

02,05

Свойства петли малого магнитного гистерезиса гранулярных ВТСП: диапазон существования, остаточная намагниченность и релаксация намагниченности

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

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

E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 30 января 2024 г.

В окончательной редакции 30 января 2024 г.

Принята к публикации 31 января 2024 г.

Петля магнитного гистерезиса гранулярного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) может определяться как захватом вихрей Абрикосова в гранулах, так и проникновением и захватом магнитного потока в области границ между гранулами. Подсистема межгранулярных границ гранулярного ВТСП является джозефсоновской средой, поэтому захваченный поток в ней — это вихри Джозефсона. Экранирующие внешнее магнитное поле токи Мейснера пересекают межгранулярные границы, что, совместно с влиянием захваченных джозефсоновских вихрей, обуславливает, так называемый, „малый“ магнитный гистерезис от подсистемы межгранулярных границ. В работе подробно исследованы и описаны свойства малого магнитного гистерезиса гранулярных ВТСП-системы Y–Ba–Cu–O. Определены экспериментальные условия, включая магнитную предысторию, в которых вклад малого гистерезиса в общую намагниченность гранулярного ВТСП значителен, либо становится исчезающе малым. Дано объяснение различному проявлению вклада малого гистерезиса при различной магнитной предыстории. В условиях, когда остаточная намагниченность определяется только захватом потока в межгранулярных границах, измерена релаксация намагниченности, связанная с диссипацией вихрей Джозефсона. Указаны сходство и различие такой релаксации с известной релаксацией, связанной с диссипацией вихрей Абрикосова. Форма малой петли магнитного гистерезиса была описана с помощью модели критического состояния.

Ключевые слова: гранулярный высокотемпературный сверхпроводник, магнитный гистерезис, вихри Джозефсона, релаксация намагниченности, пиннинг.

DOI: 10.61011/FTT.2024.04.57786.11

1. Введение

Петля магнитного гистерезиса сверхпроводника, т.е. зависимость намагниченности от внешнего поля $M(H)$, отражает его основные характеристики, важные для практических применений. Это касается как приложений в устройствах, использующих диамагнитный отклик, либо захваченный сверхпроводником магнитный поток [1,2], так и силовых приложений (кабели, ограничители тока короткого замыкания, электромагнитные моторы) [3–10], поскольку высота петли гистерезиса $M(H)$ пропорциональна плотности критического тока. Подходы к описанию гистерезисного поведения намагниченности сверхпроводников к настоящему времени развиты на достаточном уровне, чтобы надежно определять и критическую плотность тока в магнитных полях и устанавливать особенности, связанные с механизмами пиннинга абрикосовских вихрей. Экспериментально гистерезис намагниченности различных сверхпроводящих материалов, также изучен достаточно полно, это касается и класса высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП).

Тем не менее, для гранулярных ВТСП-систем, есть одна особенность магнитного гистерезиса, наблюдаю-

щаяся в области слабых полей, которая исследована в гораздо меньшей степени, чем гистерезис в диапазоне умеренных и сильных магнитных полей. Речь в данной работе пойдет о так называемой „малой петле“ магнитного гистерезиса [11–15]. Для классических гранулярных ВТСП-систем на основе иттрия и висмута в окрестности температуры жидкого азота малый гистерезис зависимости $M(H)$ наблюдается в диапазоне до 10–20 Oe [11–15], в низких температурах — до нескольких десятков Эрстед [12,15]. Достаточно логично, что в слабых полях диамагнитный отклик соответствует полному экранированию поля в гранулярном образце, при этом мейснеровские токи текут как в ВТСП-гранулах, так и через межгранулярные границы. Токи через межгранулярные границы обусловлены эффектом Джозефсона, и с увеличением внешнего поля джозефсоновская связь между гранулами разрушается, что приводит к исчезновению малого гистерезиса. В больших магнитных полях магнитные свойства гранулярного ВТСП определяются мейснеровскими токами и захватом магнитного потока только в ВТСП-гранулах.

Несмотря на имеющееся качественное описание магнитных свойств в области слабых полей, свойства малого магнитного гистерезиса гранулярных ВТСП ис-

следованы недостаточно полно. Цитированные выше работы [11–15] являются достаточно репрезентативным списком исследований малого магнитного гистерезиса, а ряд особенностей магнитных свойств в слабых полях еще требует изучения и объяснения. Например, в недавней работе [16] было показано, что полный магнитный гистерезис гранулярного ВТСП иттриевой системы, является однозначной суперпозицией намагниченностей от межгранулярных границ (малого гистерезиса) и намагниченности гранул („большой гистерезис“) только при определенных условиях. Фактически, подсистемы гранул и межгранулярных границ являются связанными, гранулы с „сильной сверхпроводимостью“ порождают „слабую сверхпроводимость“ (джозефсоновскую среду) в межгранулярной среде. И в то же время магнитные моменты гранул индуцируют дополнительное поле в межгранулярное пространство, что приводит к подавлению малого гистерезиса [16]. Настоящая работа посвящена подробному изучению свойств малого гистерезиса гранулярных ВТСП иттриевой системы, включая поведение остаточной намагниченности и ее релаксацию.

2. Эксперимент

Гранулярный ВТСП состава $Y_{0.98}Gd_{0.02}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ был приготовлен по стандартной технологии твердофазного синтеза из соответствующих оксидов. Результаты подробной характеристики этого образца приведены в работе [17]. Согласно анализу порошковой дифрактограммы образец однофазный, по данным электронной микроскопии средний размер d_G сверхпроводящих гранул $4 \mu m$. Температура перехода T_C в сверхпроводящее состояние составила $93.8 K$, плотность транспортного критического тока $j_C \sim 20 A/cm^2$ при $T = 77.4 K$. Далее этот образец обозначен как YBCO-G. Другой образец ВТСП номинальной формулы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, исследованный в данной работе, подробно охарактеризован в работах [16,18,19], для него $d_G \approx 10 \mu m$, $T_C = 93.8 K$, плотность транспортного критического тока $j_C(T = 77.4 K) \sim 150 A/cm^2$. Далее этот образец обозначен как YBCO-S.

