

02,05

Закономерности в температурной эволюции магнитного потока, захваченного межгранулярной средой высокотемпературного сверхпроводника

© Д.А. Балаев, А.Д. 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 29 июля 2024 г.

В окончательной редакции 30 июля 2024 г.

Принята к публикации 31 июля 2024 г.

Гранулярные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) характеризуются сосуществованием и взаимодействием двух сверхпроводящих подсистем: ВТСП-гранулами и межгранулярными границами (джозефсоновской средой). В зависимости от термомагнитной предыстории, магнитный поток может захватываться как обеими подсистемами вместе, так и по отдельности, либо только в слабой подсистеме межгранулярных границ. В работе экспериментально определены условия реализации всех указанных случаев для иттриевой ВТСП-системы, и основное внимание уделено случаю, когда магнитный поток захвачен только джозефсоновской средой, а в ВТСП-гранулах реализуется мейснеровское состояние. Обнаружена ранее не выявленная закономерность в температурной эволюции остаточной намагниченности $M_r(T)$ в случае захвата потока только подсистемой межгранулярных границ. А именно, температурная зависимость нормированной остаточной намагниченности $m_r(T) = M_r(T)/M_r(T=0)$ идентична для разных значений максимального приложенного поля, несмотря на существенное различие в величинах $M_r(T=0)$. При этом в широком диапазоне температур от 4.2 до ~ 80 К (температура перехода подсистемы межгранулярных границ $T_{CGV} \approx 90$ К) функциональная зависимость $m_r(T)$ следует степенному закону $\propto (1 - T/T_{CGV})^{0.5}$.

Ключевые слова: магнитный гистерезис, остаточная намагниченность, вихри Джозефсона.

DOI: 10.61011/FTT.2024.09.58771.205

1. Введение

Гистерезисные эффекты в поведении намагниченности сверхпроводников II рода определяются захватом магнитного потока сверхпроводником при увеличении внешнего поля больше первого критического H_{c1} , либо при охлаждении сверхпроводника во внешнем поле от температуры, выше критической T_c . Состояние сверхпроводника в нулевом внешнем поле после приложения поля характеризуется остаточной намагниченностью M_r , которая отражает количество захваченного сверхпроводником магнитного потока. Эта величина является важным параметром для практических применений сверхпроводящих материалов как источников постоянного магнитного поля [1,2]. Остаточная намагниченность сверхпроводников определяется пиннингом магнитных вихрей, и величина M_r пропорциональна плотности критического тока J_c сверхпроводника, что дает возможность развития методов бесконтактного определения J_c сверхпроводящих материалов. Поведение остаточной намагниченности гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) как функции максимального приложенного поля H_{max} , величины поля H_{FC} , в котором происходит охлаждение образца от $T > T_c$, и температурная эволюция M_r достаточно обширно исследовались для различных классов сверхпроводников [3–6].

Гранулярные оксидные ВТСП характеризуются наличием двух сверхпроводящих подсистем. Первая подсистема, очевидно, это ВТСП-гранулы, а вторая подсистема — сеть межгранулярных границ, которая существует благодаря джозефсоновской связи между ВТСП-гранулами. В этой подсистеме магнитный поток существует в виде джозефсоновских вихрей, и ее критические параметры (H_{c1} , J_c) значительно меньше таковых для подсистемы ВТСП-гранул. Поэтому вклады от „слабой“ сверхпроводящей подсистемы (межгранулярные границы) и „сильной“ подсистемы (гранул) проявляются в петле магнитного гистерезиса $M(H)$ гранулярного ВТСП в различных диапазонах внешнего поля. Основные характерные черты петли малого магнитного гистерезиса, соответствующего подсистеме межгранулярных границ, были описаны и качественно объяснены достаточно давно [7–12]. Однако недавние детальные исследования зависимостей $M(H)$ позволили выявить и объяснить особенности, связанные с взаимодействием подсистем гранул и межгранулярных границ [13–15]. А именно, подсистема ВТСП-гранул порождает „слабую“ сверхпроводящую подсистему межгранулярных границ, и в то же время, при определенной магнитной предыстории, влияние магнитных моментов гранул на межгранулярные границы способствует полному исчезновению магнитного гистерезиса, связанного с подсистемой межгранулярных

границ [13–15]. При этом можно достаточно надежно определить интервал внешнего магнитного поля (от $H = 0$ до $H = H_{\max}$), в котором зависимость $M(H)$ гранулярного ВТСП определяется, либо (i) только подсистемой межгранулярных границ, либо (ii) обеими подсистемами, либо (iii) только подсистемой гранул.

Существует немало исследований температурной зависимости остаточной намагниченности гранулярных ВТСП при различной термомагнитной предыстории [6,8,12,16–19]. Однако нельзя сказать, что есть четкое понимание особенностей в поведении зависимостей $M_r(T)$, особенно для случая (i). Более того, при охлаждении сверхпроводника во внешнем поле случай (i) заведомо не выполняется. В данной работе мы измерили зависимости $M_r(T)$ гранулярного ВТСП иттриевой системы при таких различных значениях H_{\max} , которые приводят к реализации случаев (i), (ii) и (iii). Основной целью было выявить закономерности в температурной эволюции остаточной намагниченности гранулярного ВТСП, связанной с подсистемой межгранулярных границ, т. е., для случая (i).

