02,07

Сверхпроводящие гранулы Tm123 на несверхпроводящих затравочных кристаллитах Pr123

© Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов, И.В. Немцев, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского,
Федеральный исследовательский центр „Красноярский научный центр СО РАН“,
Красноярск, Россия

E-mail: gokhfeld@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 25 июня 2025 г.
В окончательной редакции 25 июня 2025 г.
Принята к публикации 28 июня 2025 г.

Отжиг двухкомпонентной смеси металлоксидных порошков с одинаковой кристаллической структурой, но с разными значениями перитектических температур, может приводить к ускоренному росту гранул легкоплавкой фазы. В данной работе описано получение и исследование микроструктурных и магнитных характеристик крупногранульной керамики, в которой $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Pr123) являлся тугоплавким компонентом, а $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Tm123) — компонентом с меньшей перитектической температурой. В соединении, приготовленном из 80 vol.% Tm123 и 20 vol.% Pr123, размер сверхпроводящих гранул Tm123 достигает 0.1 mm. Наличие крупных гранул приводит к высоким значениям остаточной намагниченности и захваченного магнитного потока. Несмотря на присутствие 20 % несверхпроводящей фазы, остаточная намагниченность в полученном соединении лишь в 1.07 раз меньше, чем в родственной крупногранульной керамике из 80 vol.% Tm123 и 20 vol.% Nd123, и превышает значения остаточной намагниченности в поликристаллических сверхпроводниках, полученных стандартным твердофазным синтезом.

Ключевые слова: ВТСП, критический ток, намагниченность, REBCO, отжиг, синтез, захваченный магнитный поток.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61170.169-25

1. Введение

Прогресс в создании сверхпроводящих объемных материалов и сверхпроводящих лент открыл пути к широкому применению сверхпроводников в сильноточных устройствах для генерации сильных магнитных полей и передачи энергии. В настоящее время, основные используемые высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) — это $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, где RE — редкоземельный элемент. Основные способы промышленного получения ВТСП — это создание монодоменных образцов методом роста на затравке из расплава [1] и производство гибких лент лазерным напылением на различные подложки [2]. Однако значительное количество поисковых работ по получению новых сверхпроводников, оптимизации условий синтеза, модификации состава, внедрению наночастиц, созданию наноразмерных материалов проводится на керамических материалах [3–10]. Для приготовления таких поликристаллических сверхпроводящих материалов обычно используются твердофазный синтез [11] и золь-гель метод [12], которые отличаются относительной простотой и широкими возможностями микроструктурных модификаций получаемых сверхпроводников. Развитие доступных методов синтеза необходимо для оптимизации свойств известных материалов и поиска новых сверхпроводников [13].

Необходимым этапом при синтезе керамических высокотемпературных сверхпроводников является высокотемпературный отжиг, при котором происходит формирование сверхпроводящей орторомбической фазы. Параметры отжига, например температура и длительность, влияют на критическую температуру, критическую плотность тока, прочность материала. Варьируя условия отжига и подбирая компоненты отжигаемой смеси, можно управлять толщиной и проводимостью межгранульных границ [14–18], контролировать размер гранул [19–22] и получать новые фазы на границах фаз-прекурсоров [23–25]. Такое управление морфологией материала используется при создании керамических купратных сверхпроводников, и может оказаться успешным для других классов сверхпроводящих соединений.

В недавних работах [26,27] нами было показано, что при высокотемпературном отжиге смеси поликристаллических материалов $NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Nd123) и $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Tm123) с отличающимися перитектическими температурами, сверхпроводящие гранулы могут вырастать до 0.1 mm. Температура отжига смеси выбирается больше или равной перитектической температуре легкоплавкой фазы, но меньше перитектической температуры тугоплавкой фазы. Для роста гранул при отжиге двухкомпонентной смеси, перитектические температуры компонентов должны отличатся на десятки градусов. Перитектические температуры обсуждаемых в работе соединений $RE123$ приведены в таблице [1,28]. Нагрев смеси редкоземельных элементов до перитектической температуры легкоплавкого компонента приводит к его

