

02

## Доминирующее влияние эффекта сжатия магнитного потока в межгранулярной среде гранулярного ВТСП на процессы диссипации во внешнем магнитном поле

© Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров

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

E-mail: smp@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 16 апреля 2013 г.)

Представлены эксперименты, демонстрирующие влияние сжатия магнитного потока в межгранулярных границах гранулярного ВТСП, помещенного во внешнее магнитное поле, на процессы диссипации. Сжатие потока происходит вследствие диамагнитного поведения гранул сверхпроводника и реализации джозефсоновской среды в межгранулярных границах. За счет этого межгранулярные границы находятся в некотором эффективном поле, зависящем от магнитного состояния (намагниченности) сверхпроводящих гранул. На основании анализа совокупности экспериментальных данных (зависимостей электросопротивления  $R$ , намагниченности от поля и температуры  $T$ , а также вольт-амперных характеристик) делается вывод, что именно температурная эволюция эффективного поля в межгранулярной среде в основном определяет вид зависимостей  $R(T)$  в слабых (до  $\sim 10^3$  Ое) внешних полях. Это необходимо учитывать при интерпретации экспериментов по магниторезистивным эффектам в гранулярных ВТСП в рамках различных теорий. Сделанный вывод предполагает также серьезную корректировку полученных ранее результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-00358.

### 1. Введение

Гранулярные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) по отношению к транспортным и магнитным свойствам представляют собой „двухфазную“ систему. ВТСП-гранулы вносят доминирующий вклад в магнитные свойства (петля гистерезиса намагниченности, левитирующая способность материала) таких объектов в полях от нескольких эрстед и выше. Однако транспортные свойства в основном ограничены тем, что сверхпроводящий ток с неизбежностью протекает через вторую подсистему — межгранулярные границы. Малость геометрической протяженности границ (порядка нанометра) обуславливает возможность реализации слабой джозефсоновской связи между ВТСП-гранулами. С одной стороны, существование межгранулярных границ значительно уменьшает плотность критического тока объемных ВТСП-материалов по сравнению с монокристаллами, а с другой стороны, дает возможность изучить процессы протекания сверхпроводящего тока и диссипации в так называемой джозефсоновской среде [1] — совокупности межгранулярных границ. Отметим, что магнитный отклик от джозефсоновской среды, т.е. характерный для сверхпроводников второго рода гистерезис намагниченности, проявляется в полях порядка нескольких эрстед при низких температурах ( $T/T_C \sim 0.05$ , где  $T_C$  — критическая температура) и в полях порядка поля Земли и меньших вблизи  $T_C$  [2,3] (при  $T/T_C \sim 0.7-0.8$ , что соответствует диапазону вблизи температуры кипения жидкого азота).

Факт реализации джозефсоновской среды в объемном материале привлек значительное внимание исследова-

телей после открытия ВТСП. Резистивный переход в гранулярном ВТСП отражает вклады от двух указанных подсистем: 1) ВТСП-гранул, им соответствует резкое падение сопротивления и очень слабое влияние внешних полей до  $\sim 10^3$  Ое; 2) межгранулярных границ, проявляющих значительное магнитосопротивление в слабых полях [4–9]. На основании экспериментальных исследований магниторезистивных эффектов в этих материалах [5–29] был предложен ряд механизмов диссипации. К ним относятся крип и течение потока [30] (здесь вместо классических вихрей Абрикосова рассматривается движение джозефсоновских вихрей [1,27]), термоактивационное проскальзывание фазы сверхпроводящего параметра порядка [31] (характерного для джозефсоновских переходов), модель вихревого стекла [32], пиннинг на межгранулярных границах с фрактальной геометрией [33,34] и т.д. В большинстве случаев при анализе магниторезистивных свойств оперируют с количественной характеристикой пиннинга вихрей — потенциалом пиннинга  $U_p$ , который может зависеть от температуры и магнитного поля [35]. Сама диссипация (появление падения напряжения при протекании транспортного тока) может наблюдаться, когда тепловые флуктуации становятся сравнимыми с потенциалом пиннинга. Функциональная зависимость потенциала пиннинга от поля и температуры  $U_p(H, T)$  извлекается из экспериментальных данных по вольт-амперным характеристикам (ВАХ), зависимостям электросопротивления  $R(T)$  во внешних полях, изотермам магнитосопротивления  $R(H)$ , и зачастую вид  $U_p(H, T)$  дает основания судить о применимости какой-либо модели.

В то же время давно известно [36], что изотермы магнитосопротивления  $R(H)$  имеют гистерезисный характер. Ясно, что это может приводить к влиянию термомагнитной предыстории на ВАХ [37–39] и зависимости  $R(T)$  [19]. К настоящему времени можно считать установленным, что гистерезис магнитосопротивления  $R(H)$  гранулярного ВТСП определяется влиянием магнитных моментов ВТСП-гранул на межгранульную среду [17,18,40–43]. На каждую точку межгранульной среды действует локальное поле, являющееся суперпозицией внешнего поля и поля, индуцированного магнитными моментами соседних ВТСП-гранул (см. рисунки, показывающие схематическое представление линий магнитной индукции в межгранульной границе в работах [17,42]). Упрощая такое сложное распределение линий магнитной индукции в межгранульной среде, можно ввести усредненное по всем межгранульным промежуткам поле — „эффективное“ поле  $B_{\text{eff}}$ . В простейшем случае можно предположить пропорциональность этого эффективного поля магнитному моменту  $M(H)$  всего образца. Тогда получим

$$B_{\text{eff}}(H) = H + \alpha \times 4\pi M(H).$$

Параметр  $\alpha$  в этом выражении возникает ввиду влияния размагничивающих факторов гранул. Применительно к процессам диссипации в межгранульной среде (для которых неважен знак эффективного поля) получается следующее выражение:

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

в котором учтено, что при  $H > 0$  и  $dH/dt > 0$  магнитный момент ВТСП гранул  $M < 0$ . А поскольку магнитосопротивление является функцией эффективного поля:  $R = f(B_{\text{eff}})$ , ввиду гистерезиса  $M(H)$  зависимость  $R(H)$  также проявляет гистерезис.