2. Эксперимент

Исследовался поликристаллический ВТСП состава $Y_{0.75}Gd_{0.25}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, приготовленный по стандартной керамической технологии. Согласно рентгеноструктурным данным, образец является однофазным; по результатам энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, гадолиний в гранулах распределен равномерно. Сканирующая электронная микроскопия показала выраженную гранулярную структуру со средним размером гранул $\sim 2.7 \mu\text{m}$; детали синтеза и характеристики приведены в работе [20].

Измерения намагниченности проводились на оригинальной установке [21], в которой для создания внешних полей до $H_{\max} \approx 1 \text{ kOe}$ использовался медный соленоид (помещенный в криостат с жидким гелием), что позволило избежать влияния остаточного поля, присущего сверхпроводящим соленоидам. В диапазоне полей 1–20 kOe, для которого влияние остаточного поля в сверхпроводящем соленоиде незначительно по сравнению с полем самого соленоида, использовался сверхпроводящий соленоид. Охлаждение образца проводилось в нулевом внешнем поле; специальных мер по экранированию поля Земли не предпринималось. Протокол измерений включал (1) зависимости $M(H)$ при $T = 4.2 \text{ K}$ при различных значениях максимального приложенного поля с последовательным увеличением величины H_{\max} , и (2) температурные зависимости остаточной намагниченности $M_r(T)$ в нулевом внешнем поле, после приложения поля величиной H_{\max} и снижения поля до нуля. Скорость изменения поля при измерении зависимостей $M(H)$ составляла $\sim 1 \text{ Oe/s}$ для области полей до 400 Oe, $\sim 5 \text{ Oe/s}$ для области полей 400–1000 Oe и $\sim 50 \text{ Oe/s}$ для области полей 1–20 kOe.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Вклады в магнитный гистерезис от подсистем межгранулярных границ и гранул

На рис. 1, *a–c* приведены гистерезисные зависимости $M(H)$ при $T = 4.2 \text{ K}$ при значениях H_{\max} , соответствующих различным диапазонам внешнего поля. Рис. 1, *a* иллюстрирует развитие петли гистерезиса при последовательном увеличении H_{\max} до 50 Oe. При $H_{\max} = 10 \text{ Oe}$ заметного гистерезиса зависимости $M(H)$ не наблюдается, тогда как при $H_{\max} = 20 \text{ Oe}$ можно говорить о наличии необратимого поведения намагниченности, что видно из верхней вставки рис. 1, *a*. Затем, при значениях H_{\max} , равных 30–50 Oe, разница между ветвями увеличивающегося и уменьшающегося внешнего поля гистерезисной зависимости $M(H)$ становится значимой. В свою очередь, при увеличении H_{\max} до 200 Oe, в диапазоне 50–200 Oe гистерезис снова становится исчезающе малым, что показано на нижней вставке рис. 1, *a*. Описанная эволюция гистерезиса в области малых полей позволяет утверждать, что гистерезисные зависимости на рис. 1, *a* связаны с вкладом от подсистемы межгранулярных границ, т. е., малым магнитным гистерезисом. Этот гистерезис существует в диапазоне полей до некоторого порогового значения $H_{1T} = 55 \pm 10 \text{ Oe}$. Отметим, что раскрытие петли малого гистерезиса происходит на фоне линейного по полю диамагнитного сигнала от ВТСП-гранул.

С дальнейшим увеличением H_{\max} до 400, 600 и 1000 Oe гистерезис намагниченности становится выраженным во всем диапазоне магнитных полей, что видно из рис. 1, *b*. И это связано с раскрытием петли гистерезиса от подсистемы гранул. При этом вклад в общую зависимость $M(H)$ от подсистемы межгранулярных границ (малый гистерезис) проявляется в виде аркообразных особенностей в области малых полей ($H < H_{1T}$) только при $H_{\max} = 400 \text{ Oe}$, а при $H_{\max} = 600 \text{ Oe}$ вклад малого гистерезиса в области $H < H_{1T}$ становится исчезающе малым. Это поведение проиллюстрировано на верхней вставке рис. 1, *b* (отмечено как „arc“). Следовательно, можно указать еще одно пороговое поле $H_{2T} = 550 \pm 100 \text{ Oe}$, и если $H_{\max} > H_{2T}$, то малый гистерезис не проявляется уже и в области малых полей.

Такое поведение, названное „коллапс малой петли магнитного гистерезиса“ [13], объясняется влиянием магнитных моментов гранул на межгранулярную среду, в результате чего межгранулярные джозефсоновские связи разрушаются. Основной причиной этого коллапса является эффект сжатия магнитного потока в межгранулярной среде [22–27]. На основании ряда экспериментальных результатов [22–27], эффективное поле B_{eff} в межгранулярной среде определяется суперпозицией внешнего поля H и поля, индуцированного магнитными моментами гранул M_G : $B_{\text{eff}} = H + M_G$. Для скалярного значения

