

02,12

Влияние внутригранульных мейсснеровских токов и захваченного в гранулах потока на эффективное поле в межгранульной среде и гистерезис магнитосопротивления гранулярного ВТСП

© Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд

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

E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 18 июля 2022 г.

В окончательной редакции 18 июля 2022 г.

Принята к публикации 19 июля 2022 г.

Описание гистерезисных эффектов в магнитотранспортных свойствах гранулярных ВТСП (гистерезис магнитосопротивления $R(H)$ и связанные с ним особенности) основывается на концепции эффективного поля в межгранульной среде. Это эффективное поле является суперпозицией внешнего магнитного поля, и поля, наведенного магнитными моментами сверхпроводящих гранул. Магнитный момент гранул определяется экранирующими токами и захваченным магнитным потоком. С целью развития модели гистерезисных эффектов в магнитотранспортных свойствах гранулярных ВТСП проведено изучение и анализ влияния количества захваченного потока на магнитосопротивление и величину R_{Rem} (остаточное сопротивление в нулевом внешнем поле) после воздействия внешнего поля. Экспериментально показано, что поведение R_{Rem} от количества захваченного потока четко коррелирует с поведением остаточной намагниченности. Кроме того, особое внимание было уделено детальному сопоставлению магнитосопротивления гранулярного $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для двух случаев: (а) намагниченность ВТСП-гранул вызвана только захваченным магнитным потоком (в нулевом внешнем поле) и (б) ВТСП-гранулы находятся в мейсснеровском состоянии (в поле, меньшем первого критического поля гранул). Обнаружено, что воздействие на эффективное поле в межгранульной среде абрикосовских вихрей (а) и внутригранульных мейсснеровских токов (б) заметно различается (при одинаковых значениях намагниченности для случаев (а) и (б)). Обсуждается возможная причина такого различия.

Ключевые слова: гранулярные ВТСП, гистерезис магнитосопротивления, гистерезис намагниченности, захваченный поток, экранирующие токи.

DOI: 10.21883/FTT.2022.12.53637.442

1. Введение

Исследования магнитотранспортных свойств получаемых сверхпроводящих материалов являются неотъемлемой частью их характеризации [1–15]. Это касается как, ставших уже „классическими“, гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), так и новых, „гидридных“ сверхпроводников [13,14]. Малая длина когерентности, присущая сверхпроводникам с высокой критической температурой, обуславливает нетривиальные эффекты, связанные с гранулярностью материала. Если длина когерентности сравнима с размером области, разделяющей гранулы, фактически, с протяженностью межгранульной границы, то между гранулами формируется связь посредством эффекта Джозефсона. В этом случае гранулярный сверхпроводник можно представлять, как двухуровневую сверхпроводящую систему [15], в которой „сильный сверхпроводник“ — это ВТСП гранулы, а „слабый сверхпроводник“ — подсистема межгранульных границ (фактически, слабых связей джозефсоновского типа).

Для ВТСП классических составов — иттриевая, висмутовая и лантановая такая двухуровневость сверх-

проводящих свойств известна [15–21]. К настоящему времени предложена модель, объясняющая совокупность, на первый взгляд, сложных для объяснения, магнитотранспортных свойств [21–29]. Можно отметить серию недавних работ, в которых были обнаружены особенности поведения электросопротивления гранулярного $Y-Ba-Cu-O$ во внешних полях, указывающие на протекание топологического фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулеса в межгранульной среде [30–34]. Для некоторых низкотемпературных сверхпроводников также наблюдаются эффекты, связанные с джозефсоновской связью между сверхпроводящими гранулами [35–37], или сверхпроводящими областями [38], и, как следствие, с реализацией двухуровневой сверхпроводящей системы. В работе [39] был предложен целенаправленный поиск гистерезисных эффектов в поведении магнитосопротивления „гидридных“ сверхпроводников, которые могут сохранять сверхпроводимость до температур вблизи комнатной под высокими давлениями [13,14].

Описание гистерезисных эффектов в магнитотранспортных свойствах гранулярных сверхпроводников основывается на концепции эффективного поля в меж-

гранульной среде [21–29,40,41]. Это эффективное поле \mathbf{V}_{eff} является суперпозицией внешнего поля \mathbf{H} и поля \mathbf{V}_{ind} , наведенного магнитными моментами ВТСП гранул [21–29]. Здесь можно провести некую аналогию с молекулярным полем Вейсса для ферромагнетиков. И аналогично молекулярному полю Вейсса, поле \mathbf{V}_{ind} в межгранульной среде тоже связано с намагниченностью сверхпроводника $M(H)$, что, в результате, дает следующее выражение для эффективного поля \mathbf{V}_{eff} [21–29]:

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

Параметр α в выражении (1) включает в себя как усредненный размагничивающий фактор формы гранул, так и эффект сжатия магнитного потока в межгранульной среде [23,25–29]. О сжатии магнитного потока в межгранульной среде было впервые указано в работе [42]. Позже, в ряде работ была количественно определена степень сжатия магнитного потока (получена величина параметра α , которая численно составила $12 \div 25$) [23,25–29], и показано, что именно учет сжатия потока позволяет качественно и даже, в ряде случаев, количественно описать экспериментально наблюдаемые зависимости магнитосопротивления [43].

Намагниченность (кривая намагничивания) сверхпроводника определяется двумя вкладками — вихрями Абрикосова (захваченным потоком) и мейсснеровскими токами (диамагнитным сигналом). Количество захваченного потока определяется величиной максимального приложенного внешнего поля H_{max} и термомагнитной предысторией. После ввода/вывода внешнего поля (при $H = 0$) намагниченность сверхпроводника определяется только захваченным потоком, и сверхпроводник обладает остаточной намагниченностью M_{Rem} . В то же время, полностью диамагнитное состояние (без захвата магнитного потока) реализуется в диапазоне относительно небольших внешних полей. С целью дальнейшего развития модели, объясняющей гистерезисные эффекты в магнитотранспортных свойствах гранулярных сверхпроводников, в данной работе исследована корреляция между величинами остаточного сопротивления R_{Rem} (при $H = 0$ после ввода/вывода внешнего поля) и остаточной намагниченности M_{Rem} . Также, мы предлагаем метод экспериментального определения соотношения между параметрами α для мейсснеровских токов и для абрикосовских вихрей. Для достижения поставленной цели в данной работе проведен анализ и сопоставление величин магнитосопротивления гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a) в состоянии остаточной намагниченности, с варьируемым количеством захваченного потока и (b) в полностью мейсснеровском состоянии сверхпроводящих гранул.

