегральную (усредненную) информацию и легко подвергаются анализу и обработке. Как следует из соотношения между прямым (реальным) и обратным пространствами, эллипсы, проведенные через узлы вихревой решетки в реальном пространстве, подобны эллипсам, проведенным через фурье-максимумы, но развернуты на 90° (рис. 2–4). Именно поэтому количественный анализ эффекта анизотропии возможно и удобно проводить с помощью обратной решетки с новым базисом $\mathbf{g}_1, \mathbf{g}_2$. Если через узлы обратной решетки провести эллипс, то отношение полуосей $A^g B^g = A/B = \eta = \lambda_1/\lambda_2$, поскольку $\lambda \sim M^{0.5}$ [11, 12].

В настоящей работе сделана попытка измерить анизотропные свойства в базисной плоскости на одной группе монокристаллов $YBa_2Cu_4O_8$, как в сверхпроводящем состоянии (измерение анизотропии глубины проникновения), так и в нормальном состоянии (измерение электросопротивления).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В работе исследуется вихревая структура в базисной плоскости монокристаллов $YBa_2Cu_4O_8$ с помощью высокоразрешающего метода декорирования дисперсными магнитными частицами [13, 14]. Метод декорирования заключается в сегрегации магнитных наночастиц на поверхности сверхпроводника в областях проникновения магнитного потока при температурах ниже критической (T_c), в нашем случае при температурах 5–7 К. Последующая визуализация с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) распределения скоплений магнитных наночастиц, которые выглядят как светлые точки на рисунках, представленных ниже, дает информацию о вихревой структуре. Декорирование проводилось в магнитном поле H_e параллельном оси \mathbf{c} в режиме замороженного потока. Информация о локальной кристаллографической ориентации поверхности получалась с помощью СЭМ в режиме канализования электронов.

Монокристаллы выращивались из пересыщенного Y - Ba -расплава под давлением кислорода 600–1000 бар при температуре 1100 °С [15]. Исследование выполнено на ряде монокристаллов

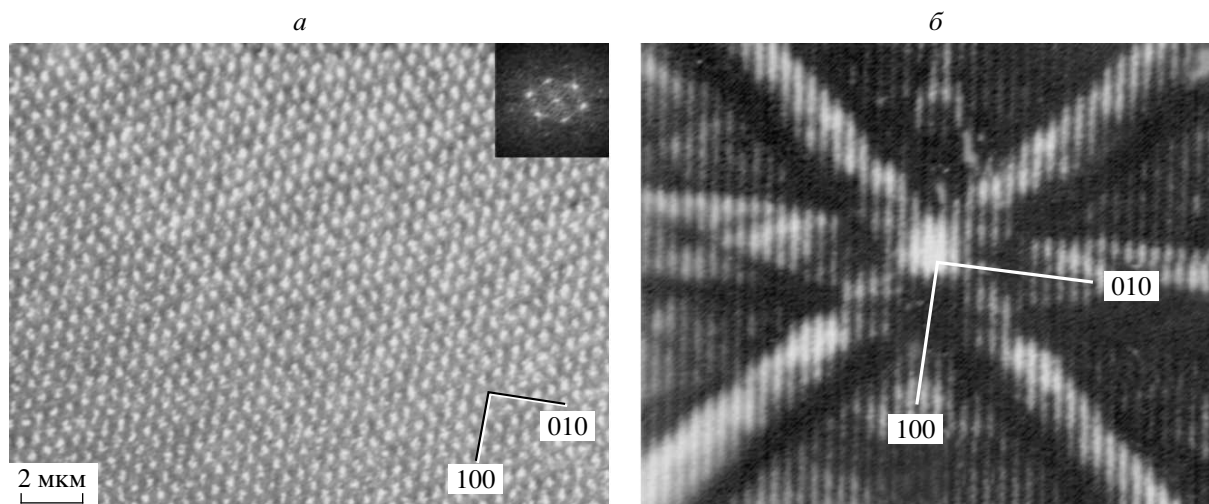


Рис. 2. а) Вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла $YBa_2Cu_4O_8$ в магнитном поле 41 Э, б) картина каналирования электронов с того же микроучастка монокристалла

