

02,05

Анизотропия и скейлинг магнитосопротивления в текстурированном высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

© Д.М. Гохфельд¹, Д.А. Балаев^{1,2}, С.В. Семенов^{1,2}, М.И. Петров¹¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: gokhfeld@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 27 апреля 2015 г.)

Исследовано магнитосопротивление текстурированного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$ при различных направлениях транспортного тока \mathbf{I} и внешнего магнитного поля \mathbf{H} относительно кристаллографических направлений ВТСП-кристаллитов. Когда \mathbf{I} и \mathbf{H} ориентированы вдоль плоскостей ab кристаллитов и φ — угол между \mathbf{H} и \mathbf{I} , то анизотропная часть магнитосопротивления следует функциональной зависимости $\sin^2 \varphi$, характерной для течения вихрей под действием силы Лоренца. Магнитосопротивление R при \mathbf{H} , параллельном оси c кристаллитов ($\mathbf{H} \parallel c$), больше, чем R при $\mathbf{H} \parallel ab$ для обоих случаев $\mathbf{I} \parallel c$ и $\mathbf{I} \parallel ab$. Коэффициент анизотропии $\gamma \approx 2.3$ оценен из скейлинга зависимостей $R(H)$, измеренных при $\mathbf{H} \parallel c$ и $\mathbf{H} \parallel ab$. Учет магнитного поля, создаваемого транспортным током, позволяет выполнить скейлинг зависимостей $R(H)$ при различных значениях I . Предложена качественная картина протекания тока вдоль оси c кристаллитов в текстурированном ВТСП.

1. Введение

Масштабные применения проводов на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1–5] требуют понимания физической картины протекания транспортного тока в таких материалах в присутствии магнитного поля. Высокая плотность транспортного тока может быть достигнута в текстурированных материалах [5–11]. Из-за анизотропии свойств ВТСП [1,12] значения плотности критического тока j_c в текстурированных образцах при протекании вдоль кристаллографических плоскостей ab значительно превышают значения j_c при протекании вдоль оси c [7]. Ориентация внешнего магнитного поля \mathbf{H} также оказывает влияние на величину j_c [6,13]. Среди классических слоистых ВТСП-соединений сверхпроводники на основе висмута обладают наибольшей анизотропией [1,12]. Анизотропия критического тока и магнитосопротивления текстурированных ВТСП $\text{Bi}2223 + \text{Ag}$ [6–8,14–16] исследовалась ранее для случаев, когда ток течет в плоскостях ab кристаллитов, а \mathbf{H} направлено параллельно оси c либо плоскостям ab . Магнитосопротивление для случая $I \parallel c$ в текстурированных образцах ранее не исследовалось. В связи с этим интересно исследовать поведение магнитосопротивления текстурированных ВТСП при протекании макроскопического транспортного тока в различных направлениях относительно кристаллографической ориентации ВТСП-кристаллитов.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитосопротивления текстурированных композитных образцов $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$, изучены случаи $\mathbf{I} \parallel ab$ и $\mathbf{I} \parallel c$ при различных ориентациях \mathbf{H} .

2. Эксперимент

Метод создания текстуры в керамическом $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (далее $\text{Bi}2223$) основан на использовании пористой керамики. Процесс получения пористых (20–40% от теоретической плотности) образцов описан в работах [17–19]. Кристаллиты $\text{Bi}2223$ в этих образцах имеют толщину 1–2 μm и линейные размеры 20–30 μm и упорядочены хаотически. Одноосное прессование в жидкой среде с последующим отжигом [10,11] в течение 30–50 h при 830°C приводит к текстурированию кристаллитов $\text{Bi}2223$ в объемном материале. При этом размеры кристаллитов остаются такими же, как и в исходном пористом материале. Добавление ультрадисперсного серебра позволяет улучшить токонесящую способность материала [19,20]. В настоящей работе исследования проведены на текстурированном образце состава 70 vol.% $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ и 30 vol.% Ag . Типичные результаты сканирующей электронной микроскопии, полученные на этом образце, представлены на рис. 1. На рис. 1, *a* показана поверхность, соответствующая плоскостям ab кристаллитов, на рис. 1, *b* приведен фрагмент скола образца вдоль c -осей кристаллитов. Частичная характеристика образцов была выполнена в работе [11]. Степень текстуры этого образца, определенная методом Лотгеринга, составляет 0.98 ± 0.01 (при идеальном упорядочении это значение равно 1). Критическая температура, определенная с помощью магнитных измерений, составляет 108 К. Температура перехода в состояние с „ $R = 0$ “ ($< 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$) равна 106 К. При $T = 77.4 \text{ K}$ плотность критического тока $j_c \approx 220 \text{ A/cm}^2$ для $\mathbf{I} \parallel ab$. Величина удельного электросопротивления ρ при температуре выше точки сверхпроводящего перехода $T = 113 \text{ K}$ равна $0.48 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ для $\mathbf{I} \parallel ab$ и $0.6 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$ для $\mathbf{I} \parallel c$.

