

02,05

## Магнитосопротивление пористого поликристаллического ВТСП: влияние транспортного тока на сжатие магнитного потока в межгранулярной среде

© Д.А. Балаев<sup>1,2</sup>, С.И. Попков<sup>1,2</sup>, К.А. Шайхутдинов<sup>1,2</sup>, М.И. Петров<sup>1</sup>, Д.М. Гохфельд<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Институт инженерной физики и радиоэлектроники Сибирского федерального университета, Красноярск, Россия

E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 7 февраля 2014 г.)

Гистерезисные зависимости магнитосопротивления пористого (38% от теоретической плотности) гранулярного ВТСП  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  проанализированы в модели эффективного межгранулярного поля. Это эффективное поле определяется суперпозицией внешнего поля и поля, индуцированного магнитными моментами сверхпроводящих гранул. Сжатие магнитного потока в межгранулярной среде, характеризующееся величиной эффективного поля, определяет гистерезисное поведение магнитосопротивления. Обнаружено, что ширина гистерезиса магнитосопротивления для исследованного пористого ВТСП зависит от величины транспортного тока, в отличие от сверхпроводника того же состава с высокой физической плотностью (более 90% от теоретической). Для пористого сверхпроводника происходит значительная концентрация тока в области межгранулярных границ, вызванная особенностями его микроструктуры. Вызываемое током увеличение эффективной протяженности границ приводит к уменьшению сжатия потока, уменьшению эффективного поля в межгранулярной среде и сужению гистерезиса магнитосопротивления с ростом тока.

### 1. Введение

В гранулярных сверхпроводниках II рода, помещенных во внешнее магнитное поле, распределение магнитного потока крайне неоднородно в пространстве. Магнитное поле ослаблено в сверхпроводящих гранулах и концентрируется в области межгранулярных границ. Если длина когерентности сверхпроводника сопоставима с протяженностью межгранулярной границы, что выполняется для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), то такая граница ведет себя как джозефсоновский переход. Для джозефсоновских переходов любого типа [1] вольт-амперная характеристика (ВАХ) сильно видоизменяется под действием магнитного поля. Поэтому в гранулярных ВТСП наблюдается значительный эффект магнитосопротивления, который обусловлен процессами диссипации в межгранулярных границах [2–23]. Детальные исследования гистерезисных зависимостей магнитосопротивления  $R(H)$  для иттриевых [24,25], висмутовых [25] и лантановых [25] систем ВТСП показали, что эти характеристики связаны со сжатием магнитного потока в области межгранулярных границ [26,27]. Из-за магнитного взаимодействия сверхпроводящих гранул с полем в области межгранулярных границ магнитный поток сжимается и магнитная индукция может существенно превышать внешнее поле [26–28].

В работах [24,25] была предложена модель, рассматривающая эффективное поле, принятое одинаковым для всей межгранулярной среды и пропорциональное магнитному моменту гранул сверхпроводника. Данная модель позволила объяснить основные особенности гистерезис-

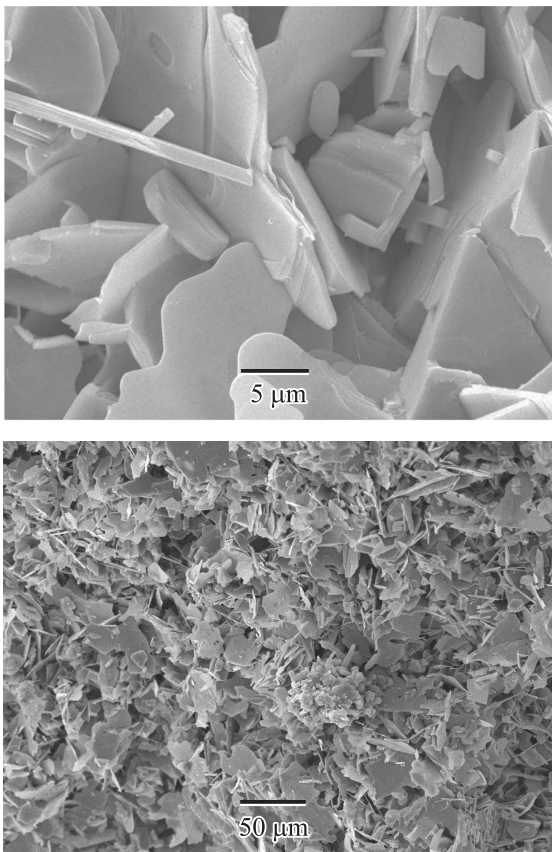
ных зависимостей магнитосопротивления гранулярных сверхпроводников [20–30].