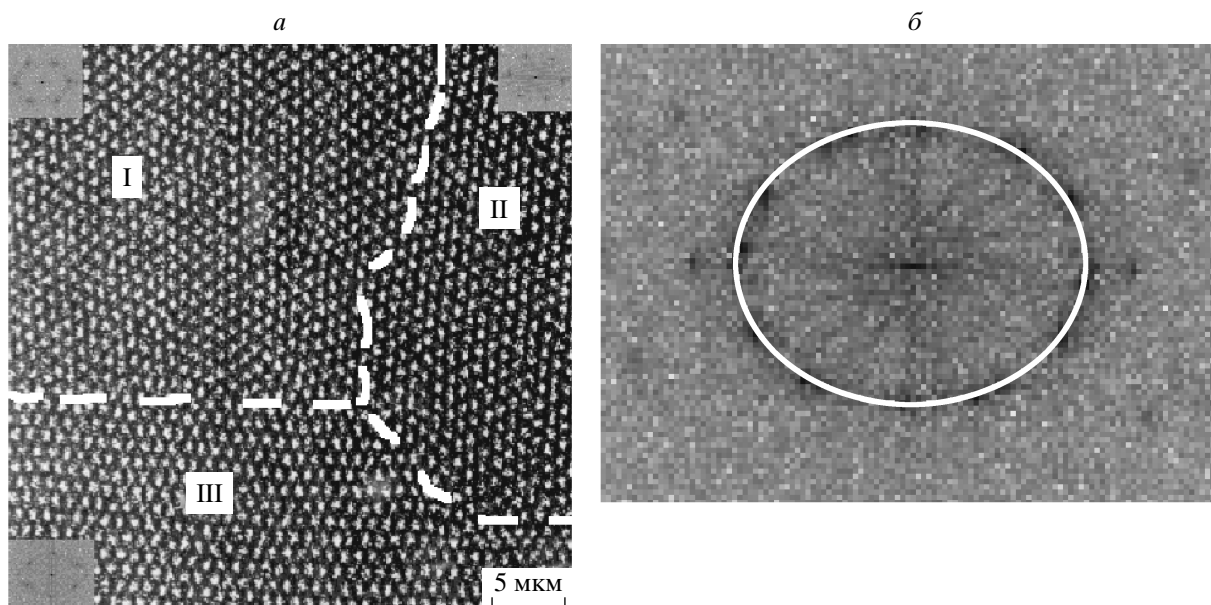


Рис. 3. а) Доменная вихревая структура в базисной плоскости монокристалла $YBa_2Cu_4O_8$ в магнитном поле 41 Э. На вставках фурье-образ в произвольном масштабе для каждого домена. б) Фурье-образ в произвольном масштабе изображения вихревой решетки на рис. 3а

в интервале полей 40–600 Э. Когда исследование проводилось на одном и том же монокристалле в разных полях, магнитные частицы смывались с поверхности от предыдущего декорирования с помощью изопропилового спирта. Отметим, что визуализация вихревой структуры методом де-

корирования затруднена в полях выше первого критического (H_{c1}) из-за перекрытия магнитных полей отдельных вихрей и для сильно анизотропных ВТСП, как правило, не превышает примерно 100 Э. Однако путем оптимизации размеров магнитных наночастиц и использования фурье-анализа

изображений удается на порядок повысить этот предел.

На рис. 2а представлена вихревая решетка в базисной плоскости (001) в магнитном поле 41 Э (на вставке в правом верхнем углу показан фурье-образ изображения в произвольном масштабе), а на рис. 2б представлена картина каналирования электронов, указывающая на локальную кристаллографическую ориентацию исследованного микроучастка образца размером около 100 мкм². Заметное отличие от правильной (60-градусной) треугольной решетки отчетливо наблюдается на фурье-картине. Кроме того, видно, что направление плотной упаковки в вихревой решетке параллельно кубической оси [100] монокристалла, а вихревая решетка сжата в направлении [010].