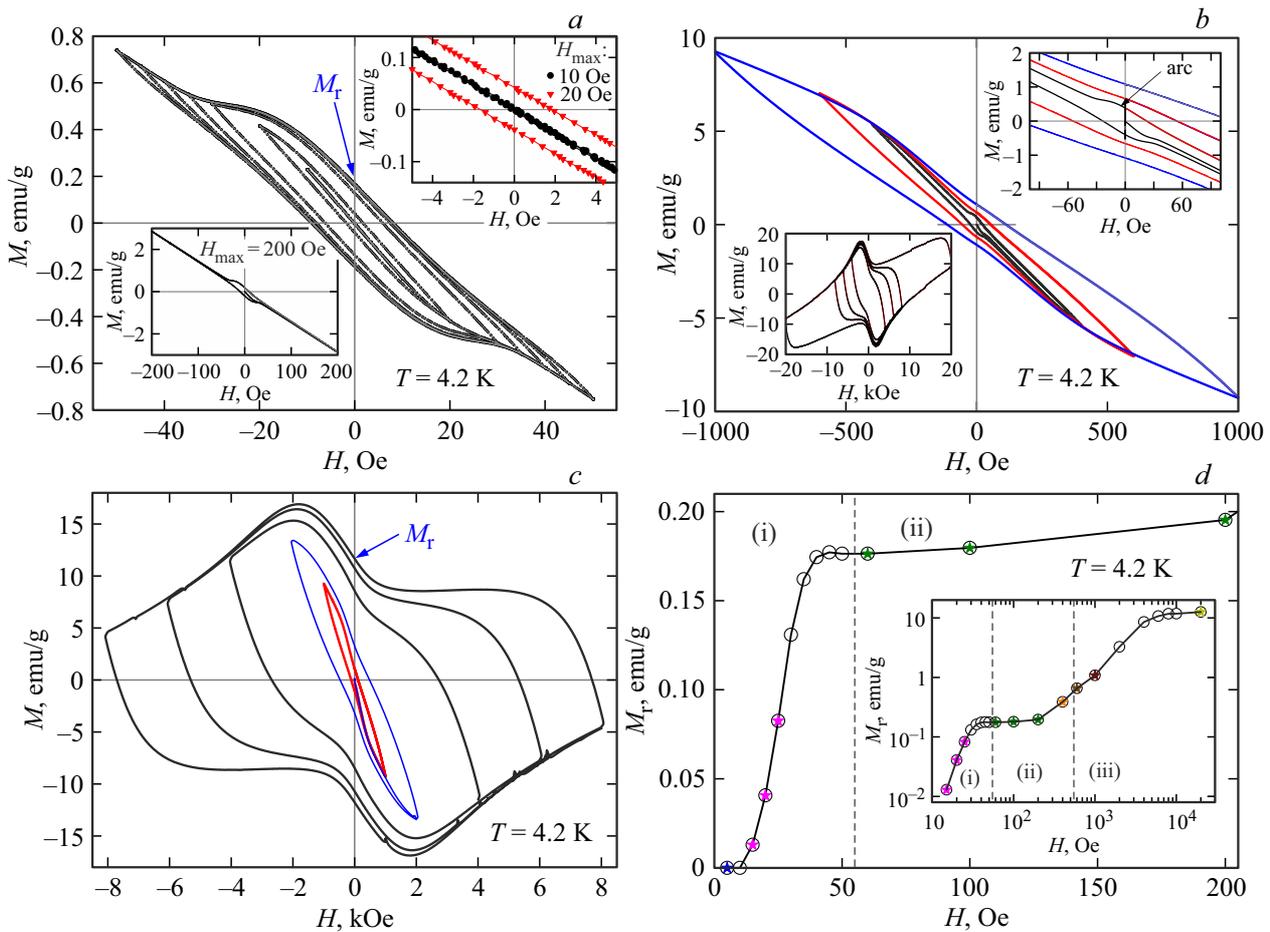


Рис. 1. (a)–(c) и нижние вставки к (a) и (b) — петли гистерезиса намагниченности исследованного образца для различных диапазонов величин максимального приложенного поля H_{\max} — 50, 1, 8, 200 и 20 kOe соответственно. На верхних вставках к (a) и (b) — детали поведения зависимостей $M(H)$ в диапазонах полей до 5 и 100 Oe. На (d) показана зависимость остаточной намагниченности $M_r(H_{\max})$ от H_{\max} в диапазоне до 200 Oe; вставка к (d) иллюстрирует зависимость $M_r(H_{\max})$ в двойных логарифмических координатах. Вертикальные штриховые линии разграничивают обсуждаемые случаи (i), (ii), (iii), соответствующие различным диапазонам значений H_{\max} .

B_{eff} справедливо следующее выражение [22–27]:

$$B_{\text{eff}}(H) = H - \alpha \cdot 4\pi \cdot M_G(H). \quad (1)$$

Здесь $M_G(H)$ — полевая зависимость намагниченности от подсистемы гранул, а параметр α отражает сжатие магнитного потока в межгранулярной среде, в результате которого значение параметра α достигает 12–20 [22–27]. Тогда зависимость $M(H)$ гранулярного ВТСП как суперпозиция вкладов от подсистем гранул M_G и межгранулярных границ M_{GB} будет определяться следующим выражением:

$$M(H) = M_G(H) + M_{\text{GB}}(H - \alpha \cdot 4\pi \cdot M_G(H)). \quad (2)$$

Согласно выражению (2), вклад второго слагаемого будет быстро уменьшаться с ростом поля благодаря увеличению модуля намагниченности $|M_G|$ и большому значению параметра α , и в области полей $H > H_{1T}$ значение $M_{\text{GB}}(H - \alpha \cdot 4\pi \cdot M_G(H))$ будет исчезающе малым. Аналогично, если максимальное приложенное поле

H_{\max} превысило значение H_{2T} , то вклад второго слагаемого выражения (2) будет исчезающе малым уже в области малых полей (аркообразная особенность не наблюдается, см. верхнюю вставку рис. 2, b) [13].