В настоящей работе в рамках упомянутого подхода анализируются магниторезистивные свойства висмутового ВТСП низкой плотности. Низкая плотность (20–40% от теоретической [30–35]) в таком материале возникает из-за наличия большого числа пор, а хаотически ориентированные в пространстве гранулы  $\text{Bi}2223$  имеют форму пластин с достаточно большими линейными размерами и малой толщиной. В этом случае в качестве межгранулярных границ выступают области спайности гранул [32,34,35]. Магнитосопротивление образца определяется этими межгранулярными границами и несет информацию о сжатии магнитного потока. Данная работа посвящена изучению эффекта сжатия магнитного потока в межгранулярных границах пористого ВТСП, находящегося во внешнем магнитном поле, при протекании через образец транспортного тока.

### 2. Эксперимент

Исследовались полученные ранее и охарактеризованные [31,36] образцы пористого ВТСП состава  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  с объемной плотностью  $2.26 \text{ g/cm}^3$  (38% от теоретической плотности). Согласно магнитным и электрическим измерениям, температура начала сверхпроводящего перехода составляет 108 K [31,36].

Типичные результаты сканирующей электронной микроскопии (SEM) приведены на рис. 1. Материал состоит из пластинчатых гранул со средними размерами



**Рис. 1.** Результаты сканирующей электронной микроскопии, полученные на пористом  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  с объемной плотностью  $2.26 \text{ g/cm}^3$ .

$\sim 10\text{--}20 \mu\text{m}$  в плоскости и толщиной  $\sim 1 \mu\text{m}$ . Следует отметить, что в данной работе мы не делаем различия между терминами гранула и кристаллит. Гранулы касаются друг друга лишь в областях спайности малой площади, так что имеются многочисленные отчетливо различимые незаполненные участки между гранулами (поры).

Магнитосопротивление  $R(H) = U(H)/I$ , где  $U$  — падение напряжения,  $I$  — транспортный ток, измерялось стандартным четырехзондовым методом в режиме заданного тока. Образец имел форму параллелепипеда с размерами  $1 \times 1.5 \times 9 \text{ mm}^3$ . При измерениях магнитосопротивления образец находился в среде жидкого азота. Гистерезисная петля намагничивания  $M(H)$  измерена на вибрационном магнетометре [37]. При магнитных и магниторезистивных измерениях сверхпроводник охлаждался в нулевом внешнем поле; зависимости  $R(H)$  и  $M(H)$  измерялись при постоянной скорости развертки внешнего поля ( $1 \text{ Oe/sec}$ ). Специальных мер по экранированию магнитного поля Земли не предпринималось.

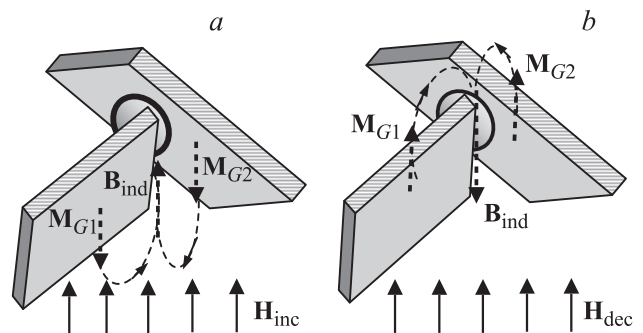
### 3. Модель

Рассмотрим картину распределения полей в межгранулярной среде гранулярного ВТСП. Поскольку в меж-

гранулярных границах сверхпроводящие свойства подавлены, внешнее поле при достижении значения  $H_{C1J}$  начинает проникать вначале именно в эти области. Величину  $H_{C1J}$  называют первым критическим полем для джозефсоновской среды [38]. Для гранулярных ВТСП  $H_{C1J}$  обычно не превышает нескольких эрстед при температурах порядка температуры кипения жидкого азота [38,8,9].