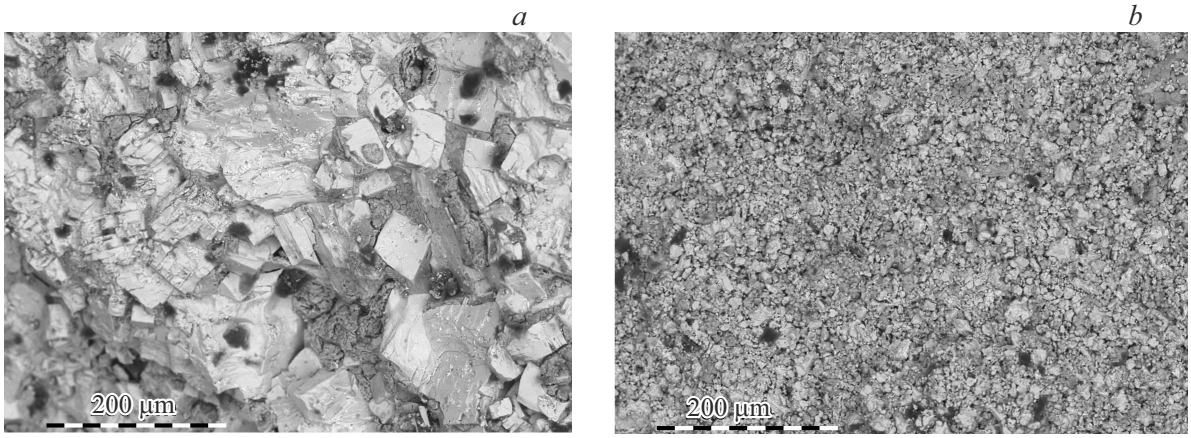

Рис. 1. Гранулы в (a) Tm(Pr)123 и (b) Tm123.

Перитектические температуры некоторых соединений $RE123$

RE в $RE123$	Перитектическая температура, °C
Pr	1052
Nd	1068
Tm	980

распаду с образованием жидкой фазы. Крупные гранулы растут из жидкой фазы на тугоплавких кристаллитах-затравках. Подобный процесс роста кристалла на тугоплавкой затравке из жидкой фазы реализуется в известном методе роста на затравке из расплава [29]. Однако, метод роста на затравке из расплава сложен, требует дорогостоящего оборудования и занимает длительное время. В выращенных этим методом образцах присутствуют трещины, поры и неоднородности, связанные с неравномерностью насыщения кислородом [30]. Метод получения поликристаллических сверхпроводников из двухкомпонентной смеси сохраняет простоту твердофазного синтеза, не требователен к оборудованию и позволяет получать высококачественные гранулы.

В представленной работе для создания крупногранульного сверхпроводника использован описанный способ, предложенный в [26,27]. В качестве тугоплавкого прекурсора выбран $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Pr123). Легкоплавкий прекурсор и концентрации компонентов выбраны такими же, как в [26,27], для возможности сравнения с предыдущими результатами. Pr123 выделяется среди ряда $RE123$ тем, что не переходит в сверхпроводящее состояние. Из-за использования Pr123, в синтезированном материале появляются несверхпроводящие включения. Проведенные измерения намагниченности и сравнение с результатами магнитных измерений крупногранульного сверхпроводника, синтезированного из сверхпроводящих прекурсоров Nd123 и Tm123, позволило установить, как крупные гранулы и несверхпроводящие включения влияют на захват магнитного потока.

2. Эксперимент

Поликристаллические материалы $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Pr123) и $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Tm123) были получены из порошков Pr_2O_3, Tm_2O_3, $BaCO_3$ и CuO по стандартной керамической технологии твердофазного синтеза. Цикл, состоящий из помола, прессования, отжига при 910 °C и охлаждения с печью, был повторен три раза. Готовые керамические материалы перемалывались и смешивались в пропорции 20 vol.% Pr123 и 80 vol.% Tm123. Смесь прессовалась, полученные таблетки отжигались при 980 °C в течение 1 часа и охлаждались со скоростью 0.5 °C в минуту. Далее для синтезированного материала используется обозначение Tm(Pr)123.

Измерения проводились на оборудовании Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН. Микроструктурная характеризация образцов выполнялась с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi TM4000Plus и энергодисперсионного спектрометра Bruker XFlash 630Hc. Намагниченность измерялась с помощью вибрационного магнетометра Quantum Design PPMS-9T. Образец для магнитных измерений имел форму параллелепипеда $5 \times 2 \times 1.5$ mm. Магнитное поле было направлено вдоль длинной стороны образца.

3. Результаты и обсуждение

Изображения на рис. 1, a, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии, демонстрируют увеличенные гранулы в Tm(Pr)123 по сравнению с исходным поликристаллическим материалом Tm123 (рис. 1, b). Размер крупнейших гранул достигает 0.1 mm.