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнетометре LakeShore VSM 8604. Для измерений образцы были изготовлены в форме шара диаметрами $\approx 2.5 mm$ (YBCO-G) и $\approx 3.5 mm$ (YBCO-S). Скорость изменения поля при измерении зависимостей $M(H)$ составляла $\sim 0.5-1 Oe/s$ для области полей до $150-200 Oe$; при измерениях до максимальных полей $200-1000 Oe$ скорость изменения поля составляла $\sim 5 Oe/s$. Изначально образец охлаждался в нулевом внешнем поле. При измерениях семейства петель с различными значениями максимального приложенного поля H_{max} каждое последующее значение поля H_{max} было больше предыдущего. Для измерения зависимости остаточной намагниченности (в нулевом поле) от величины H_{max} в некоторых случаях использовался режим

измерения остаточной намагниченности при постоянной температуре (Isothermal Remanence Magnetization — IRM). Экспериментальные значения внешнего поля были скорректированы с учетом размагничивающего фактора образца.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Большая и малая петли магнитного гистерезиса и условия их сосуществования

На рис. 1 приведено семейство петель магнитного гистерезиса образца YBCO-G при $T = 77.4 K$, полученных при различных значениях поля $\pm H_{max}$. Значения H_{max} последовательно увеличивались на $5 Oe$ до $H_{max} \approx 120 Oe$, при $H_{max} > 120 Oe$ поле H_{max} увеличивалось на $10 Oe$, при $H_{max} > 180 Oe$, H_{max} увеличивалось на $20 Oe$, и далее в больших полях уже на 50 и на $150 Oe$ (некоторые точки $+H_{max}$ указаны на рис. 1).

Вид зависимостей $M(H)$ на рис. 1 типичен для гранулярных ВТСП. Асимметричная форма зависимостей $M(H)$ относительно оси абсцисс объясняется наличием поверхностного слоя в гранулах, в котором пиннинг вихрей Абрикосова ослаблен (глубина этого слоя и вклад от его равновесной намагниченности возрастают при приближении температуры к T_C) [20–24]. На рис. 2 данные рис. 1 приведены в увеличенном масштабе в окрестности начала координат. Описанный во Введении малый магнитный гистерезис отчетливо виден на рис. 2, и, в первом приближении, этот гистерезис наблюдается на фоне линейного по полю диамагнитного отклика сверхпроводящих гранул.

Обратим внимание на одну особенность семейства петель гистерезиса с различными значениями H_{max} ,

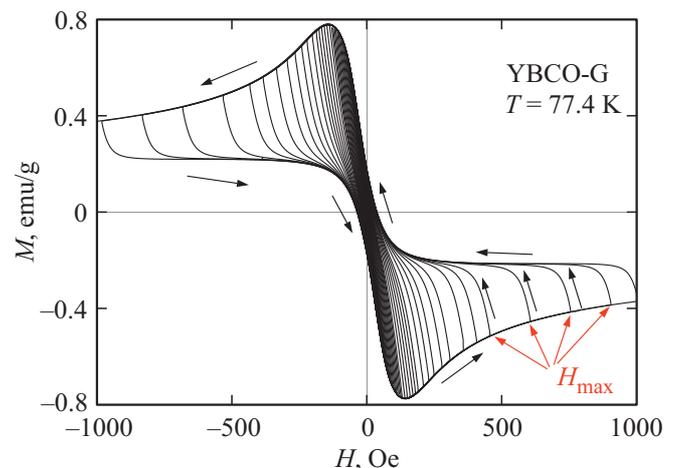


Рис. 1. Петли гистерезиса намагниченности образца YBCO-G, полученные при различных величинах максимального приложенного поля $\pm H_{max}$ с последовательным увеличением величины H_{max} . Черные стрелки показывают направление изменения внешнего поля, красные стрелки показывают значения максимального поля H_{max} в некоторых циклах перемагничивания.

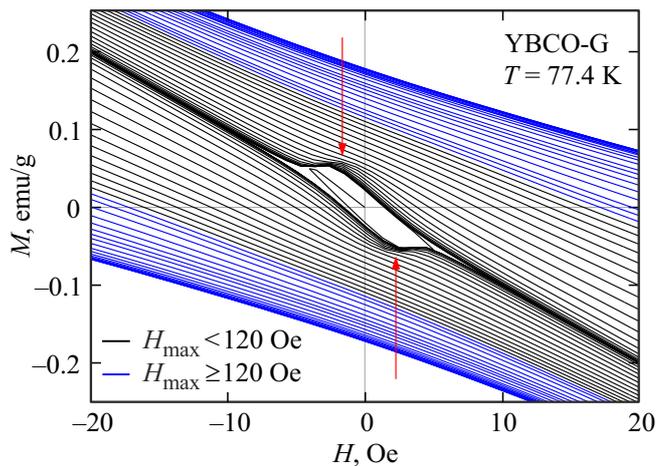


Рис. 2. Данные рис. 1 в увеличенном масштабе относительно начала координат, стрелки указывают на обсуждаемую в тексте аркообразную особенность. Цветом выделены зависимости $M(H)$ при $H_{\max} < 120$ Oe и при $H_{\max} \geq 120$ Oe.

выделенную на рис. 2. Стрелками на рис. 2 указаны характерные аркообразные особенности зависимостей $M(H)$, соответствующие экстремумам петли малого магнитного гистерезиса, получаемыми при вычете диамагнитного отклика сверхпроводящих гранул (рис. 7). Из данных рис. 2 видно, что с ростом H_{\max} аркообразные особенности становятся менее выраженными, и при достаточно больших значениях H_{\max} такие особенности вообще отсутствуют. Математически, в отсутствие даже слабовыраженной аркообразной особенности можно убедиться, если на производной функции $dM(H)/dH$ нет экстремума в области полей вблизи $H = 0$. В нашем случае для образца YBCO-G производная $dM(H)/dH$ не демонстрирует таких экстремумов при $H_{\max}^* \sim 120$ Oe и больших значениях H_{\max} . На рис. 2 зависимости $M(H)$, начиная с $H_{\max}^* \sim 120$ Oe, выделены цветом. Величина изменения намагниченности в окрестности аркообразной особенности при значениях $H_{\max} \sim 10-40$ Oe не является малой, и это изменение должно проявляться и на фоне зависимости $M(H)$ в окрестности $H = 0$ при $H_{\max}^* \sim 120$ Oe. Следовательно, есть фактор, уменьшающий вклад малого магнитного гистерезиса в общую зависимость $M(H)$.

Как было показано в работе [16], таким фактором является влияние магнитных моментов сверхпроводящих гранул межгранульные границы. Объяснение основано на концепции эффективного поля в межгранульной среде гранулярного ВТСП [25–30]. Линии магнитной индукции \mathbf{B}_{ind} от магнитных моментов гранул \mathbf{M}_G (\mathbf{M}_G — суперпозиция вкладов от вихрей Абрикосова и от токов Мейсснера в гранулах) замыкаются через межгранульные промежутки, см. схематическое представление на рис. 3, а. В результате, индуцированное моментами \mathbf{M}_G поле в межгранульной среде \mathbf{B}_{ind} , дает вклад в суммарное эффективное поле \mathbf{B}_{eff} в межгранульной среде:

$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{B}_{\text{ind}}$. С учетом знака величины намагниченности M (рис. 3, а) для скалярного значения эффективного поля справедливо следующее выражение [25–30]:

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

Здесь параметр α отражает сжатие магнитного потока в межгранульной среде (рис. 3, а) гранулярного ВТСП, и ввиду этого факта значение α достигает 12–20 [25–30].