В диапазоне полей, больших  $H_{C1J}$ , но меньших первого критического поля ВТСП-гранулы  $H_{C1}$ , в гранулах реализуется мейсснеровское состояние. Линии магнитной индукции от экранирующего сверхтока в сверхпроводящих гранулах замыкаются через межгранулярные границы. При  $H > H_{C1}$  внешнее поле частично проникает в гранулы, однако принципиально картина не изменяется, поскольку магнитный отклик от сверхпроводника II рода представляет собой суперпозицию вкладов от мейсснеровских токов (диамагнитный отклик) и абрикосовских вихрей (магнитный момент от них направлен параллельно внешнему полю). При различных экспериментальных условиях (возрастании или убывании внешнего поля) может изменяться соотношение указанных вкладов, что проявляется в характере гистерезисной петли намагничивания. При дальнейшем анализе можно использовать экспериментальную гистерезисную зависимость  $M(H)$ , которая отражает указанные выше вклады.

Рис. 2 качественно иллюстрирует обсуждаемую картину распределения линий магнитной индукции в межгранулярной среде для пористого сверхпроводника. Показаны случаи, когда  $dH/dt > 0$ ,  $M(H) < 0$  (внешнее поле возрастает, магнитный момент ВТСП отрицателен, см. рис. 3) и  $dH/dt < 0$  ( $M(H) > 0$ ). Величина магнитного потока в межгранулярной границе (области спайности гранул) крайне чувствительна к ориентации гранул ввиду их анизотропии [39–42] (кристаллографическая ось  $c$  перпендикулярна плоскости гранулы), и даже для двух соседствующих гранул расчет распределения магнитной индукции достаточно сложен.



**Рис. 2.** Схематическое представление взаимной ориентации внешнего поля  $H$ , магнитных моментов гранул  $M_{G1}$  и  $M_{G2}$ , и индуцированного ими поля  $B_{ind}$  в области межгранулярной границы применительно к исследуемому пористому ВТСП (см. рис. 1). Гранулы представлены в виде пластин. Выделена область соприкосновения пластин, являющаяся межгранулярной границей. Показаны случаи, когда внешнее поле возрастает  $a$  ( $H = H_{inc}$ ,  $M_G < 0$ ) и убывает  $b$  ( $H = H_{dec}$ ,  $M_G > 0$ ).

В случае гранулярного сверхпроводника с хаотической ориентацией сверхпроводящих гранул и межгранульных границ целесообразно рассмотреть эффективное поле в межгранульной среде. Для этого необходимо принять следующие упрощения: 1) эффективное поле одинаково по модулю для всех межгранульных границ; 2) зависимость  $M(H)$  образца аналогична зависимости  $M(H)$  отдельных гранул; 3) поле  $B_{\text{ind}}$ , индуцированное сверхпроводящими гранулами в межгранульной среде, пропорционально магнитному моменту образца:  $B_{\text{ind}}(H) = \pm \alpha \times 4\pi M(H)$ , здесь параметр  $\alpha$  включает в себя усреднение по размагничивающим факторам гранул и определяет степень сжатия магнитного потока в межгранульной среде (области спайности гранул). Тогда эффективное поле в межгранульной среде  $B_{\text{eff}}$  будет определяться следующим выражением:

$$B_{\text{eff}}(H) = H - \alpha \times 4\pi M(H), \quad (1)$$

в котором учтены взаимные направления векторов  $\mathbf{M}$ ,  $B_{\text{ind}}$  и знак  $B_{\text{eff}}$ . При  $H > 0$  и  $dH/dt > 0$ ,  $M < 0$  индуцированное поле  $B_{\text{ind}} > 0$  (локально  $B_{\text{ind}} \parallel \mathbf{H}$ , см. рис. 2, а), и в этом случае  $B_{\text{eff}} > 0$ . Напротив, при  $H > 0$  и  $dH/dt < 0$ ,  $M > 0$  и  $B_{\text{ind}} < 0$  (локально  $B_{\text{ind}}$  антипараллельно  $\mathbf{H}$ , см. рис. 2, б). Для последнего случая в области относительно слабых полей  $B_{\text{ind}}$  может превышать  $H$ , и  $B_{\text{eff}}$  будет менять знак. Магнитосопротивление  $R(H)$ , вызванное процессами диссипации в межгранульных границах, определяется эффективным полем в межгранульной среде, а поскольку для этих процессов не важен знак  $B_{\text{eff}}$ , то  $R$  является некоторой функцией модуля  $B_{\text{eff}}$ , то есть  $R(H) = f(|B_{\text{eff}}(H)|)$ .

