

02

Особенности гистерезисного поведения магнитосопротивления гранулярных ВТСП

© Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов,
К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

E-mail: smp@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 1 февраля 2012 г.)

Изучено поведение гистерезиса магнитосопротивления $R(H)$ гранулярных ВТСП в условиях, когда резистивный отклик подсистемы межгранулярных границ близок к насыщению. Проведены измерения гистерезисных зависимостей $R(H)$ образцов $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ при $x = 0.11$ и $x = 0.04$ с температурами перехода $T_c \approx 85.5$ и 91.0 К соответственно. Исследована эволюция полевой ширины гистерезиса $R(H)$ при варьировании измерительного тока. Установлен предел применимости концепции эффективного поля в межгранулярной среде, предложенной ранее для описания гистерезисного поведения $R(H)$ и термомагнитной предыстории гранулярных ВТСП. В исследованных образцах приближение эффективного поля в межгранулярной среде применимо до тех пор, пока магнитосопротивление подсистемы межгранулярных границ не превышает $(90 \pm 5)\%$ от своей максимальной величины.

Работа поддержана РФФИ в рамках регионального конкурса СИБИРЬ, проект № 11-02-98007 р-сибирь_a.

1. Введение

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал, отражающий поведение транспортных свойств гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) во внешних магнитных полях. Такие исследования имеют как материаловедческий аспект, так и научный интерес. Последний вызван уникальностью для объемных сверхпроводящих материалов особенностью, заключающейся в сосуществовании двух сверхпроводящих подсистем: ВТСП-гранулы и межгранулярные границы, совокупность которых рассматривается как джозефсоновская среда [1]. Далее в статье нижний индекс J будет обозначать, что величина характеризует межгранулярную джозефсоновскую среду, нижний индекс G будет обозначать величины, характеризующие гранулы. Как и следует для слабой сверхпроводимости, критический ток подсистемы межгранулярных границ j_{cJ} много меньше внутригранулярного критического тока j_{cG} . В зависимости от экспериментальных условий и диапазона внешнего магнитного поля H можно наблюдать различные эффекты, связанные как с совместным влиянием этих подсистем, так и с доминированием одной из них.

Проведем краткий обзор работ в этой области, полученных на классических ВТСП-системах, таких, как $Y-Ba-Cu-O$, $La-Ca-Sr-Cu-O$, $Bi-Ca-Sr-Cu-O$ ($YBCO$, $LSCO$ и $BSCCO$ соответственно).

Внешнее поле вначале проникает в межгранулярную среду в виде гипервихрей или джозефсоновских вихрей [1]. Первое критическое поле джозефсоновской среды H_{c1J} порядка поля Земли или меньше. В диапазоне слабых полей ($H > H_{c1J}$) вольт-амперные характеристики (ВАХ) не зависят от взаимного направления

внешнего поля \mathbf{H} и транспортного тока \mathbf{I} [2]. Для этого диапазона полей в $YBCO$ наблюдается лавинообразная динамика проникновения магнитного потока [3] в джозефсоновскую среду. Указанные особенности естественным образом находят объяснение в теории низкополевой электродинамики джозефсоновской среды [4].

Зависимость ВАХ от взаимной ориентации транспортного тока и внешнего поля появляется в полях порядка первого критического поля гранул H_{c1G} , а в условиях, когда $j \gg j_{cJ}$ (j — плотность транспортного тока), наблюдается угловая зависимость магнитосопротивления, пропорциональная $\sin^2 \theta$ ($\angle \theta = \mathbf{j}, \mathbf{H}$) [5–9], характерная для процессов течения потока вследствие влияния силы Лоренца [10].

Одновременно с этим, в диапазоне полей $H > H_{c1G}$ появляется гистерезис магнитосопротивления $R(H)$. Изучению механизма гистерезиса $R(H)$ было посвящено большое количество работ [11–27]. Можно считать установленным фактом, что гистерезис магнитосопротивления вызван влиянием магнитных моментов гранул на поле в межгранулярной среде [23–27].

Для указанного полевого диапазона релаксационные процессы, связанные с выходом (входом) вихрей из гранул (в гранулы) проявляются в релаксационном поведении магнитосопротивления при $H = \text{const}$ [13–17, 24, 25, 28–30]. Гистерезис $R(H)$ существует вплоть до поля необратимости, выше которого исчезает и гистерезис намагниченности [18, 27].

Влияние магнитных моментов гранул на поле в межгранулярной среде проявляется также в существовании локального максимума $R(H)$ в окрестности поля, при котором зависимость $M(H)$ демонстрирует экстремум [26]. Этот локальный максимум наблюдался в ряде работ [11, 12, 15–18].

В цикле работ [20,21,31,32] наблюдались скачки магнитосопротивления $R(H)$ на поликристаллическом YBCO, причем поле, при котором наблюдается скачок $R(H)$ ($\approx 2 \cdot 10^2$ Ое при 77.4 К), практически не зависит от величины транспортного тока и от угла $\angle \theta = \mathbf{j}, \mathbf{H}$. Авторы интерпретировали этот эффект как фазовый переход брэгговское стекло—вихревое стекло (Bragg glass—vortex glass transition), хотя данных по намагниченности приведено не было.

Наконец, при некотором поле H^* ($H^* \gg H_{C1G}$) начинает появляться диссипация в ВТСП-гранулах (для оптимально допированных YBCO это поле $H^* \sim 60$ кОе при $T = 77.4$ К). Это проявляется в смене знака кривизны зависимости $R(H)$ в окрестности H^* [18,27,33,34]. В полях, близких к H^* ($H < H^*$), магнитосопротивление подсистемы межгранульных границ — слабо меняющаяся функция H , т.е. резистивный отклик этой подсистемы близок к насыщению. Начало диссипации внутри гранул при $H = H^*$ сопровождается дополнительным возрастанием зависимости $R(H)$. Этот процесс разрушения сверхпроводимости внутри гранул (монотонный рост безгистерезисной зависимости $R(H)$) видимо продолжается вплоть до второго критического поля сверхпроводника.

Описанное поведение $R(H)$ в районе H^* , т.е. четкое разграничение процессов диссипации в подсистемах межгранульных границ и гранул среди классических ВТСП-составов имеет место для YBCO и LSCO [33]. В сильноанизотропных ВТСП, таких как BSCCO, эту особенность (смену знака кривизны зависимости $R(H)$ в окрестности H^*) можно наблюдать на текстурированных образцах при больших плотностях транспортного тока [34].

Переход от диссипации в межгранульной среде к диссипации внутри кристаллитов проявляется также в „двухступенчатом“ характере резистивного перехода $R(T)$ в магнитном поле, что наблюдается для ВТСП на основе YBCO [35–37,24], LSCO [38,24], а также BSCCO в области малых полей [39,34]. Есть два участка уменьшения сопротивления: резкое падение R и плавный переход до состояния „ $R = 0^*$ “. Первый — соответствует резистивному переходу в гранулах, и имеет место влияние внешнего поля достаточно большой величины ($\sim 10^4$ Ое) на эту часть $R(T)$. Плавная часть зависимости $R(T)$ отражает диссипацию в межгранульных границах, и она значительно уширяется в слабых магнитных полях, причем для полей $H < 10^3$ Ое существенно термомагнитная предистория [30,33]. В указанном диапазоне полей термомагнитная предистория проявляется также во влиянии „замороженного“ в гранулах поля на ВАХ [40,41] и начальный ход магнитосопротивления [42,43].