Энергодисперсионная спектрометрия показывает неоднородное распределение Tm и Pr на поверхности

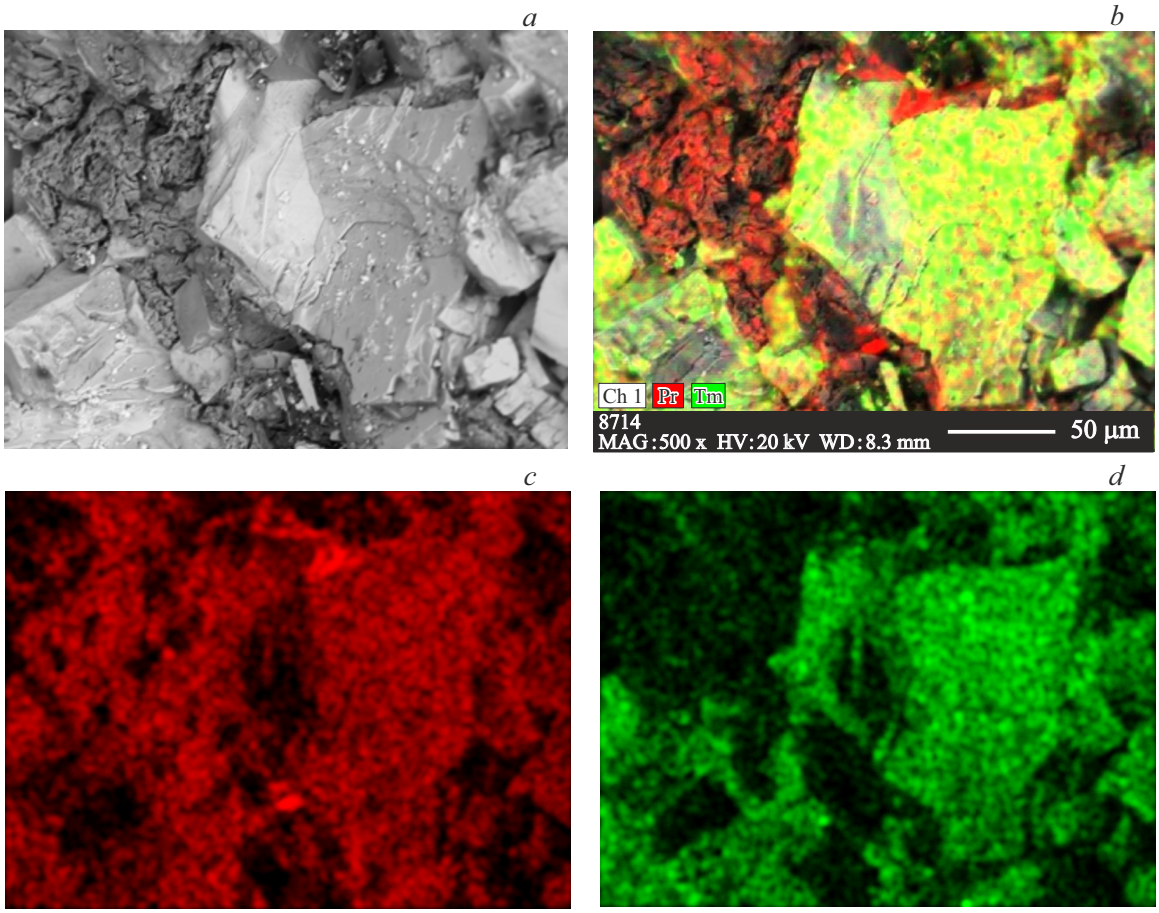

Рис. 2. Распределение химических элементов на поверхности Tm(Pr)123.

образов (рис. 2). Тулий присутствует преимущественно в крупных гранулах (с размерами от 5 μm до 100 μm).

Температура сверхпроводящего перехода T_c определялась как значение T, при котором намагниченность становится положительной при нагреве от низких температур (см. вставку на рис. 3). Полученное значение $T_c = 91.8 \pm 0.2$ K совпадает с T_c Tm123 [26]. Петли магнитного гистерезиса Tm(Pr)123, измеренные при $T = 4.2$, 30, 60, 80, 100 K, приведены на рис. 3. Петли имеют наклон, вызванный парамагнитным вкладом от редкоземельных ионов. Вид петель магнитного гистерезиса типичен для поликристаллических ВТСП.