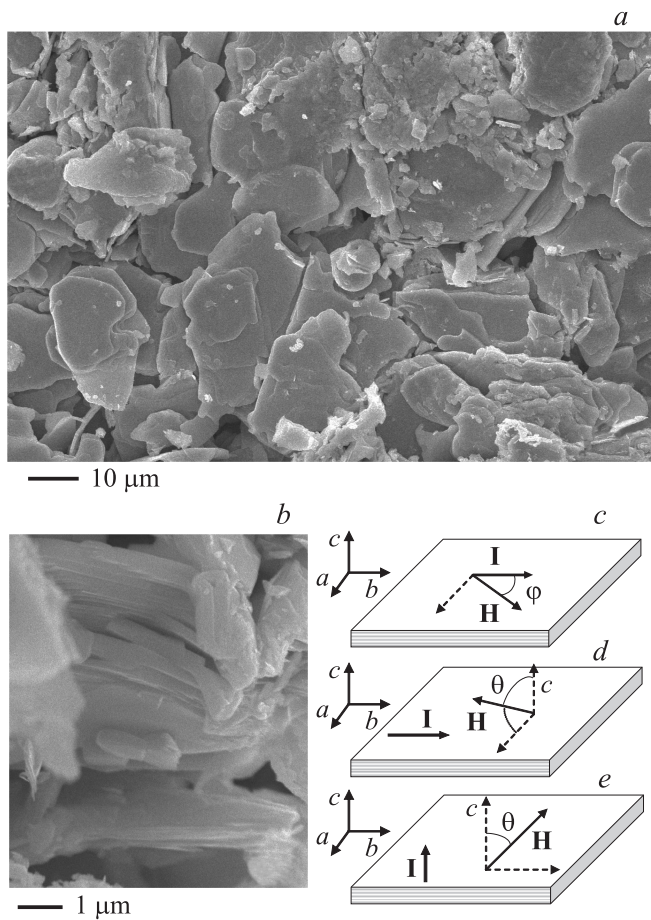


Рис. 1. Микрофотографии текстурированного образца Bi2223 + Ag параллельно плоскости ab (a) и вдоль оси c (b) и использованные для измерений магнитосопротивления конфигурации \mathbf{H} , \mathbf{I} относительно кристаллографических осей кристаллитов (c – e).

Транспортные свойства измерялись четырехзондовым методом. Электрические контакты изготавливались с помощью пасты Еро-Тек. Использовались две конфигурации контактов. В первом случае образец имел размер $0.25 \times 0.15 \times 1.0$ см, токовые контакты формировались на противоположных торцах образца, и стабильный ток I величиной до 1.5 А протекал вдоль наибольшего размера образцов. В такой конфигурации ожидается, что ток протекает в плоскостях ab кристаллитов Bi2223 ($\mathbf{I} \parallel ab$). Во втором случае использовалась конфигурация, подобная применяемой при измерениях ρ_c монокристаллов [21]. В этом случае образец имел форму квадратной пластины размером $0.4 \times 0.4 \times 0.16$ см. Оси c кристаллитов были направлены перпендикулярно пластине. Токовые контактные площадки формировались в форме квадратных рамок на противоположных гранях образца, параллельных плоскостям ab кристаллитов Bi2223. В пустом центральном пространстве контактных рамок формировались потенциальные контакты. В описанной конфигурации стабильный транспортный

ток величиной до 3 А протекал вдоль оси c кристаллитов Bi2223 ($\mathbf{I} \parallel c$).