Однако достаточно неожиданным оказалось то, что для согласования параметров гистерезисной зависимости  $B_{\text{eff}}(H)$  с параметрами гистерезиса  $R(H)$  необходимо, чтобы значение  $\alpha$  значительно превосходило единицу [41,42]. Например, для  $YBa_2Cu_3O_7$  было показано, что  $\alpha \approx 12$  [42]. Это можно считать проявлением сжатия магнитного потока в межгранульной среде. Как следствие, величина эффективного поля может на порядок превышать значение  $H$  для области слабых полей. Этот вывод может привести к серьезной корректировке вида полевых и температурных зависимостей потенциала пиннинга  $U_p(H, T)$ , получаемых на основе магниторезистивных данных. Действительно, ввиду того, что  $\alpha \gg 1$ , второй член выражения (1) в области малых полей является доминирующим, и эффективное поле в межгранульной среде значительно превышает внешнее [41,42].

В работе [19] было показано и качественно объяснено различие зависимостей  $R(T)$ , измеренных в режиме охлаждения в поле и охлаждения без поля. Как оказалось, для иттриевого ВТСП при значениях внешнего

поля, больших  $\sim 5$  кОе, различие между указанными режимами пропадает, т.е. второй член выражения (1) не вносит весомого вклада в эффективное поле в межгранульной среде. В настоящей работе целенаправленно при определенной температуре ( $T = 77.4$  К) задается такая магнитная предыстория образца, чтобы при различных значениях внешнего поля эффективное поле в межгранульной среде было одинаковым. Затем помимо измерений зависимостей  $R(T)$  при заданной магнитной предыстории исследуются зависимости  $M(T)$ , что позволяет анализировать температурную эволюцию эффективного поля в межгранульной среде до критической температуры.

## 2. Эксперимент

Образец  $YBa_2Cu_3O_7$  был приготовлен по стандартной технологии твердофазного синтеза. Данные рентгеноструктурного анализа показали наличие рефлексов только от структуры 1-2-3. Образец имел типичные для поликристаллического иттриевого ВТСП значения удельного сопротивления ( $\sim 1$  мОм·см при 100 К,  $\sim 1.8$  мОм·см при 300 К) и плотности критического тока ( $\sim 50$  А/см<sup>2</sup> при 77.4 К). Плотность образца составила  $\sim 85\%$  от теоретической.

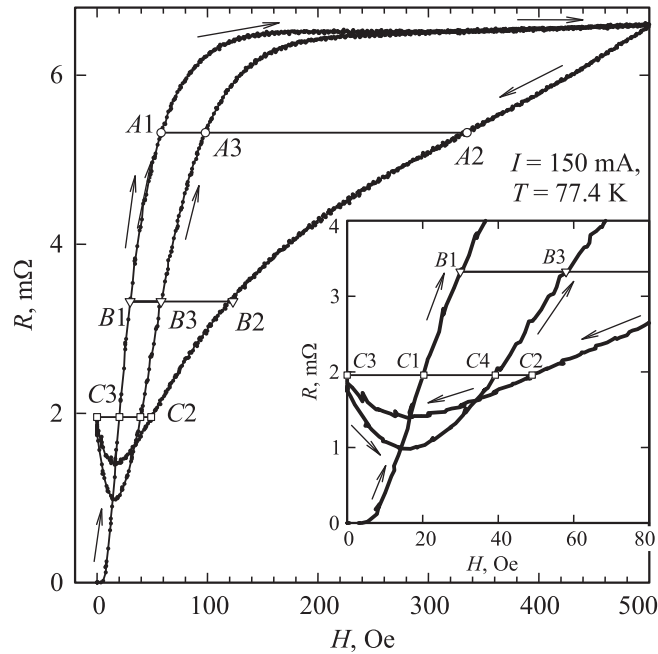
Магнитные и транспортные измерения были проведены на одном и том же образце размером  $\sim 1 \times 1 \times 8$  мм. Зависимости магнитосопротивления  $R(H) = U(H)/I$  ( $U$  — падение напряжения,  $I$  — транспортный ток), сопротивления от температуры  $R(T)$ , ВАХ были измерены стандартным четырехзондовым методом. Во время измерений зависимостей  $R(H)$  при значении  $I = 150$  мА, а также ВАХ до значений 350 мА образец находился в среде жидкого азота, что позволило избежать эффектов саморазогрева (об этом свидетельствовало совпадение прямого и обратного хода ВАХ). Магнитные измерения проводились с помощью вибрационного магнитометра [44]. Магнитные данные приведены в единицах  $G$ , получаемых с учетом массы и плотности образца.

ВАХ, температурные зависимости  $R(T)$ ,  $M(T)$  были измерены при заданной магнитной предыстории. Для этого образец охлаждался в нулевом внешнем магнитном поле до температуры жидкого азота. Затем внешнее магнитное поле задавалось соленоидом с медной обмоткой со скоростью  $\sim 2$  Ое/с до определенных значений, которые выбирались как при возрастающем ( $H_{\text{inc}}$  при  $dH/dt > 0$ ), так и после приложения  $H_{\text{max}} = 500$  Ое при убывающем поле ( $H_{\text{dec}}$  при  $dH/dt < 0$ ).