Как показали наблюдения на шести исследованных кристаллах YBa₂Cu₄O₈, вихревая структура состоит из доменов, в которых направления плотной упаковки вихревой решетки ориентированы одинаковым образом относительно осей монокристалла. Такие области разделены штриховыми линиями на рис. 3а. На вставках рис. 3а показаны соответствующие фурье-образы для каждого домена, а на рис. 3б совместный фурье-образ от трех доменов (для улучшения визуализации контраст на рис. 3 для фурье-образов инвертирован). Обратим внимание, что направления плотной упаковки вихрей для доменов (I и II) близки к направлению [100], в котором вихревая решетка вытянута, в то время как в домене III соответствующее направление повернуто на 90°. На рис. 4 представлена вихревая структура в магнитном поле 250 Э. Несмотря на сильную зашумленность изображения, фурье-образ достаточно ясно демонстрирует расположение фурье-максимумов на эллиптической кривой. Аналогичные картины наблюдались вплоть до поля $H = 600$ Э.

Количественно удобно оценивать анизотропию вихревой решетки по соотношению полуосей эллипса, на котором лежат фурье-максимумы первого или более высоких порядков [9, 14]. С помощью компьютерной программы определялись координаты трех фурье-максимумов и ориентация полуосей по отношению к кубическому направлению в базисной плоскости. Так, для данной картины на рис. 3а отношение большой полуоси к малой составляет $\eta = 1.37 \pm 0.05$. Ориентация полуосей близка к направлениям типа $\langle 100 \rangle$ в пределах нескольких градусов. Эта ориентация осей эллипса сохраняется во всех доменах («зернах») вихревой структуры, как показано на рис. 3. На рис. 3б хорошо видно, что фурье-максимумы от разных доменов лежат на одной

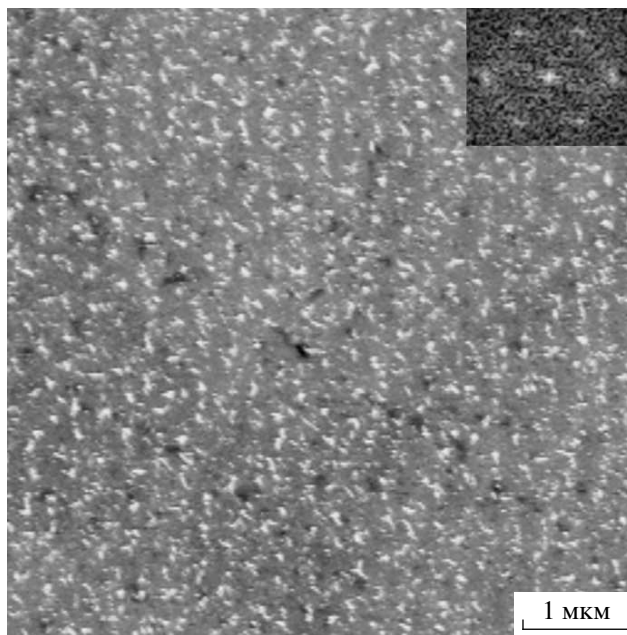


Рис. 4. Вихревая структура в магнитном поле 250 Э. На вставке фурье-образ в произвольном масштабе

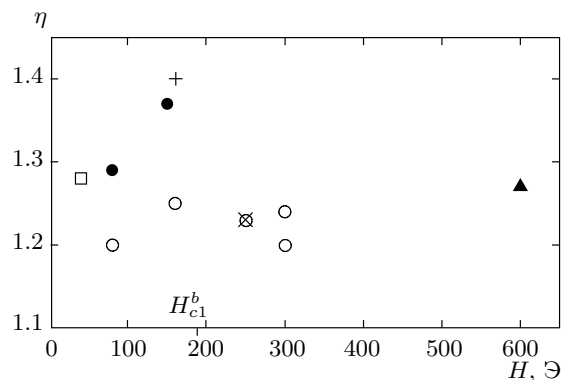


Рис. 5. Зависимость отношения полуосей эллипсов η от магнитного поля для 6 кристаллов YBa₂Cu₄O₈, отмеченных разными символами

эллиптической кривой. Как показали измерения, соотношение полуосей составляет $\eta = 1.2-1.4$ на разных участках образца и не зависит от магнитного поля (рис. 5).