Для определения влияния несверхпроводящих гранул Pr123 на сверхпроводящие свойства Tm(Pr)123 было проведено сравнение с крупногранульным материалом Tm(Nd)123, состоящим из сверхпроводящих гранул двух сортов (80 vol.% Tm123 и 20 vol.% Nd123) [26,27].

На рис. 4, *a*, *b* представлены петли магнитного гистерезиса образцов Tm(Pr)123 и Tm(Nd)123. Для сравнения сверхпроводящих образцов удобно рассматривать значения ΔM, разницу между значениями намагниченности при уменьшении и при увеличении внешнего магнитного поля H (см. рис. 3). Величина $\Delta M(H, T)$ для поликристаллического сверхпроводника зависит от плотности

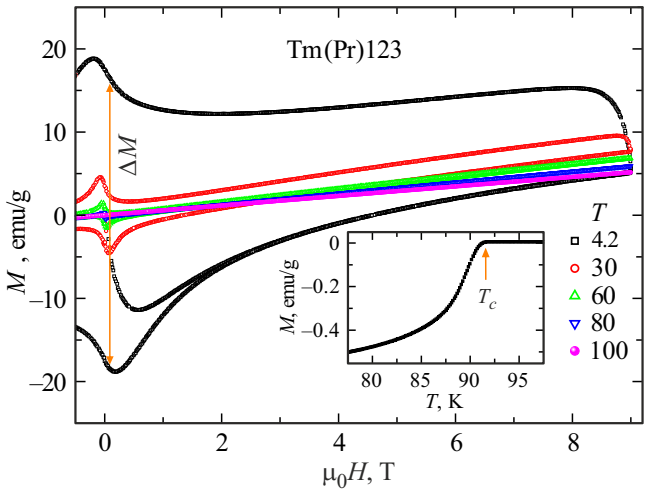

Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса Tm(Pr)123. На вставке зависимость намагниченности от температуры в поле 100 Oe, измеренная после охлаждения без поля (ZFC).

внутригранульного критического тока $J_c(H, T)$, размера гранул и доли сверхпроводящей фазы в образце [31,32]. Будем считать, что внутригранульная плотность тока

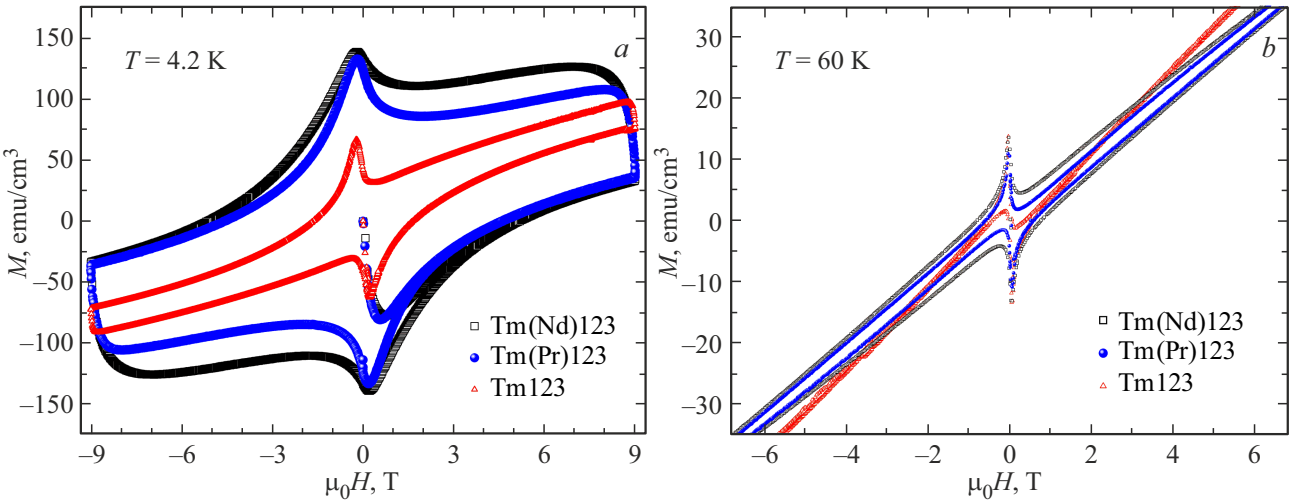

Рис. 4. Петли магнитного гистерезиса крупногранульных образцов Tm(Nd)123 и Tm(Pr)123 и поликристаллического Tm123 при $T = 4.2$ K и $T = 60$ K.