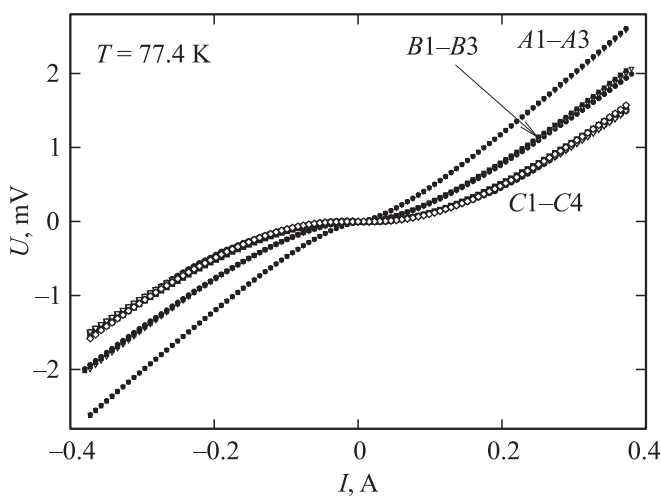
## 3. Результаты и обсуждение

3.1. Гистерезис магнитосопротивления и намагниченности, оценка степени сжатия магнитного потока в межгранульной среде. На рис. 1 приведена гистерезисная зависимость

магнитосопротивления  $R(H)$  исследованного образца, на вставке к рис. 1 подробно показан ход этой зависимости в области малых полей. В этих измерениях внешнее поле увеличивалось до значения  $H_{\max} = 500$  Oe, затем уменьшалось до нуля, а потом



**Рис. 1.** Гистерезисная зависимость магнитосопротивления  $R(H)$  исследованного гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  при  $T = 77.4$  К. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля  $H$ . Группы точек ( $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$ ) при  $R = \text{const}$  (горизонтальные линии) соответствуют магнитной предыстории для экспериментальных данных по ВАХ и зависимостям  $M(T)$  и  $R(T)$ . Значения внешнего поля для точек  $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$  приведены в таблице. На вставке более подробно показана зависимость  $R(H)$  в диапазоне полей до 80 Oe.



**Рис. 2.** ВАХ исследованного гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  при  $T = 77.4$  К и магнитной предыстории, соответствующей точкам  $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$  на рис. 1.

Обозначения характерных точек  $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$  на зависимостях  $R(H)$  и  $M(H)$  (рис. 1, 3) и соответствующие этим точкам значения внешнего поля  $H$

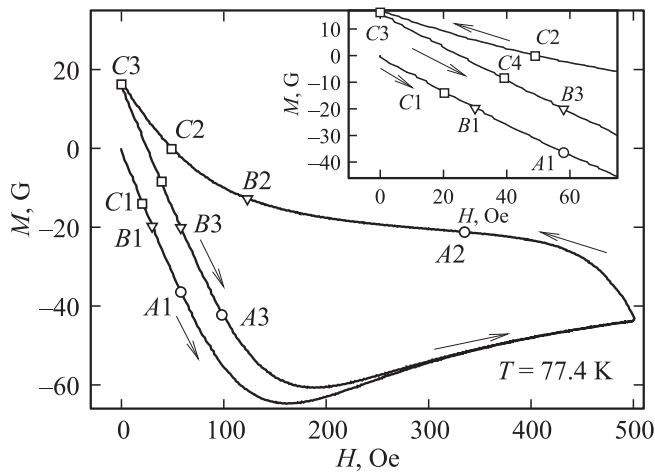
Точка	Поле
$C1$	$H_{\text{inc}} = 20$ Oe
$C2$	$H_{\text{dec}} = 49$ Oe*
$C3$	$H_{\text{dec}} = 0$ Oe*
$C4$	$H_{\text{inc2}} = 39$ Oe**
$B1$	$H_{\text{inc}} = 30$ Oe*
$B2$	$H_{\text{dec}} = 123$ Oe*
$B3$	$H_{\text{inc2}} = 58$ Oe**
$A1$	$H_{\text{inc}} = 58$ Oe
$A2$	$H_{\text{dec}} = 335$ Oe*
$A3$	$H_{\text{inc2}} = 98$ Oe**

Примечание.  $H_{\text{inc}}$  и  $H_{\text{dec}}$  — возрастающее и убывающее внешнее поле. Звездочки соответствуют различной магнитной предыстории при  $T = 77.4$  К: \* — после приложения максимального поля 500 Oe; \*\* — после увеличения поля до 500 Oe и дальнейшего уменьшения до нуля. При указанной магнитной предыстории были получены зависимости  $M(T)$  (рис. 4),  $B_{\text{eff}}(T)$  (рис. 5) и  $R(T)$  (рис. 6–9).

опять увеличивалось до значения  $H_{\max}$  (обозначим в этом случае  $H = H_{\text{inc2}}$ ). При указанных условиях зависимость  $R(H)$  отвечает последовательности  $H_{\text{inc}} = 0$  (здесь  $R = 0$ )  $\rightarrow C1 \rightarrow B1 \rightarrow A1 \rightarrow H_{\max} = 500$  Oe  $\rightarrow A2 \rightarrow B2 \rightarrow C2 \rightarrow C3$  (здесь  $H_{\text{dec}} = 0$ )  $\rightarrow C4 \rightarrow B3 \rightarrow A3 \rightarrow H_{\max} = 500$  Oe. Заметим, что при  $H_{\text{inc2}} \approx 300$  Oe зависимость  $R(H_{\text{inc2}})$  совпадает с начальным ходом магнитосопротивления — зависимостью  $R(H_{\text{inc}})$ , и в дальнейшем при циклировании внешнего поля до  $H_{\max} = 500$  Oe и до  $H_{\text{dec}} = 0$  зависимость  $R(H)$  отвечает последовательности  $A2 \rightarrow B2 \rightarrow C2 \rightarrow C3 \rightarrow C4 \rightarrow B3 \rightarrow A3 \rightarrow A2$ .