Магнитосопротивление R определялось как $R(H) = U(H)/I$, где U — падение напряжения. Во время измерений образец находился в среде жидкого азота, что обеспечивало эффективный отвод тепла. Внешнее поле \mathbf{H} прикладывалось под различными углами относительно к кристаллографической ориентации кристаллитов Bi2223 (см. схематические изображения на рис. 1, c – e). В случае $\mathbf{I} \parallel ab$ измерения магнитосопротивления проведены для двух вариантов взаимной ориентации магнитного поля и оси c кристаллитов Bi2223. В первом варианте изменялся угол φ между направлением внешнего поля \mathbf{H} и током \mathbf{I} (рис. 1, c). Во втором варианте изменялся угол θ между направлением внешнего поля \mathbf{H} и осью c кристаллитов (рис. 1, d), при этом всегда сохранялся прямой угол между \mathbf{H} и \mathbf{I} . В случае $\mathbf{I} \parallel c$ угол θ между \mathbf{H} и осью c изменялся от 0 до 90° (рис. 1, e).

3. Результаты и обсуждение

3.1. Ориентация $\mathbf{I} \parallel ab$, $\mathbf{H} \parallel ab$. На рис. 2, a показаны зависимости магнитосопротивления $R(H)$ в случае, когда ток течет в плоскостях ab кристаллитов Bi2223, а внешнее поле приложено параллельно или перпендикулярно току и всегда параллельно плоскостям ab . Эта конфигурация схематично представлена на рис. 1, c . Рис. 2, a показывает, что магнитосопротивление для случая $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ всегда больше, чем для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$. Магнитосопротивление состоит из вклада R_0 , не зависящего от направления поля относительно тока, и анизотропного вклада, зависящего от угла φ между \mathbf{H} и \mathbf{I} . Угловая зависимость $R(\varphi)$ хорошо описывается функцией $R = R_0 + R_L \sin^2 \varphi$ (сплошные линии на рис. 2, b). Величина анизотропного члена относительно мала $R_L \sim 0.09R_0$.

Полученная зависимость $R \sim \sin^2 \varphi$ объясняется действием силы Лоренца на вихри Абрикосова в режиме течения потока [22]. Малая величина анизотропного вклада R_L свидетельствует о том, что течение вихрей под действием силы Лоренца не является основным механизмом диссипации в Bi2223 [23]. Висмутовые ВТСП характеризуются низкими значениями полей необратимости ($H \sim 2$ – 4 кОе при $T = 77.4$ К) [24,25], выше которых критический ток внутри кристаллитов становится практически равным нулю. Поэтому процессы диссипации происходят как в межкристаллитных границах, так и в самих кристаллитах Bi2223.

3.2. Ориентация $\mathbf{I} \parallel ab$, $\mathbf{H} \perp I$. На рис. 3, a представлены зависимости $R(H)$ (при $\mathbf{I} = 1.5$ А) для исследованного образца при различной ориентации \mathbf{H} и оси c кристаллитов Bi2223. Ток протекал вдоль плоскостей ab кристаллитов, а внешнее поле прикладывалось при различных значениях угла θ между \mathbf{H} и c : от $\mathbf{H} \parallel c$ до $\mathbf{H} \parallel ab$ (см. схему геометрии эксперимента на рис. 1, d). При этом внешнее поле всегда направлено перпендикулярно транспортному току.