Таким образом, эффекты, связанные с гистерезисным поведением магнитосопротивления и термомагнитной предисторией, адекватно объясняются влиянием магнитных моментов гранул на эффективное поле в межгранульной среде. Было показано, что такой параметр,

как полевая ширина гистерезиса $R(H)$, не зависит от транспортного тока для ВТСП классических составов (композиты на основе YBCO, гранулярные YBCO, LSCO и BSCCO) [23,24,27] в достаточно большом диапазоне транспортного тока. Оценка эффективного поля в межгранульной среде, проведенная на основе сопоставления магнитных данных и величины полевой ширины гистерезиса $R(H)$, показала, что в межгранульных промежутках происходит сжатие магнитного потока и эффективное поле может на порядок величины превосходить внешнее [44].

Измерения $R(H)$ при больших плотностях транспортного тока обычно проводятся в криогенной жидкости (гелий, азот) для эффективного отвода тепла и максимального снижения эффектов саморазогрева. При этом приведенная температура измерения $t = T/T_C$ определяется величиной T_C . Таким образом, для YBCO-систем ($T_C \approx 92$ К) измерения в больших токах проводятся при максимальном значении t , не превышающем 0.84. Если „увеличить“ значение t , уменьшив T_C , то можно получить информацию об эволюции гистерезиса магнитосопротивления в условиях, когда резистивный отклик межгранульных границ близок к насыщению, чего не было сделано в цитированных работах [23,24]. Такая задача и была поставлена в настоящей работе.

В YBCO-системе можно уменьшить T_C и соответственно увеличить t частичным замещением иттрия на празеодим. Нами исследованы гистерезисные зависимости $R(H)$ образцов $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ с $x = 0.11$ и $x = 0.04$ со значениями $T_C \approx 85.5$ и ≈ 91 К ($t \approx 0.91$ и ≈ 0.85) соответственно при различных плотностях тока (вплоть до j_c).

2. Эксперимент

Эксперимент был проведен на образцах ВТСП иттриевой системы $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ из серии, ранее изученной в работе [45]. Данная серия образцов с различным содержанием празеодима x , приготовленная по стандартной методике твердофазного синтеза, была охарактеризована в цитированной работе. Ниже приводятся результаты для составов с $x = 0.11$ и $x = 0.04$, для которых значения T_C составляют ≈ 85.5 и ≈ 91 К соответственно. В дальнейшем указанные образцы с $x = 0.11$ и $x = 0.04$ будут обозначаться как (Y, Pr 0.11) и (Y, Pr 0.04).

Измерения магнитосопротивления $R(H) = U(H)/I$ (U — падение напряжения, I — транспортный ток) и ВАХ $U(I)$ проводились стандартным четырехзондовым методом (электрические контакты — прижимные, золоченые). При этих измерениях образец находился в среде жидкого азота, что позволяло избежать эффектов разогрева при стабильном транспортном токе до 0.5 А. Размеры образцов были $\sim 8 \times 2 \times 1$ мм, внешнее поле \mathbf{H} прикладывалось перпендикулярно направлению транспортного тока. Образец охлаждался в нулевом

внешнем поле (магнитное поле Земли не экранировалось).

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнетометре [46]. Для них из того же самого образца, на котором измерены зависимости $R(H)$, выпиливался цилиндр сечением $\sim 5 \times 0.4 \text{ mm}^2$.

Измерения гистерезисных зависимостей магнитосопротивления и намагниченности $M(H)$ в полях до 1000 Ое проводились с использованием медного солевого раствора. Внешнее поле увеличивалось до максимального значения H_{max} , а затем уменьшалось до нуля. Далее символы \uparrow или \downarrow обозначают увеличение или уменьшение внешнего поля. Скорость развертки поля составляла $\approx 0.5 \text{ Oe/s}$ и была одинакова для измерений $R(H)$ и $M(H)$. Для измерения гистерезисной зависимости критического тока от внешнего поля $I_C(H)$ в определенных точках поле стабилизировалось, записывалась ВАХ, после чего поле изменялось вновь до следующего заданного значения. Для определения I_C использовался критерий $1 \mu\text{V/cm}$.

Для измерений $R(H)$ в полях до 13 кОе использовался магнит ФЛ-1. При измерениях температурных зависимостей $R(T)$ во внешних магнитных полях образец находился в гелиевой теплообменной атмосфере. После измерения $R(H)$ при некоторой фиксированной величине транспортного тока либо $R(T)$ при фиксированной величине внешнего поля образец отогревался выше T_C для снятия термомагнитной предистории.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Проявление вклада межгранулярных границ и гранул в резистивных и магнитных измерениях. На рис. 1 показаны зависимости $M(H)$ для образцов (Y,Pr 0.04) и (Y,Pr 0.11) при $T = 77.4 \text{ K}$, измеренные до максимально приложенного поля $H_{\text{max}} = 1000 \text{ Oe}$. Меньший сигнал, полученный для образца (Y,Pr 0.11), обусловлен тем, что для данного состава температура измерения соответствует более высокой приведенной температуре t . Зависимость $M(H)$ асимметрична относительно оси абсцисс, что типично для ВТСП при достаточно высоких температурах, и может быть вызвано поверхностными барьерами [47], а также депиннингом [48]. Из данных, приведенных на рис. 1, можно получить полевую зависимость внутригранулярной плотности критического тока по известному выражению, следующему из модели Бина [49], $j_{CG}(H) = 30\Delta M(H) [\text{emu/cm}^3]/d [\text{cm}]$ (где ΔM — „высота“ петли гистерезиса намагниченности во внешнем поле, d — средний размер кристаллитов).

Для значения $d \sim 6 \mu\text{m}$ (из результатов электронной микроскопии) были получены зависимости внутригранулярной плотности критического тока от магнитного поля $j_{CG}(H)$ (см. рис. 2). На этом же рисунке с помощью горизонтальных штриховых прямых приведены диапазоны изменения плотности транспортного тока, использованные для измерений магнитосопротивления

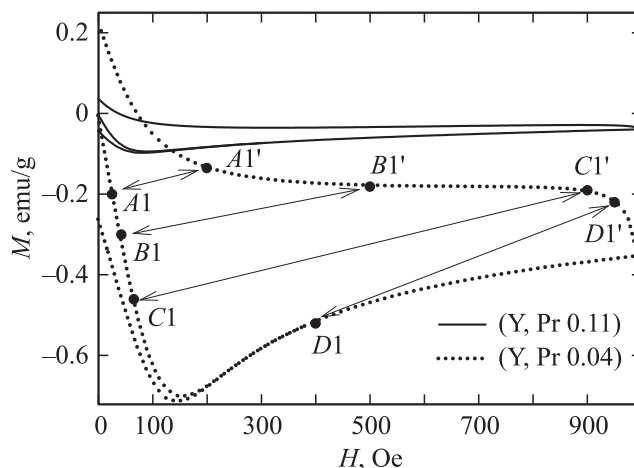


Рис. 1. Гистерезисные зависимости магнитного момента образцов (Y,Pr 0.11) и (Y,Pr 0.04) при $T = 77.4 \text{ K}$. Показаны начальный (от $H_{\uparrow} = 0$) и обратный (от $H_{\text{max}} = 1000 \text{ Oe}$ до $H_{\downarrow} = 0$) ход $M(H)$, соответствующий пути $A1-B1-\dots-B1'-A1'$, а также участок $M(H)$ при росте поля после циклирования ($H_{\text{max}} = -1000 \text{ Oe}$) до пересечения с начальной кривой (точка $D1$). Указанные пары точек $A1-A1'$, $B1-B1'$, $C1-C1'$, $D1-D1'$ соответствуют условиям $R = \text{const}$ на рис. 4, а.