Указанные и обозначенные на рис. 1 группы точек ( $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$ ) являются „срезами“ зависимости  $R(H)$  при условиях  $R = \text{const}$ . Значения внешнего поля и магнитная предыстория для этих выбранных точек указаны в таблице. Равенство сопротивления для точек из одной группы ( $A1-A3$ ), ( $B1-B3$ ), ( $C1-C4$ ) подтверждается измерениями ВАХ в большом диапазоне транспортного тока (рис. 2). Можно заключить, что в пределах погрешности ВАХ одинаковы для выбранных условий измерения, соответствующих группам точек ( $A1-A3$ ), ( $B1-B3$ ), ( $C1-C4$ ).

Равенство сопротивления образца при различной магнитной предыстории (например, для ветвей  $H_{\text{inc}}$ ,  $H_{\text{dec}}$ ,  $H_{\text{inc2}}$  гистерезисной зависимости  $R(H)$ ) может рассматриваться как равенство эффективных полей в межгранульной среде при различном магнитном состоянии. Оценим значение  $\alpha$  по выражению (1) для данного образца. Для этого целесообразно рассматривать не величину  $\Delta R = R(H_{\text{inc}}) - R(H_{\text{dec}})$  („высоту“ гистерезисной зависимости  $R(H)$ ), поскольку она зависит от транспортного тока  $I$ , а не зависящий от тока параметр — ширину гистерезиса  $\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$  [17,18]. Этот пара-



**Рис. 3.** Гистерезисная зависимость магнитного момента  $M(H)$  гранулярного  $YBa_2Cu_3O_7$  при  $T = 77.4$  К. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля  $H$ . Точки  $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$  на зависимости  $M(H)$  соответствуют аналогичным точкам на рис. 1. На вставке более подробно показана зависимость  $M(H)$  в диапазоне полей до 80 Ое.

метр определяется при условии  $R = const$ . Для полевой ширины гистерезиса  $\Delta H$  из (1) получается следующее выражение [17,18]:

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

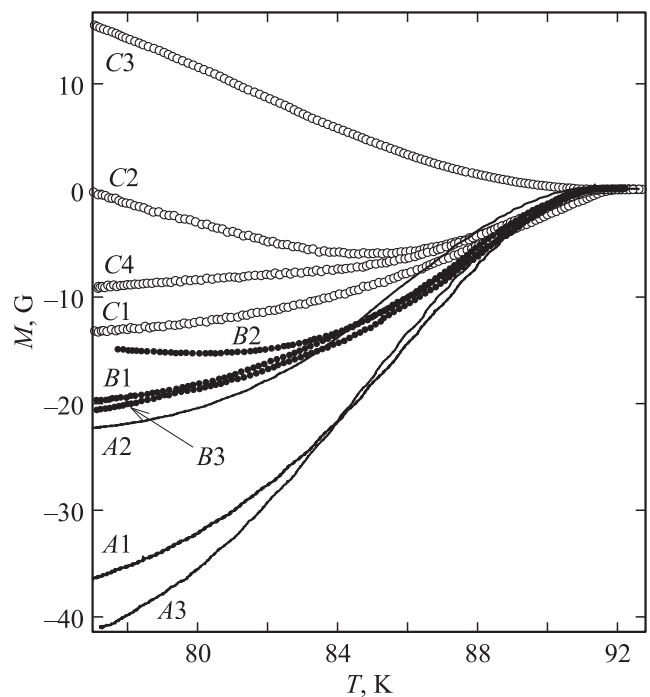
В этом выражении в первом приближении взят не зависящий от внешнего поля параметр  $\alpha$ . Гистерезисная зависимость магнитного момента  $M(H)$ , измеренная при условиях, аналогичных зависимости  $R(H)$  (рис. 1), приведена на рис. 3. На этой зависимости также указаны группы точек  $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$ , соответствующие условиям  $R = const$  на зависимости  $R(H)$ . Путем сопоставления данных по полевой ширине гистерезиса  $\Delta H$ , полученной из экспериментальной зависимости  $R(H)$  и из зависимости  $B_{eff}(H)$  (найденной по выражению (1) на основании данных  $M(H)$  на рис. 3), установлено, что в большом диапазоне внешних полей данные хорошо согласуются при  $\alpha \sim 11.8$ . Подобная процедура сопоставления была подробно описана в работе [42] на примере высокоплотного  $YBa_2Cu_3O_7$  (95% от теоретической плотности).

3.2. Температурная эволюция магнитного момента  $M(T)$  и эффективного поля  $B_{eff}(T)$  в межгранулярной среде. Были проведены измерения магнитного момента в зависимости от температуры  $M(T)$  при заданной магнитной предыстории. Эта предыстория задавалась при  $T = 77.4$  К и соответствовала точкам  $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$  на рис. 1, 3 (см. также таблицу). Далее будем обозначать зависимости  $M(T)$  (а также зависимости  $B_{eff}(T)$  и  $R(T)$ ) как соответствующие определенной магнитной предыстории (например,  $A1$ ).