Таким образом, наши экспериментальные наблюдения можно интерпретировать как результат анизотропии лондоновской глубины проникновения $\eta = \lambda_1/\lambda_2$ в базисной плоскости ab монокристалла YBa₂Cu₄O₈, где λ_1 и λ_2 — глубины проникновения соответственно в направлениях [100] и [010]. (Мы используем обозначения « λ_1 », « λ_2 » вместо « λ_a »,

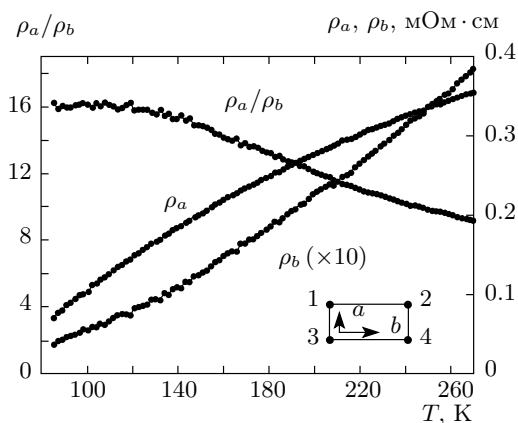


Рис. 6. Зависимость удельных сопротивлений ρ_a , ρ_b и их отношения от температуры для монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$. На вставке показана схема расположения контактов на образце

« λ_b », поскольку с помощью картины каналирования нельзя было различить направления **a** и **b**.) Отметим, что величина η , измеренная из экспериментов по декорированию, для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ заметно выше, чем для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($\eta = 1.1\text{--}1.2$) [9, 16].

Для электрических измерений использовался образец в форме тонкой прямоугольной пластины размерами $1.2 \times 0.6 \times 0.05$ мм³, боковые грани которой были параллельны кристаллографическим осям. Оси **a** и **b** располагались в плоскости пластины, при этом ось **b** была расположена вдоль ее длинной стороны. На ребрах образца (см. вставку на рис. 6) были изготовлены омические контакты путем нанесения серебряной пасты с последующим отжигом при $T = 500^\circ\text{C}$ в течение 20 мин. Контакты имели характерные размеры 0.1–0.2 мм и наносились так, чтобы обеспечить равномерное распределение тока по толщине образца. В эксперименте измерялись величины $R_a = V_{13}/J_{24}$ и $R_b = V_{12}/J_{34}$, из которых по методу Монтгомери вычислялись компоненты ρ_a и ρ_b тензора электросопротивления. На рис. 6 показаны зависимости $\rho_a(T)$ и $\rho_b(T)$, а также температурная зависимость анизотропии ρ_a/ρ_b в плоскости образца.

Из данных, представленных на рис. 6, видно что анизотропия электросопротивления вблизи T_c заметно превышает анизотропию глубины проникновения. Отметим при этом, что анизотропия электросопротивления линейно зависит от отношения эффективных масс носителей, в то время как отношение

глубин проникновения пропорционально квадратному корню из отношения эффективных масс [11, 12].

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем обсуждать основные результаты, остановимся на вопросе возможности сравнения их с предсказаниями теории [11, 12]. Следует заметить, что декорирование вихревой структуры возможно в относительно низких полях по сравнению с критическими, в режиме замороженного потока (field cooling) благодаря пиннингу и большому размагничивающему фактору исследованных плоских образцов, когда \mathbf{H}_e параллельно **c**. Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ величины H_{c1} в направлениях **a** и **b** по магнитным измерениям на монокристалле с $T_c = 74$ К экспериментально не различались при низких температурах (около 10 К) и составляли около 200 Э, когда магнитное поле было направлено вдоль оси **c** [17]. Можно грубо оценить $(H_{c1})^a$ и $(H_{c1})^b$, принимая за $(H_{c1})^b$ значение поля, при котором межвихревое расстояние равно 2λ [18]. Тогда для $\lambda_a = 80$ нм и $\lambda_b = 200$ нм [6] и $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2)(\ln\kappa + 0.08)$, где $\kappa = \lambda/\xi$, $\xi = 4.1$ нм [3], получим $(H_{c1})^b = 180$ Э и $(H_{c1})^a = 1100$ Э. Более корректная оценка H_{c1} в базисной плоскости — $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda_a\lambda_b)(\ln\kappa + 0.08)$ — дает $H_{c1} = 440$ Э.