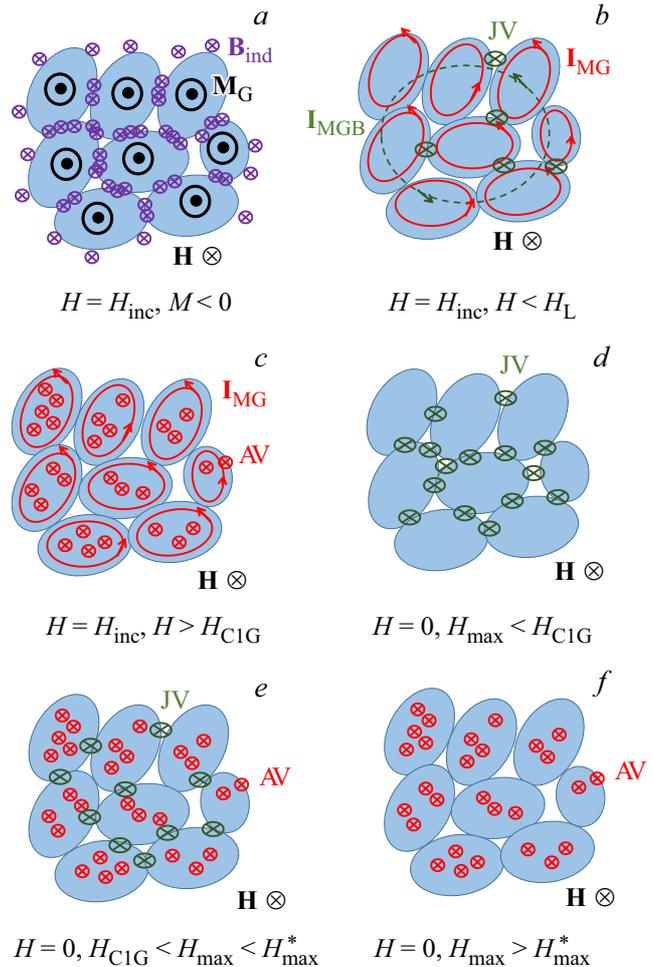


Рис. 3. Схематическое представление гранулярного ВТСП во внешнем поле для различных величин внешнего поля и магнитной предыстории. ВТСП-гранулы изображены овалами, места их соприкосновения — межгранульные границы. Показаны случаи увеличения внешнего поля $H = H_{\text{inc}}$ и отсутствия внешнего поля $H = 0$. (а) — расположение направлений векторов магнитных моментов гранул \mathbf{M}_G и линий магнитной индукции \mathbf{B}_{ind} (индуцированных \mathbf{M}_G), замыкающихся через межгранульные границы; густота \mathbf{B}_{ind} соответствует общей картине эффекта сжатия магнитного потока. (b) и (c) — наличие (отсутствие) токов Мейсснера через межгранульные границы \mathbf{I}_{MG} и внутри гранул \mathbf{I}_{MG} , а также вихрей Джозефсона JV и Абрикосова AV в указанных диапазонах внешнего поля (диапазон $H_L \approx 15-20$ Oe на (b) соответствует $T = 77$ K). (d), (e), (f) — наличие (отсутствие) вихрей Джозефсона JV и Абрикосова AV при $H = 0$ после приложения поля H_{\max} в указанных диапазонах.

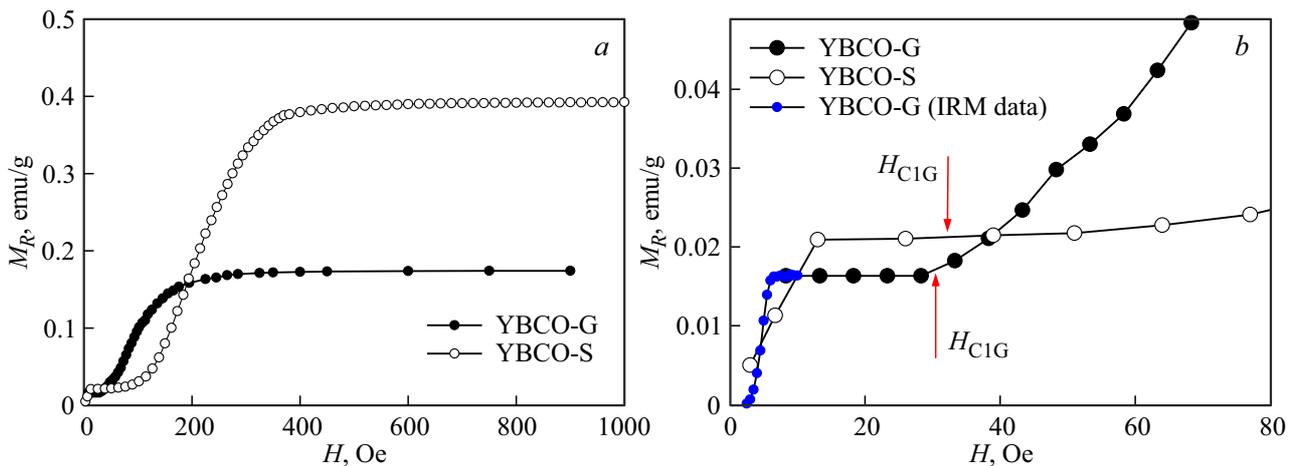


Рис. 4. Зависимости остаточной намагниченности M_R от величины максимально приложенного поля H_{\max} исследованных образцов в диапазоне полей до 1 кОе (а) и в диапазоне малых полей (б). На (б) стрелками указаны точки, в которых M_R отклоняется от постоянного значения, что соответствует началу проникновения поля в ВТСП-гранулы.

Из анализа в рамках выражения (1) следует, что основное влияние на достаточно небольшой диапазон существования малого гистерезиса оказывают магнитные моменты гранул посредством индуцированного ими поля \mathbf{V}_{ind} [16]. Влияние M_G приводит к подавлению отклика от малого гистерезиса и в окрестности $H = 0$ после приложения поля H_{\max} , т.е., исчезновению аркообразной особенности зависимости $M(H)$ при $H_{\max}^* \sim 120$ Ое и больших значениях H_{\max} . Для образца YBCO-S значение, H_{\max}^* , при котором аркообразная особенность на зависимости $M(H)$ исчезает, составляет ~ 160 Ое [16].