2. Эксперимент

Исследованный образец ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ был приготовлен методом твердофазного синтеза из соответ-

ствующих оксидов с тремя промежуточными помолами. Дифрактограмма полученного образца показала только рефлексы, соответствующие структуре 1–2–3. Согласно результатам сканирующей электронной микроскопии (данные были получены на электронном микроскопе Hitachi-TM 4000), средний размер гранул составил $5 \mu\text{m}$ [44].

Электросопротивление R измерялось четырехзондовым методом; размеры образца составляли $0.8 \times 0.8 \times 6 \text{ mm}^3$. При измерениях $R(H)$ образец находился в среде жидкого азота, что обеспечило эффективный отвод выделяющегося тепла и позволило получить зависимости $R(H)$ в транспортном токе 300 мА без влияния эффекта джоулева разогрева. Внешнее поле, перпендикулярное направлению транспортного тока, задавалось электромагнитом. Часть измерений температурных зависимостей $R(T)$ проводилась с использованием установки PPMS-9T (при условиях охлаждения в нулевом внешнем поле). Нужно выделить два типа зависимостей $R(H)$: (1) после охлаждения в нулевом внешнем поле при увеличении поля измеряется начальная кривая магнитосопротивления $R(H_{\text{ini}})$, (2) после охлаждения без поля внешнее поле увеличивается до определенного максимального значения H_{max} , а затем циклируется в пределах $\pm H_{\text{max}}$; затем $|H_{\text{max}}|$ увеличивается на некоторую величину и поле опять циклируется в пределах $\pm H_{\text{max}}$, и так далее. Для случая (2) было получено семейство петель гистерезиса $R(H)$ при различных величинах $|H_{\text{max}}|$. Скорость изменения внешнего поля была постоянной и составляла 1 Ое/с.

Магнитные свойства (зависимости $M(H)$ и $M(T)$) были измерены на вибрационном магнетометре LakeShore VSM 8604 на том же ВТСП образце, на котором проведены измерения $R(H)$. Температура (77.4 К), скорость развертки внешнего магнитного поля, режимы измерения и взаимная конфигурация геометрических размеров образца и внешнего поля были идентичны измерениям магнитосопротивления.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Иллюстрация реализации двухуровневой сверхпроводящей системы исследованного гранулярного ВТСП на основании его магнитотранспортных свойств

По данным магнитных измерений температура перехода в сверхпроводящее состояние исследованного образца составила 92.8 К, и при этой же температуре наблюдается начало резистивного перехода (рис. 1, a). Величина плотности критического тока при $T = 77.4 \text{ K}$ в нулевом внешнем поле составила $\sim 80 \text{ A/cm}^2$. Указанные результаты типичны для гранулярных ВТСП со структурой 1–2–3.

На рис. 1 приведены зависимости сопротивления от температуры $R(T)$ в различных внешних полях (a)

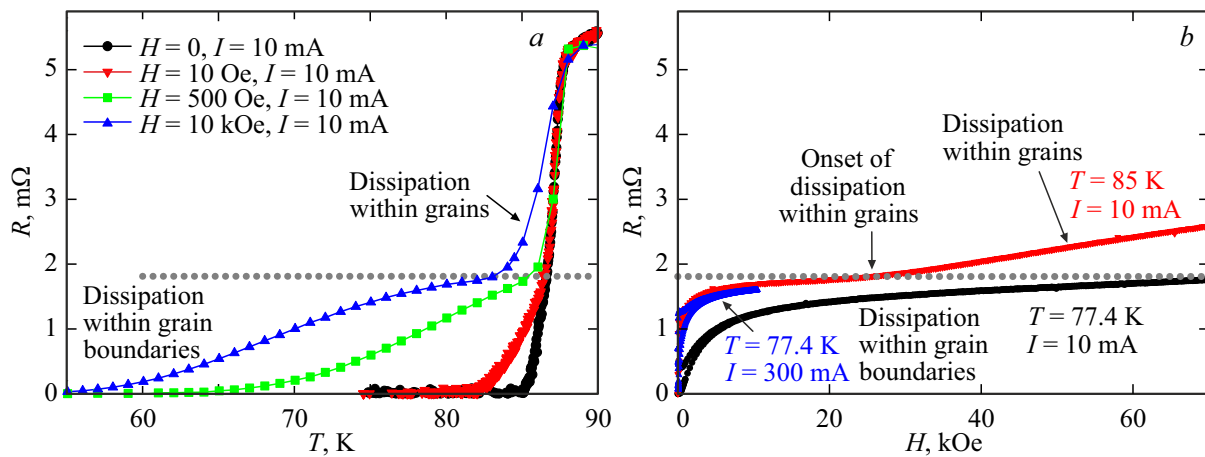


Рис. 1. Магнитотранспортные свойства (зависимости $R(T)$ — (a) и $R(H)$ — (b)) исследованного образца гранулярного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Условия эксперимента (внешнее поле H и транспортный ток I , значения температуры T) указаны в поле рисунка. Точечные горизонтальные линии на (a) и (b) разграничивают области, где происходит диссипация только в межгранульном пространстве (снизу) и в гранулах и межгранульном пространстве (сверху).

и магнитосопротивления $R(H)$ (b). Резкий скачок сопротивления соответствует сверхпроводящему переходу в ВТСП гранулах, а затянутая часть резистивного перехода, проявляющаяся даже в достаточно слабых внешних полях, соответствует переходу в межгранульных границах (рис. 1, a). Подобная „двухступенчатость“ режимов диссипации проявляется и в зависимостях $R(H)$, см. рис. 1, b. С увеличением поля сопротивление сначала достаточно резко возрастает, и затем, выходит на „промежуточное плато“. При дальнейшем увеличении внешнего поля сопротивление вновь начинает возрастать. Исходя из этого, можно говорить о двух режимах диссипации. В первом режиме диссипация происходит только в межгранульных границах (область относительно низких полей), во втором режиме (область больших полей) диссипация происходит уже в гранулах, а межгранульные границы полностью находятся в резистивном состоянии. Экспериментальные данные рис. 1 позволяют определить границы раздела между указанными режимами диссипации. Эти границы обозначены как горизонтальные точечные линии (масштабы по оси сопротивления одинаковы на рис. 1, a и 1, b), что иллюстрирует реализацию двухуровневой сверхпроводящей системы в гранулярном ВТСП. Проводимый ниже анализ гистерезисных зависимостей $R(H)$ соответствует режиму, в котором диссипация происходит только в межгранульных границах.