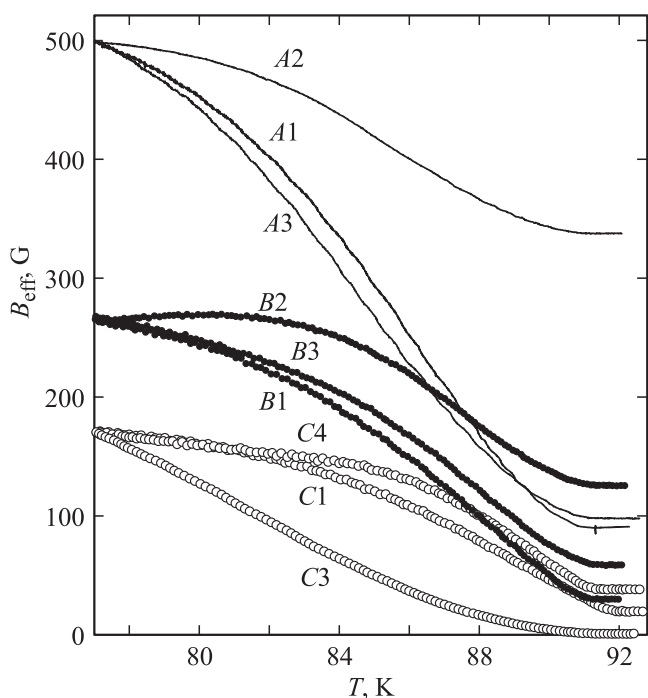
Зависимости  $M(T)$  приведены на рис. 4. Сделаем несколько замечаний относительно вида  $M(T)$ . Согласно

общепринятым представлениям (модель Бина или ее модификации), магнитный момент образца складывается из различных вкладов: мейсснеровских токов (диамагнетизм) и захваченного потока (абрикосовские вихри, дающие магнитный момент  $M > 0$  при  $H > 0$ ). Распределение захваченного потока меняется в зависимости от условий. Например, при  $H = H_{dec}$  магнитный поток перераспределяется к центру сверхпроводника. В случае гранулярного ВТСП указанные процессы происходят в гранулах, а отклик от межгранулярной среды в использованном диапазоне температур и в полях, превышающих поле Земли, пренебрежимо мал. Поэтому положительные значения намагниченности на рис. 4 соответствуют влиянию захваченного магнитного потока внутри ВТСП-гранул. Вклады от мейсснеровских токов и захваченного потока различным образом зависят от температуры. Это обстоятельство может приводить к немонотонной зависимости  $M(T)$ , что видно на примере зависимости  $M(T)$  для предыстории  $C2$  (рис. 4). Для этой зависимости суммарный магнитный момент при  $T = 77.4$  К близок к нулю, что означает примерное равенство вкладов, соответствующих мейсснеровским токам и захваченному потоку. Однако при больших температурах вклад от захваченного потока уменьшается быстрее (можно сравнить с зависимостью  $M(T)$  предыстории  $C3$ , при которой внешнее поле равно нулю), что приводит к существованию минимума на зависимости  $M(T)$ .

Из зависимостей  $M(T)$  (рис. 4) по выражению (1) были построены температурные зависимости эффективного поля в межгранулярной среде  $B_{eff}(T)$ , которые



**Рис. 4.** Зависимости  $M(T)$  при различной магнитной предыстории, соответствующей точкам  $A1-A3$ ,  $B1-B3$ ,  $C1-C4$  на рис. 1.



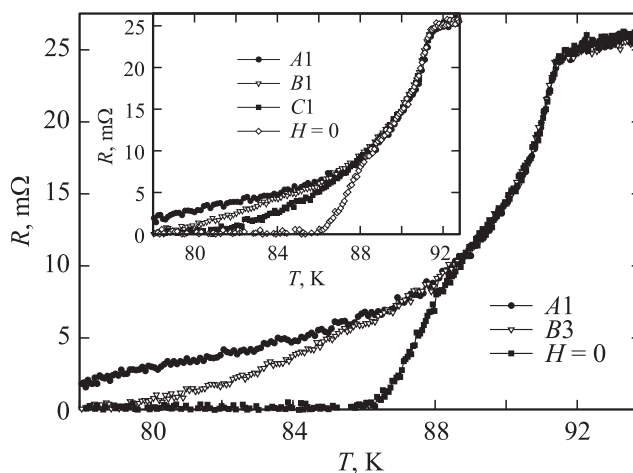
**Рис. 5.** Температурная эволюция эффективного поля в межгранульной среде  $V_{\text{eff}}(T)$ , полученная по выражению (1) с использованием данных  $M(T)$ , приведенных на рис. 4, и условия  $V_{\text{eff}}(T = 77.4 \text{ K}) = \text{const}$  при  $R = \text{const}$  (рис. 1) (см. подраздел 3.2). Обозначения A1–A3, B1–B3, C1–C4 соответствуют магнитной предыстории на рис. 1, 3 и таблице.

приведены на рис. 5. При построении этих зависимостей принималось, что значение  $V_{\text{eff}}$  при температуре  $T = 77.4 \text{ K}$  должно быть одинаковым для тех типов предыстории, в которых  $R = \text{const}$  (рис. 1, 2). Например,  $V_{\text{eff}}(77.4 \text{ K})$  одинаковы для предысторий A1–A3, и т.д. Однако считалось, что величина  $\alpha$  в выражении (1) не может значительно отличаться от значения  $\alpha = 11.8$ , полученного выше (см. подраздел 3.1) при сопоставлении значений  $\Delta H$ . Как оказалось, разброс значений  $\alpha$  для различных магнитных предысторий составил около 10% относительно  $\alpha = 11.8$  (например,  $\alpha = 11.8$  для B1,  $\alpha = 9.3$  для B2,  $\alpha = 10.1$  для B3)<sup>1</sup>. Как видно из рис. 5, поля  $V_{\text{eff}}(T)$ , соответствующие „срезам“  $R(H)$  на рис. 1, имеют одинаковые значения при  $T = 77.4 \text{ K}$  и в разы превосходят значение внешнего поля, задаваемого соленоидом. С ростом температуры имеет место заметное уменьшение эффективного поля в межгранульной среде до соответствующего значения внешнего поля при  $T = T_c \approx 91.5 \text{ K}$ .