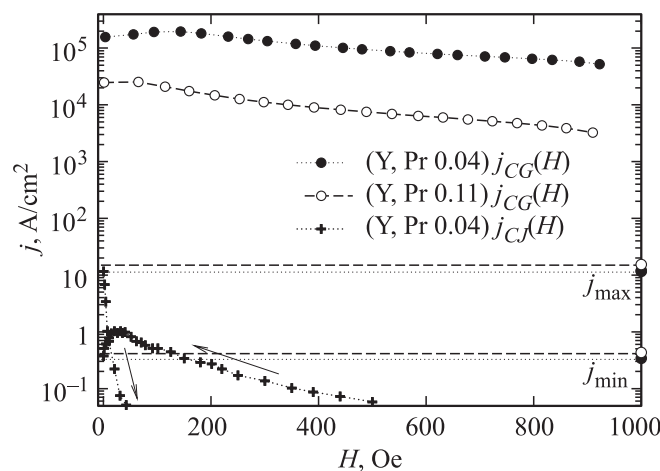


Рис. 2. Полевые зависимости плотности внутригранулярного критического тока $j_{CG}(H)$ образцов (Y,Pr 0.11) и (Y,Pr 0.04) при $T = 77.4 \text{ K}$, полученные из зависимостей $M(H)$ (рис. 1). Логарифмическая шкала по оси Y. Горизонтальные штриховые линии иллюстрируют диапазон варьирования плотности транспортного тока при измерениях $R(H)$. В тех же координатах показана гистерезисная зависимость плотности транспортного критического тока $j_C(H)$ для образца (Y,Pr 0.04) (стрелки показывают направление изменения внешнего поля).

(см. ниже). Видно, что даже для образца (Y,Pr 0.11) транспортный ток j по крайней мере на два порядка меньше значения j_{CG} в поле $\sim 10^3 \text{ Oe}$.

Значения плотности критического тока j_C при $T = 77.4 \text{ K}$ для транспортных измерений были: $\approx 11.55 \text{ A/cm}^2$ ($I \approx 340 \text{ mA}$) для (Y,Pr 0.04) и

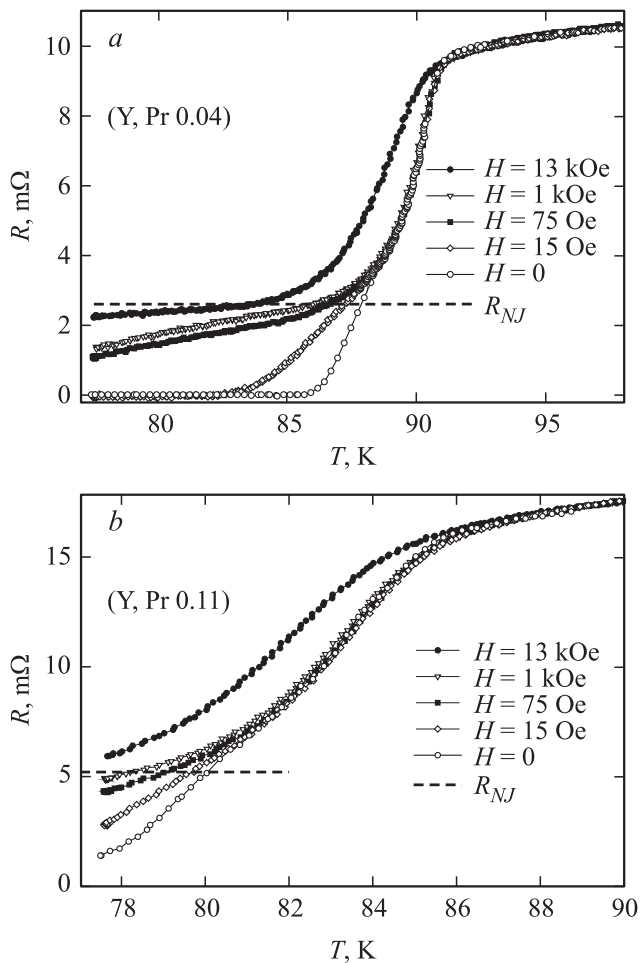


Рис. 3. Резистивный переход образцов (Y, Pr 0.04) (a) и (Y, Pr 0.11) (b) при различных значениях внешнего магнитного поля. Горизонтальные линии — оценка „нормального“ сопротивления подсистемы межгранульных границ R_{NJ} , см. текст.

$\sim 1.3 \times 10^{-2} \text{ A/cm}^2$ ($I \approx 0.3 \text{ mA}$) для (Y, Pr 0.11). Таким образом, при измерениях $R(H)$ диапазоны изменения транспортного тока относительно критического I/I_C составили: $0.03 \div 1.03$ ($10 \div 350 \text{ mA}$) для (Y, Pr 0.04) и $I \gg I_C$ для (Y, Pr 0.11).

Рис. 2 также иллюстрирует вид гистерезисной зависимости плотности транспортного критического тока $j_c(H)$ образца (Y, Pr 0.04), измеренной при увеличении внешнего поля до $H_{\max} = 1000 \text{ Oe}$, а затем уменьшении H до нуля (ниже значения $j_c \sim 0.05 \text{ A/cm}^2$ ($I_c < 1 \text{ mA}$) критический ток не измерялся). Ясно, что эта величина соответствует плотности межгранульного критического тока $j_{cJ}(H)$.

На рис. 3 приведены зависимости $R(T)$ исследованных образцов, измеренные в различных магнитных полях. Виден „двухступенчатый“ характер резистивного перехода, отчетливо проявляющийся в магнитном поле. Естественно интерпретировать резкое падение $R(T)$ как переход в гранулах, а плавную часть перехода (значительно уширяющуюся во внешнем поле) как отклик

от межгранульных границ. Из данных, представленных на рис. 3, была определена температура начала сверхпроводящего перехода ≈ 85.5 и $\approx 91.0 \text{ K}$ для образцов (Y, Pr 0.11) и (Y, Pr 0.04) соответственно, что совпало с началом диамагнитного перехода на зависимостях $M(T)$.