3.2. Поведение остаточной намагниченности M_R в зависимости от H_{\max} и магнитное состояние в различных диапазонах внешнего поля

Зависимости $M_R(H_{\max})$ приведены на рис. 4, а, б. В достаточно больших полях ($H_{\max} > 400$ Ое) зависимость $M_R(H_{\max})$ выходит на насыщение (рис. 4, а). Это — типичное поведение остаточной намагниченности сверхпроводников II рода, в котором при достаточно больших величинах H_{\max} общий ход зависимости $M(H)$ в большом диапазоне полей не зависит от H_{\max} [16,30–32]. Подобную тенденцию можно наблюдать и из данных рис. 1: при $H_{\max} > 400$ Ое часть петли гистерезиса $M(H)$ в полях менее $\sim \pm 200$ Ое, почти не зависит от H_{\max} .

Также в области малых полей на зависимости $M_R(H_{\max})$ существует и промежуточное плато, отчетливо видимое в увеличенном масштабе на рис. 4, б. Зависимость $M_R(H_{\max})$ имеет форму S-образной функции (на большом масштабе полей — двойной S-образной функции). Эта часть зависимости $M_R(H_{\max})$ отражает эволюцию остаточной намагниченности малого гистерезиса, т.е. намагниченности подсистемы межгранульных границ, и „промежуточное“ плато в диапазоне $H_{\max} \sim 10\text{--}30$ Ое соответствует аналогичному

плато $M_R(H_{\max})$ для подсистемы гранул в больших ($H_{\max} > 400$ Ое) полях.

Поле, при котором в области промежуточного плато зависимость $M_R(H_{\max})$ начинает отклоняться от постоянного значения (фактически, начинает раскрываться петля „большого“ гистерезиса), является полем первого проникновения в сверхпроводящие гранулы H_{C1G} . Из рис. 4, б можно определить, что значение H_{C1G} для образца YBCO-G составляет ≈ 30 Ое. Для образца YBCO-S зависимости $M(H)$ при различных значениях H_{\max} для температуры 77.4 К приведены в работе [16]. Соответствующие зависимости $M_R(H_{\max})$ приведены на рис. 4. Из рис. 4, б видно, что величина H_{C1G} составляет ≈ 35 Ое [16].

При детальном рассмотрении данных рис. 2 (увеличении масштаба по оси ординат) можно заключить, что для образца YBCO-G диапазон существования малого гистерезиса находится в пределах до $H_L \approx \pm 15\text{--}20$ Ое. Для образца YBCO-S такой диапазон составляет $\approx \pm 20$ Ое [16]. Приведенные значения поля H_L меньше поля первого проникновения в гранулы H_{C1G} . Следовательно, процессы проникновения поля в подсистемы межгранульных границ и гранул строго разграничены. Поэтому можно указать различающиеся магнитные состояния для различных диапазонов внешнего поля.

В слабых полях (малый гистерезис), при $H \leq H_L$, внешнее поле проникает в подсистему межгранульных границ в виде джозефсоновских вихрей (J_V на рис. 3) [33–35]. Мейсснеровские токи текут в обеих подсистемах, только в случае малого гистерезиса эти токи I_{MGB} протекают через межгранульные границы, экранируя внешнее поле во всем образце, а в случае большого гистерезиса мейсснеровские токи I_{MG} экранируют поле внутри гранул. Это показано на схематическом представлении на рис. 3, б, с. Суперпозиция мейсснеровских токов (I_{MGB} и I_{MG}) и вихрей Джозефсона

определяют форму петли малого магнитного гистерезиса. Если максимальное поле H_{\max} не превысило H_{C1G} , то после снятия внешнего поля ($H = 0$) в системе есть только вихри Джозефсона.

При увеличении внешнего поля больше, чем H_{C1G} , внешнее поле проникает в гранулы в виде абрикосовских вихрей (AV на рис. 3). И если максимальное поле не превысило значение H_{\max}^* ($H_{\max} < H_{\max}^*$, п. 3.1), то в небольших полях остается вклад малого гистерезиса в суммарный магнитный гистерезис, и в гранулярном сверхпроводнике присутствуют и мейснеровские токи двух типов (I_{MGB} и I_{MG}), и вихри двух типов (JV и AV). Для условия $H_{\max} < H_{\max}^*$ после снятия внешнего поля (при $H = 0$) захваченный поток представляет собой как вихри Абрикосова в гранулах, так и вихри Джозефсона. В условиях, когда малая петля магнитного гистерезиса сильно подавлена, т.е., при $H > H_L$ (рис. 3, c), а также вблизи нулевого поля, после приложения поля $H > H_{\max}^*$ (рис. 3, f), вместо наличия выраженных запиннигованных джозефсоновских вихрей (см. п.п. 3.1), видимо следует говорить о полном проникновении поля в межгранулярную среду и течениях вихрей Джозефсона в ней.

И, наконец, если $H_{\max} > H_{\max}^*$, то как при возрастании поля (в диапазоне $H_{\max} > H_{\max}^*$), так и при убывании поля, включая случай $H = 0$, захваченный поток присутствует только в гранулах в виде вихрей Абрикосова (рис. 3, f).

3.3. Релаксация намагниченности межгранулярной подсистемы с течением времени

Совокупность представленных выше (п. 3.2) характерных значений внешнего поля (H_L , H_{C1G} , H_{\max}^*) позволяет определить условия существования в образце (i) только вихрей Джозефсона и (ii) только вихрей Абрикосова (без мейснеровских токов). Условие (i) выполняется при $H = 0$ после приложения внешнего поля H_{\max} , не большего H_{C1G} , см. рис. 3, d. Условие (ii) выполняется при $H = 0$ после приложения внешнего поля превышающего значение H_{\max}^* (120 и 160 Oe для образцов YBCO-G и YBCO-S соответственно), см. рис. 3, f. При $H = 0$, после приложения поля H_{\max} такой величины, что выполняется двойное неравенство $H_{C1G} < H_{\max} < H_{\max}^*$, в образце есть и джозефсоновские вихри, и вихри Абрикосова, см. рис. 3, e.