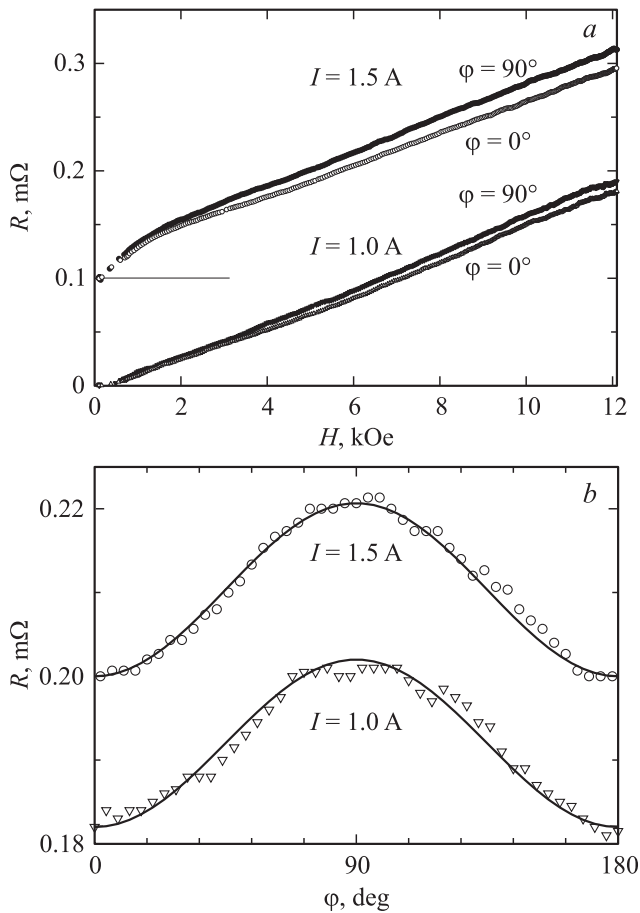


Рис. 2. Магнитосопротивление образца при $\mathbf{I} \parallel ab$, $\mathbf{H} \parallel ab$. *a* — зависимости $R(H)$ при $\varphi = \angle I, H = 0, 90^\circ$ (кривые для $I = 1.5 \text{ A}$ сдвинуты вверх на $0.1 \text{ m}\Omega$); *b* — зависимости $R(\varphi)$ в поле $H = 12.5 \text{ kOe}$, сплошные линии — функция $R = R_0 + R_L \sin^2 \varphi$.

При такой ориентации поля магнитосопротивление образца определяется анизотропией кристаллитов. Изменение направления поля относительно кристаллографических осей оказывает влияние на термодинамические, магнитные и магнитотранспортные характеристики анизотропного кристалла. В работах [26,27] показано, что характеристики анизотропного кристалла можно связать с характеристиками эквивалентного изотропного кристалла, не зависящими от ориентации поля. Этот эквивалентный изотропный кристалл рассматривается как находящийся в эффективном магнитном поле H^* , а величина H^* зависит от ориентации внешнего поля H . Угловая зависимость эффективного поля H^* определяется выражением [26,27]

$$H^* = H(\gamma^{-2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)^{0.5}, \quad (1)$$

где γ — коэффициент анизотропии. На рис. 3, *b* показаны зависимости магнитосопротивления от величины эффективного поля H^* , полученные с помощью выражения (1) на основе данных рис. 3, *a*. Все зависимости $R(H^*)$ совпадают при значении коэффициента анизотропии $\gamma = 2.4 \pm 0.1$. Близкое значение γ

получалось для такой же схемы измерений в лентах из $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ [7]. Как отмечалось в работах [7,8,15,16], неидеальная упорядоченность кристаллитов в текстурированном образце влияет на оцененное значение γ .

Принимая, что в больших полях $R(H) \sim H$, можно выразить $R(\theta) = R(H^*) \sim (\gamma^{-2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)^{0.5}$. Данное выражение хорошо описывает угловую зависимость падения напряжения при фиксированных значениях H и I (вставка на рис. 3, *b*).

3.3. Ориентация $\mathbf{I} \parallel c$ при различных направлениях \mathbf{H} относительно оси c кристаллитов. Геометрия эксперимента показана на рис. 1, *e*. Для монокристаллического образца при такой схеме измерения ожидается, что удельное сопротивление будет больше в γ раз, чем при $\mathbf{I} \parallel ab$. В то же время магнитосопротивление при различных ориентациях \mathbf{H} и оси c может определяться как силой Лоренца, так и анизотропией кристалла. Однако полученные значения