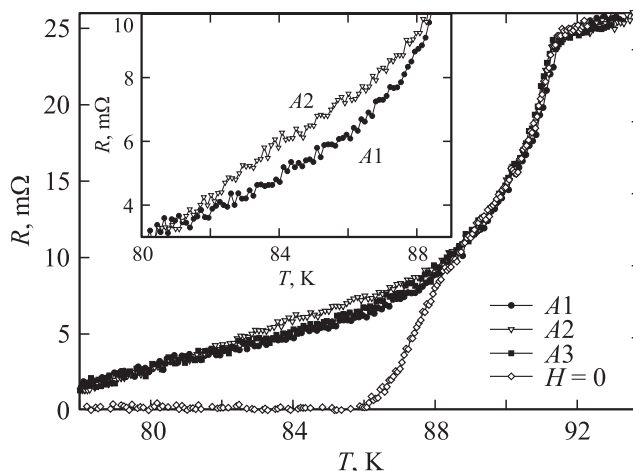
3.3. Температурные зависимости  $R(T)$  во внешнем поле. Взаимосвязь с поведением  $V_{\text{eff}}(T)$ . Теперь перейдем к обсуждению влияния температурной зависимости эффективного поля в межгранульной среде на резистивный переход в гранулярном

<sup>1</sup> Для условий C2 значение  $M(T = 77.4 \text{ K})$  близко к нулю, и зависимость между  $V_{\text{eff}}$  и  $M$  имеет более сложный характер, чем выражение (1).

ВТСП. При условиях, идентичных измерению зависимостей  $M(T)$  (и построенным зависимостям  $V_{\text{eff}}(T)$  на рис. 5), были измерены зависимости  $R(T)$ . Как указывалось во Введении, резистивный переход гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле отражает вклады от гранул и межгранульных границ. Для подсистемы ВТСП-гранул наблюдается резкое падение сопротивления и очень слабое влияние внешних полей до  $\sim 10^3 \text{ Oe}$ , а для межгранульных границ имеет место уширение перехода (плавная часть  $R(T)$ ) в слабых полях. Указанное поведение отчетливо видно из экспериментальных данных, приведенных на рис. 6–9 (транспортный ток  $I = 2 \text{ mA}$  для всех данных). Резкий скачок сопротивления при  $T \approx 91.5 \text{ K}$  соответствует началу резистивного перехода в гранулах и совпадает с появлением

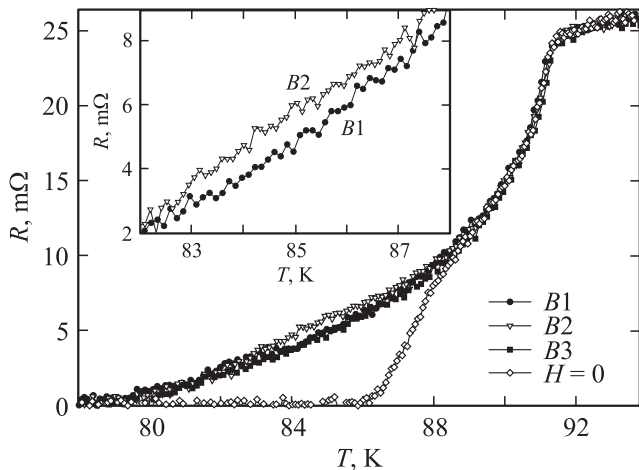


**Рис. 6.** Зависимости  $R(T)$  во внешних полях при различной магнитной предыстории. Обозначения A1, B1, C1, B3 на основном рисунке и вставке соответствуют рис. 1, 3 и таблице.

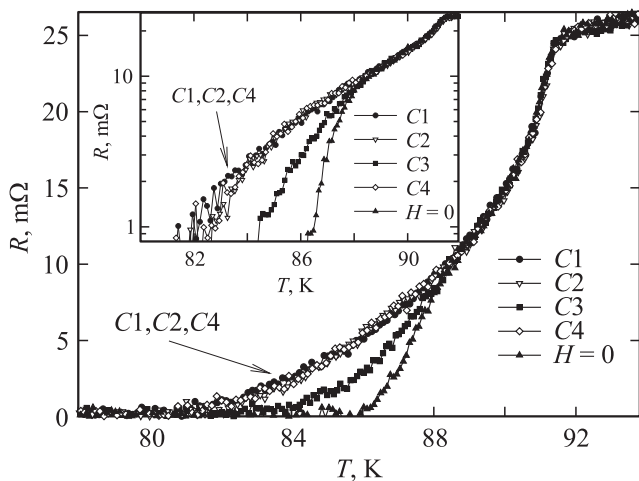


**Рис. 7.** Зависимости  $R(T)$  при различной магнитной предыстории, соответствующей условию  $R = \text{const}$  на рис. 1, верхний „срез“ (обозначения приведены в таблице). На вставке в увеличенном виде показан участок, на котором зависимости  $R(T)$  при условиях A1 и A2 расходятся.





**Рис. 8.** Зависимости  $R(T)$  при различной магнитной предыстории, соответствующей условию  $R = \text{const}$  на рис. 1, точки  $B1, B2, B3$  (обозначения приведены в таблице). На вставке — фрагмент, на котором зависимости  $R(T)$  при условиях  $B1$  и  $B2$  расходятся.



**Рис. 9.** Зависимости  $R(T)$  при различной магнитной предыстории, соответствующей условию  $R = \text{const}$  на рис. 1, нижний „срез“ (обозначения приведены в таблице). На вставке — то же в полулогарифмическом масштабе.

диамагнитного сигнала зависимостей  $M(T)$  для условий охлаждения без поля (рис. 4).