и усредненные размеры гранул Tm123 для этих образцов отличаются незначительно, так как Tm(Pr)123 и Tm(Nd)123 были синтезированы по одинаковой технологии. Тогда уменьшение доли сверхпроводящих гранул от 100 % до 80 % должно приводить к уменьшению значения $\Delta M(H)$ в 1.25 раз. Как демонстрируют петли магнитного гистерезиса при $T = 4.2$ K (рис. 4, *a*), значения $\Delta M(H)$ в ≈ 1.33 раза меньше для Tm(Pr)123, чем для Tm(Nd)123 при $H \geq 1$ T. Таким образом, уменьшение ΔM соответствует уменьшению доли сверхпроводящей фазы при использовании несверхпроводящих затравочных гранул вместо сверхпроводящих. Отметим, что действительные доли сверхпроводящей фазы в образцах Tm(Pr)123 и Tm(Nd)123 могут быть меньше 80 % и 100 %.

Плотность критического тока J_c рассчитывалась из петель намагниченности по формуле $J_c = 3\Delta M/d$, здесь d — это эффективный масштаб циркуляции тока. В настоящей работе для определения d использован метод, предложенный в работе [33]. Метод основан на том, что вихри Абрикосова не закрепляются в приповерхностном слое сверхпроводника с толщиной равной глубине проникновения магнитного поля λ. Равновесная намагниченность приповерхностного слоя приводит к асимметрии намагничивания: значения намагниченности при увеличении поля M^+ по модулю больше значений намагниченности при уменьшении поля M^- (без парамагнитного вклада). Наблюдаемая асимметрия петли магнитного гистерезиса позволяет определить масштаб циркуляции тока: $d \approx 2\lambda/[1 - (\Delta M/2|M_{\rm m}^-|)1/3]$, где $M_{\rm m}^-$ — минимальное значение намагниченности, то есть максимальная величина диамагнитного сигнала, $\lambda = 150 \cdot 10^{-9}$ m. Используя этот метод для петли магнитного гистерезиса при $T = 4.2$ K, получаем значение $d \approx 10\,\mu$m.

Рассчитанные зависимости J_c от магнитного поля при разных температурах показаны на рис. 5, *a*. Так как основной вклад в намагниченность дают сверхпроводящие гранулы, то значения ΔM для Tm(Pr)123 при расчете по (1) дополнительно делились на долю фазы Tm123 при $T = 4.2$ K. При таком подходе рассчитанные значения внутригранульной плотности критического тока не зависят от доли несверхпроводящей фазы. Уменьшение доли сверхпроводящей фазы с температурой не учитывалось.

При повышении температуры происходит уменьшение плотности критического тока J_c и соответствующее уменьшение ΔM. Однако для Tm(Pr)123 уменьшение ΔM происходит быстрее, чем для Tm(Nd)123. При $T = 60$ K значения $\Delta M(H)$ для Tm(Pr)123 меньше, чем для Tm(Nd)123, в 2 раза (рис. 4, *b*), а при $T = 80$ K в 2.5 раза (петли магнитного гистерезиса при $T = 80$ K не приведены). Такое ускоряющееся с температурой уменьшение значений ΔM может быть вызвано наличием фаз с меньшей критической температурой. Известно, что частичное замещение позиции *RE* на Pr в сверхпроводящем *RE*123 приводит к подавлению сверхпроводимости и уменьшению T_c [34]. Мы предполагаем, что на границах фаз Tm123 и Pr123 во время синтеза происходила диффузия Tm и Pr с образованием смешанных фаз $Tm_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $0 < x < 1$. По-видимому, при $T = 4.2$ K в сверхпроводящем состоянии находится не более 80 % объема Tm(Pr)123, а при повышении температуры доля материала в сверхпроводящем состоянии уменьшается, составляя лишь около 50 % при $T = 60$ K и 40 % при $T = 80$ K. Таким образом, уменьшение доли сверхпроводящей фазы в Tm(Pr)123 влияет на скорость уменьшения ΔM с ростом температуры.

Зависимости плотности силы пиннинга $F_p(H)$, рассчитанные по формуле $F_p(H) = \mu_0 H \cdot J_c(H)$ приведены на рис. 5, *b*. Зависимости $F_p(H)$ при $T = 60$ K и $T = 80$ K имеют максимум при 5.3 T и 1.1 T соответственно. Такие же значения поля максимума $H_{\max}$ при 60 K и 80 K имели зависимости $F_p(H)$ образца Tm(Nd)123 [27].