Поскольку зависимость  $M(H)$  обладает гистерезисом (из-за пиннинга вихрей внутри гранул), то зависимости  $B_{\text{eff}}(H)$  и, следовательно,  $R(H)$  также являются гистерезисными. Как показано в работах [26,27,22], анализ зависимостей  $|B_{\text{eff}}(H)|$ , полученных из экспериментальных данных по намагниченности  $M(H)$ , позволяет объяснить основные особенности гистерезисных зависимостей магнитосопротивления  $R(H)$ .

Из-за нелинейности ВАХ магнитосопротивление зависит также от величины транспортного тока. Поэтому для анализа гистерезисных зависимостей  $R(H)$  было предложено рассматривать параметр, не зависящий от тока, — полевую ширину  $\Delta H$  гистерезиса магнитосопротивления [24,25]. Зависимость  $\Delta H$  от поля определяется как  $\Delta H(H_{\text{dec}}) = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$ , где  $H_{\text{inc}}$  и  $H_{\text{dec}}$  — это значения возрастающего ( $dH/dt > 0$ ) и убывающего ( $dH/dt < 0$ ) полей, для которых выполняются равенства  $R(H_{\text{inc}}) = R(H_{\text{dec}})$  и, соответственно,  $|B_{\text{eff}}(H_{\text{inc}})| = |B_{\text{eff}}(H_{\text{dec}})|$ . Используя выражение (1), получаем:

$$\Delta H(H_{\text{dec}}) = \alpha \times 4\pi (M(H_{\text{inc}}) - M(H_{\text{dec}})). \quad (2)$$

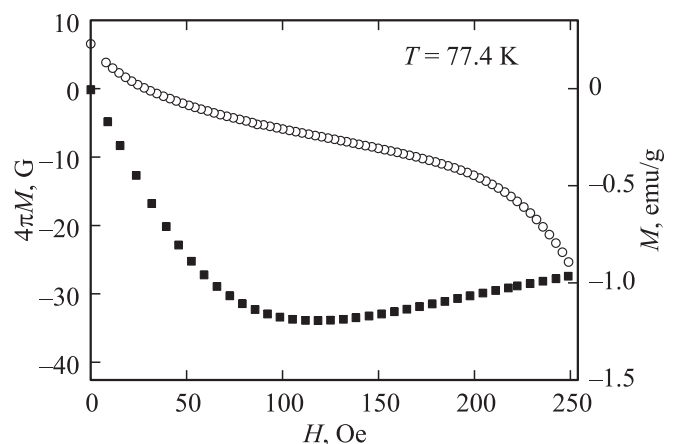
Параметр  $\Delta H$  для большинства исследованных систем (иттриевые [24,25], лантановые и висмутовые [25–27,29]

гранулярные ВТСП) не зависит от величины транспортного тока, при котором измерялось магнитосопротивление. Для иттриевой и висмутовой систем значение внутригранульной критической плотности тока обычно составляет  $10^4$ – $10^5$  А/см<sup>2</sup> в области азотных температур. Это на 2–3 порядка больше плотностей транспортного тока, которые можно достичь на гранулярных объемных образцах без ощутимого влияния разогрева. Однако для заметного в эксперименте действия транспортного тока на вихри Абрикосова внутри гранул (срыв запиннированных вихрей, крип потока и т.п.) необходимо, чтобы плотность транспортного тока была порядка критического значения плотности тока в сверхпроводящих гранулах. Таким образом, в работах [24,25] транспортный ток не изменял магнитные свойства ВТСП-гранул (зависимости  $M(H_{\text{inc}})$  и  $M(H_{\text{dec}})$ ). Зависимость  $\Delta H(H)$  также не менялась при разных значениях  $I$ . Обсуждаемый факт дал основания утверждать, что при  $T = 77$  К в области межгранульных границ отсутствует пиннинг магнитного потока. В противном случае увеличение тока приводило бы к смене режима от крипа потока к течению потока в межгранульной среде и, в конечном счете, к зависимости  $\Delta H$  от  $I$  [24,25,29].