3.2. Петли магнитного гистерезиса: проявление двухуровневой сверхпроводящей системы и условие реализации мейсснеровского состояния ВТСП гранул

На рис. 2, a приведены части зависимостей $M(H)$ исследованного образца, полученные до различных значений $|H_{\max}|$. Для данных при $|H_{\max}| = 30$ Oe виден

гистерезис в области полей примерно до ± 8 Oe, а в диапазоне полей, больших этой величины, зависимость $M(H)$ становится обратимой функцией, линейно зависимой от внешнего поля. Гистерезис в области малых полей, очевидно, вызван откликом от подсистемы межгранульных границ, и в указанном диапазоне ± 8 Oe происходит полная экранировка внешнего поля во всем образце. Отметим, что описываемый „малый“ гистерезис наблюдался на гранулярных ВТСП ранее [45–47].

С увеличением внешнего поля, магнитный поток начинает проникать в ВТСП-гранулы, захват магнитного потока в гранулах приводит к появлению ярко выраженного гистерезиса зависимостей $M(H)$, см. рис. 2, b. При этом „малый“ гистерезис становится практически неразличимым (рис. 2, b). Такое поведение намагниченности (два различных по величине гистерезиса $M(H)$) является проявлением двухуровневой сверхпроводящей системы в гранулярных ВТСП. Отметим также, что приведенные на рис. 2, b зависимости $M(H)$ типичны для гранулярных ВТСП в области достаточно высоких температур [48–50], и асимметрия петель гистерезиса намагниченности относительно оси абсцисс объясняется ослаблением пиннинга абрикосовских вихрей в приповерхностном слое гранул [48–50].

Для гранулярного (или поликристаллического) ВТСП, вместо первого критического поля H_{C1} , уместнее использовать термин „первое поле проникновения“ H_{C1G}^* в гранулы [51,52]. Для определения этого поля целесообразно рассмотреть поведение величины остаточной намагниченности M_{Rem} (пример определения M_{Rem} показан на рис. 2, a), как функции максимального приложенного поля H_{\max} , см. рис. 3. Из этого рисунка видно, что зависимость $M_{\text{Rem}}(H_{\max})$ имеет характерный S-образный вид; выход на плато при значениях H_{\max} , порядка 300–400 Oe, обусловлен тем, что при этих величинах H_{\max} положение зависимости $M(H)$ в окрест-

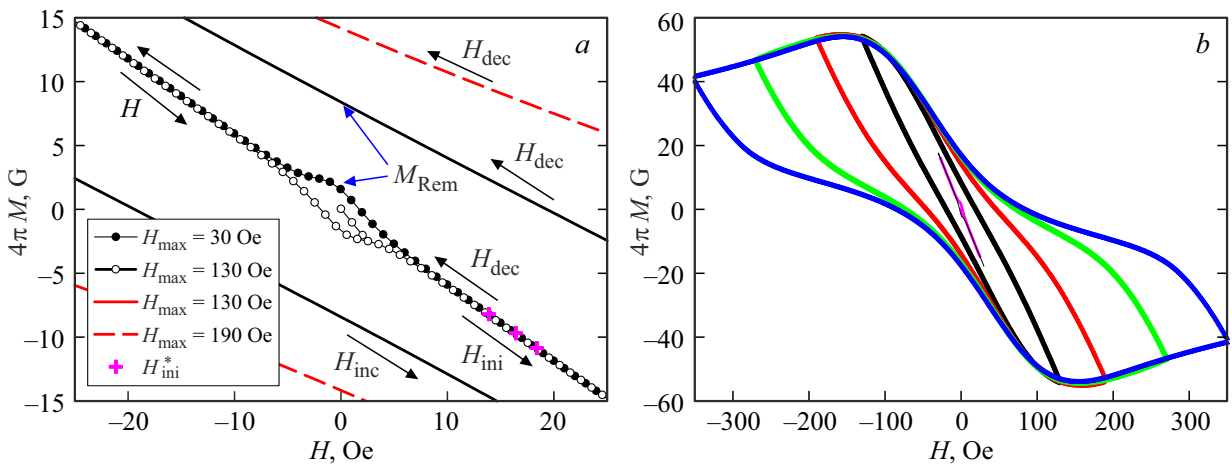


Рис. 2. Типичные петли магнитного гистерезиса $M(H)$ для исследованного образца $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $T = 77.4$ К, полученные до различных значений максимального приложенного поля H_{max} . (a) — увеличенный масштаб в окрестности $H = 0$ (значения H_{max} указаны в легенде), (b) — полный масштаб. Стрелки на (a) показывают направление изменения внешнего поля, и также даны обозначения возрастающего H_{inc} (H_{ini} — для начальной кривой намагничивания), убывающего H_{dec} полей и остаточной намагненности M_{Rem} ; также указаны точки $M(H_{ini}^*)$ для сопоставления с зависимостью $R(H_{ini})$, см. текст.

ности начала координат становится близким для предельной петли гистерезиса. Ненулевое значение M_{Rem} при небольших значениях H_{max} является проявлением „малого гистерезиса“ от подсистемы межгранульных границ (см. рис. 2, a). Вставка рис. 3 иллюстрирует поведение $M_{Rem}(H_{max})$ в области малых полей; здесь данные приведены в единицах emu . Горизонтальными штриховыми линиями показана инструментальная погрешность ($\pm 2 \cdot 10^{-5} \text{emu}$). Из вставки рис. 3 видно, что отход зависимости $M_{Rem}(H_{max})$ от постоянного значения происходит в окрестности $H_{max} \approx 35$ Ое. Логично, что это значение внешнего поля можно считать полем первого проникновения H_{C1G}^* в гранулы ВТСП. В диапазоне

полей, по крайней мере, до 35 Ое, в ВТСП гранулах реализуется только мейсснеровское состояние, и захвата потока нет.

3.3. Гистерезис $R(H)$ и влияние величины H_{max} на остаточное сопротивление R_{Rem}

На рис. 4, a приведены, как начальная кривая магнитосопротивления $R(H_{ini})$, так и зависимость $R(H)$, полученная при циклировании внешнего поля до значения $H_{max} = \pm 310$ Ое. Из этого рисунка видно взаимное расположение $R(H_{ini})$ и ветвей спадающего $R(H_{dec})$ и возрастающего $R(H_{inc})$ поля. Зависимость $R(H)$ при циклировании поля симметрична относительно оси ординат. Точка пересечения $R(H_{dec})$ и $R(H_{inc})$ находится при $H = 0$, и это — остаточное сопротивление R_{Rem} после ввода/вывода поля. На рис. 4, b приведено семейство зависимостей $R(H)$, полученных при циклировании внешнего поля до различных значений H_{max} (на этом рисунке показана, в основном, положительная область внешнего поля). Видно, что с увеличением H_{max} величина остаточного сопротивления R_{Rem} возрастает. В нашем эксперименте были измерены петли магнитосопротивления для различных значений H_{max} , и зависимость R_{Rem} от H_{max} , полученная из набора экспериментальных данных, показана на рис. 5, a.