Обозначим как R_{NJ} нормальное сопротивление межгранульных границ, т.е. значение сопротивления при отсутствии влияния сверхпроводящих гранул на границы, например, при $T = T_c$. При $T < T_c$ сопротивление системы „гранулы + межгранульные границы“ будет зависеть от j и H . Пока значения тока и поля меньше критических параметров гранул, сопротивление системы „гранулы + межгранульные границы“ меньше или равно R_{NJ} . В нашем случае кривые зависимостей $R(T)$ (рис. 3) используются для определения нормального сопротивления межгранульных границ R_{NJ} , т.е. вклада границ в сопротивление в нормальном состоянии. Разброс межгранульных границ по протяженности препятствует точному определению значения R_{NJ} . Кроме того, возможно, следует учитывать зависимость R_{NJ} от температуры. Горизонтальные штриховые линии на рис. 3 — оценка вклада межгранульных границ в сопротивление образца, полученная при сопоставлении с данными $R(H)$ (см. далее).

3.2. Эффективное поле в межгранульной среде и гистерезис $R(H)$. Типичные зависимости $R(H)$ приведены на рис. 4 для (Y, Pr 0.04) при $I = 10 \text{ mA}$, 200 mA (a), и (Y, Pr 0.11) при $I = 100 \text{ mA}$, 200 mA (b).

Во внешнем поле ($H > H_{C1J}$) ВТСП-гранулы обладают магнитными моментами \mathbf{M}_G ($\mathbf{M} = \sum \mathbf{M}_G$), и при этом линии магнитной индукции от \mathbf{M}_G замыкаются через межгранульные границы (см. [23,25,27,44] и рисунки в них). В результате суперпозиции с внешним полем \mathbf{H} магнитная индукция в области межгранульных границ существенно отличается от значения H . Если внешнее поле возрастает ($H = H_{\uparrow}$, $M < 0$, см. рис. 1, следовательно $M_G < 0$), линии магнитной индукции от магнитных моментов ВТСП гранул сонаправлены внешнему полю. Для случая, когда внешнее поле убывает ($H = H_{\downarrow}$), ввиду гистерезиса $M(H)$ вклад от магнитных моментов в магнитную индукцию в межгранульной среде становится меньше. В диапазоне полей, в которых значения M (и M_G) становятся положительными (рис. 1), линии магнитной индукции от \mathbf{M}_G направлены противоположно внешнему полю \mathbf{H} .

Следуя работам [23,25,44] можно упростить сложный характер распределения линий магнитной индукции в межгранульной среде, введя эффективное поле \mathbf{V}_{eff} в межгранульной среде всего образца. В этом случае устанавливается простая эмпирическая взаимосвязь между этим эффективным полем, внешним полем и магнитным моментом образца

$$\mathbf{V}_{\text{eff}}(H) = \mathbf{H} - 4\pi \mathbf{M}(H) \alpha. \quad (1)$$

Знак „-“ учитывает направление линий магнитной индукции от \mathbf{M}_G , а интегральный параметр α включает

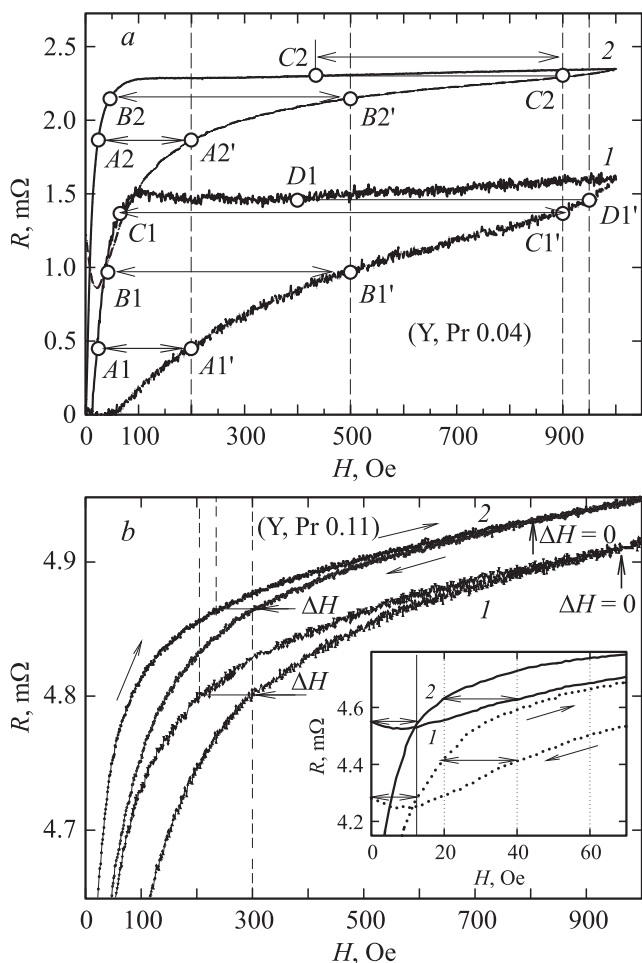


Рис. 4. Выборочные гистерезисные зависимости магнитосопротивления $R(H)$ образцов $(Y, Pr 0.04)$ (*a*) и $(Y, Pr 0.11)$ (*b*). Горизонтальные прямые (ограниченные стрелками) иллюстрируют определение полевой ширины гистерезиса ΔH . $T = 77.4 K$. (*a*) 1 — $I = 10 mA$, 2 — $I = 200 mA$. Прямой и обратный ход зависимости $R(H)$ соответствует пути $A1-B1-C1-\dots-B1'-A1'$. Пары точек $A1-A1'$, $B1-B1'$, $C1-C1'$, $D1-D1'$ соответствуют условиям $R = const$, магнитное состояние образца для этих точек показано на рис.1 в аналогичных обозначениях. (*b*) 1 — $I = 100 mA$, 2 — $I = 200 mA$. Направление изменения внешнего поля показано стрелками. Указаны точки, выше которых гистерезис $R(H)$ исчезает ($\Delta H \approx 0$). На вставке подробно показан участок слабых полей образца $(Y, Pr 0.11)$ с теми же обозначениями.

усреднение по локальным полям в межгранулярных границах, влияние размагничивающих факторов гранул, и в конечном счете определяет степень сжатия магнитного потока в межгранулярной среде [26,44].