При дальнейшем увеличении максимального приложенного поля (до 8 kOe) эффективно развивается магнитный гистерезис от подсистемы гранул, и вид зависимостей $M(H)$ становится типичным для сверхпроводников II рода, см. рис. 1, c. В еще больших полях, до 20 kOe, в форме зависимости $M(H)$ проявляется парамагнитный вклад от ионов гадолиния, см. нижнюю вставку рис. 2, b (подробнее см. [20]).

По совокупности измеренных зависимостей $M(H)$ при различных величинах H_{\max} была получена зависимость остаточной намагниченности M_r от H_{\max} , см. рис. 1, d. В основном поле этого рисунка показана зависимость $M_r(H_{\max})$ в диапазоне до $H_{\max} = 200$ Oe, а для всего диапазона полей H_{\max} эта зависимость приведена на вставке рис. 1, d в двойных логарифмических координатах.

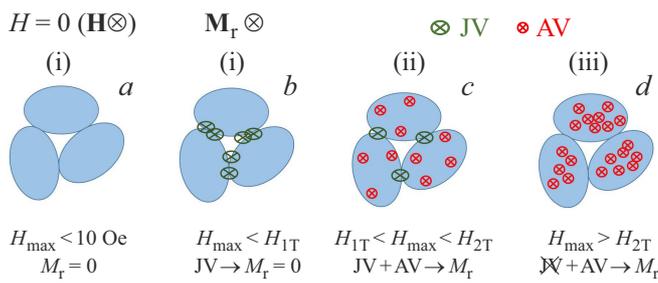


Рис. 2. Схематическое представление магнитного потока в гранулярном ВТСП в нулевом поле после приложения поля H_{\max} . Овалы — сверхпроводящие гранулы, область между овалами — межгранульные границы (джозефсоновская среда). Вверху даны экспериментальные условия (направление приложенного внешнего поля) и показаны обозначения: JV — джозефсоновские вихри, AV — абрикосовские вихри. Показаны рассматриваемые случаи (i), (ii), (iii) при указанных соотношениях H_{\max} и характерных полях H_{1T} и H_{2T} , см. текст.

тах. Функция $M_r(H_{\max})$ имеет „двухступенчатый вид“, характерный для гранулярных ВТСП [12–15,18,27,28]. Такая форма зависимости $M_r(H_{\max})$ отражает наличие двух сверхпроводящих подсистем, что обсуждалось выше. Выход на „первое плато“ происходит в области полей H_{\max} , чуть меньших 50 Oe, что соответствует полному раскрытию малой петли гистерезиса. Дальнейшее увеличение M_r связано с началом проникновения поля в ВТСП-гранулы, и выход на „второе плато“ в поле около 10 kOe соответствует полному раскрытию петли гистерезиса от ВТСП-гранул. Прекращение роста $M_r(H_{\max})$ показывает, что магнитный поток достиг центра всех гранул.

Таким образом, из проведенного анализа данных рис. 1 можно выделить три диапазона полей H_{\max} (соответствуют случаям (i), (ii), (iii)), в которых вклады от подсистем межгранульных границ и гранул различны:

- (i) $|H| \leq H_{1T}$ ($H_{1T} = 55 \pm 10$ Oe) — вклад только от межгранульных границ;
- (ii) $H_{1T} \leq |H| \leq H_{2T}$ ($H_{2T} = 550 \pm 100$ Oe) — вклад от межгранульных границ и гранул;
- (iii) $|H| > H_{2T}$ — вклад только от гранул.

На рис. 1, d проведены штриховые линии, разграничивающие эти диапазоны. Схематичное представление захваченного магнитного потока в гранулярном ВТСП в нулевом внешнем поле после приложения поля H_{\max} в диапазонах, соответствующих случаям (i), (ii), (iii), показано на рис. 2. Для (i) реализуется полностью мейснеровское состояние (полное диамагнитное экранирование), если H_{\max} не превысило поле $H_{C1GB} \approx 10$ Oe, см. рис. 2, a.

Случаю (i) соответствует также и диапазон максимально приложенного поля $H_{C1GB} < H_{\max} < H_{1T}$ (55 ± 10 Oe), и при этом захваченный поток определяется только вихрями Джозефсона, см. рис. 2, b. Для случая (ii) при $H = 0$

и $H_{1T} < H_{\max} < H_{2T}$ (550 ± 100 Oe) захваченный поток определяется как вихрями Джозефсона, так и вихрями Абрикосова, см. рис. 2, c. Для (iii) при $H = 0$ и $H_{\max} > H_{2T}$ весь захваченный поток — только вихри Абрикосова, см. рис. 2, d. Вклад от вихрей Джозефсона пренебрежимо мал.

3.2. Температурные зависимости остаточной намагниченности для случаев (i), (ii), (iii)

Температурные зависимости остаточной намагниченности $M_r(T)$, в условиях $H = 0$, после приложения поля H_{\max} в диапазонах, соответствующих (i) и (ii), приведены на рис. 3, a и c. Можно отметить видимую разницу в форме зависимостей $M_r(T)$ (изменение знака кривизны) для малых и больших значений поля H_{\max} .