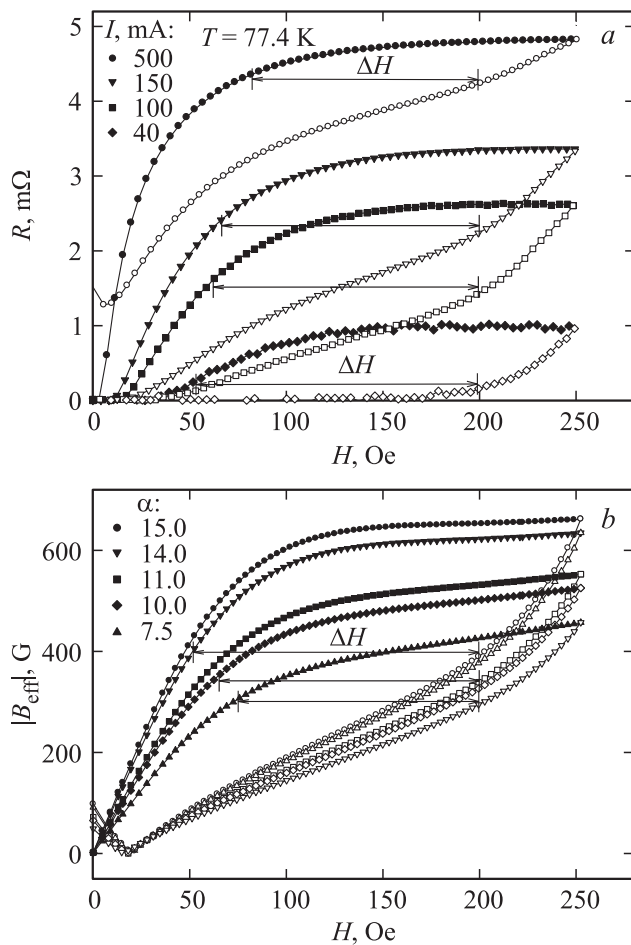
В работе [23] проанализировано уменьшение параметра  $\Delta H$  в случае, когда зависимость  $R(H)$  близка к насыщению и гистерезис  $R(H)$  становится мал, так что приближение эффективного поля в межгранульной среде перестает выполняться. В рассматриваемой модели принимается, что магнитосопротивление определяется только межгранульной средой, то есть при значениях используемых внешних полей вклад в диссипацию от ВТСП-гранул отсутствует.

## 4. Результаты и обсуждение

Экспериментальные гистерезисные зависимости намагниченности  $M(H)$  и  $R(H)$ , полученные при идентичных экспериментальных условиях, приведены на



**Рис. 3.** Часть петли гистерезиса  $M(H)$  исследуемого пористого ВТСП при  $T = 77.4$  К. Закрашенные символы соответствуют возрастающему полю ( $H = H_{\text{inc}}$ ), пустые символы — убывающему полю ( $H = H_{\text{dec}}$ ).



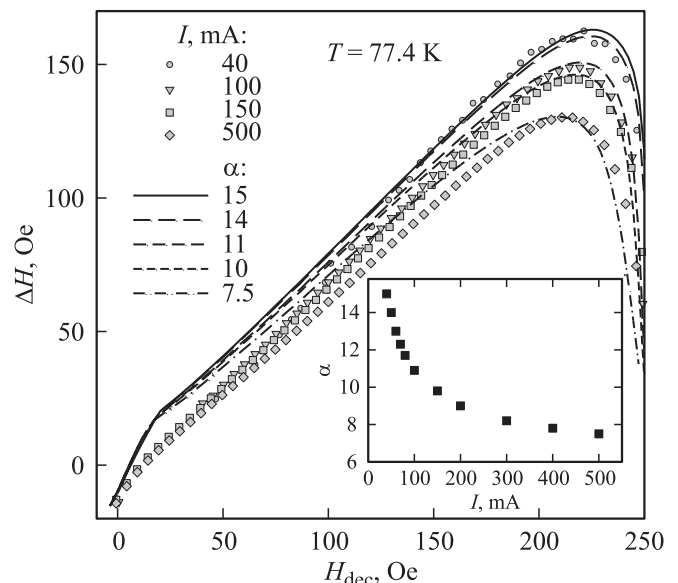
**Рис. 4.** Гистерезисные зависимости магнитосопротивления  $R(H)$  при различных значениях транспортного тока  $I$  (a) и гистерезисные зависимости модуля эффективного поля в межгранульной среде  $|B_{\text{eff}}(H)|$ , полученные из данных  $M(H)$  (рис. 3) по формуле (1), при различных значениях  $\alpha$  (b). Закрашенные символы соответствуют возрастающему полю ( $H = H_{\text{inc}}$ ), пустые символы — убывающему полю ( $H = H_{\text{dec}}$ ). Горизонтальные отрезки показывают поле ширину гистерезиса  $\Delta H$  при  $H_{\text{dec}} = 200$  Ое.