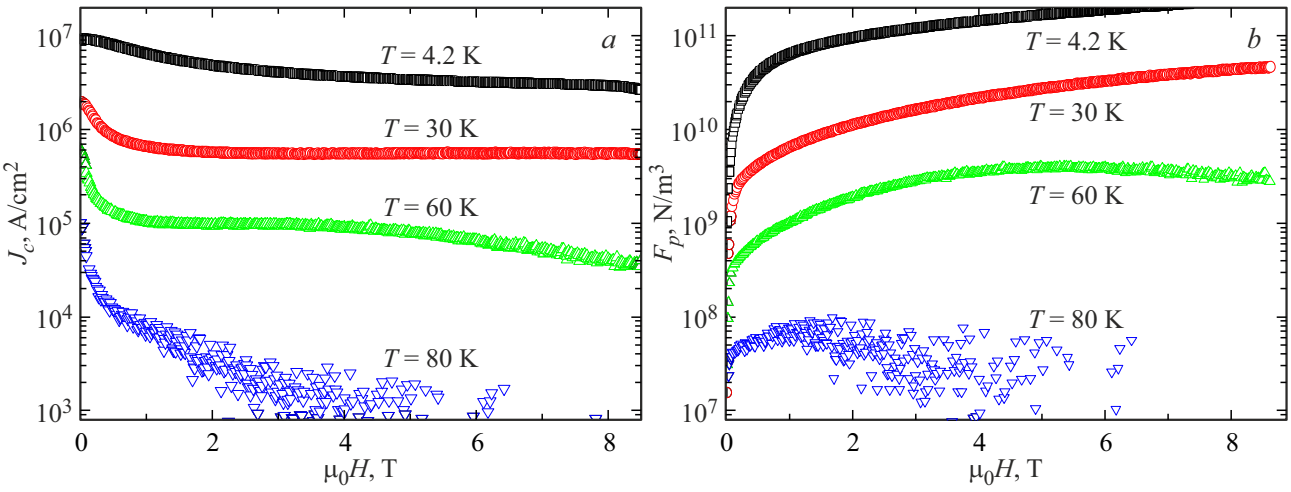

Рис. 5. Зависимости (*a*) плотности критического тока и (*b*) плотности силы пиннинга от магнитного поля для Tm(Pr)123 (в полулогарифмическом масштабе), рассчитанные из петель магнитного гистерезиса.

Безразмерный параметр $h_{\max} = H_{\max}/H_{\text{irr}}$, где H_{irr} — это поле необратимости, связан с особенностями пиннинга [35]. Для Tm(Nd)123 и Tm(Pr)123 $h_{\max} \approx 0.2$. Согласно скейлинговой модели [35], значение $h_{\max} = 0.2$ соответствует пиннингу на межгранульных границах. Одинаковые значения Hmax и $h_{\max}$ для Tm(Nd)123 и Tm(Pr)123 свидетельствуют об одинаковых механизмах пиннинга магнитного потока в этих сверхпроводниках.

Значения остаточной намагниченности $M_{\text{rem}} = \Delta M(H = 0)/2$ исследуемого образца значительно превышают M_{rem} поликристаллических сверхпроводников, полученных стандартным твердофазным синтезом (см. рис. 4, *a*, *b*, где для сравнения приведена петля поликристаллического Tm123). Захваченное магнитное поле B_{tr} и захваченный магнитный поток Ф выражаются как $B_{\text{tr}} = \mu_0 M_{\text{rem}}$ и $\Phi = \mu_0 M_{\text{rem}} S$, где S — это площадь сечения образца плоскостью перпендикулярной внешнему полю. Захваченное магнитное поле для Tm(Pr)123 составляет 0.155 T при $T = 4.2$ K, а захваченный магнитный поток $4.7 \cdot 10^{-7}$ Wb. В сверхпроводниках *RE*123, полученных по стандартной керамической технологии, типичные значения захваченного поля не превышают 0.1 T [36–38]. Высокие значения ΔM, M_{rem} и B_{tr} для Tm(Pr)123, как и для Tm(Nd)123, связаны с большим размером сверхпроводящих гранул, так как $\Delta M \sim J_c d$.