Намагниченность сверхпроводника, как и любая другая физическая величина, обладающая гистерезисным поведением при изменении внешнего параметра, демонстрирует релаксацию при постоянстве этого внешнего параметра, в данном случае — при $H = \text{const}$. Релаксация намагниченности гранулярных ВТСП исследована достаточно подробно [25, 26, 30, 36–39], однако, насколько нам известно, релаксация, связанная только с джозефсоновскими вихрями, не исследовалась. Этот случай соответствует условию (i), определенному выше. Основываясь на этом, мы измерили эволюцию остаточной на-

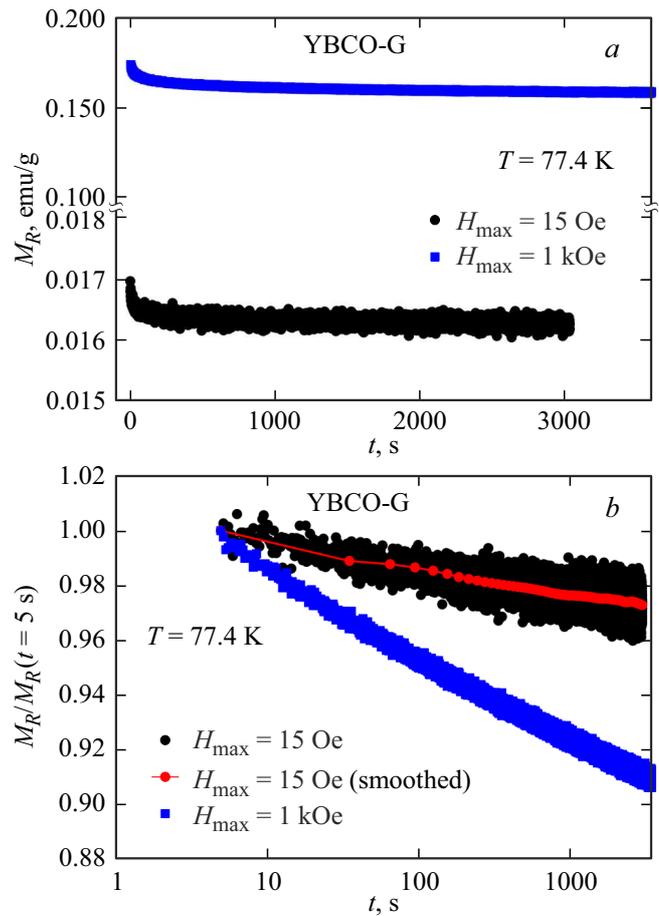


Рис. 5. Зависимость остаточной намагниченности M_R от времени образца YBCO-G после приложения внешнего поля H_{\max} величиной 15 Oe и 1 kOe. (a) — $M_R(t)$, (b) — данные по M_R нормированы на величину при $t = 5$ s, ось абсцисс — логарифмическая шкала. Для данных при $H_{\max} = 15$ Oe показана также сглаженная зависимость $M_R(t)$.

магниченности M_R с течением времени в нулевом поле после приложения поля $H_{\max} = 15$ Oe (в данном случае $H_{\max} < H_{C1G}$). Для выявления особенности релаксации намагниченности, связанной с диссипацией вихрей Джозефсона, мы также измерили релаксацию, связанную с диссипацией вихрей Абрикосова. Для этого была измерена остаточная намагниченность M_R (в нулевом поле) при условии (ii), при этом внешнее поле задавалось до значения $H_{\max} = 1$ kOe ($H_{\max} \gg H_{\max}^*$, $H_{\max} \gg H_{C1G}$).

Зависимости $M_R(t)$ при указанных условиях для образцов YBCO-G и YBCO-S приведены на рис. 5, a и 6, a соответственно. Наблюдается достаточно значимое уменьшение остаточной намагниченности с течением времени. В первом приближении изменение намагниченности со временем неплохо следует логарифмической зависимости $M(t)/M(t_0) \sim 1 - \text{const} \ln(t/t_0)$. Это можно видеть из данных рис. 5, b и 6, b, где зависимости $M_R(t)$ приведены в координатах $M_R(t)/M_R(t = 5 \text{ s})$, t , и по оси абсцисс использована логарифмическая шкала.

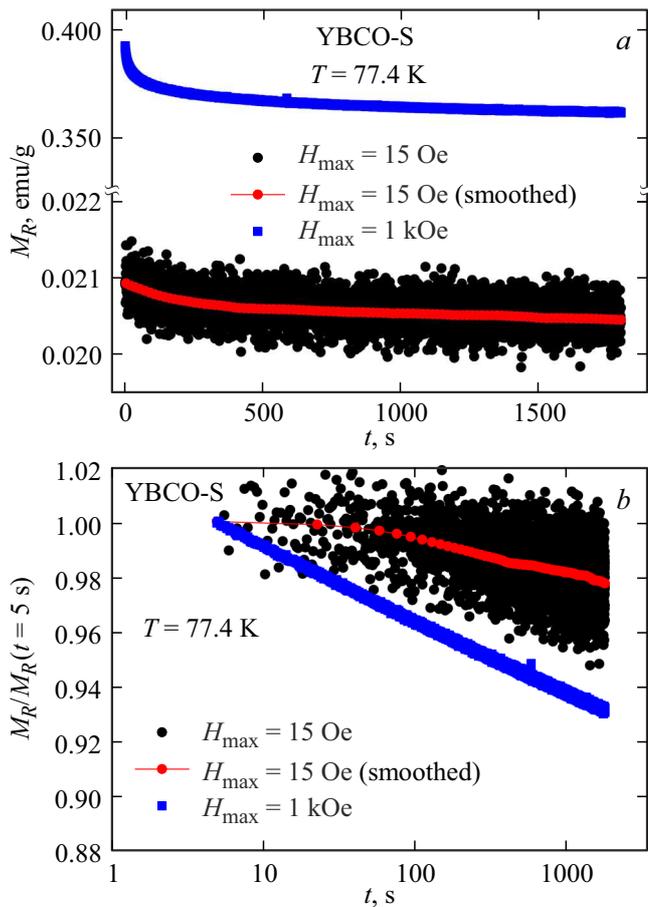


Рис. 6. Зависимость остаточной намагниченности M_R от времени образца YBCO-S после приложения внешнего поля H_{\max} величиной 15 Ое и 1 кОе. (а) — $M_R(t)$, (б) — данные по M_R нормированы на величину при $t = 5$ s, ось абсцисс — логарифмическая шкала. Для данных при $H_{\max} = 15$ Ое показана также сглаженная зависимость $M_R(t)$.

Данные для двух исследованных образцов согласуются, за время ~ 3000 s намагниченность, связанная с диссипацией вихрей Абрикосова (после $H_{\max} = 1$ кОе), уменьшается на ≈ 7 –9%, в то время как для релаксации, связанной с вихрями Джозефсона, это уменьшение не превышает 3%.