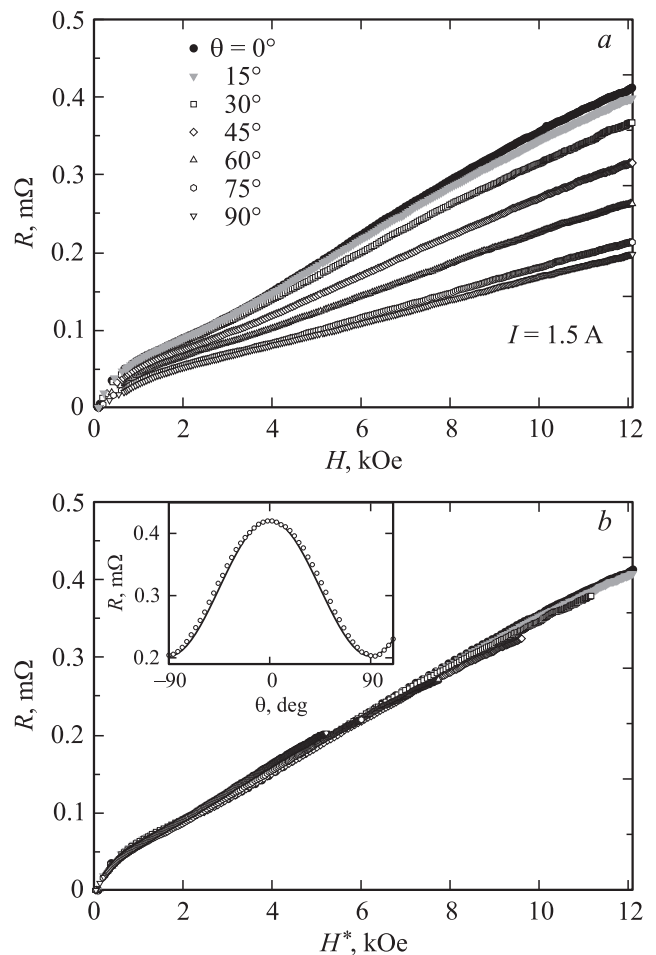


Рис. 3. Магнитосопротивление образца при $\mathbf{I} \parallel ab$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$. *a* — зависимости $R(H)$ при различных значениях угла $\theta = \angle H, c$ (*a*); *b* — $R(H^*)$ (скейлинг по выражению (1)). На вставке — зависимость $R(\theta)$ в поле $H = 12.5 \text{ kOe}$, сплошная кривая построена с использованием функции (1) (см. подраздел 3.2).

удельного сопротивления для этого случая оказались одного порядка с удельным сопротивлением при $\mathbf{I} \parallel ab$ (см. подраздел 3.2).

Зависимости $R(H)$ текстурированного Bi2223 для случая, когда ток \mathbf{I} протекает параллельно оси c , при ори-