Хотя содержание сверхпроводящей фазы в Tm(Pr)123 и Tm(Nd)123 отличается на 20 %, значения M_{rem} и B_{tr} для Tm(Pr)123 при $T = 4.2$ K меньше лишь на 7 %. Аномально малое уменьшение M_{rem} и ΔM в слабых полях для Tm(Pr)123 по сравнению с Tm(Nd)123 может быть вызвано захватом магнитного потока несверхпроводящими включениями. Магнитному потоку энергетически выгодно проходить через микроскопические дефекты (поры, включения несверхпроводящей фазы), и эти дефекты служат центрами пиннинга [39–41]. Однако такие дефекты уменьшают эффективное сечение для протекания тока, и избыточный захват магнитного потока микроскопическими несверхпроводящими включениями возможен только в слабых полях [42].

4. Заключение

Высокотемпературный отжиг прекурсоров с различными перитектическими температурами (Tm123 и Pr123) применен для получения керамического материала с крупными сверхпроводящими гранулами размером до 0.1 mm. Рост гранул происходил при температуре отжига равной перитектической температуре легкоплавкого компонента (Tm123).

Энергодисперсионная спектрометрия и сравнение значений ΔM для образцов с несверхпроводящими и сверхпроводящими зародышевыми гранулами показывают, что в Tm(Pr)123 происходит формирование крупных гранул Tm123. Быстрое уменьшение ΔM с температурой объяснено образованием смешанной фазы $Tm_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с пониженной критической температурой. Материал Tm(Pr)123, имеющий в составе 20 vol.% несверхпроводящего Pr123, способен захватывать магнитное поле до 0.155 T в 4.2 K, что лишь на 7 % меньше, чем для Tm(Nd)123, и значительно превышает значения B_{tr} для большинства поликристаллических сверхпроводников.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках госзадания ИФ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] D.K. Namburi, Y. Shi, D.A. Cardwell. Supercond. Sci. Technol. **34**, 053002 (2021).
[2] K. Tsuchiya, X. Wang, S. Fujita, A. Ichinose, K. Yamada, A. Terashima, A. Kikuchi. Supercond. Sci. Technol. **34**, 105005 (2021).
[3] I.B. Bobylev, S.V. Naumov, N.A. Zyuzeva, S.V. Telegin. Phys. Met. Metallogr. **119**, 1175 (2018).
[4] N.A. Khalid, M.M. Awang Kechik, N.A. Baharuddin, C.S. Kien, H. Baqiah, L.K. Pah, A.H. Shaari, Z.A. Talib, A. Hashim, M. Murakami. J. Mater. Sci. Mater. Electron. **31**, 16983 (2020).
[5] P. Pęczkowski, P. Zachariasz, M. Kowalik, W. Tokarz, S.P. Kumar Naik, J. Żukrowski, C. Jastrzębski, L.J. Dadiel, W. Tabiś, Ł. Gondek. J. Eur. Ceram. Soc. **41**, 7085 (2021).
[6] S.K. Gadzhimagomedov, D.K. Palchaev, Z.K. Murlieva, M.K. Rabadanov, M.Y. Presnyakov, E.V. Yastremsky, N.S. Shabanov, R.M. Emirov, A.E. Rabadanova, J. Phys. Chem. Solids **168**, 110811 (2022).
[7] A.N. Kamarudin, M.M.A. Kechik, S.N. Abdullah, H. Baqiah, S.K. Chen, M.K.A. Karim, A. Ramli, K.P. Lim, A.H. Shaari, M. Miryala. Coatings **2022**, 12, 91 (2022).
[8] C. Min Cheong, S. Kien Chen. Mater. Today Proc. **96**, 50 (2024).
[9] K.S. Pigalskiy, A.A. Vishnev, N.N. Efimov, A.V. Shabatin, L.I. Trakhtenberg. Ceram. Int. **51**, 11037 (2025).
[10] R.A.M. Arebat, M.M.A. Kechik, H. Baqiah, C.S. Kien, L.K. Pah, K.K.M. Shariff, A.H. Shaari, Y.S. Hong, N.A.M.I.A. Sah, M. Miryala. J. Aust. Ceram. Soc. **1** (2025).
[11] M. Aykol, J.H. Montoya, J. Hummelshøj. J. Am. Chem. Soc. **143**, 9244 (2021).