Зависимости $R_{Rem}(H_{max})$ на рис. 5, a, также, как и зависимости $R(H)$ на рис. 4 соответствуют тому режиму, в котором диссипация происходит только в межгранульной среде. Это видно из сопоставления данных рис. 4 и рис. 1, b: многократное увеличение тока (от 10 до 300 мА) не приводит к диссипации в гранулах и зависимость $R(H)$ находится внутри области, соответствующей диссипации только в межгранульных границах.

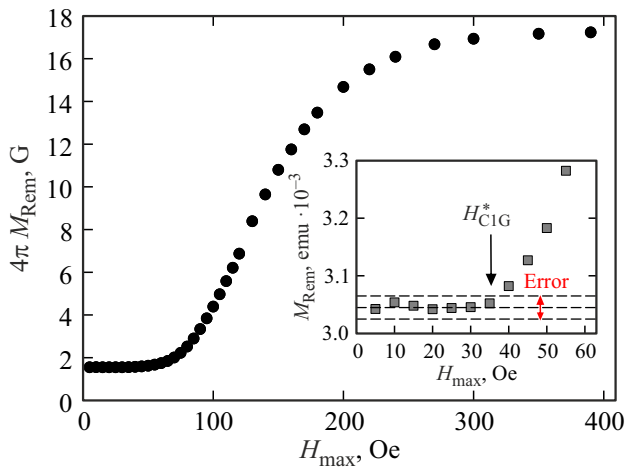


Рис. 3. Зависимость остаточной намагненности M_{Rem} от максимального приложенного поля H_{max} . На вставке: поведение $M_{Rem}(H_{max})$ в абсолютных единицах намагненности (emu) с указанием инструментальной ошибки; указано поле H_{C1G}^* , см. текст.

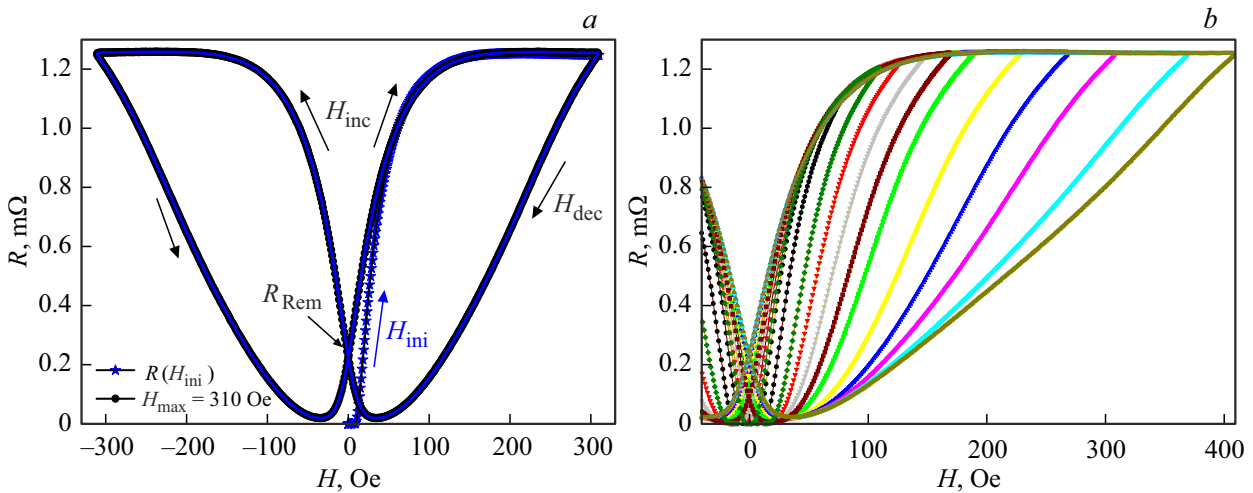


Рис. 4. (а) — начальная кривая магнитосопротивления $R(H_{ini})$ и гистерезисная зависимость $R(H)$, при изменении внешнего поля до $H_{max} = \pm 310$ Oe. Стрелки показывают направление изменения поля, даны обозначения возрастающего H_{inc} и убывающего H_{dec} полей, а также остаточного сопротивления R_{Rem} , (b) — участки петель магнитосопротивления при циклировании до различных значений поля $\pm H_{max}$.

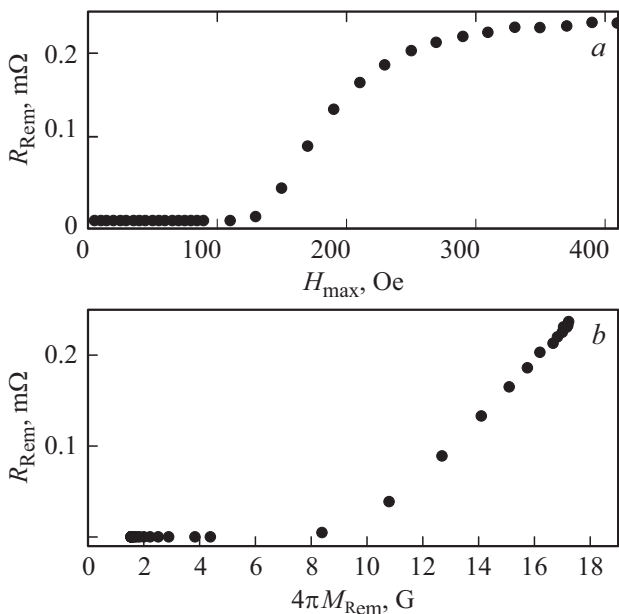


Рис. 5. Остаточное сопротивление R_{Rem} в зависимости от внешнего поля (а) и остаточной намагниченности (b).

3.4. Концепция эффективного поля в межгранульной среде гранулярного ВТСП

Согласно концепции эффективного поля в межгранульной среде гранулярного ВТСП наблюдаемое магнитосопротивление определяется величиной эффективного поля B_{eff} (см. Введение). На основании полученных выше результатов, рассмотрим случай, когда вся диссипация (ненулевое сопротивление) происходит только в межгранульной среде, а в гранулах сохраняется со-