При $H_{\max} = 5$ Oe петля гистерезиса $M(H)$ еще не раскрыта, и величина $M_r(H_{\max} = 5$ Oe) совпадает со значением намагниченности после охлаждения в нулевом внешнем поле. Поэтому данные измерения соответствуют температурной эволюции намагниченности, связанной с охлаждением в поле Земли. В этом случае поле Земли проникло и в межгранульные границы, и в гранулы, и образец демонстрирует слабый отрицательный сигнал, практически независимый от температуры в диапазоне до ~ 90 K, см. рис. 3, b и d. В то же время, из данных рис. 3, b и d можно видеть, что зависимости $M_r(T)$, полученные при значениях H_{\max} в диапазоне от 15 до 200 Oe, сначала убывают до температуры ~ 90 K, а затем повторяют поведение $M_r(T)$ при $H_{\max} = 5$ Oe вплоть до температуры 92.5 K (при которой реализуется состояние с „нулевой намагниченностью“). Эта температура является температурой перехода ВТСП-гранул T_{CG} (указано на рис. 3, b и d). Очевидно, что описанная немонотонность зависимостей $M_r(T)$ (при H_{\max} в диапазоне от 15 до 200 Oe) связана с вкладом от захваченного поля Земли. Однако этот вклад можно считать незначительным, поскольку уже для зависимости $M_r(T)$ при $H_{\max} = 20$ Oe значение $M_r(T = 4.2$ K) по модулю превышает практически на порядок величину $M_r(T = 4.2$ K) при $H_{\max} = 5$ Oe. При дальнейшем анализе, из зависимостей $M_r(T)$ при различных H_{\max} будет вычитаться зависимость $M_r(T)$ при $H_{\max} = 5$ Oe.

Зависимости $M_r(T)$ при H_{\max} , равных 400 и 600 Oe, убывают до температуры T_{CG} , и никаких особенностей при температуре 90 K не наблюдается. Исходя из описанного поведения зависимостей $M_r(T)$ на рис. 3, a также сопоставления значений $M_r(T = 4.2$ K) при различных величинах H_{\max} , можно заключить, что переход в сверхпроводящее состояние в подсистеме межгранульных границ происходит при температуре ~ 90 K (далее — T_{CGB} , как указано на рис. 3, b), которая несколько меньше температуры перехода гранул $T_{CG} \approx 92.5$ K. Если вклад в остаточную намагниченность от подсистемы межгранульных границ значителен, то на зависимостях $M_r(T)$ проявляется температура перехода межгранульных границ T_{CGB} ; а если превалирует