рис. 3, 4, a. Магнитосопротивление измерено при значениях транспортного тока  $I$  от 40 до 500 мА. Значение критического тока в нулевом внешнем поле  $I_C(H = 0)$  для этого образца составляет  $\approx 580$  мА, поэтому зависимости  $R(H)$  на рис. 4, a начинаются от начала координат (при  $H = 0, R = 0$ ). Поведение зависимостей  $R(H)$  качественно хорошо объясняется в рамках рассуждений, приведенных в предыдущем пункте. Однако в отличие от ранее полученных результатов для образцов иттриевой, висмутовой и лантановой систем наблюдается влияние величины транспортного тока на зависимость  $\Delta H(H)$ . Горизонтальные отрезки на рис. 4, a показывают величину  $\Delta H$  при  $H_{\text{dec}} = 200$  Ое. При увеличении транспортного тока величина  $\Delta H$  в поле  $H_{\text{dec}} = 200$  Ое заметно уменьшается. Ранее установлено, что для образца такого же состава, но имеющего плотность  $\approx 90\%$  от теоре-

тической, значения  $\Delta H$  не зависят от транспортного тока [25] при аналогичных экспериментальных условиях (температура, диапазоны поля и тока).

Рассмотрим возможные причины уменьшения полевой ширины гистерезиса при увеличении транспортного тока. Значение плотности внутригранульного критического тока в нулевом внешнем поле для этого пористого образца, определенное по модели Бина из данных  $M(H)$  (рис. 3), составляет  $10^4$  А/см<sup>2</sup>. Отметим, что использование модели Бина в малых полях приводит к недооценке значений плотности критического тока. Плотность транспортного тока через образец изменяется в пределах 2.7–33 А/см<sup>2</sup>, а с учетом наличия пор (плотность образца 38% от теоретической) 7–88 А/см<sup>2</sup>. Следовательно, внутри гранул плотность транспортного тока много меньше критической, и ток не может влиять на значения магнитного момента гранул. Таким образом, можно считать, что величины  $M(H_{\text{inc}})$  и  $M(H_{\text{dec}})$  остаются постоянными. Из выражения (2) следует, что изменение  $\Delta H$  при варьировании транспортного тока может быть связано лишь с изменением параметра  $\alpha$ .

Поведение магнитосопротивления  $R(H)$  определяется характером гистерезисных зависимостей  $B_{\text{eff}}(H)$ , которые можно получить из петель  $M(H)$  (рис. 3). На рис. 4, b приведены зависимости  $B_{\text{eff}}(H)$  при различных значениях параметра  $\alpha$ . При построении этих зависимостей подбирались значения  $\alpha$ , при которых величины  $\Delta H$  из зависимостей  $R(H)$  и  $B_{\text{eff}}(H)$  совпадают в диапазоне полей 100–250 Ое (рис. 5). Изменение параметра  $\alpha$  от 15 до 7.5 хорошо отражает наблюдаемое уменьшение полевой ширины гистерезиса, полученное из зависимостей  $R(H)$ , что проиллюстрировано на рис. 5.



**Рис. 5.** Зависимости полевой ширины гистерезиса  $\Delta H$  от внешнего поля  $H_{\text{dec}}$ , полученные из зависимостей  $R(H)$  (рис. 4, a) (символы) и из зависимостей  $|B_{\text{eff}}(H)|$  (рис. 4, b) (линии). На вставке: зависимость параметра  $\alpha$  от транспортного тока  $I$ .