Магнитосопротивление, вызванное диссипацией в межгранулярных границах, является монотонной функцией модуля этого эффективного поля — $R(H) \sim f(|\mathbf{B}_{eff}(H)|)$. Ввиду наличия гистерезиса $M(H)$ зависимости $B_{eff}(H)$ и $R(H)$ также проявляют гистерезис. В рамках вышесказанного для двух точек гистерезисной зависимости $R(H)$ в полях H_{\uparrow} и H_{\downarrow} , в которых

$R(H_{\uparrow}) = R(H_{\downarrow})$, $B_{eff}(H_{\uparrow}) = B_{eff}(H_{\downarrow})$, а из выражения (1) получим

$$\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow} = 4\pi\alpha(M(H_{\uparrow}) - M(H_{\downarrow})). \quad (2)$$

Параметр ΔH , являющийся полевой шириной гистерезиса магнитосопротивления, определяется как величиной α ¹, так и значениями магнитного момента в точках H_{\uparrow} и H_{\downarrow} . Из эксперимента значение ΔH при некотором поле H_{\downarrow} , или H_{\uparrow} определяется как длина горизонтальной прямой, пересекающей ветви гистерезисной зависимости $R(H)$ в точках с абсциссами H_{\uparrow} и H_{\downarrow} . Примеры определения ΔH для образца $(Y, Pr 0.04)$ при $H_{\downarrow} = 200, 500, 900 Oe$ ($H_{max} = 1000 Oe$) показаны на рис. 4, *a* — это длины отрезков $A1-A1'$, $B1-B1'$, $C1-C1'$, $D1-D1'$ соответственно. На рис. 1 проиллюстрировано расположение этих точек на ветвях гистерезисной зависимости $M(H)$ (термагнитная предыстория для данных рис. 1 и 4, *a* одинакова), т.е. в соответствующих точках $A1$ и $A1'$, $B1$ и $B1'$, $C1$ и $C1'$, $D1$ и $D1'$ выполняются условия $R(H_{\uparrow}) = R(H_{\downarrow})$ и $B_{eff}(H_{\uparrow}) = B_{eff}(H_{\downarrow})$.

3.3. Полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления. Зависимость от транспортного тока и влияние распределения межгранулярных границ. В работах [23,24] было показано, что для зависимостей $R(H)$, измеренных при различных величинах I , параметр ΔH остается постоянным, т.е. определяется значениями $M(H_{\uparrow})$ и $M(H_{\downarrow})$. Действительно, как показано на рис.2, транспортный ток, обычно используемый в экспериментах, много меньше внутригранулярного критического тока, который определяет значение магнитного момента. Следовательно, маловероятно, что транспортный ток повлияет на магнитное состояние гранул. Независимость ΔH от значения I иллюстрируется рис. 4, *a* для $H_{\downarrow} = 200 Oe$ и $H_{\downarrow} = 500 Oe$. Для зависимостей $R(H)$, измеренных при токе $I = 10 mA$ и $200 mA$ величины отрезков $A1-A1'$ и $A2-A2'$, а также $B1-B1'$ и $B2-B2'$ равны. С другой стороны, видно, что при $H_{\downarrow} = 900 Oe$ это не выполняется: отрезок $C1-C1'$ больше отрезка $C2-C2'$. Для образца $(Y, Pr 0.11)$ уменьшение ΔH проявляется в большей степени. Пример показан на рис. 4, *b* для $H_{\downarrow} = 300 Oe$ ($I = 100 mA$ и $200 mA$), причем можно констатировать, что начиная с некоторого значения поля величина ΔH становится равной нулю, т.е. гистерезис исчезает. В то же время для низких значений H_{\downarrow} величина ΔH одинакова, что иллюстрирует вставка к рис. 4, *b* для $H_{\downarrow} = 40 Oe$ и $H_{\downarrow} = 0$.

Значения ΔH при различных значениях H_{\downarrow} , полученные из измерений $R(H)$ образцов $(Y, Pr 0.11)$, $(Y, Pr 0.04)$ при $I = 10 mA$, $50 mA$, $100 mA$, $200 mA$ и $350 mA$ для $H_{max} = 1000 Oe$ и $220 Oe$, приведены на рис. 5, *a* и 5, *b* соответственно.

¹ Здесь в первом приближении взят независимый от поля параметр α . Дальнейшие рассуждения справедливы и при рассмотрении функциональной зависимости $\alpha(H)$.

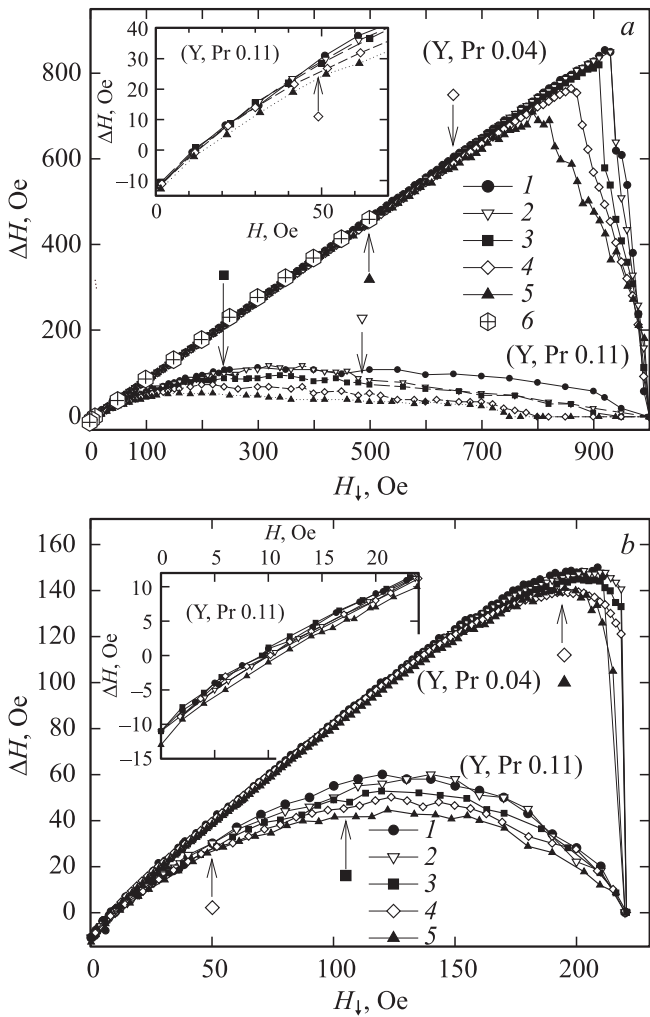


Рис. 5. Полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления ΔH , как функция H_{\perp} , полученная из гистерезисных зависимостей $R(H)$ образцов (Y, Pr 0.04) и (Y, Pr 0.11) при $H_{\max} = 1000$ Oe (a) и $H_{\max} = 220$ Oe (b). Вставки — область слабых полей. Цифрами обозначены данные для различных величин транспортного тока (I) 10 мА, (2) 50 мА, (3) 100 мА, (4) 200 мА, (5) 350 мА. Стрелки, маркированные символами, соответствующими определенным зависимостям $R(H)$, указывают значение поля, при котором в пределах погрешности можно констатировать уменьшение параметра ΔH (см. текст). Также приведены данные ΔH , полученные из гистерезисной зависимости $j_{cJ}(H)$ (рис. 2) образца (Y, Pr 0.04), — обозначено цифрой 6 на (a).

Данные для образца (Y, Pr 0.04) ($H_{\max} = 1000$ Oe) (рис. 5, a) показывают, что в области сравнительно малых полей значения $\Delta H(H_{\perp})$ не зависят от транспортного тока. Расхождение наблюдается при $I = 350$ мА и 200 мА, и в области „больших“ полей (~ 800 Oe) оно становится значительным. Можно в пределах погрешности определения ΔH указать значения полей ($H_{\perp} \approx 500$ Oe (для $I = 350$ мА) и $H_{\perp} \approx 650$ Oe ($I = 200$ мА) при которых появляется это расхождение. При $H_{\max} = 220$ Oe также наблюдается небольшое рас-

хождение при значениях тока $I = 350$ мА и 200 мА в окрестности $H_{\perp} \approx 200$ Oe (рис. 5, b).

