

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

УДК 538.945

ТЕМПЕРАТУРНАЯ И РАЗМЕРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯ НЕОБРАТИМОСТИ СЛОИСТОГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

© 2023 г. А. А. Михайлов^а, А. Н. Максимова^{а, *}, А. Н. Мороз^а, Д. М. Гохфельд^б

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^бИнститут физики им. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Россия

*E-mail: anmaksimova@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 19.07.2022 г.

Принята к публикации 25.07.2022 г.

Методом Монте-Карло в рамках двумерной модели слоистого ВТСП выполнены расчеты кривых намагниченности гранулированного высокотемпературного сверхпроводника при различном размере гранул. В данном подходе рассчитывается вклад в намагниченность только гранул, вклад межгранульных промежутков мал и не учитывается. Получены убывающие зависимости поля необратимости от температуры при фиксированном размере гранулы и возрастающие зависимости поля необратимости от ее размера при фиксированной температуре. Исследована зависимость остаточной намагниченности от времени при разной температуре. Показано, что скорость релаксации не зависит от размера гранулы в низкой температуре, но уменьшается с ростом размера (при размере гранулы меньше 3 мкм) в высокой температуре, когда существенным становится крип магнитного потока.

Ключевые слова: гранулированный ВТСП, метод Монте-Карло, поле необратимости, релаксация остаточной намагниченности

DOI: 10.56304/S2079562922050335

ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводники второго рода представляют огромный интерес для практических приложений за счет высоких значений критических параметров — величины критического поля и тока. Согласно модели Бина [1], величина критического тока пропорциональна ширине петли перемагничивания и может быть определена из соответствующих измерений. Эксперименты показывают [2–5], что в процессе перемагничивания при определенном значении магнитного поля ширина петли обращается в ноль. Данное поле называют полем необратимости. Исследованию влияния различных факторов на поле необратимости уделяется существенное внимание и в настоящее время [6–9]. В работе [6] продемонстрировано, что поле необратимости сверхпроводника выше в бислое ферромагнетик-сверхпроводник. Повышение поля необратимости авторы указанной работы объяснили пиннингом абрикосовских вихрей на доменной стенке ферромагнетика. Авторы работы [7] исследовали влияние допирования кристалла YBCO самарием на критическую температуру, критический ток, линию необратимости $H_{irr}(T_{irr})$ и силу пиннинга. Показано, что допирование повышает критическую температуру, однако для кри-

тического тока и силы пиннинга существует некоторый оптимальный уровень. В работах [8, 9] экспериментально исследованы пиннинг и динамика вихревой решетки в сверхпроводниках на основе железа $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ и $\text{La}_{0.34}\text{Na}_{0.66}\text{Fe}_2\text{As}_2$ в зависимости от температуры, величины и частоты внешнего магнитного поля. Определена линия плавления вихревой решетки. Исходя из теории термоактивированного крипа магнитного потока определена энергия активации вихрей ~ 0.5 эВ. Исследовалась также скорость релаксации как функция температуры и магнитного поля. Показано повышение скорости релаксации с ростом магнитного поля и наличие максимума на температурной зависимости энергии активации.

Существенное внимание в исследованиях уделяется численному расчету намагниченности и критических параметров сверхпроводника. В расчетах удается менять размеры образца, конфигурацию центров пиннинга, температуру, в то время как в эксперименте изменение параметров сверхпроводника связано с определенными трудностями. Так, в работе [10] решением уравнения Лондонов для цилиндрических ВТСП построены кривые намагниченности при разных радиусах цилиндра. Показано сужение петли с уменьшением

размера, монотонное убывание критического тока с ростом магнитного поля.

В экспериментальной работе [11] изучались магнитные свойства гранулированного ВТСП $\text{SmFeAsO}_{0.91}\text{F}_{0.09}$ при размерах гранул от 220 до 1680 нм. Измерены кривые намагниченности, найдены зависимости поля необратимости от температуры. Показано повышение поля необратимости при снижении температуры и увеличении среднего размера гранулы. Получено также, что зависимость внутригранульного критического тока от размера гранулы линейна в логарифмическом масштабе. В работе [12] также рассматриваются зависимости критического тока и поля необратимости гранулированных ВТСП от времени релаксации и размера гранул.