Таким образом, по крайней мере для направления [100] наши результаты соответствуют условию $H > (H_{c1})^b$ и могут быть сравнимы с предсказаниями теории [11]. В то же время, как видно на рис. 5, резкое изменение параметра анизотропии вблизи $(H_{c1})^b$ не наблюдается, что позволяет экстраполировать полученные результаты в область больших полей.

Теоретически [11], энергетически выгодной является ориентация вихревой решетки, показанная на рис. 2a для доменов I и II, когда большая полуось эллипса в реальной вихревой решетке параллельна направлению, в котором эффективная масса M_b меньшая. В то же время видно, что для домена III реализуется наименее выгодная ориентация. Возможной причиной существования такой структуры является коллективный пиннинг [10] на слабых точечных центрах, приводящий к нарушению дальнего порядка в вихревой структуре [18] и образованию доменной структуры. В то же время внутри каждого домена форма элементарной ячейки вихревой решетки определяется парным взаимодействием и анизотропией глубины проникновения ($\lambda_a \neq \lambda_b$), что и обуславливает искажение («сжатие») правильной треугольной решетки (рис. 1, 3б).

По нашим измерениям анизотропия ρ_a/ρ_b удельного сопротивления в базисной плоскости при комнатной температуре составляет примерно 8 и монотонно возрастает при понижении температуры, достигая 16 в области сверхпроводящего перехода. Эти значения оказались заметно выше тех, что были получены в работах [1–3]. В качестве возможной причины такого расхождения может служить различие в геометрии контактов. Действительно, при измерениях анизотропии сопротивления в плоскости пластины по методу Монтгомери [19] предполагается, что ток равномерно распределен по толщине образца. Однако в работах [1–3] контакты наносились вблизи углов на плоскую поверхность пластины, что должно было приводить к нарушению этого условия. Из-за того, что ρ_c значительно превышает ρ_a и ρ_b , ток, пропущенный через контакты, изготовленные на плоскости ab , прижимается к поверхности и чем выше анизотропия, тем сильнее выражен этот эффект. Из неравенства $\rho_a > \rho_b$ следует $\rho_c/\rho_a < \rho_c/\rho_b$, т. е. при использовании контактов на плоскости ab ток, направленный вдоль \mathbf{b} , сильнее прижат к поверхности, чем ток, направленный вдоль \mathbf{a} . Как следствие, сопротивление, измеренное вдоль \mathbf{b} , окажется более завышенным, чем сопротивление, измеренное вдоль \mathbf{a} , по сравнению со случаем однородного распределения тока по толщине пластины, а значит, такие измерения занижают величину анизотропии ρ_a/ρ_b . Оценки по формулам работы [20] показывают, что при неоднородном распределении тока по толщине прямоугольного образца кажущееся значение анизотропии $(\rho_a/\rho_b)^*$, полученное из измерений с помощью контактов, расположенных на плоскости ab , окажется равным $(\rho_a/\rho_b)^* \approx (\rho_a/\rho_b)^{1/2}$. Примерно так соотносятся результаты наших измерений с данными работ [1–3]. Таким образом, можно разрешить расхождение с литературными данными [1–3], но не с главным эффектом — значительным расхождением параметра анизотропии, вычисленным из резистивных измерений и из параметров вихревой решетки (анизотропии глубины проникновения). Действительно, если ρ_a/ρ_b определяются отношением эффективных масс M_a/M_b , то вблизи T_c имеем $\rho_a/\rho_b = 16$. Поскольку $\lambda \sim M^{0.5}$ [11, 12], $(M_a/M_b)^{0.5} = 4$, что значительно расходится с измеренной из геометрии вихревой решетки величиной $\eta = 1.3$. Причиной расхождения может служить различие в определении эффективной массы из данных по электропроводности и глубине проникновения [22, 23]. Как известно, обратный тензор эффективной массы в зонной теории $(m^*)^{-1} = \partial^2 E / \partial p_i \partial p_j$, в то время как тензор эф-