стояние с „нулевым“ сопротивлением. Выражение (1) записано в векторной форме, и для того, чтобы перейти к величине B_{eff} , необходимо рассмотреть взаимное расположение линий магнитной индукции от магнитных моментов ВТСП гранул и направления внешнего поля, см. рис. 6. В этом схематическом представлении рассматриваются магнитные моменты ВТСП гранул \mathbf{M}_G ($\Sigma \mathbf{M}_G = \mathbf{M}_{tot}$, проекция \mathbf{M}_{tot} на ось \mathbf{Z} — это магнитный момент всего образца). Когда внешнее поле возрастает ($H = H_{inc}$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_Z$), \mathbf{M}_G направлены против внешнего поля ($\mathbf{M}_{GZ} = |\mathbf{M}_G|$), и эта ситуация соответствует отрицательным значениям намагниченности на рис. 2. В этом случае линии магнитной индукции от \mathbf{M}_G в области границы между гранулами сонаправлены внешнему полю, см. рис. 6 (штриховые линии). Если при $H = H_{dec}$ значения намагниченности принимают положительные значения (первый квадрант рис. 2), то $\mathbf{M}_{GZ} = |\mathbf{M}_G|$ и $\mathbf{M}_{GZ} \parallel \mathbf{H}$. В этом случае, направления векторов \mathbf{M}_G и линий магнитной индукции, показанные на рис. 6, изменятся на противоположные (будут направлены против внешнего поля). Вышесказанное позволяет переписать выражение (1) в скалярном виде, как $B_{eff}(H) = H - 4\pi \cdot \alpha M(H)$. Поскольку магнитосопротивление сверхпроводника — четная функция магнитного поля, то нужно брать модуль эффективного поля, что приводит к следующему выражению

$$B_{eff}(H) = |H - 4\pi \cdot \alpha \cdot M(H)|. \quad (2)$$

Отметим, что видимая на рис. 6 „густота“ линий магнитной индукции в пространстве между гранулами отражает эффект сжатия потока в межгранульной среде гранулярного ВТСП, что проявляется в больших значениях параметра α , необходимых для описания экспериментального гистерезиса магнитосопротивления [23,25–29,43,44].

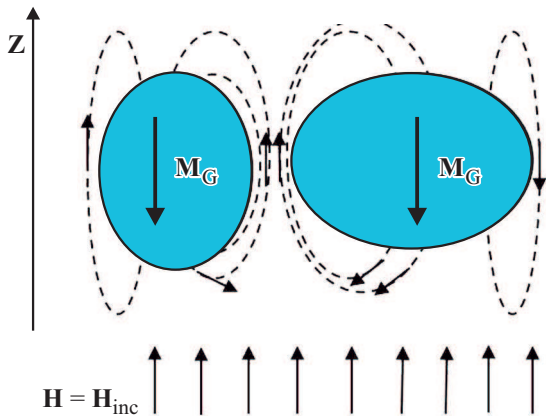


Рис. 6. Схематическое представление взаимного направления относительно оси Z , вдоль которой приложено возрастающее внешнее поле H_{inc} , магнитных моментов M_G двух соседних ВТСП-гранул, а также линий магнитной индукции (штриховые линии) от M_G . Гранулы показаны овалами, пространство между ними — межгранульная граница (в реальных гранулярных ВТСП-гранулы имеют микронные размеры, а толщина межгранульных границ имеет порядок нанометров).

Что касается перехода от эффективного поля к электросопротивлению, то R является функцией B_{eff} , которое является функцией поля: $R = f(B_{eff}(H))$. Функция f — это обычно выражение аррениусовского типа, оперирующая с отношением энергии пиннинга (или энергии джозефсоновской связи) и термической энергии [53,54].

3.5. Взаимосвязь остаточного сопротивления R_{Rem} и остаточной намагниченности M_{Rem}

Вернемся к рассмотрению остаточного сопротивления R_{Rem} (рис. 4, 5, а). С некоторой долей условности, зависимость $R_{Rem}(H_{max})$, приведенная на рис. 5, а, аналогична зависимости $M_{Rem}(H_{max})$ на рис. 4. Сравнивая данные рис. 4 и рис. 5, а, можно отметить, что обе зависимости, как $M_{Rem}(H_{max})$, так и $R_{Rem}(H_{max})$ проявляют тенденцию к насыщению. Для условий остаточной намагниченности и (или) остаточного сопротивления выражение (2) переписывается в следующем виде

$$B_{effRem} = 4\pi \cdot \alpha \cdot M_{Rem}. \quad (3)$$

Это выражение объясняет одинаковую тенденцию к насыщению зависимостей $R_{Rem}(H_{max})$ и $M_{Rem}(H_{max})$, учитывая, что сопротивление — функция эффективного поля $R \sim f(B_{eff})$. На рис. 5, б показана зависимость R_{Rem} от M_{Rem} , получаемая при одинаковых значениях H_{max} . Нулевые значения сопротивления вплоть до величины $4\pi \cdot M_{Rem} \approx 8 \text{Gs}$ определяются тем, что транспортный ток в данном случае меньше величины межгранульного критического тока. С дальнейшим ростом величины захваченного потока эффективное поле в межгранульной среде (B_{effRem} — выражение (3)) растет, и это приводит

к монотонному росту R_{Rem} в соответствии с рассмотрением процессов диссипации [53]. Таким образом, данные рис. 5, б, фактически, представляют собой начальную зависимость сопротивления межгранульной среды от величины намагниченности гранул, и при этом последняя определяется только захваченным внутри гранул потоком (вихрями Абрикосова).

3.6. Обоснование метода определения параметра α для мейсснеровских токов и абрикосовских вихрей

Если в п. 3.5 рассматривалось состояние, в котором намагниченность гранул определяется только захваченным потоком, то во внешних полях до величины H_{C1G}^* ($\approx 35 \text{Oe}$ для $T = 77.4 \text{K}$, см. п. 3.2 и рис. 2) в гранулах реализуется только мейсснеровское состояние (при охлаждении в нулевом внешнем поле). Этот случай соответствует начальной кривой намагничивания $M(H_{ini})$, либо, в случае магнитосопротивления — зависимости $R(H_{ini})$.

В выражениях (1) и (2) параметр α , по сути, является коэффициентом пропорциональности между намагниченностью гранул (в соответствующей системе единиц) и полем, наведенным в межгранульную среду. Наша идея заключается в том, чтобы сравнить эффективные поля для двух различных состояний в ВТСП гранулах: мейсснеровского состояния (при этом в гранулах нет абрикосовских вихрей) и для состояния захваченного потока (при этом в гранулах нет мейсснеровских токов). Сравнение эффективных полей для указанных состояний будет справедливым при одинаковом значении сопротивления $R = \text{const}$ в них, поскольку это условие эквивалентно условию $B_{eff} = \text{const}$.