Для сверхпроводников достаточно часто наблюдается логарифмическая релаксация намагниченности со временем [37], начиная с $t_0 \sim 10$ –100 s, хотя есть и отклонения от данной зависимости, связанные с проявлением состояния типа вихревого стекла [36,37] или квантового туннелирования вихрей (при низких температурах) [38]. В общем случае релаксация намагниченности объясняется преодолением вихрями потенциала пиннинга (барьера), т.е. термоактивационным процессом. И можно показать [37], что скорость изменения намагниченности (при $H = \text{const}$) зависит от энергетической величины барьера U_P , который преодолевает вихрь:

$$M(t)/M(t_0) \sim 1 - (k_B \cdot T/U_P) \cdot \ln(t/t_0). \quad (2)$$

Обработка данных рис. 5, б и 6, б по выражению (2) дает следующие величины барьера U_P : для вихрей Джозефсона $U_{PJV} \approx 1.47$ eV (образец YBCO-G), 1.3 eV (образец YBCO-S) и для вихрей Абрикосова $U_{PAV} \approx 0.52$ eV (образец YBCO-G) и 0.62 eV (образец YBCO-S). Значения U_{PAV} типичны для гранулярных ВТСП иттриевой системы [37,25,30]. Большее значение U_{PJV} для вихрей образца YBCO-S (по сравнению с YBCO-G) логично связать с большей плотностью транспортного критического тока j_C этого образца. Однако основным интересным и новым результатом является то, что энергетический барьер для джозефсоновского вихря значительно (в 2–3 раза) больше, чем для абрикосовского вихря. Необходимы дальнейшие детальные исследования релаксации намагниченности соответствующей процессам в подсистеме джозефсоновских вихрей, при различных внешних полях.

3.4. Малая петля магнитного гистерезиса и плотность критического тока

На основании результатов п. 3.1 и 3.2 можно заключить, что в области полей, меньших H_{C1G} , зависимость $M(H)$ гранулярного ВТСП аддитивна вкладом от подсистем межгранулярных границ $M_{GB}(H)$ (малый гистерезис) и от гранул $M_G(H)$: $M(H) = M_{GB}(H) + M_G(H)$. При этом $M_G(H) = \chi \cdot H$, где $\chi < 0$. Следовательно, функция $M_{GB}(H)$ может быть корректно выделена по выражению

$$M_{GB}(H) = M(H) - \chi \cdot H. \quad (3)$$

На рис. 7, а приведены зависимости $M(H)$ и $M_G(H) = \chi \cdot H$, а также полученная с помощью выражения (3) петля малого магнитного гистерезиса $M_{GB}(H)$ YBCO-G. На рис. 7, б приведены зависимости $M(H)$ в области существования малого гистерезиса для образца YBCO-S при температурах 77.4, 85 и 87 К. Рис. 8 иллюстрирует петли малого магнитного гистерезиса (зависимости $M_{GB}(H)$) образца YBCO-G (рис. 8, а) и YBCO-S (рис. 8, б) при $T = 77.4, 85$ и 87 К.

Форма петли малого магнитного гистерезиса (рис. 7) имеет свои характерные отличия от соответствующего гистерезиса ВТСП-гранул (рис. 1). Это неудивительно, поскольку малая и большая петли вызваны откликами от совершенно различных сверхпроводящих подсистем. В то же время характерная картина проникновения магнитного потока в сверхпроводник схожа для обеих подсистем в гранулярном образце. Модель критического состояния [40] работает как для абрикосовских вихрей, проникающих в гранулы в достаточно больших полях [41], так и для джозефсоновских вихрей, проникающих в гранулярный сверхпроводник в малых полях [42,43]. Следовательно, можно ожидать, что модель, описывающая намагниченность гранул, будет описывать и намагниченность подсистемы межгранулярных границ.

Величина плотности внутригранулярного критического тока j_{CG} может быть оценена из высоты большой петли

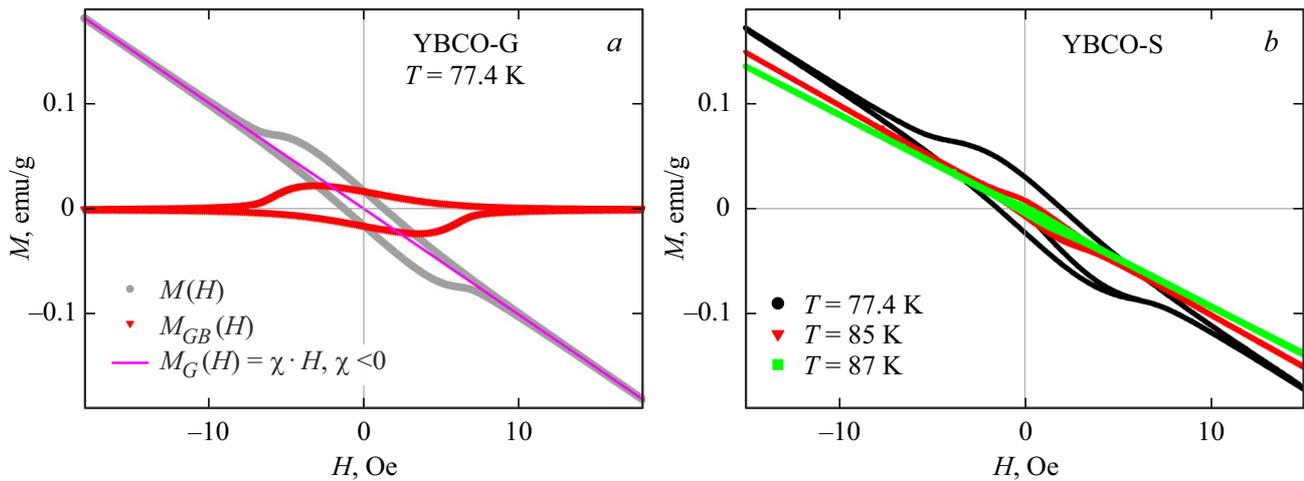


Рис. 7. *a* — петли магнитного гистерезиса $M(H)$ образца YBCO-G при $H_{\max} = \pm 20$ Oe, линейная зависимость $M_G(H) = \chi H$, соответствующая диамагнетизму ВТСП гранул ($\chi < 0$), и вклад от подсистемы межгранулярных границ $M_{GB}(H)$, полученный после вычета диамагнитного вклада от гранул; *b* — петли магнитного гистерезиса $M(H)$ образца YBCO-S при $H_{\max} = \pm 15$ Oe и указанных на легенде температурах.