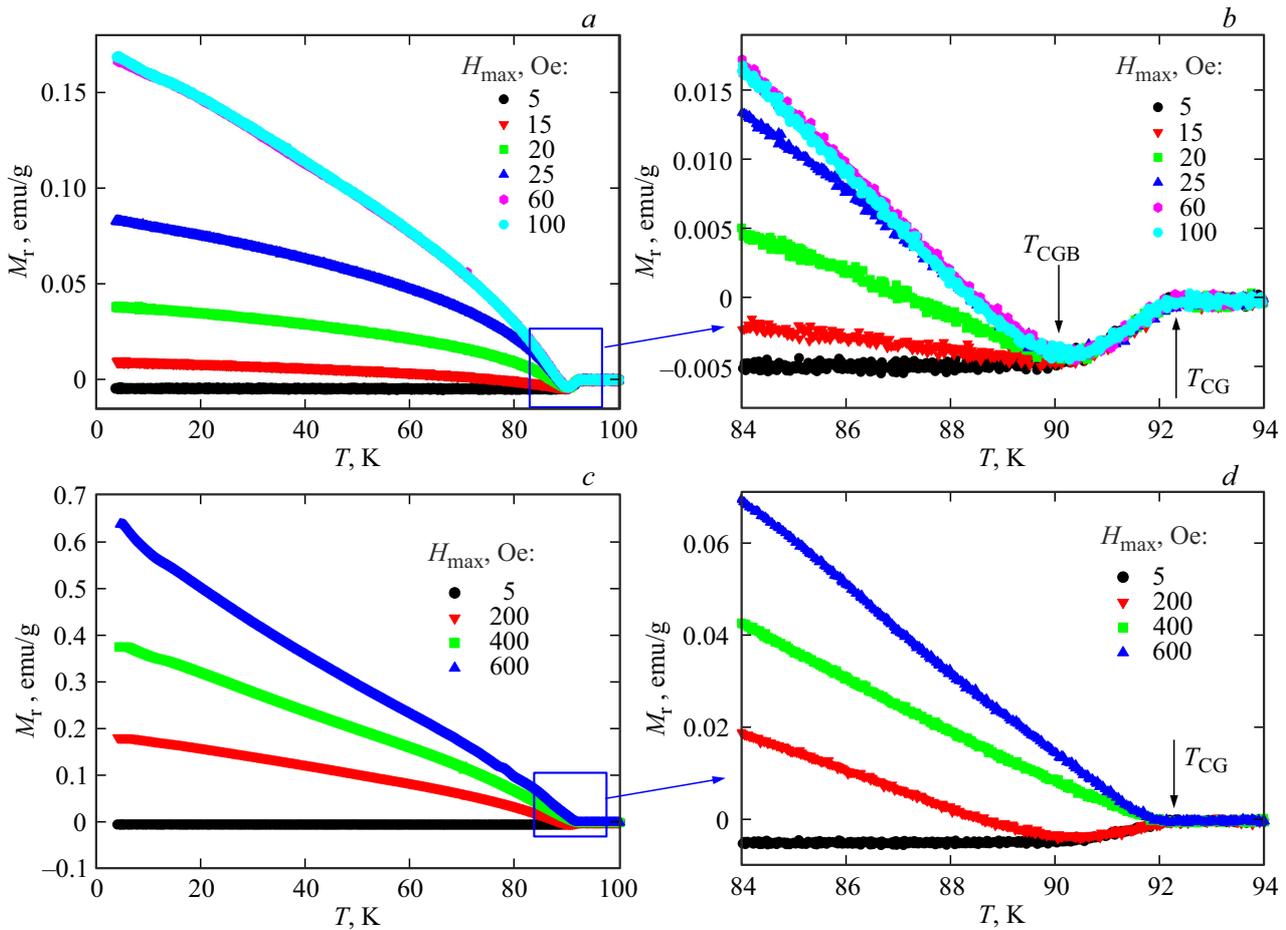


Рис. 3. Температурные зависимости остаточной намагниченности $M_r(T)$ после приложения указанных в надписях значений поля H_{\max} — (a) и (c). На (b) и (d) — детали зависимостей $M_r(T)$ в области высоких температур.

вклад от подсистемы гранул, то переход при T_{CGB} либо проявляется слабо, либо незаметен. Это согласуется с рассмотрением коллапса малого гистерезиса, см. подраздел 3.1 и выражение (2).

Для построения нормированных температурных зависимостей остаточной намагниченности из зависимостей $M_r(T, H_{\max})$ были вычтены зависимости $M_r(T, H_{\max} = 5 \text{ Oe})$, и экстраполяцией в низкотемпературной области получены значения $M_r(T = 0)$. Зависимости $m_r = M_r/M_r(T = 0)$ от нормированной температуры $t = T/T_C^*$ ($T_C^* = T_{\text{CGB}}$ для данных при H_{\max} до 200 Oe; $T_C^* = T_{\text{CG}}$ для данных при $H_{\max} > 200 \text{ Oe}$) приведены на рис. 4, a и b.

Поведение зависимостей $m_r(t)$ для различных значений H_{\max} хорошо согласуется с диапазонами, соответствующими случаям (i), (ii), (iii), см. подраздел 3.1 и рис. 1, d. И здесь можно говорить об обнаруженных закономерностях в поведении температурных зависимостей остаточной намагниченности. Зависимости $m_r(t)$ либо укладываются на две мастер-кривые для диапазонов $15 \text{ Oe} \leq H_{\max} \leq 25 \text{ Oe}$ и $60 \text{ Oe} \leq H_{\max} \leq 200 \text{ Oe}$ (рис. 4, a), либо имеют различную форму для диапазона $H_{\max} \geq 600 \text{ Oe}$ (рис. 4, b).

Для случая (i) величины H_{\max} составляют 15, 20 и 25 Oe, при этом значения $M_r(T = 0)$ для $H_{\max} = 15$ и 25 Oe различаются в несколько раз, и в то же время зависимости $m_r(t)$ идентичны. Для $H_{\max} = 60 \text{ Oe}$ зависимость $m_r(t)$ располагается несколько ниже, и с ней совпадают зависимости $m_r(t)$ при $H_{\max} = 100$ и 200 Oe. Можно сделать предположение, что если величина $M_r(T = 0)$, по крайней мере, не очень близка к значению $M_r(T = 0)$ в окрестности „первого плато“ зависимости $M_r(H_{\max})$, см. рис. 1, d, то следует говорить о некоторой универсальности температурной зависимости $m_r(t)$. В этом случае остаточная намагниченность определяется магнитным потоком, захваченным только в межгранульных границах.

Для случая (ii), в котором есть вклады от обеих подсистем (и границы, и гранулы), при увеличении H_{\max} следует ожидать изменения поведения зависимостей $m_r(t)$. Совпадение зависимостей $m_r(t)$ для полей H_{\max} в диапазоне 60–200 Oe, видимо, объясняется примерно одинаковыми вкладами в остаточную намагниченность от двух сверхпроводящих подсистем. Об этом свидетельствует малое различие величин $M_r(T = 0)$ для полей H_{\max} в этом диапазоне (см. рис. 1, d). С дальнейшим

увеличением поля H_{\max} вклад от захваченного гранулами магнитного потока становится доминирующим. При этом количество захваченного потока возрастает, что отражается в изменении функциональной зависимости $m_r(t)$ с ростом H_{\max} , см. рис. 4, *b*.

Зависимость $m_r(t)$ для $H_{\max} = 15, 20$ и 25 Ое (случай (i)) в широком температурном диапазоне следует степенному закону:

$$m_r(t) = (1 - t)^n \quad (3)$$

с показателем степени $n \approx 0.5$. Это видно из рис. 4, *c*, на котором данные m_r по оси ординат и $(1 - t)$ по оси абсцисс отложены в двойных логарифмических координатах. Прямые линии на рис. 4, *c* построены при $n = 0.5$ и 0.7 . Видно, что в температурном диапазоне до $\sim 0.9T_{CGV} \approx 80$ К, зависимость $m_r(t)$ следуют степенному закону (3) с показателем степени $n \approx 0.5$, а вблизи T_{CGV} показатель степени n становится равным ~ 0.7 .