Условие $R(H_{\perp}) = R(H_{\uparrow})$, определяющее значение ΔH , относится и к гистерезисной зависимости $j_{cJ}(H)$, показанной на рис. 2. Действительно, при $j_{cJ}(H_{\perp}) = j_{cJ}(H_{\uparrow})$ также равны и значения „сопротивления“ в полях H_{\perp} и H_{\uparrow} , поскольку $R = U/I$, где $U = 1 \mu V$ при $I = I_C$. Ход гистерезисной зависимости $j_{cJ}(H)$ является „зеркальным изображением“ поведения гистерезисных зависимостей $R(H)$, поскольку при $I > I_C$ состоянию с большим R соответствует меньший критический ток, т.е. $R \sim 1/I_C$. Поэтому из гистерезисной зависимости $j_{cJ}(H)$ образца (Y, Pr 0.04) (рис. 2) также можно определить ΔH как функцию H_{\perp} , и эти значения приведены на рис. 5, a. Видно, что во всем диапазоне, в котором возможно получить зависимости $\Delta H(H_{\perp})$ по условию $j_{cJ}(H_{\perp}) = j_{cJ}(H_{\uparrow})$, эти величины совпадают с данными, определенными из $R(H)$.

Параметр ΔH , полученный из гистерезисных зависимостей $R(H)$ для образца (Y, Pr 0.11), зависит от тока уже в большом диапазоне поля. При $H_{\max} = 1000$ Oe для данных $I = 350, 200, 100$ мА есть диапазон поля, в котором $\Delta H \approx 0$, он начинается при $H_{\perp} \approx 750, 800, 950$ Oe соответственно. Несмотря на некоторый разброс данных, вызванный узостью гистерезиса $R(H)$, можно установить следующие закономерности. Для максимального тока ($I = 350$ мА) величина ΔH всегда меньше значений при $I = 10 \div 200$ мА. Это иллюстрируется на вставках к рис. 5, a, b. Значения ΔH при $I = 10 \div 200$ мА в области низких полей практически (в пределах погрешности) не зависят от тока. При $H_{\max} = 1000$ Oe расхождение зависимостей ΔH становится различным в окрестности $H_{\perp} \approx 50$ Oe (вставка к рис. 5, a) для $I = 200$ мА, $H_{\perp} \approx 250$ Oe ($I = 100$ мА) и $H_{\perp} \approx 500$ Oe ($I = 50$ мА). При $H_{\max} = 220$ Oe можно также указать эти характерные точки — $H_{\perp} \approx 50$ Oe ($I = 200$ мА), $H_{\perp} \approx 100$ Oe ($I = 100$ мА). Эти характерные точки помечены на рис. 5 стрелками; стрелки маркированы символами, соответствующими зависимостям ΔH .

Таким образом, даже для образца (Y, Pr 0.04) (с меньшей величиной приведенной температуры измерения t) наблюдается зависимость ΔH от транспортного тока. Это не противоречит результатам работ [23,24], поскольку в цитированных работах использовались меньшие значения плотности транспортного тока. Действительно, если ограничиться значениями тока $I = 10 \div 100$ мА, то данные ΔH (рис. 5) для этого образца не зависят от величины I .

Для выяснения причин уменьшения параметра ΔH при больших плотностях тока целесообразно сопоставить величину магнитосопротивления с максимальным резистивным откликом от подсистемы межгранульных границ, т.е. значением R_{NJ} , введенным в п.3.1. Оценка значений R_{NJ} можно получить из зависимостей $R(T)$ во внешних полях (рис. 3) и $R(H)$ при различных значениях тока. Для образца (Y, Pr 0.04) эта величина

неплохо соотносится с поведением зависимостей $R(H)$ при $I = 10\text{ мА}$ и 350 мА в полях до 13 кОе . Это продемонстрировано на рис. 6, *a*. Для образца (Y, Pr 0.11) оказалось возможным получить значение R_{NJ} из поведения зависимостей $R(H)$ в полях до 13 кОе (см. вставку к рис. 6, *b*). В полях до $\approx 3\text{ кОе}$ зависимости $R(H)$ имеют тенденцию к насыщению, а в окрестности $H^* \approx 4\text{ кОе}$ изменяется функциональная зависимость $R(H)$. Это позволяет считать, что при $H \geq H^*$ появляется диссипация внутри гранул, и соотнести величину $R(H^*)$ со значением R_{NJ} .

Полученные значения R_{NJ} сопоставлены с гистерезисными зависимостями $R(H)$ на рис. 6. Пунктирные прямые на этих рисунках соответствуют величине „насыщения“ резистивного отклика от межгранулярных границ, а правая шкала по оси Y — сопротивлению в единицах R_{NJ} . Видно, что для образца (Y, Pr 0.11) варьирование тока I в пределах $10 \div 350\text{ мА}$ и поля до $H_{\max} = 1000\text{ Ое}$ приводит к изменению R в диапазоне $\approx 0.65 \div 0.95R_{NJ}$. Для образца (Y, Pr 0.04) подобное изменение соответствует $\approx 0 \div 0.91R_{NJ}$, что связано с меньшей относительной температурой измерения t .

Символы на рис. 6, привязанные к соответствующим зависимостям $R(H_{\uparrow})$, соответствуют значениям поля H_{\downarrow} , выше которых появляется зависимость полевой ширины гистерезиса ΔH от тока (см. рис. 5, *a, b*, на котором эти точки помечены стрелками). Из рис. 6 видно, что ординаты этих точек имеют небольшой разброс. Усреднение значений этих ординат дает величины 0.88 ± 0.05 и $0.91 \pm 0.03R_{NJ}$ для образцов (Y, Pr 0.04) и (Y, Pr 0.11) соответственно. Эти усредненные значения показаны на рис. 6 как горизонтальные штриховые линии. Значения поля, соответствующие началу зависимости ΔH от тока (помеченные стрелками на рис. 5), и величины R_{NJ} определены из зависимостей $R(T)$ (рис. 3), $R(H)$ (рис. 6) с относительной погрешностью 5%.

Таким образом, можно констатировать, что зависимость полевой ширины гистерезиса от тока появляется, если значения магнитосопротивления составляют $\sim 0.9 (\pm 5 \div 7\%)$ от максимального резистивного отклика подсистемы межгранулярных границ. Иными словами, если экспериментальная точка зависимости $R(H)$ находится по оси R выше указанных линий $R \sim 0.9R_{NJ}$, то имеет место зависимость ΔH от тока, и наоборот: если данные $R(H)$ находятся по оси R ниже этой линии, то ΔH не зависит от тока (включая данные для $j_{CJ}(H)$).

Аналогичные результаты были получены нами для образца YBCO с содержанием Pr, промежуточным между (Y, Pr 0.11) и (Y, Pr 0.04) — $Y_{0.94}Pr_{0.06}Ba_2Cu_3O_7$ ($T_C \approx 88\text{ К}$). Оказалось, что и для этого образца полевая ширина гистерезиса не зависит от тока при значениях магнитосопротивления, меньших $R \sim 0.9R_{NJ}$.