На рис. 7, в увеличенном масштабе в диапазоне небольших внешних полей, приведены, как зависимость $R(H_{ini})$, так и участки зависимостей $R(H_{inc})$, $R(H_{dec})$ при выборочных значениях H_{max} (указаны на рисунке). Горизонтальные отрезки на рис. 7 проведены от значений R_{Rem} до их пересечения с зависимостью $R(H_{ini})$ для иллюстрации условия $R_{Rem} = R_{ini}$ и пояснения нахождения значений H_{ini}^* , при которых $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$. Условие $R_{Rem} = R_{ini}(H_{ini}^*)$ эквивалентно условию равенства эффективных полей

$$B_{effRem} = B_{eff}(H_{ini}^*). \quad (4)$$

B_{effRem} определяется только величиной остаточной намагниченности (выражение (3)). Эффективное поле $B_{eff}(H_{ini}^*)$ для начальной зависимости магнитосопротивления, согласно выражению (2), будет определяться как

$$B_{eff}(H_{ini}^*) = |H_{ini}^* - 4\pi \cdot \alpha \cdot M(H_{ini}^*)|. \quad (5)$$

Величины $M(H_{ini}^*)$ содержатся в данных по намагниченности на рис. 2, а, и на этом же рисунке показаны точки зависимости $M(H_{ini}^*)$ при значениях H_{ini}^* , соответствующих рис. 7. Отметим, что, все полученные значения

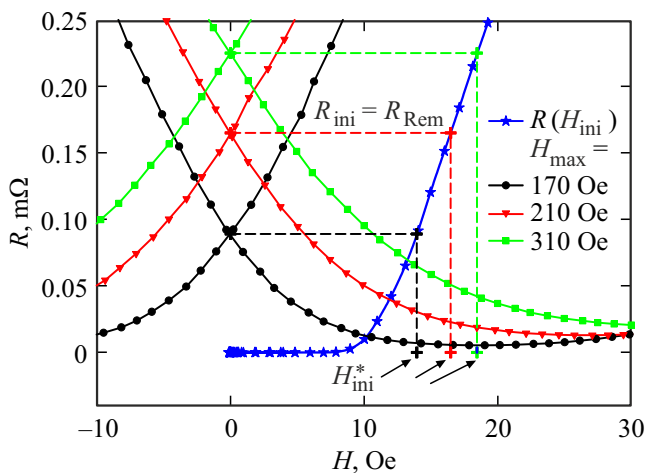


Рис. 7. Участок гистерезисных зависимостей $R(H)$ вблизи $H = 0$ при различных указанных значениях максимального приложенного поля H_{max} . Горизонтальные штриховые линии соответствуют условию $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$. Также показано определение значений H_{ini}^* .

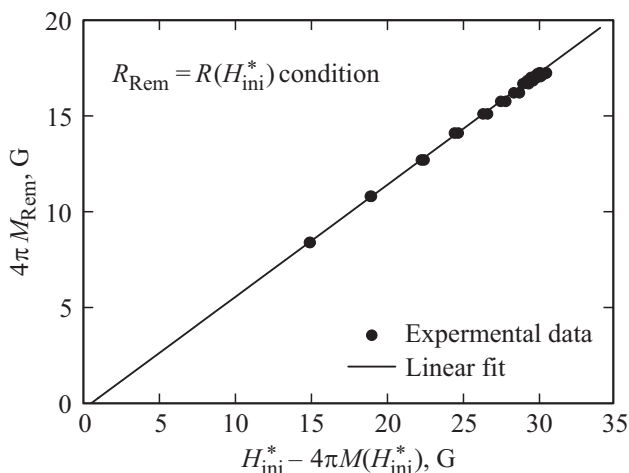


Рис. 8. Экспериментальные значения $4\pi \cdot M_{Rem}$ от $(H_{ini}^* - 4\pi \cdot M(H_{ini}^*))$, определенные по условию $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$, см. рис. 8.

H_{ini}^* лежат в диапазоне $9 \div 20$ Oe, что соответствует мейснеровскому состоянию ВТСП гранул.

Теперь, вместо одного общего параметра α , введем параметры α_A и α_M , характеризующие сгущение линий магнитной индукции только от абрикосовских вихрей и только от мейснеровских токов соответственно. В результате, на основании (3) и (5), условие равенства эффективных полей (4) можно записать в виде

$$4\pi \cdot \alpha_A \cdot M_{Rem} = H_{ini}^* - 4\pi \cdot \alpha_M \cdot M(H_{ini}^*). \quad (6)$$

В нашем эксперименте были измерены петли магнитосопротивления для 15-ти различных значений H_{max} , при которых можно провести анализ в рамках выражения (6) (необходимо, чтобы в состоянии после ввода/вывода поля образец демонстрировал ненулевое

значение R_{Rem}). Экспериментальные значения $4\pi \cdot M_{Rem}$ и $(H_{ini}^* - 4\pi \cdot M(H_{ini}^*))$ приведены на рис. 8, из которого видно, что они подчиняются линейной зависимости. Анализ данных рис. 8 позволяет определить соотношение между α_A и α_M с высокой точностью. Для данных рис. 8 равенство (6) (и, также условие $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$) выполняется при следующем соотношении: $\alpha_M = 1.52\alpha_A - 1.66$. Однозначно, что $\alpha_M \neq \alpha_A$ и если учесть, что сам параметр α может достигать величин порядка 12–25 [23,25–29,43,44], то

$$\alpha_M > \alpha_A. \quad (7)$$

Намагниченность сверхпроводника обусловлена двумя противоположными по знаку вкладками: мейснеровскими токами и вихрями Абрикосова. Их вклад в поле в межгранульной среде также различен по знаку, что может быть видно, например, из представления рис. 6, если поочередно заменять M_G на магнитный момент от мейснеровского тока M_M , либо от вихрей Абрикосова M_A . Если внешнее поле возрастает и $H \parallel Z$, то M_M антипараллелен Z , а $M_A \parallel Z$. Тогда линии магнитной индукции от вихрей в межгранульных промежутках имеют направление, противоположное, а от мейснеровских токов — параллельное внешнему полю направление [55]. Полученное неравенство (7) подразумевает различное влияние захваченного потока и мейснеровских токов на эффективное поле в межгранульной среде. Иными словами, „один гаусс“ от мейснеровских токов приводит к большему сопротивлению в межгранульной среде, чем „один гаусс“ от абрикосовских вихрей.

Можно указать одну из возможных причин, приводящих к неравенству (7). Хотя исследуемый ВТСП иттриевой системы обладает значительно меньшей анизотропией критического тока (и, соответственно, диамагнитного сигнала), чем ВТСП висмутовой системы, отношение критических токов вдоль c -оси J_{Cc} и в $a-b$ плоскости J_{Ca-b} для иттриевого ВТСП не является малым: $J_{Ca-b}/J_{Cc} \sim 4-8$ [52,56,57]. В этом случае мейснеровские токи J_{Ma-b} , текущие в $a-b$ плоскостях, значительно превосходят мейснеровские токи J_{Mc} , текущие в плоскостях, параллельных оси c [58]. Регистрируемая в магнитных измерениях намагниченность (это проекция намагниченности на ось Z , см. рис. 6) гранулярного ВТСП образца показывает некое усредненное по всем магнитным моментам от токов J_{Ma-b} и J_{Mc} значение (с учетом того, что кристалл ографические оси с гранул расположены хаотически). Однако локально магнитные моменты (особенно это касается токов J_{Ma-b}) могут иметь более сильное влияние на межгранульные промежутки, чем это ожидается для усредненного значения намагниченности.