фективных масс в анизотропных уравнениях Гинзбурга–Ландау задается формулой [23, 24]

$$(m^*)^{-1} = \frac{7\zeta(3)}{12\pi^2 T_c} \langle v_i v_j \psi^2 \rangle,$$

где v_i , v_j — скорости, усредненные по ферми-поверхности, а ψ — параметр порядка. Отличия в определении эффективной массы становятся существенными в грязном пределе $l < \xi$ (l — длина свободного пробега, ξ — длина когерентности в базисной плоскости) [22]. Оценка длины свободного пробега для исследованных кристаллов по величине удельного сопротивления дает величину ближе к грязному пределу $l \approx 4$ нм. Возможно, исследования на более чистых кристаллах и детальное изучение ферми-поверхности в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ помогут в разрешении вопроса о различии анизотропии, определяемой с помощью понятия эффективных масс носителей в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

Авторы выражают благодарность Н. С. Сидорову за приготовление контактов, В. Г. Когану и В. В. Рязанову за полезное обсуждение. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00174) и в рамках программы Президиума РАН «Свойства конденсированных сред».

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Bucher, J. Karpinski, E. Kaldis et al., *J. Less-Common Metals* **164/165**, 20 (1990).
2. J. Schoenes, J. Karpinski, E. Kaldis et al., *Physica C* **166**, 145 (1990).
3. B. Bucher, J. Karpinski, E. Kaldis et al., *Physica C* **167**, 324 (1990).
4. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
5. Kuan Zhang, D. A. Bonn, S. Kamal et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2484 (1994).
6. D. N. Basov, R. Liang, D. A. Bonn et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 598 (1995).
7. В. Н. Молчанов, М. К. Бломберг, М. Ю. Мерисало и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 502 (1997).
8. R. Khasanov, T. Schneider, R. Brueth et al., *Phys. Rev. B* **70**, 144515 (2004).
9. Л. Я. Винников, И. В. Григорьева, Л. А. Гуревич, Ю. А. Осипьен, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 83 (1989).

10. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **65**, 1704 (1973).
11. L. J. Campbell, M. M. Doria, and V. G. Kogan, Phys. Rev. B **38**, 2439 (1988).
12. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
13. U. Essmann and H. Träuble, Phys. Lett. A **54**, 596 (1967).
14. L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, and L. A. Gurevich, *The Real Structure of high- T_c Superconductors*, ed. by V. Sh. Shekhtman, Springer Series in Material Science, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, Vol. 23, (1993), p. 89.
15. J. Karpinski, E. Kaldis, S. Rusiecki et al., Supercond. Sci. Technol. **12**, R153 (1990).
16. G. J. Dolan, F. Holtzberg, C. Feild et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 2184 (1989).
17. J. C. Martinez, J. J. Prejean, J. Karpinski et al., Sol. St. Comm. **75**, 315 (1990).
18. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982), с. 130.
19. А. И. Ларкин, ЖЭТФ **58**, 1466 (1970).
20. H. C. Montgomery, J. Appl. Phys. **42**, 2971 (1971).
21. Л. И. Бураков, ЖТФ **64**, 200 (1994).
22. А. А. Варламов, А. И. Ларкин, *Теория флуктуаций в сверхпроводниках*, Добросвет, Москва (2007), с. 489.
23. Л. П. Горьков, Т. К. Мелик-Бархударов, ЖЭТФ **45**, 1494 (1963).
24. L. P. Gor'kov and D. Jerome, J. de Phys. Lett. **46**, L-643 (1985).