Рассмотрим, как может повлиять близость величины магнитосопротивления к значению R_{NJ} на параметр ΔH . В гранулярном образце, несомненно, есть распределение межгранулярных границ по протяженности и по величине критического тока (J_{CJ}). Допустим, при большой

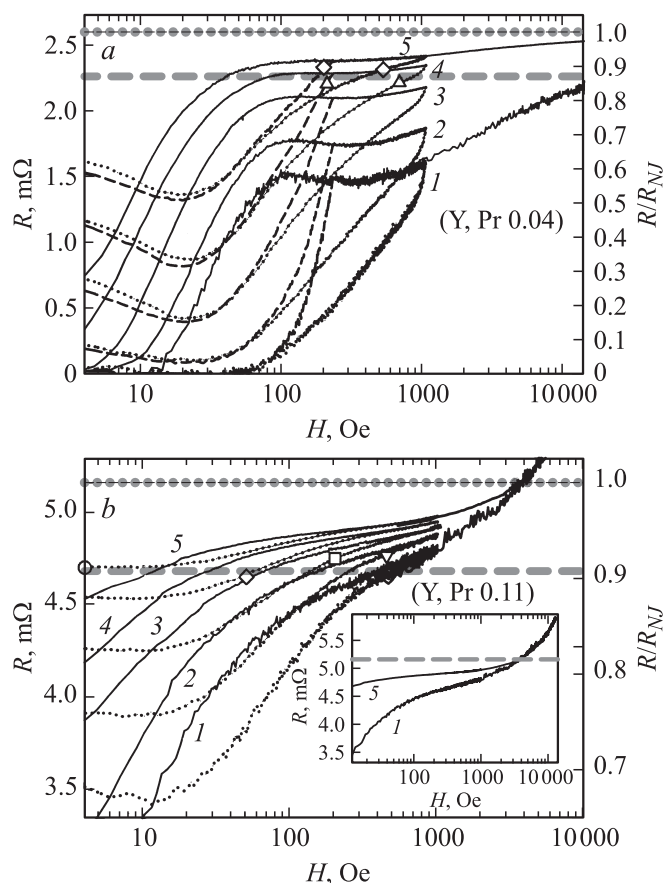


Рис. 6. Гистерезисные зависимости $R(H)$ образцов (Y, Pr 0.04) (*a*) и (Y, Pr 0.11) (*b*) при $T = 77.4\text{ К}$. По оси X использована логарифмическая шкала. Цифры у соответствующих кривых соответствуют различным величинам транспортного тока при измерениях $R(H)$: (1) 10 мА , (2) 50 мА , (3) 100 мА , (4) 200 мА , (5) 350 мА . Сплошные кривые — начальный ход ($H = H_{\uparrow}$). Обратный ход ($H = H_{\downarrow}$) показан штриховыми ($H_{\max} = 220\text{ Ое}$) и пунктирными ($H_{\max} = 1000\text{ Ое}$) кривыми. Горизонтальные пунктирные прямые отмечают величину R_{NJ} (см. текст). Вставка на (*b*) подробно показывает ход зависимостей $R(H)$ для образца (Y, Pr 0.11) при $I = 10\text{ мА}$ и $I = 350\text{ мА}$. Сопротивление на правой шкале по оси Y дано в единицах R_{NJ} . Большие символы, соответствующие маркировке зависимостей на рис. 5, отмечают точки, в которых появляется зависимость параметра ΔH от транспортного тока (как на рис. 5). Горизонтальные штриховые прямые — „усреднение“ ординат этих точек.

величине транспортного тока и некотором значении H магнитосопротивление переходов с самыми низкими значениями критического тока уже близко к R_{NJ} , соответствующему этим переходам. Для зависимости $R(H)$, которая находится практически в насыщении, изменение внешнего поля, а в нашем случае эффективного поля (см. (1)), уже не приводит к заметному изменению магнитосопротивления, следовательно, гистерезис для такой зависимости незначителен. В большем поле магни-

тосопротивление достигает насыщения для переходов с несколько большими значениями j_{CJ} , и гистерезис $R(H)$ отсутствует уже и для этих переходов. При последовательном соединении переходов с различными значениями J_{CJ} и большим разбросе j_{CJ} , зависимость $R(H)$ такой цепочки будет суммой $R(H)$ индивидуальных переходов. В этом случае ΔH будет всегда зависеть от тока. Однако при параллельном соединении джозефсоновских переходов ток перераспределяется пропорционально их критическим токам [50]. Поэтому, если в случайной сети джозефсоновских переходов [51,52] существуют переходы с низкими значениями J_{CJ} , то их влияние слабо сказывается при $R \ll R_{NJ}$. Если внешние условия ($t = T/T_C$, j , H) таковы, что R близко к R_{NJ} , то сопротивление переходов с низкими значениями J_{CJ} будет практически равно сопротивлению в нормальном состоянии. Для этих переходов $R(H) \approx \text{const}$, и гистерезис $R(H)$ будет отсутствовать. Доля таких переходов возрастает с увеличением тока или магнитного поля. Это приведет к уменьшению ширины гистерезиса с ростом тока и исчезновению гистерезиса в области полей, значительно меньших H^* , см. рис. 4, *b*.

Можно ожидать, что для гранулярного ВТСП с очень узкой функцией распределения межгранульных границ по протяженности величина сопротивления, при котором появляется зависимость ΔH от j , будет близка к R_{NJ} , и напротив, если функция распределения широкая, это значение R уменьшится.

Ввиду вышесказанного, у авторов есть основания считать, что для исследованных образцов YBCO влияние функции распределения джозефсоновских переходов одинаково и проявляется при характерном уровне сопротивления сети $\sim 0.9 (\pm 5\%) R_{NJ}$ в виде зависимости ΔH от j .

Хотя в наших предыдущих работах [23–25] использовался широкий диапазон значений транспортного тока, включая достаточно малые плотности, однако при этом величина магнитосопротивления при измерениях $R(H)$ не превышала 80% от значения R_{NJ} , определяемого из зависимостей $R(T)$.

Отметим еще один экспериментальный факт. Для образца (Y, Pr 0.04) на кривых $R(H_{\uparrow})$ (рис. 6, *a*) при $I = 10 \div 100$ мА виден отчетливый локальный максимум в окрестности $H_{\uparrow} \approx 10^2$ Ое. Для образца (Y, Pr 0.11) зависимость $R(H_{\uparrow})$ (рис. 6, *b*) — монотонно меняющаяся функция. Указанное отличие можно объяснить, если оценить величину эффективного поля в межгранулярной среде по выражению (1). Существование локального минимума зависимости $M(H_{\uparrow})$ (рис. 1) проявляется для образца (Y, Pr 0.04) в виде локального максимума зависимости $B_{\text{эф}}(H)$, и зависимости $R(H_{\uparrow})$. Для образца (Y, Pr 0.11) значения магнитного момента при $T = 77.4$ К почти на порядок меньше. Следовательно, вклад магнитных моментов гранул, пропорциональный величине магнитного момента образца, в эффективное поле будет значительно меньше для образца (Y, Pr 0.11). Подобное поведение для BSCCO наблюдалось и было подробно объяснено в работе [26].