[12] T.T. Thuy, S. Hoste, G.G. Herman, K. De Buysser, P. Lommens, J. Feys, D. Vandeput, I. Van Driessche. J. Sol-Gel Sci. Technol. **52**, 124 (2009).
[13] J.R. Chamorro, T.M. McQueen. Acc. Chem. Res. **51**, 2918 (2018).
[14] P.E. Kazin, V.V. Poltavets, Y.D. Tretyakov, M. Jansen, B. Freitag, W. Mader. Phys. C Supercond. **280**, 253 (1997).
[15] K.A. Shaihutdinov, D.A. Balaev, D.M. Gokhfeld, S.I. Popkov, M.I. Petrov. J. Low Temp. Phys. **130**, 347 (2003).
[16] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. 20, 495 (2007).
[17] B.A. Malik, M.A. Malik, K. Asokan. Curr. Appl. Phys. **16**, 1270 (2016).
[18] D.S. Novosilova, M.V. Polikarpova, I.M. Abdyukhanov, I.L. Deryagina, E.N. Popova, E.I. Patrakov, A.S. Tsapleva, M.V. Alekseev. Phys. Met. Metallogr. **122**, 33 (2021).
[19] J.-Y. Kim, S.-Y. Lee, I.-S. Yang, T. Lee, S. Yom, K. Kim, J.H. Kim. Phys. C Supercond. **308**, 60 (1998).
[20] D. Tripathi, T.K. Dey. J. Supercond. Nov. Magn. **28**, 2025 (2015).
[21] A. Arlina, S.A. Halim, M.M.A. Kechik, S.K. Chen. J. Alloys Compd. **645**, 269 (2015).
[22] E. Taylan Koparan, B. Savaskan, S.B. Guner, S. Celik. Appl. Phys. A **122**, 46 (2016).
[23] N.A. Kalanda, V.M. Trukhan, S.F. Marenkin. Inorg. Mater. **38**, 597 (2002).
[24] A.A. Bykov, K.Y. Terent'ev, D.M. Gokhfeld, N.E. Savitskaya, S.I. Popkov, M.I. Petrov. J. Supercond. Nov. Magn. **31**, 3867 (2018).
[25] М.И. Петров, С.И. Попков, К.Ю. Терентьев, А.Д. Васильев. Письма в ЖТФ **46**, 11 (2020).
[26] М.И. Петров, Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов, И.В. Немцев. Письма в ЖТФ **50**, 11 (2024).
[27] D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov, S.V. Semenov, A.D. Balaev, I.V. Nemtsev, A.D. Vasiliev, M.S. Molokeev. Ceram. Int. **50**, 52213 (2024).
[28] C. Changkang, A.T. Boothroyd, H. Yongle, F.R. Wondre, B.M. Wanklyn, J.W. Hodby. Phys. C Supercond. **214**, 231 (1993).
[29] K. Iida, N.H. Babu, Y. Shi, D.A. Cardwell. Supercond. Sci. Technol. **18**, 1421 (2005).
[30] V. Kucharová, P. Diko, D. Volochová, V. Antal, M. Lojka, T. Hlásek, V. Plecháček. J. Eur. Ceram. Soc. **42**, 6533 (2022).
[31] A.D. Caplin, L.F. Cohen, M.N. Cuthbert, M. Dhalle, D. Lacey, G.K. Perkins, J.V. Thomas. IEEE Trans. Appiled Supercond. **5**, 1864 (1995).
[32] D.M. Gokhfeld. J. Supercond. Nov. Magn. **36**, 1089 (2023).
[33] Д.М. Гохфельд. Письма в ЖТФ **45**, 3 (2019).
[34] W. Guan, Y. Xu, S.R. Sheen, Y.C. Chen, J.Y.T. Wei, H.F. Lai, M.K. Wu, J.C. Ho. Phys. Rev. B **49**, 15993 (1994).
[35] D. Dew-Hughes. Philos. Mag. **30**, 293 (1974).
[36] H. Theuss, H. Kronmüller. Phys. C Supercond. Its Appl. **242**, 155 (1995).
[37] D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, I.S. Yakimov, M.I. Petrov, S.V. Semenov. Ceram. Int. **43**, 9985 (2017).
[38] D.M. Gokhfeld, S.V. Semenov, K.Y. Terentyev, I.S. Yakimov, D.A. Balaev. J. Supercond. Nov. Magn. **34**, 2537 (2021).
[39] Г.С. Мкртчян, В.В. Шмидт. ЖЭТФ **61**, 367 (1972).
[40] J.R. Clem. *A Model for Flux Pinning in Superconductors, in Low Temperature Physics-LT 13* (Springer US, Boston, MA, 1974), pp. 102–106.
[41] F. Sernetz. J. Low Temp. Phys. **24**, 85 (1976).
[42] D. Gokhfeld. Phys. C Supercond. Its Appl. **619**, 1354486 (2024).

Редактор В.В. Емцев