Вихри Абрикосова в гранулярном ВТСП пронизывают множество гранул, причем вихри демонстрируют непростую динамику в зависимости от величины поля и температуры [59–61]. Внутри анизотропных гранул вихри также стремятся располагаться вдоль c -оси [53,57],

то есть отклоняться от направления внешнего поля. Однако, пластичность вихревой решетки может уменьшать это отклонение. По нашему мнению, влияние анизотропии гранул на величину M_{Rem} незначительно. Разное действие анизотропии гранул на мейсснеровские токи и захваченные вихри объясняет неравенство (7).

4. Заключение

Гистерезисное поведение магнитосопротивления гранулярных ВТСП сопровождается многими интересными особенностями, одной из которых является наличие остаточного сопротивления R_{Rem} после воздействия внешнего магнитного поля. Основное внимание в данной работе было уделено влиянию внешнего максимального приложенного поля H_{max} , или, что эквивалентно, влиянию захваченного потока на R_{Rem} . В результате анализа полученных на образце ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ данных нами получены следующие результаты. Показано, что R_{Rem} четко коррелирует с величиной остаточной намагниченности M_{Rem} . При этом M_{Rem} определяется только захваченным в гранулах магнитным потоком, а соответствующая диссипация, определяющая величину R_{Rem} , происходит только в межгранульных границах. Также было проведено сопоставление магнитосопротивления ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для двух случаев, в которых реализуется либо только мейсснеровское состояние (диамагнетизм) в гранулах, либо есть только захваченный в гранулах поток (в нулевом внешнем поле). Это, при учете данных по намагниченности, позволило определить соотношение между параметрами (α_M и α_A), характеризующими степень сгущения магнитного потока в межгранулярной среде. В концепции эффективного поля (выражение (2)) именно сгущение потока в межгранулярной среде определяет большинство особенностей поведения магнитосопротивления гранулярных ВТСП. Оказалось, что параметр α различен для мейсснеровских токов и для захваченного потока (вихрей Абрикосова), причем, выполняется неравенство $\alpha_M > \alpha_A$. Иными словами, изменение намагниченности на „один гаусс“ от мейсснеровских токов дает больший вклад в эффективное поле в межгранулярной среде, чем изменение намагниченности на „один гаусс“ от абрикосовских вихрей. Одной из причин обнаруженного факта может быть анизотропия сверхпроводящих свойств ВТСП в пределах одной гранулы, хотя, в целом направления кристаллографических осей гранул (кристаллитов) в гранулярном ВТСП распределены случайно. В результате, при описании гистерезиса магнитосопротивления гранулярного ВТСП, для эффективного поля в межгранулярной среде необходимо учитывать, что $\alpha_M > \alpha_A$. Полученный вывод может быть полезным не только для объяснения магнитотранспортных свойств, но и важным для анализа магнитных свойств гранулярных сверхпроводников, обладающих анизотропией.

Благодарности

Авторы благодарят В.М. Соснина, А.А. Красикова за обсуждение результатов, И.В. Немцева за электронную микроскопию образца, М.А. Почекутова за помощь в проведении магнитотранспортных измерений.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240008 „Влияние внедрения парамагнитных ионов редкоземельных элементов на сверхпроводящие свойства материалов на основе YBCO“.

Исследование микроструктуры и магнитные измерения были проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Pratima, S. Vats. J. Supercond. Nov. Magn. (2022). <https://doi.org/10.1007/s10948-022-06206-8>
- [2] K. Jin, G. He, X. Zhang, S. Maruyama, S. Yasui, R. Suchoski, J. Shin, Y. Jiang, H.S. Yu, J. Yuan, L. Shan, F.V. Kusmartsev, R.L. Greene, I. Takeuchi. Nature Commun. **6**, 7183 (2015). <https://doi.org/10.1038/ncomms8183>
- [3] M.A. Olutas, A. Kilic, K. Kilic, A. Altinkok. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3369 (2013).
- [4] V.V. Derevyanko, M.S. Sungurov, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel', Yu.N. Shakhov. Phys. Solid State **59**, 229 (2017).
- [5] X. Zhu, H. Yang, L. Fang, G. Mu, H.-H. Wen. Supercond. Sci. Technol. **21** (2008) 105001.
- [6] A. Altinkok, K. Kilic, M. Olutas, A. Kilic. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3085 (2013). <https://doi.org/10.1007/s10948-013-2139-y>
- [7] A.A. Bykov, K.Yu. Terent'ev, D.M. Gokhfel'd, N.E. Savitskaya, S.I. Popkov, M.I. Petrov. J. Supercond. Nov. Magn. **31**, 3867 (2018).
- [8] K.A. Shaikhutdinov, D.A. Balaev, S.I. Popkov, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 491 (2007).
- [9] I. Pallecchi, C. Tarantini, Y. Shen, R.K. Singh, N. Newman, P. Cheng, Y. Jia, H.-H. Wen, M. Putti. Supercond. Sci. Technol. **31**, 034007 (2018). doi.org/10.1088/1361-6668/aaaa6
- [10] D.M. Gokhfel'd, D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.I. Petrov. Phys. Solid State **57**, 11, 2145 (2015). DOI: 10.1134/S1063783415110128
- [11] A. Palau, T. Puig, X. Obradors, E. Pardo, C. Navau, A. Sanchez, A. Usoskin, H.C. Freyhardt, L. Fernández, B. Holzapfel, R. Feenstra. Appl. Phys. Lett. **84**, 230 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1639940>
- [12] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaikhutdinov, D.M. Gokhfel'd, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 495 (2007). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/20/6/002>