Гранулярные ВТСП можно рассматривать как джозефсоновскую среду, в которой межгранулярные границы являются барьерами, „нормальными“ областями, разделяющими сверхпроводящие берега. Эффективный размер „нормальной“ области  $L$  определяется как геометрической толщиной межгранулярной границы, так и параметрами сверхпроводящих гранул. С увеличением значения транспортного тока  $L$  растет из-за джоулева разогрева и вызванного этим уменьшения значения сверхпроводящего параметра порядка в приграничных участках сверхпроводящих гранул [43]. Увеличение эффективной толщины межгранулярных границ  $L$  приводит к увеличению областей (несверхпроводящих, или „нормальных“), в которые может беспрепятственно проникать магнитное поле, что должно приводить к уменьшению эффекта сгущения магнитного потока. При увеличении размера межгранулярной границы, в которой находится магнитный поток, значение локальной магнитной индукции в ней уменьшится. В описанном сценарии параметр  $\alpha$  пропорционален  $L$ , и наблюдаемое в эксперименте уменьшение полевой ширины гистерезиса при уменьшении  $\alpha$  связано с увеличением „нормальных“ областей. Таким образом, зависимость  $\alpha$  от  $I$  связана с увеличением  $L$  при увеличении плотности тока. Можно заключить, что при варьировании тока от 40 мА до 500 мА величина  $\alpha$  изменялась от 15 до 7.5 (рис. 5) и соответственно эффективная толщина границ увеличилась вдвое.

Для такого заметного влияния  $I$  на  $L$  необходимо, чтобы плотность транспортного тока была много больше критической плотности тока слабой связи. Для исследованных ранее образцов с достаточно высокой физической плотностью, в том числе и висмутового ВТСП, при аналогичных экспериментальных условиях это условие не выполнялось [25]. Можно выделить следующие особенности, характерные для пористого гранулярного ВТСП при сравнении с плотными образцами: 1) в пористом образце транспортный ток протекает по меньшему числу траекторий [44]; 2) в пористом образце участки соприкосновения (области спайности или зоны контакта) гранул, по-видимому, имеют меньшую площадь, чем в плотном образце; 3) в пористом образце могут иметься гранулы или даже скопления гранул, не задействованные при протекании тока через образец (тупиковые ответвления). Эти особенности приводят к тому, что плотность тока через типичную межгранулярную границу в пористом образце будет на 1–2 порядка выше, чем в плотном гранулярном образце при одинаковом значении транспортного тока. Поэтому в пористых образцах из-за концентрации тока в межгранулярных границах наблюдается влияние тока на полевую ширину гистерезиса  $\Delta H$ , связанное с зависимостью  $L$  от  $I$ .

Влияние на ВАХ размеров и размерности „нормальных“ областей в сверхпроводниках при протекании транспортного тока исследовалось в работах Ю.И. Кузьмина [45,46]. Для пористых ВТСП зависимость размеров „нормальных“ областей от транспортного тока и магнитного поля была обнаружена ранее [35,47].

## 5. Выводы

Обнаружено, что для пористого гранулярного ВТСП  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  эффект сжатия магнитного потока в межгранулярной среде, определяющий гистерезисное поведение магнитосопротивления  $R(H)$ , зависит от величины транспортного тока.

Для пористого ВТСП полевая ширина  $\Delta H$  гистерезиса магнитосопротивления существенно уменьшается с увеличением транспортного тока  $I$ , в то время как для плотных образцов при схожих экспериментальных условиях  $\Delta H$  не зависит от  $I$ . Наблюдаемое поведение  $\Delta H$  объяснено тем, что микроструктура пористого ВТСП обуславливает значительную концентрацию тока в межгранулярных границах. Поэтому при протекании сравнительно небольшого по величине транспортного тока происходит увеличение геометрической протяженности несверхпроводящих областей в межгранулярных границах пористого ВТСП. Увеличение размера несверхпроводящих областей, в которые проникает магнитный поток, приводит к уменьшению эффективного поля в межгранулярной среде и наблюдаемому сужению гистерезиса магнитосопротивления.