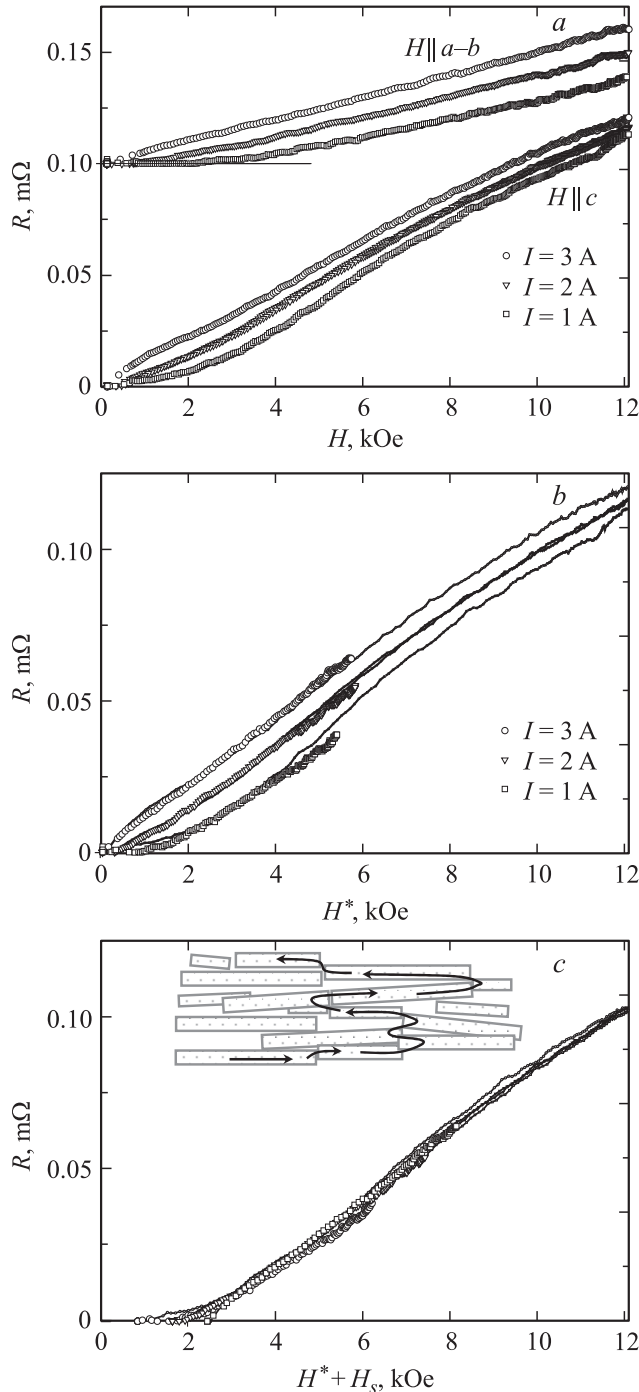


Рис. 4. Магнитосопротивление образца при $\mathbf{I} \parallel c$. *a* — зависимости $R(H)$ (кривые для $\mathbf{H} \parallel ab$ сдвинуты вверх на $0.1 \text{ m}\Omega$), *b* — их скейлинг по выражению (1) с учетом эффективного поля H^* , *c* — скейлинг этих же зависимостей с учетом собственного поля H_s . На вставке схематически показана одна из возможных траекторий протекания тока по кристаллитам (см. подраздел 3.3).

ентации $\mathbf{H} \parallel c$ и $\mathbf{H} \parallel ab$ показаны на рис. 4, *a*. Плотности транспортного тока j и значения R имеют один порядок с измеренными при $\mathbf{I} \parallel ab$ ($j \sim 20 \text{ A/cm}^2$ для данных рис. 4, *a* при $I = 3 \text{ A}$ и $j \sim 40 \text{ A/cm}^2$ для данных рис. 2, *a* и 3, *a* при $I = 1.5 \text{ A}$). Следовательно, режим течения вихрей должен реализовываться и для исследуемой ориентации $\mathbf{H} \parallel c$. Достаточно неожиданным оказалось, что магнитосопротивление всегда значительно больше при ориентации $\mathbf{H} \parallel c$, при которой $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ (рис. 4, *a*) и сила Лоренца не должна влиять на транспорт тока. В то же время зависимости $R(H)$ могут быть масштабированы аналогично процедуре, проведенной в подразделе 3.2. Зависимости $R(H^*)$ для одинаковых транспортных токов, полученные из данных рис. 4, *a* с помощью формулы (1), совпадают для коэффициента анизотропии $\gamma = 2.25 \pm 0.15$ (рис. 4, *b*).

Таким образом, при данной схеме эксперимента отсутствует заметное влияние силы Лоренца, а результаты скейлинга полевых зависимостей магнитосопротивления при различных значениях угла θ между \mathbf{H} и c аналогичны описанному в подразделе 3.2. Эти наблюдения позволяют сделать вывод, что при предполагаемой ориентации $\mathbf{I} \parallel c$ траектории транспортного тока сложнее, чем схематично представлено на рис. 1, *e*. Действительно, при большой анизотропии кристаллитов транспортный ток преимущественно протекает вдоль плоскостей ab [8,14,28]. Туннелирование через межкристаллитные границы также предпочтительнее вдоль плоскостей ab [9] даже в случае хорошего контакта вдоль оси c . Хотя геометрия контактов обеспечивает макроскопический ток вдоль оси c кристаллитов Bi2223 (см. раздел 2), микроскопические токи текут по плоскостям ab кристаллитов Bi2223, на что указывает поведение зависимостей $R(H)$. Даже малое разупорядочение кристаллитов благоприятствует такому увеличению длины траекторий тока за счет преимущественного протекания по плоскостям ab [8,14,28].