- [13] M.I. Eremets, V.S. Minkov, A.P. Drozdov, P.P. Kong, V. Ksenofontov, S.I. Shylin, S.L. Bud'ko, R. Prozorov, F.F. Balakirev, Dan Sun, S. Mozaffari, L. Balicas. *J. Supercond. Nov. Magn.* **35**, 965 (2022).
- [14] I.A. Troyan, D.V. Semenok, A.G. Kvashnin, A.V. Sadakov, O.A. Sobolevskiy, V.M. Pudalov, A.G. Ivanova, V.B. Prapakpenka, E. Greenberg, A.G. Gavriiliuk, I.S. Lyubutin, V.V. Struzhkin, A. Bergara, I. Errea, R. Bianco, M. Calandra, F. Mauri, L. Monacelli, R. Akashi, A.R. Oganov. *Adv. Mater.* **2006832** (2021).
- [15] L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.470>
- [16] M.I. Petrov, D.A. Balaev, K.A. Shaikhutdinov, K.S. Aleksandrov. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 798 (2001). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/14/9/333>
- [17] G.L. Bhalla, Pratima, A. Malik, K.K. Singh. *Physica C* **391**, 17 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(03\)00805-0](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(03)00805-0)
- [18] D. Lopez, R. Decca, F. de la Cruz. *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 276 (1992). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/1S/061>
- [19] M. Prester. *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 333 (1998).
- [20] 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).
- [21] D.A. Balaev, A.A. Dubrovskii, K.A. Shaykhutdinov, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, Yu.S. Gokhfeld, M.I. Petrov. *JETP* **108**, 241 (2009). <https://doi.org/10.1134/S106377610902006X>
- [22] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Bykov, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. *Physica C* **470**, 61 (2010). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2009.10.007>
- [23] 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**, 093918 (2011). <https://doi.org/10.1063/1.3657775>
- [24] D.A. Balaev, A.A. Bykov, S.V. Semenov, S.I. Popkov, A.A. Dubrovskii, K.A. Shaykhutdinov, M.I. Petrov. *Phys. Solid State* **53**, 922 (2011). <https://doi.org/10.1134/S1063783411050052>
- [25] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.I. Petrov. *J. Supercond. Nov. Magn.* **27**, 1425 (2014). <https://doi.org/10.1007/s10948-014-2491-6>
- [26] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.A. Pochekutov. *J. Appl. Phys.* **122**, 123902 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4986253>
- [27] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *Physica C* **550**, 19 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2018.04.005>
- [28] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *J. Supercond. Nov. Magn.* **32**, 2409 (2019). <https://doi.org/10.1007/s10948-019-5043-2>
- [29] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *Phys. Solid State* **62**, 1136 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063783420070239>
- [30] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *J. Exp. JETP Phys.* **107**, 787 (2008).
- [31] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Phys. Solid State* **60**, 470 (2018).
- [32] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *JETP Lett.* **108**, 243 (2018).
- [33] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *J. Low Temp. Phys.* **44**, 194 (2018).
- [34] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *J. Low Temp. Phys.* **46**, 550 (2020).
- [35] J. Barzola-Quiquia, S. Dusari, C. Chilotte, P. Esquinazi. *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 463 (2011). <https://doi.org/10.1007/s10948-010-0973-8>
- [36] C. Tien, C.S. Wur, K.J. Lin, E.V. Charnaya, Yu.A. Kumzerov. *Phys. Rev. B* **61**, 12, 14834 (2000).
- [37] A.A. Shikov, M.G. Zemlyanov, P.P. Parshin, A.A. Naberezhnov, Yu.A. Kumzerov. *Phys. Solid State* **54**, 2345 (2012). <https://doi.org/10.1134/S106378341212030X>
- [38] D.A. Balaev, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, K.A. Shaikhutdinov, O.N. Mart'yanov, M.I. Petrov. *J. Exp. JETP Phys.* **110**, 4, 584 (2010).
- [39] J.E. Hirsh. *J. Supercond. Nov. Magn.* (2022). <https://doi.org/10.1007/s10948-022-06340-3>
- [40] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Tech. Phys.* **53**, 321 (2008). <https://doi.org/10.1134/S1063784208030067>
- [41] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Phys. Solid State* **50**, 1001 (2008). <https://doi.org/10.1134/S1063783408060012>
- [42] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura. *Phys. Rev. B* **66**, 11478 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.184514>
- [43] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev. *J. Appl. Phys.* **125**, 033903 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5066602>
- [44] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld. *J. Supercond. Nov. Magn.* **34**, 1067 (2021). <https://doi.org/10.1007/s10948-021-05812-2>
- [45] J. Jung, M.-K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Franck. *Phys. Rev. B* **42**, 6181 (1990).
- [46] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, C. Simon. *Supercond. Sci. Technol.* **14** 904 (2001).
- [47] F. Pérez, X. Obradors, J. Fontcuberta, X. Bozec, A. Fert. *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 161 (1996).
- [48] D.-X. Chen, R.W. Cross, A. Sanchez. *Cryogenics* **33**, 7, 695 (1993). [https://doi.org/10.1016/0011-2275\(93\)90022-G](https://doi.org/10.1016/0011-2275(93)90022-G)
- [49] D.M. Gokhfeld. *Phys. Solid State* **56**, 2380 (2014). <https://doi.org/10.1134/S1063783414120129>
- [50] D.M. Gokhfeld. *Tech. Phys. Lett.* **45**, 1 (2019). <https://doi.org/10.1134/S1063785019010243>
- [51] C. Böhmer, G. Brandstätter, H.W. Weber. *Supercond. Sci. Technol.* **10**, A1 (1997).
- [52] R. Liang, P. Dosanjh, D.A. Bonn, W.N. Hardy, A.J. Berlinsky. *Phys. Rev. B* **50**, 7, 4212 (1994).
- [53] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Gekshkebein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
- [54] D.H. Liebenberg, R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, P.C. McIntyre, M.J. Cima. *Phys. Rev. B* **51**, 11838 (1995). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.11838>
- [55] S.V. Semenov, D.M. Gokhfel'd, K.Yu. Terent'ev, D.A. Balaev. *Phys. Solid State*, **63**, 12, 1785 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421100334
- [56] A. Umezawa, G.W. Crabtree, J.Z. Liu, T.J. Moran, S.K. Malik, L.H. Nunez, W.L. Kwok, C.H. Sowers. *Phys. Rev. B* **38**, 4, 2843 (1988).
- [57] S.J. Bending, M.J.W. Dodgson. *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, R955 (2005). DOI: 10.1088/0953-8984/17/35/R01
- [58] D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev. *Phys. Solid State* **62**, 7, 1145 (2020). DOI: 10.1134/S1063783420070069
- [59] M.R. Koblishka, S.P. Kumar Naik, A. Koblishka-Veneva, M. Murakami, D.M. Gokhfeld, E.S. Reddy, G.J. Schmitz. *Materials* **12**, 6, 853 (2019). <https://doi.org/10.3390/ma12060853>
- [60] M.R. Koblishka, S.P. Kumar Naik, A. Koblishka-Veneva, D.M. Gokhfeld, M. Murakami. *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 4, 044008 (2020). <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab72c3>
- [61] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, A. Shaulov. *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.68.911>

Редактор К.В. Емцев