Температурная эволюция остаточной намагниченности различных ВТСП-материалов обсуждалась во многих работах [4,6,11,12,17,19]. Здесь мы отмечаем, что, по крайней мере, в большинстве случаев в цитированных работах M_r определялась магнитным потоком, захваченным двумя подсистемами — и межгранульными границами, и гранулами. Т.е., не было доказано, что выполняется случай (i). Исключения составляют данные [12], полученные для лент первого поколения висмутового ВТСП. Следует отметить, что, поскольку из модели критического состояния значение M_r пропорционально критическому току J_c , то разумно сопоставлять зависимость $m_r(t)$ с теоретическими зависимостями $j_c(T) = J_c(T)/J_c(T = 0)$ для джозефсоновских связей. Мы отмечаем, что согласия с классическими зависимостями Амбегаокара-Баратова (для туннельного перехода), Кулика-Омельянчука (для переходов металлического типа в „грязном“ и „чистом“ пределах) [29] либо других теорий [30,31] не наблюдается. Исследования на других гранулярных системах могут дать ответ, насколько полученная функциональная зависимость $m_r(t)$ является „универсальной“. С другой стороны, возможно, что выход джозефсоновских вихрей из образца, определяющий уменьшение остаточной намагниченности с ростом температуры, не отражает поведение плотности межгранульного критического тока.

4. Заключительные замечания

В результате подробных измерений магнитного гистерезиса гранулярного ВТСП иттриевой системы в области слабых полей были четко выделены диапазоны внешнего поля, соответствующие захвату магнитного потока (i) только в межгранульных границах, (ii) в межгранульных границах и гранулах и (iii) только в ВТСП-гранулах. И если два последних случая можно считать достаточно изученными, то для случая (i) впервые была выявлена следующая закономерность. Несмотря на то, что после приложения внешнего поля 15, 20 и 25 Ое (при $T = 4.2$ К) значения остаточной намагниченности отличаются в разы, температурная эволюция нормированной остаточной намагниченности $m_r(t)$ идентична для указанных условий. И это можно считать характерной

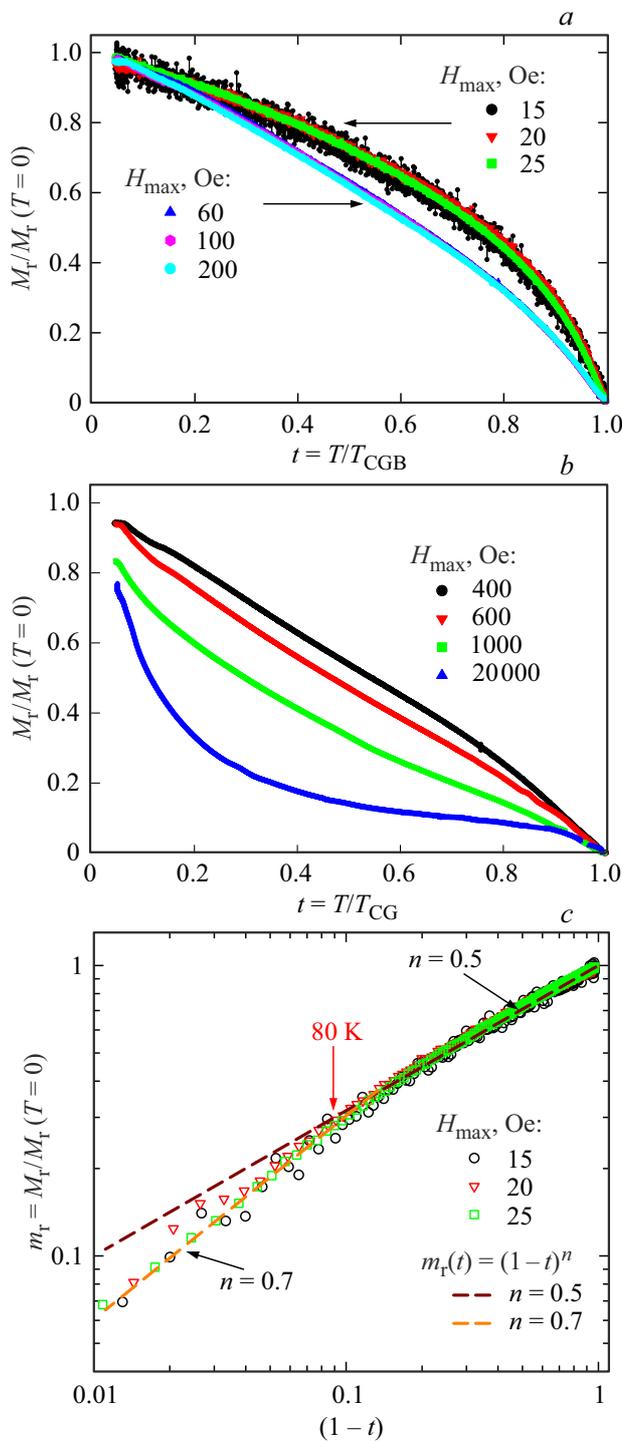


Рис. 4. (a) и (b) — нормированные температурные зависимости остаточной намагниченности $m_r(t)$ при указанных в надписях значениях поля H_{\max} . На (c) — m_r от $(1 - t)$ в двойных логарифмических координатах (символы); прямые построены по выражению (3) при указанных значениях n .