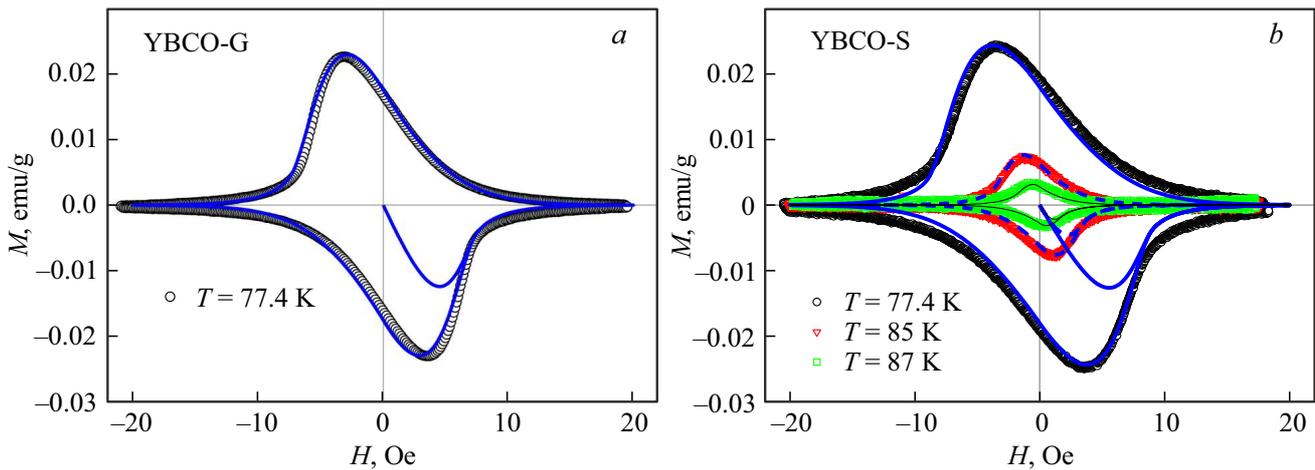


Рис. 8. Петли малого магнитного гистерезиса — зависимости $M_{GB}(H)$, полученные после вычета диамагнитного вклада от гранул для образца YBCO-G при $T = 77.4$ K (*a*) и образца YBCO-S при температурах 77,4, 85, 87 K (*b*). Линии вычислены по модели критического состояния с экспоненциальной зависимостью j_{CGB} от H .

гистерезиса ΔM на рис. 1, так как связь между j_C и ΔM устанавливается в модели критического состояния [40]. Для поликристаллических образцов применяется формула $j_{CG} = 30\Delta M\rho_G/d_G$, где ρ_G — это физическая плотность материала гранул в g/cm^3 , а ΔM — намагниченность в единицах emu/g [44]. Получаем $j_{CG} = 1.4 \cdot 10^5$ A/cm² для YBCO-G и $j_{CG} = 2 \cdot 10^5$ A/cm² для YBCO-S.

Аналогично, величина плотности межгранулярного критического тока j_{CGB} может быть оценена из высоты петель гистерезиса ΔM на рис. 8. Для случая шара $j_C = 35\Delta M\rho/d_{\text{circle}}$ [45], где d_{circle} — это диаметр шара, ρ — плотность образца. Эта формула дает значения $j_{CGB} = 23$ A/cm² для YBCO-G и $j_{CGB} = 49$ A/cm² для YBCO-S. Формула получена в предположении независи-

мости критического тока от магнитного поля (биновская аппроксимация), поэтому оцененные значения занижены [44,45]. Таким образом, плотность критического тока в подсистеме межгранулярных границ более чем на три порядка меньше, чем плотность внутригранулярного критического тока.

Более точную оценку j_{CGB} можно получить, предполагая полевую зависимость плотности критического тока. Мы описали петли намагниченности на рис. 8 с помощью модели критического состояния в варианте [24]. При расчетах использовалась экспоненциальная зависимость плотности критического тока от магнитного поля $j_{CGB} = j_{C0} \exp(-B/B_0)$. Применяемая модель рассматривает бесконечно длинный цилиндр, а не геометрию эллипсоида, уместную для данных об-

Параметры, использованные при описании петель намагниченности на рис. 8

Параметры	j_{c0} , A/cm ²	B_0 , Oe	k_H	d_{eff} , cm
YBCO-G (77 K)	90	0.63	4	0.194
YBCO-S (77 K)	240	0.65	4	0.131
YBCO-S (85 K)	40	0.4	4	0.131
YBCO-S (87 K)	12	0.35	4	0.131

разцов. Однако, намагничивание шарообразного образца можно качественно воспроизвести, рассматривая эквивалентный цилиндр [16] с диаметром $d_{\text{eff}} = \pi d_{\text{circle}}/4$. Влияние размагничивающего фактора и эффективного поля учитывалось с помощью подгоночного коэффициента k_H , устанавливающего отличие поля H в модели от величины внешнего поля для образцов. Можно сказать, что параметр k_H определяет связь эффективных полей для цилиндра и шара.

Рассчитанные гистерезисные петли намагниченности построены на графиках вместе с экспериментальными зависимостями на рис. 8. И использованные подгоночные параметры приведены в таблице. Величина j_{c0} являлась основным подгоночным параметром, определяющим величины намагниченности для нижней и верхней ветвей петли. Параметр B_0 определяет скорость схлопывания петли. Высота петли ΔM становится меньше 1% от ΔM в нулевом поле при $H = H_L$, это достигается при значении $B_0 \approx H_L/(7k_H)$.

4. Заключение

Детальное исследование частных петель гистерезиса намагниченности гранулярных ВТСП-систем позволило выявить следующие закономерности поведения малой петли магнитного гистерезиса.

Малый магнитный гистерезис, вызванный захватом джозефсоновских вихрей межгранулярными границами (джозефсоновской средой), дает значительный вклад в общую намагниченность в области малых полей. Он существует при циклировании поля в диапазоне до определенной величины H_L , $H_L \sim 15\text{--}20$ Oe при температуре жидкого азота. В этих условиях только подсистема межгранулярных границ определяет гистерезисное поведение намагниченности гранулярного ВТСП. Гистерезис, связанный с подсистемой гранул, начинает раскрываться в полях, примерно в два раза больших H_L . При этом влияние малого гистерезиса от подсистемы межгранулярных границ остается заметным в слабых полях (в окрестности $H \sim 0$), но становится исчезающе малым, если максимально приложенное поле достигает некоторой величины H_{max}^* . Значение H_{max}^* может составлять $\sim 120\text{--}170$ Oe при температуре жидкого азота. Иными словами, происходит коллапс малого магнитного

гистерезиса в диапазоне полей, больших H_L , а также во всем диапазоне полей при влиянии магнитной предыстории, в которой максимально приложенное поле достигло величины H_{max}^* . Основным фактором, влияющим на описанный коллапс малого гистерезиса, является влияние магнитных моментов гранул на суммарное эффективное поле в межгранулярных границах. Из-за эффекта сжатия магнитного потока эффективное поле в межгранулярных границах определяется в основном намагниченностью гранул и значительно превышает внешнее поле.