Схематичное представление траекторий тока через текстурированный ВТСП-образец приведено на вставке к рис. 4, *c*, где кристаллиты Bi2223 обозначены прямоугольниками, короткая сторона которых соответствует оси c . Подобная картина протекания тока рассматривалась в работах [8,14]. Для микроскопических токов, текущих в плоскостях ab , ориентация $\mathbf{H} \parallel c$ соответствует максимальному влиянию силы Лоренца. Дополнительным подтверждением такой картины протекания тока является скейлинг зависимостей $R(H)$ по транспортному току.

Транспортный ток индуцирует собственное магнитное поле, которое влияет на вольт-амперные характеристики [13,29] и магнитосопротивление. Из-за этого зависимости $R(H^*)$ для разных значений тока отличаются друг от друга: при большем значении транспортного тока магнитосопротивление быстрее растет в малых полях. Собственное поле H_s от транспортного тока учитывается при помощи аналога правила Силсби [13,29]: $H_s = gI$, здесь g — это фактор, учитывающий геометрию образца.

Для однородного цилиндрического образца радиуса r и сечения S , соосного полю, $g = r/2S = 1/2\pi r$. В настоящей работе измерения проводились на образцах с прямоугольным сечением $l \times d$. В этом случае геометрический фактор $g = ld/(l+d)1/2S = 0.5/(l+d)$. Подстановка геометрических размеров образца дает $g = 62.5 \text{ м}^{-1}$. При $I = 1 \text{ А}$ для такого значения g собственное поле равно всего 0.8 Ое .

Рассмотрим образец, находящийся в поле, представляющем собой суперпозицию эффективного магнитного поля (1) и собственного поля транспортного тока. На рис. 4, *с* представлены зависимости $R(H^* + H_s)$, полученные из данных рис. 4, *а*. Масштабированные кривые хорошо совпадают при значении $g = 6.3 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$. При этом значении индуцированное поле при транспортном токе 1 А равно 800 Ое . Значительное (на три порядка) отличие величин g , полученных из геометрических размеров образца и с помощью скейлинга, свидетельствует о том, что ток протекает по узким каналам, проходящим по отдельным кристаллитам. Оценим сечение канала на основе полученной величины $g = 6.3 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$. Приняв размер l равным средней толщине кристаллитов $1 \mu\text{м}$, получим $d \sim 7 \mu\text{м}$, что сравнимо с размерами кристаллитов в плоскости ab . Скейлинг зависимостей $R(H)$ подтверждает предложенную модель макроскопического протекания тока в направлении оси c кристаллитов, согласно которой микроскопические токи протекают преимущественно вдоль плоскостей ab .

4. Заключение

В настоящей работе проведены измерения анизотропии магнитосопротивления текстурированного ВТСП Bi2223 по отношению к направлению тока, магнитного поля и кристаллографических осей кристаллитов. Угловая зависимость магнитосопротивления в геометрии, проявляющей влияние силы Лоренца, пропорциональна $\sin^2 \varphi$, вклад в диссипацию от течения вихрей $\sim 9\%$. Зависимости $R(H)$, полученные при различных направлениях внешнего поля и оси c кристаллитов Bi2223, масштабируются с помощью выражения для эффективного поля (1) со значениями $\gamma = 2.25$ для случая $\mathbf{I} \parallel c$ и $\gamma = 2.4$ для случая $\mathbf{I} \parallel ab$. Показано влияние собственного поля, индуцированного транспортным током, на зависимости $R(H)$.

Анализ данных по $R(H)$ при $\mathbf{I} \parallel c$ показал, что протекание тока вдоль оси c текстурированного Bi2223 происходит благодаря микроскопическим токам, текущим по плоскостям ab кристаллитов, как схематично показано на вставке к рис. 4, *с*.