чертой захвата магнитного потока подсистемой межгранулярных границ гранулярного ВТСП.

Функциональная зависимость $m_r(t) = (1 - t)^n$ при $n \approx 0.5$ имеет место в широкой области температур, от 4.2 до ~ 80 К ($\sim 0.9T_{CGB}$), а при высоких температурах показатель степени n становится равным ~ 0.7 .

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках госзадания ИФ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.H. Durrell, M.D. Ainslie, D. Zhou, P. Vanderbemden, T. Bradshaw, S. Speller, M. Filipenko, D.A. Cardwell. *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 10, 103501 (2018).
- [2] D.K. Namburi, Y. Shi, D.A. Cardwell. *Supercond. Sci. Technol.* **34**, 5, 053002 (2021).
- [3] D. He, J. Zheng, B. Zheng, R. Sun, T. Che, Y. Gou, Z. Deng. *J. Supercond. Nov. Magn.* **28**, 8, 2385 (2015).
- [4] J.D. Weiss, A. Yamamoto, A.A. Polyanskii, R.B. Richardson, D.C. Larbalestier, E.E. Hellstrom. *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 11, 112001 (2015).
- [5] J.E. Hirsch, F. Marsiglio. *Physica C* **620**, 1354500 (2024).
- [6] S. Çelebi, Z. Karaahmet, A. Öztürk. *J. Supercond. Nov. Magn.* **37**, 3, 499 (2024).
- [7] G.E. Gough, M.S. Colclough, D.A. O'Connor, E. Wellhoffer, N.McN. Alford, T.W. Button. *Cryogenics* **31**, 2, 119 (1991).
- [8] J. Jung, M.-K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Franck. *Phys. Rev. B* **42**, 10, 6181 (1990).
- [9] I. Edmond, L.D. Firh. *J. Phys: Condens. Matter.* **4**, 14, 3813 (1992).
- [10] F. Pérez, X. Obradors, J. Fontcuberta, X. Bozec, A. Fert. *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 3, 161 (1996).
- [11] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, C. Simon. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 11, 904 (2001).
- [12] K.-H. Müller, C. Andrikidis, H.K. Liu, S.X. Dou. *Phys. Rev. B* **50**, 14, 10218 (1994).
- [13] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров. *ЖЭТФ* **165**, 2, 258 (2024).
- [14] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров. *ФТТ* **66**, 4, 523 (2024).
- [15] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. *J. Supercond. Nov. Magn.* (2024).
<https://doi.org/10.1007/s10948-024-06802-w>
- [16] J. Jung, I. Isaak, M.-K. Mohamed. *Phys. Rev. B* **48**, 10, 7526 (1993).
- [17] H. Darhmaoui, J. Jung. *Phys. Rev. B* **53**, 21, 14621 (1996).
- [18] K.-H. Müller, C. Andrikidis, J. Du, K.E. Leslie, C.P. Foley. *Phys. Rev. B* **60**, 1, 659 (1999).
- [19] I. Isaac, J. Jung, M. Murakami, S. Tanaka, M.A.-K. Mohamed, L. Friedrich. *Phys. Rev. B* **51**, 17, 11806 (1995).
- [20] D.M. Gokhfeld, S.V. Semenov, I.V. Nemtsev, I.S. Yakimov, D.A. Balaev. *J. Supercond. Nov. Magn.* **35**, 10, 2679 (2022).
- [21] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев. *ПТЭ* **3**, 167 (1985). [A.D. Balaev, Y.V. Boyarshinov, M.M. Karpenko, B.P. Khrustalev. *Instrum. Exp. Tech.* **26**, 3, 5496232 (1985)].
- [22] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *Physica C* **550**, 19 (2018).
- [23] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev. *J. Appl. Phys.* **125**, 3, 033903 (2019).
- [24] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *J. Supercond. Nov. Magn.* **32**, 8, 2409 (2019).
- [25] С.В. Семенов, Д.А. Балаев, М.И. Петров. *ФТТ* **63**, 7, 854 (2021). [S.V. Semenov, D.A. Balaev, M.I. Petrov. *Phys. Solid State* **63**, 7, 1069 (2021)].
- [26] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд. *ФТТ* **64**, 12, 1882 (2022). [D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld. *Phys. Solid State* **64**, 12, 1846 (2022)].
- [27] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld. *J. Supercond. Nov. Magn.* **36**, 7–9, 1631 (2023).
- [28] H. Dersch, G. Blatter. *Phys. Rev. B* **38**, 16, 11391 (1988).
- [29] А. Бароне, Дж. Патерно. *Эффект Джозефсона: Физика и применение*. Мир, М. (1984). 639 с. [A. Barone, G. Paternò. *Physics and applications of the Josephson effect*. John Wiley & Sons (1982)].
- [30] J.R. Clem, B. Bumble, S.I. Raider, W.J. Gallagher, Y.C. Shih. *Phys. Rev. B* **35**, 13, 6637 (1987).
- [31] R. Griessen, H.-H. Wen, A.J.J. van Dalen, B. Dam, J. Rector, H.G. Schnack, Libbrecht, E. Osquiguil, Y. Bruynseraede. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 12, 1910 (1994).

Редактор Е.В. Толстякова