4. Заключение

В настоящей работе исследованы гистерезисные зависимости магнитосопротивления $R(H)$ ($T = 77.4$ К) при различных значениях транспортного тока гранулярных образцов $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ ($x = 0.04 \div 0.11$). Основываясь на этих результатах, а также на данных по влиянию магнитного поля на резистивный сверхпроводящий переход для этих образцов, определен полный вклад в магнитосопротивление от диссипации в подсистеме межгранулярных границ, т.е. сопротивление границ в нормальном состоянии R_{NJ} . Анализ гистерезисных зависимостей $R(H)$ позволил установить, что такой параметр, как полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления ΔH , не зависит от величины транспортного тока, если сопротивление подсистемы межгранулярных границ не превышает $\approx 0.9 (\pm 5\%)$ от величины R_{NJ} . Указанная величина, в пределах погрешности, одинакова для исследованных образцов. Независимость параметра ΔH от транспортного тока, ранее уже продемонстрированная для гранулярных ВТСП [23–25], следует из рассмотрения гранулярного сверхпроводника как двухуровневой системы („сильные“ гранулы, „слабые“ джозефсоновские связи в межгранулярных границах). Обнаруженное в данной работе уменьшение ширины гистерезиса с ростом тока для случая, когда резистивный отклик межгранулярных границ больше характерной величины $\approx 0.9 (\pm 5\%) R_{NJ}$, объясняется влиянием разброса межгранулярных границ по протяженности и, как следствие, по значениям критического тока через межгранулярные промежутки. Можно заключить, что концепция эффективного поля в межгранулярной среде гранулярного ВТСП на основании простой связи с магнитным моментом непротиворечиво описывает основные особенности гистерезисного поведения магнитосопротивления гранулярных ВТСП для указанного диапазона резистивного отклика подсистемы межгранулярных границ.

Список литературы

- [1] Э.Б. Сонин. Письма ЖЭТФ **47**, 8, 415 (1988).
- [2] O.V. Gerashchenko, S.L. Ginzburg. Supercond. Sci. Technol. **13**, 332 (2000).
- [3] О.В. Герашенко. Письма ЖЭТФ **86**, 7, 539 (2007).
- [4] С.Л. Гинзбург. ЖЭТФ **106**, 2(8), 607 (1994).
- [5] D. Lopez, F. de la Cruz. Phys. Rev. B **43**, 13, 11 478 (1991).
- [6] M.M. Asim, S.K. Hasanin. Solid State Commun. **80**, 9, 719 (1991).
- [7] S.L. Ginzburg, O.V. Gerashchenko, A.I. Sibilev. Supercond. Sci. Technol. **10**, 395 (1997).
- [8] Д.А. Балаев, А.Г. Прус, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. Письма ЖТФ **32**, 15, 67 (2006).
- [9] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov, Supercond. Sci. Technol. **20**, 495 (2007).
- [10] J. Bardeen, M.J. Stephen, Phys. Rev. **140**, 4 A, A1197 (1965).
- [11] Y.J. Quian, Z.M. Tang, K.Y. Chen, B. Zhou, J.W. Qui, B.C. Miao, Y.M. Cai. Phys. Rev. B **39**, 7, 4701 (1989).
- [12] S. Shifang, Zh. Yong, Yu Daoqi, Zh. Han, Ch. Zuyao, Q. Yitai, K. Weiyao, Zh. Qurui. Europhys. Lett. **6** 4, 359 (1988).

- [13] D.N. Matthews, G.J. Russel, K.N.R. Taylor, *Physica C* **171**, 301 (1990).
- [14] I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz, D. Cao, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **167**, 134 506 (2003).
- [15] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. *Phys. Rev. B* **66**, 184 514 (2002).
- [16] Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖЭТФ **74**, 5, 291 (2001).
- [17] Н.Д. Кузьмичев. ФТТ **43**, 11, 1934 (2001).
- [18] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, A.J.S. Machado. *Physica C* **391**, 345 (2003).
- [19] P. Munc, F.C. Fonseca, R. Muccillo, R.F. Jardim. *Physica C* **390**, 363 (2003).
- [20] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **50**, 6, 961 (2008).
- [21] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖЭТФ **134**, 5 (11), 922 (2008).
- [22] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖТФ **78**, 3, 36 (2008).
- [23] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
- [24] 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).
- [25] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **50**, 6, 972 (2008).
- [26] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров, ФТТ **51**, 6, 1046 (2009).
- [27] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.I. Semenov, A.A. Bykov, K.A. Shaikhutdinov, D.M. Gokhfel'd, M.I. Petrov. *Physica C* **470**, 61 (2010).
- [28] M. Prester, Z. Marohnic. *Phys. Rev. B* **47**, 2801 (1993).
- [29] L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham., *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
- [30] A.V. Mitin. *Physica C* **235-240**, 3311 (1994).
- [31] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 10, 1740 (2004).
- [32] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **49**, 10, 1744 (2007).
- [33] 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).
- [34] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Bykov, E.I. Sabitova, A.A. Dubrovskiy, K.A. Shaikhutdinov, M.I. Petrov. *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 2129 (2011).
- [35] 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).
- [36] C. Gaffney, H. Petersen, R. Bednar. *Phys. Rev. B* **48** 5, 3388 (1993).
- [37] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. *Phys. Rev. B* **50** 17, 12950 (1994).
- [38] L. Urba, C. Acha, V. Bekkeris, *Physica C* **279**, 92 (1997).
- [39] A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil. *Phys. Rev. B* **44** 2, 863 (1991).
- [40] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **48**, 8, 1374 (2006).
- [41] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **53**, 5, 858 (2011).
- [42] А.А. Суханов, В.И. Омельченко. ФНТ **29**, 4, 396 (2003).
- [43] А.А. Суханов, В.И. Омельченко. ФНТ **30**, 6, 604 (2004).
- [44] 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).
- [45] M.I. Petrov, Yu.S. Gokhfel'd, D.A. Balaev, S.I. Popkov, A.A. Dubrovskiy, D.M. Gokhfel'd, K.A. Shaykhutdinov. *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 085 015 (2008).
- [46] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев. ПТЭ **3**, 167 (1985).
- [47] Y. Yeshurn, A.P. Malozemoff, A. Shaulov. *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1993).
- [48] D.M. Gokhfel'd, D.A. Balaev, M.I. Petrov, S.I. Popkov, K.A. Shaykhutdinov, V.V. Val'kov. *J. Appl. Phys.* **109**, 033 904 (2011).
- [49] D.-X. Chen, R.W. Gross, A. Sanchez. *Cryogenics* **33**, 7, 695–702 (1993).
- [50] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. Наука, М. (1982). 402 с.
- [51] Е.З. Мейлихов. УФН **163**, 3, 27 (1993).
- [52] D.M. Gokhfel'd, D.A. Balaev, K.A. Shaykhutdinov, S.I. Popkov, M.I. Petrov. *Physica C* **467**, 80 (2007).