Список литературы

- [1] D. Larbalestier, A. Gurevich, D.M. Feldmann, A. Polyanskii. Nature **414**, 368 (2001).
- [2] W.V. Hassenzahl, D.W. Hazelton, B.K. Johnson, P. Komarek, M. Noe, C.T. Reis. Proc. IEEE **92**, 1655 (2004).
- [3] A.P. Malozemoff. Ann. Rev. Mater. Res. **42**, 373 (2012).
- [4] J.X. Jin, Y. Xin, Q.L. Wang, Y.S. He, C.B. Cai, Y.S. Wang, Z.M. Wang. IEEE Trans. Appl. Supercond. **24**, 1 (2014).
- [5] O.V. Kharissova, E.M. Kopnin, V.V. Maltsev, N.I. Leonyuk, L.M. León-Rossano, I.Yu. Pinus, B.I. Kharisov. Crit. Rev. Solid State Mater. Sci. **39**, 253 (2014).
- [6] Q.Y. Hu, R.M. Schalk, H.W. Weber, H.K. Liu, R.K. Wang, C. Czurda, S.X. Dou. J. Appl. Phys. **78**, 1123 (1995).
- [7] G.S. Han. Phys. Rev. B **52**, 1309 (1995).
- [8] B. Hensel, G. Grasso, R. Flükiger. Phys. Rev. B **51**, 15456 (1995).
- [9] G. Desgardin, I. Monot, B. Raveau. Supercond. Sci. Technol. **12**, R115 (1999).
- [10] М.И. Петров, Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, А.Д. Васильев, Д.М. Гохфельд, О.Н. Мартыанов, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов. Письма в ЖТФ **33**, 17, 52 (2007).
- [11] M.I. Petrov, I.L. Belozerova, K.A. Shaikhutdinov, D.A. Balaev, A.A. Dubrovskii, S.I. Popkov, D.A. Vasilyev, O.N. Martyanov. Supercond. Sci. Technol. **21**, 105019 (2008).
- [12] S.I. Vedenev, A.G. M. Jansen, P. Wyder. Phys. Rev. B **67**, 052202 (2003).
- [13] A. Kilic, K. Kilic, S. Senoussi, K. Demir. Physica C **294**, 203 (1998).
- [14] J.H. Cho, M.P. Maley, J.O. Willis, J.Y. Coulter, L.N. Bulaevskii, P. Haldar, L.R. Motowidlo. Appl. Phys. Lett. **64**, 3030 (1994).
- [15] G.S. Han, C.K. Ong. Phys. Rev. B **56**, 11299 (1997).
- [16] B. Lehndorff, M. Hörtig, H. Piel. Supercond. Sci. Technol. **11**, 1261 (1998).
- [17] М.И. Петров, Т.Н. Тетюева, Л.И. Квеглис, А.А. Ефремов, Г.М. Зеер, К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, С.Г. Овчинников. Письма в ЖТФ **29**, 17, 40 (2003).
- [18] K.A. Shaykhutdinov, D.A. Balaev, S.I. Popkov, A.D. Vasilyev, O.N. Martyanov, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 491 (2007).
- [19] М.И. Петров, Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, О.Н. Мартыанов. ЖТФ **79**, 8, 45 (2009).
- [20] A.G. Mamalis, S.G. Ovchinnikov, M.I. Petrov, D.A. Balaev, K.A. Shaihtudinov, D.M. Gohfeld, S.A. Kharlamova, I.N. Vottea. Physica C **364–365**, 174 (2001).
- [21] A.N. Lavrov, L.P. Kozeeva. Physica C **248**, 365 (1995).
- [22] W.K. Kwok, U. Welp, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort, R. Hulscher, J.Z. Liu. Phys. Rev. Lett. **64**, 966 (1990).
- [23] K. Kadowaki, Y. Songliu, K. Kitazawa. Supercond. Sci. Technol. **7**, 519 (1994).
- [24] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Выков, К.А. Шайхутдинов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров. Physica C **470**, 61 (2010).
- [25] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **53**, 865 (2011).
- [26] G. Blatter, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin. Phys. Rev. Lett. **68**, 875 (1992).
- [27] Z. Hao, J.R. Clem. Phys. Rev. B **46**, 5853 (1992).
- [28] A. Diaz, J. Maza, F. Vidal. Phys. Rev. B **55**, 1209 (1997).
- [29] H. Kliem, A. Weyers, J. Lijtzner. J. Appl. Phys. **69**, 1534 (1991).