Вставка на рис. 6 показывает резистивный переход исследованного образца при различных внешних полях (включая также  $H = 0$ ) в условиях охлаждения без поля при дальнейшем приложении поля  $H$ . Именно таким образом проводится подавляющее большинство измерений для ВТСП-образцов. Данные, приведенные на вставке к рис. 6, демонстрируют хорошо известную картину: слабое внешнее поле сильно уменьшает температуру перехода в состояние с „нулевым сопротивлением“ ( $\sim 10^{-5} \Omega$  в нашем случае). Например, значение этой характерной температуры ( $R \approx 0$ ) изме-

няется от  $\sim 86$  К при  $H = 0$  до  $\sim 81$  К при  $H = 20$  Ое.<sup>2</sup> Однако на рис. 6 приведены зависимости, измеренные в одинаковом внешнем поле 58 Ое ( $A1$  и  $B3$ ), но при различной магнитной предыстории (см. таблицу), которые отчетливо показывают, что диссипация в случае  $A1$  начинается при гораздо меньшей температуре. Объясняет такое поведение сопоставление зависимостей  $B_{\text{eff}}(T)$  при условиях  $A1$  и  $B3$  (рис. 5). Например, при  $T = 80$  К значение  $B_{\text{eff}}$  для случая  $A1$  почти в 2 раза больше, чем для  $B3$ , и сопротивление для предыстории  $B3$  при  $T = 80$  К только начинает возрастать от „нулевого“ значения.

Рис. 7–9 демонстрируют зависимости  $R(T)$ , сгруппированные для магнитных предысторий, при которых  $R = \text{const}$  при  $T = 77.4$  К, т.е. для условий  $A1$ – $A3$  (рис. 7),  $B1$ – $B3$  (рис. 8),  $C1$ – $C4$  (рис. 9). Рассмотрим эти данные подробнее.

Зависимости  $R(T)$  при условиях  $A1$  и  $A3$  (рис. 7) в пределах точности экспериментальных данных совпадают, несмотря на различие величин внешнего поля (58 и 98 Ое соответственно), и это легко объяснить, рассмотрев температурную эволюцию эффективного поля  $B_{\text{eff}}$  (рис. 5) для этих условий. Действительно, функции  $B_{\text{eff}}(T)$  для  $A1$  и  $A3$  различаются не более чем на 10%, что не сказывается кардинально на процессах диссипации. Зависимость  $B_{\text{eff}}(T)$  для предыстории  $A2$  убывает слабее, чем упомянутые зависимости  $B_{\text{eff}}(T)$  для  $A1$  и  $A3$ . И это приводит к наблюдаемому на рис. 7 большему сопротивлению на соответствующей зависимости  $R(T)$  при условии  $A2$  (что проиллюстрировано на вставке к рис. 7).

Подобная картина наблюдается для предыстории, соответствующей группе  $B1, B2, B3$  (рис. 8). Зависимости  $R(T)$  для предысторий  $B1$  и  $B3$  практически идентичны, так же как и зависимости  $B_{\text{eff}}(T)$  для  $B1$  и  $B3$  (рис. 5). Однако зависимость  $R(T)$  для  $B2$  в интервале температур 82–88 К заметно отличается от  $R(T)$  при условиях  $B1$  и  $B3$  (вставка на рис. 8). Это является следствием того, что эффективное поле для условий  $B2$  примерно на 40–60 Г (относительно величины  $\sim 200$  Г) превышает  $B_{\text{eff}}$  для условий  $B1$  и  $B3$  в этом диапазоне температур. Из рис. 7, 8 также видно, что при  $T = 78$  К сопротивление для соответствующих зависимостей ( $A1$ – $A3$  и  $B1$ – $B3$ ) одинаково, что совпадает с данными по ВАХ для этих условий (рис. 2).

Зависимости  $R(T)$  при условиях  $C1, C2, C4$  (рис. 9) в пределах точности эксперимента совпадают, что снова подтверждается близостью зависимостей  $B_{\text{eff}}(T)$  для этих условий (см.  $B_{\text{eff}}(T)$  на рис. 5 для условий  $C1, C4$ ). Однако диссипация при условиях  $C3$  (нулевое внешнее поле после приложения  $H_{\text{max}} = 500$  Ое) начинается гораздо выше по температуре, что проиллюстрировано на вставке к рис. 9 (логарифмическая шкала по  $R$ ). В то же время при  $T = 77.4$  К значения сопротивления при

<sup>2</sup> Значение температуры, при которой  $\ll R = 0 \gg$ , зависит и от транспортного тока, увеличение тока уменьшает эту температуру.

большом транспортном токе для условий  $C1, C2, C3$  и  $C4$  одинаковы (рис. 1, 3). И это неудивительно ввиду значительно меньшего эффективного поля в межгранульной среде для условия  $C3$  начиная с температуры около 80 К.

Исходя из изложенного можно сделать вывод, что при измерениях  $R(T)$  во внешних полях температурная эволюция эффективного поля в межгранульной среде оказывает значительное влияние на вид зависимости  $R(T)$ . Таким образом, полученные данные подтверждают, что при заданном внешнем поле межгранульные границы находятся в некотором эффективном поле, зависящем от магнитного момента образца, и это эффективное поле оказывает доминирующее влияние на процессы диссипации в межгранульной среде.