## Список литературы

- [1] А. Бароне, Дж. Патерно. Эффект Джозефсона. Мир, М. (1984).
- [2] M.A. Dubson, S.T. Herbert, J.J. Calabrese, D.C. Harris, B.R. Patton, J.C. Garland. Phys. Rev. Lett. **60**, 11, 1061 (1988).
- [3] C. Gaffney, H. Petersen, R. Bednar. Phys. Rev. B **48**, 5, 3388 (1993).
- [4] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. Phys. Rev. B **50**, 17, 12950 (1994).
- [5] A.V. Mitin. Physica C **235–240**, 3311 (1994).
- [6] L. Urba, C. Acha, V. Bekkeris. Physica C **279**, 92 (1997).
- [7] A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil. Phys. Rev. B **44**, 2, 863 (1991).
- [8] Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖЭТФ **74**, 5, 291 (2001).
- [9] Н.Д. Кузьмичев. ФТТ **43**, 11, 1934 (2001).
- [10] D.A. Balaev, K.A. Shaihutdinov, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **17**, 175 (2004).
- [11] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 495 (2007).
- [12] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **48**, 8, 1374 (2006).
- [13] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **50**, 6, 961 (2008).
- [14] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖЭТФ **134**, 5, 922 (2008).
- [15] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **53**, 5, 858 (2011).
- [16] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖТФ **78**, 3, 36 (2008).
- [17] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **49**, 10, 1744 (2007).
- [18] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов. ФТТ **56**, 4, 625 (2014).
- [19] М.А. Васютин. Письма ЖТФ **39**, 24, 9 (2013).
- [20] M. Olutas, A. Kilic, K. Kilic, A. Altinkok. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3369 (2013).

- [21] A. Altinkok, K. Kilic, M. Olutas, A. Kilic. *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 3085 (2013).
- [22] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **53**, 5, 865 (2011).
- [23] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **54**, 11, 11 (2012).
- [24] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ЖЭТФ* **132**, 1340 (2007).
- [25] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, Ю.С. Гохфельд, М.И. Петров. *ЖЭТФ* **135**, 271 (2009).
- [26] D.A. Balaev, S.I. Popkov, E.I. Sabitova, S.V. Semenov, K.A. Shaykhutdinov, A.V. Shabanov, M.I. Petrov. *J. Appl. Phys.* **110**, 093 918 (2011).
- [27] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров. *ФТТ* **55**, 12, 2305 (2013).
- [28] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. *Phys. Rev. B* **66**, 184 514 (2002).
- [29] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **50**, 6, 972 (2008).
- [30] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. *ФТТ* **51**, 6, 1046 (2009).
- [31] 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**, 40 (2003).
- [32] Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, Д.М. Гохфельд, Л.В. Кашкина, Ю.И. Кузьмин, К.Р. Мигель, М.И. Петров, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов. *ФТТ* **48**, 2, 193 (2006).
- [33] D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, S.I. Popkov, K.A. Shaykhutdinov, M.I. Petrov. *Physica C* **434**, 135 (2006).
- [34] K.A. Shaikhutdinov, D.A. Balaev, S.I. Popkov, M.I. Petrov. *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 491 (2007).
- [35] К.Ю. Терентьев, Д.М. Гохфельд, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **53**, 2289 (2011).
- [36] М.И. Петров, Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, О.Н. Мартянов. *ЖТФ* **79**, 8, 45 (2009).
- [37] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев. *ПТЭ* **3**, 167 (1985).
- [38] Э.Б. Сонин. *Письма ЖЭТФ* **47**, 8, 415 (1988).
- [39] G.C. Nan. *Phys. Rev. B* **52**, 1309 (1995).
- [40] G.C. Nan, C.K. Ong. *Phys. Rev. B* **56**, 11 299 (1997).
- [41] D.C. van der Laan, J. Schwartz, B. ten Haken, M. Dhalle, H.J.N. van Eck, *Phys. Rev. B* **77**, 104 514 (2008).
- [42] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.I. Semenov, A.A. Bykov, K.A. Shaikhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. *Physica C* **470**, 61 (2010).
- [43] D. Hazra, L.M. A Pascal, H. Courtois, A.K. Gupta. *Phys. Rev. B* **82**, 184 530 (2010).
- [44] D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, K.A. Shaykhutdinov, S.I. Popkov, M.I. Petrov. *Physica C* **467**, 80 (2007).
- [45] Ю.И. Кузьмин. *ФТТ* **43**, 7, 1157 (2001).
- [46] Ю.И. Кузьмин. *Письма ЖТФ* **29**, 10, 36 (2003).
- [47] М.А. Васютин. *Письма ЖТФ* **37**, 16, 1 (2011).