Поскольку характерные значения полей, в которых появляется гистерезисный отклик намагниченности в подсистемах межгранулярных границ и гранул различны, то можно определить условия существования в гранулярном образце (i) только вихрей Джозефсона, (ii) только вихрей Абрикосова, либо, в других случаях, их совместное существование с мейсснеровскими токами. Это позволило зарегистрировать релаксацию остаточной намагниченности с течением времени, связанную с диссипацией джозефсоновских вихрей. Величина, определяющая скорость релаксации намагниченности, оказалась для джозефсоновских вихрей в 2–3 раза больше аналогичной величины для абрикосовских вихрей.

Из экспериментальных данных можно корректно выделить петлю гистерезиса, связанную с подсистемой межгранулярных границ. Описать форму малой петли магнитного гистерезиса удастся с помощью той же модели критического состояния, что используется для вычисления намагниченности объемных сверхпроводников и поликристаллических ВТСП. Полученные из модели критического состояния величины критической плотности тока согласуются со значениями транспортного критического тока.

Исследованные образцы можно считать репрезентативным для гранулярных ВТСП материалов иттриевой системы. Поэтому полученные результаты должны рассматриваться как типичные для получаемых стандартными методами керамических образцов ВТСП со структурой 1–2–3.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках госзадания ИФ СО РАН. Магнитные измерения проведены на оборудовании Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Bernstein, J. Noudem. Supercond. Sci. Technol. **33**, 033001 (2020).
- [2] Д.М. Гохфельд, М.Р. Коблишка, А. Коблишка-Венева. ФММ **121**, 1026 (2020).

- [3] G. Wang, M.J. Raine, D.P. Hampshire. *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 024001 (2018).
- [4] J. Huang, H. Wang. *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 114004 (2017).
- [5] Е.Ю. Клименко. *УФН* **191**, 861 (2021).
- [6] Е.Ю. Клименко. *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **1**, 6 (2023).
- [7] Е.П. Курбатова. *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **1**, 40 (2023).
- [8] G.G. Sotelo, G. dos Santos, F. Sass, B.W. França, D.H. Nogueira Dias, M.Z. Fortes, A. Polasek, R. de Andrade Jr. *Superconductivity* **3**, 100018 (2022).
- [9] И.В. Мартиросян, И.К. Михайлова, С.В. Покровский, И.А. Руднев. *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **1**, 31 (2023).
- [10] N.S. Ivanov, S.V. Zhuravlev, V.A. Kaderov, N.A. Malevich, B. Duine. *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **1**, 56 (2023).
- [11] G.E. Gough, M.S. Colclough, D.A. O'Connor, E. Wellhoffer, N.McN. Alford, T.W. Button. *Cryogenics* **31**, 119 (1991).
- [12] J. Jung, M.-K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Franck. *Phys. Rev. B* **42**, 6181 (1990).
- [13] I. Edmond, L.D. Firh. *J. Phys: Condens. Matter.* **4**, 3813 (1992).
- [14] F. Pérez, X. Obradors, J. Fontcuberta, X. Bozec, A. Fert. *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 161 (1996).
- [15] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, C. Simon. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 904 (2001).
- [16] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров. *ЖЭТФ* **165**, 2, 258 (2024).
- [17] D.M. Gokhfeld, S.V. Semenov, I.V. Nemtsev, I.S. Yakimov, D.A. Balaev. *J. Supercond. Nov. Magn.* **35**, 2679 (2022).
- [18] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev. *J. Appl. Phys.* **125**, 033903 (2019).
- [19] С.В. Семенов, Д.А. Балаев. *ФТТ* **62**, 7, 1008 (2020).
- [20] E.V. Blinov, Yu.P. Stepanov, K.B. Traitov, L.S. Vlasenko, R. Laiho, E. Lahderanta. *ЖЭТФ* **106**, 790 (1994).
- [21] Ф.Ф. Терновский, Л.Н. Шехата. *ЖЭТФ* **62**, 2297 (1972).
- [22] L. Burlachkov, A.E. Koshelev, V.M. Vinokur. *Phys. Rev. B* **54**, 6750 (1996).
- [23] А.А. Елистратов, И.Л. Максимов. *ФТТ* **42**, 196 (2000).
- [24] Д.М. Гохфельд. *ФТТ* **56**, 2298 (2014).
- [25] 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).
- [26] 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).
- [27] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *Physica C* **550**, 19 (2018).
- [28] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *J. Supercond. Nov. Magn.* **32**, 2409 (2019).
- [29] С.В. Семенов, Д.А. Балаев, М.И. Петров. *ФТТ* **63**, 7, 854 (2021).
- [30] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld. *J. Supercond. Nov. Magn.* **36**, 1631 (2023).
- [31] H. Dersch, G. Blatter. *Phys. Rev. B* **38**, 16, 11391 (1988).
- [32] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд. *ФТТ* **64**, 12, 1882 (2022).
- [33] Э.Б. Сонин. *Письма ЖЭТФ*. **47**, 415 (1988).
- [34] А. Бароне, Дж. Патерно. *Эффект Джозефсона*. Мир, М. (1984). 639 с.
- [35] Ю.М. Ципенюк. *Физические основы сверхпроводимости*. МФТИ, М. (2003). 160 с.
- [36] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Gekshkebein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [37] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, A. Shaulov. *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
- [38] X.X. Zhang, A. Garcia, J. Tejada, Y. Xin, G.F. Sun, K.W. Wong. *Phys. Rev. B* **152**, 1325 (1995).
- [39] L. Burlachkov, S. Burov. *Phys. Rev. B* **103**, 024511 (2021).
- [40] C.P. Bean. *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
- [41] В.В. Вальков, Б.П. Хрусталева. *ЖЭТФ* **107**, 1221 (1995).
- [42] К.-Н. Müller. *Physica C* **159**, 717 (1989).
- [43] К.-Н. Müller, D.N. Matthews, R. Driver. *Physica C* **191**, 339 (1992).
- [44] D.M. Gokhfeld. *J. Supercond. Nov. Magn.* **36**, 1089 (2023).
- [45] K.V. Bhagwat, P. Chaddah. *Physica C* **224**, 155 (1994).

Редактор Д.В. Жуманов