#### 4. Заключение

Суммируя результаты, полученные в ходе проведенных исследований, можно заключить, что магнитное состояние ВТСП-гранул оказывает доминирующее влияние на процессы диссипации в межгранульной среде гранулярных ВТСП. Магнитные моменты гранул индуцируют поле в межгранульной среде, которое для слабых внешних полей (до  $\sim 10^2$  Ое) может на порядок превосходить внешнее поле. Этот эффект происходит вследствие сжатия магнитного потока в межгранульной среде [42]. Следовательно, температурная эволюция намагниченности ВТСП в постоянном внешнем поле приводит к существенной зависимости эффективного поля в межгранульной среде от температуры. И именно это может быть доминирующим фактором, определяющим вид наблюдаемых в экспериментах зависимостей  $R(T)$ . Иными словами, при измерениях гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле реальная величина поля (магнитной индукции) в межгранульной среде не является постоянной при изменении температуры. И этот факт ставит под сомнение многочисленные интерпретации поведения зависимостей  $R(T)$  и ВАХ гранулярных ВТСП во внешних полях до  $\sim 10^2 - 10^3$  Ое, т.е. в диапазоне полей, где влияние магнитных моментов ВТСП-гранул на поле в межгранульной среде значительно. Например, зависимость  $R(T)$  может следовать какой-либо из моделей диссипации (из перечисленных во Введении) при определенной температурной зависимости потенциала пиннинга, однако при этом полагается, что магнитное поле постоянно, что не соответствует действительности. Это относится и к скейлингу ВАХ при различных температурах [20–23], следующему из модели вихревого стекла [32], при котором эффективное поле в межгранульной среде также изменяется для различных температур.

Поэтому понимание механизмов, действительно отражающих реальную картину диссипации в джозефсоновской среде гранулярного ВТСП во внешнем поле (несмотря на многочисленные публикации с момента от-

крытия ВТСП), до сих пор остается актуальной задачей, которую можно решить, рассматривая полную картину явлений, включающую учет полей в межгранульной среде, индуцированных магнитными моментами ВТСП-гранул. Также следует отметить, что влияние магнитных моментов ВТСП-гранул и сжатие магнитного потока в межгранульной среде, по-видимому, являются доминирующими факторами, определяющими наблюдаемый в гранулярных ВТСП значительный магниторезистивный эффект.

#### Список литературы

- [1] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 8, 415 (1988).
- [2] J. Jung, A.K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Frank. Phys. Rev. B **42**, 10, 6181 (1990).
- [3] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, Ch. Simon. Supercond. Sci. Technol. **14**, 904 (2001).
- [4] 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).
- [5] J.D. Hettinger, A.G. Swanson, J.S. Brooks, Y.Z. Huang, L.Q. Chen, Zhong-Xian Zhao. Supercond. Sci. Technol. **1**, 349 (1989).
- [6] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. Phys. Rev. B **50** 17, 12 950 (1994).
- [7] C. Gaffney, H. Petersen, R. Bednar. Phys. Rev. B **48**, 5, 3388 (1993).
- [8] A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil. Phys. Rev. B **44**, 2, 863 (1991).
- [9] A.C. Wright, T.K. Xia, A. Erbil. Phys. Rev. B **45**, 2, 5607 (1992).
- [10] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003).
- [11] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 184 514 (2002).
- [12] L. Urba, C. Acha, V. Bekkeris. Physica C **279**, 92 (1997).
- [13] M.R. Mohammadzadeh, M. Akhavan. Supercond. Sci. Technol. **16**, 234 (2003).
- [14] H. Shakeripour, M. Akhavan. Supercond. Sci. Technol. **14**, 234 (2001).
- [15] D.A. Balaev, K.A. Shaihtudinov, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **17**, 175 (2004).
- [16] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **48**, 5, 588 (2006).
- [17] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
- [18] 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).
- [19] 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).
- [20] T.K. Worthington, E. Olsson, T.M. Nichols, T.M. Shaw, D.R. Clarke. Phys. Rev. B **43**, 105 38 (1991).
- [21] W.M. Tieran, R. Joshi, R.B. Hallock. Phys. Rev. B **48**, 3423 (1993).
- [22] Y. Zhao, X.B. Zuge, J.M. Xu, L. Cao. Phys. Rev. B **49**, 6985 (1994).
- [23] R.J. Joshi, R.B. Hallock, J.A. Taylor. Phys. Rev. B **55**, 9107 (1997).

- [24] R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, M.M. Miller, C.H. Joshi, W.L. Carter, A.J. Rodenbush, M.D. Manlief, D. Aized. *Phys. Rev. B* **50**, 478 (1994).
- [25] D.H. Liebenberg, R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, P.C. McIntyre, M.J. Cima. *Phys. Rev. B* **51**, 11 838 (1995).
- [26] R.J. Soulen, T.L. Francavilla, A.R. Drews, L. Toth, M.S. Osofsly, W.L. Lechter, E.F. Skelton. *Phys. Rev. B* **51**, 1393 (1995).
- [27] Н.Д. Кузьмичев. *ФТТ*, **43**, *11*, 1934 (2001).
- [28] М.А. Васютин. *Письма в ЖТФ* **37**, *16*, 1 (2011).
- [29] К.Ю. Терентьев, Д.М. Гохфельд, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **53**, *12*, 2289 (2011).
- [30] P.W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
- [31] V. Ambegaokar, B.I. Halperin. *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1364 (1969).
- [32] M.P.A. Fisher. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989).
- [33] Yu.I. Kuzmin. *Phys. Rev. B* **64**, 094 519 (2001).
- [34] Ю.И. Кузьмин. *ФТТ* **43**, *7*, 1157 (2001).
- [35] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, *4*, 1125 (1994).
- [36] Y.J. Quian, Z.M. Tang, K.Y. Chen, B. Zhou, J.W. Qui, B.C. Miao, Y.M. Cai. *Phys. Rev. B* **39**, 4701 (1989).
- [37] M.T. Gonzalez, S.R. Curras, J. Maza, F. Vidal. *Phys. Rev. B* **63**, 224 511 (2001).
- [38] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **48**, *8*, 1374 (2006).
- [39] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **53**, *5*, 858 (2011).
- [40] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **50**, *6*, 961 (2008).
- [41] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. *ФТТ* **51**, *6*, 1046 (2009).
- [42] 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).
- [43] 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).
- [44] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев. *ПТЭ* **3**, 167 (1985).