В теоретической работе [13] методом молекулярной динамики исследовали влияние внезапных скачков температуры и магнитного поля на релаксацию вихревой системы. Исследовано различие кинетики релаксации при наличии некоррелированного точечного беспорядка и столбчатых дефектов. В работе [14] исследуется влияние внешнего магнитного поля на скорость релаксации. Показано, что в отсутствие поля движение магнитного потока замедляется, что приводит к снижению скорости выхода вихрей из образца. Лучшее всего эффект выражен в длинных пластинах и цилиндрических образцах.

Большинство современных ВТСП являются анизотропными веществами, имеющими слоистую структуру. Такой сверхпроводник может быть представлен в виде стопки сверхпроводящих плоскостей, связанных джозефсоновским взаимодействием [15]. В пределе высокой анизотропии межслоевым взаимодействием можно пренебречь и рассматривать один слой как средний отклик всего образца. В этом случае вихревая нить представляется в виде стопки плоских слоевых вихрей — панкейков [16–19]. Система панкейков даже в случае одного сверхпроводящего слоя является сложной системой, не допускающей в общем случае аналитического решения. Высокую эффективность при анализе структуры и динамики вихревой решетки в сверхпроводниках второго рода показали методы молекулярной динамики и Монте-Карло [20–22].

В настоящей работе нами выполнен расчет кривых намагниченности и релаксации гранулированного ВТСП при различной температуре и разном размере гранул. Расчеты выполнены методом Монте-Карло для вихревой системы. Получены зависимости поля необратимости и скорости релаксации от среднего размера гранулы.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Расчеты выполнены в рамках двумерной модели слоистого ВТСП [15]. Полная энергия системы вихрей может быть представлена в виде:

$$G = \sum_z \left\{ N_z \varepsilon + \sum_{i < j} U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{surf}}(r_{ij}^{(\text{im})}) + \sum_i U_{\text{inter-plane}}(r_i^{z,z+1}) \right\},$$

где d — толщина сверхпроводящего слоя, $\varepsilon = d\varepsilon_0 (\ln[\lambda(T)/\xi(T)] + 0.52)$ — собственная энергия слоевого вихря (панкейка), $\lambda(0)$, $\xi(0)$ — глубина проникновения и длина когерентности при $T=0$ К; N_z — число панкейков в плоскости z , в рамках двумерной модели рассматривается только один слой, для определенности $z=0$; второй член описывает попарное взаимодействие панкейков, третий — взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый — взаимодействие вихрей с плоской границей сверхпроводника и мейсснеровским и транспортным током, последний — межплоскостное взаимодействие панкейков; $\varepsilon_0 = \Phi_0^2/(4\pi\lambda)^2$, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ — квант магнитного потока, r_{ij} — расстояние между вихрями i и j в плоскости ВТСП-слоя.

В выбранной геометрии расчета магнитное поле направлено перпендикулярно ВТСП-слоям. Рождение и аннигиляция вихрей возможны только вблизи границы, вихри входят в образец в направлении оси x . В направлении оси y действуют периодические граничные условия, в этом же направлении текут мейсснеровские и транспортные токи. Подробнее описание модели см. [21, 22] и ссылки в них. Приближенно можно считать, что ширина образца в выбранной геометрии соответствует среднему размеру гранулы в гранулированном ВТСП.

Взаимодействие вихря с границей описывается как притяжение вихря к его зеркальному отражению — “антивихрю”. Обычно размер системы вдоль направления входа вихрей в образец (оси x) составляет несколько десятков λ , и для описания взаимодействия с границей достаточно только отражения от ближайшей границы. Однако, при уменьшении ширины образца может появиться вклад и отражения от противоположной границы. В нашей работе эффективный размер гранулы (в использованной модели эквивалентный ширине образца) меняется от 1 до 7 мкм. Поэтому взаимодействие вихря с границей выбрано в виде:

$$U_{\text{surf}} = \frac{\Phi_0^2}{16\pi^2\lambda^2} d \left[\sum_{j=1}^2 2K_0 \left(\frac{2aj}{\lambda} \right) - \sum_{j=0}^2 \left(K_0 \left(\frac{2x+ja}{\lambda} \right) + K_0 \left(\frac{2(a-x)+ja}{\lambda} \right) \right) \right],$$

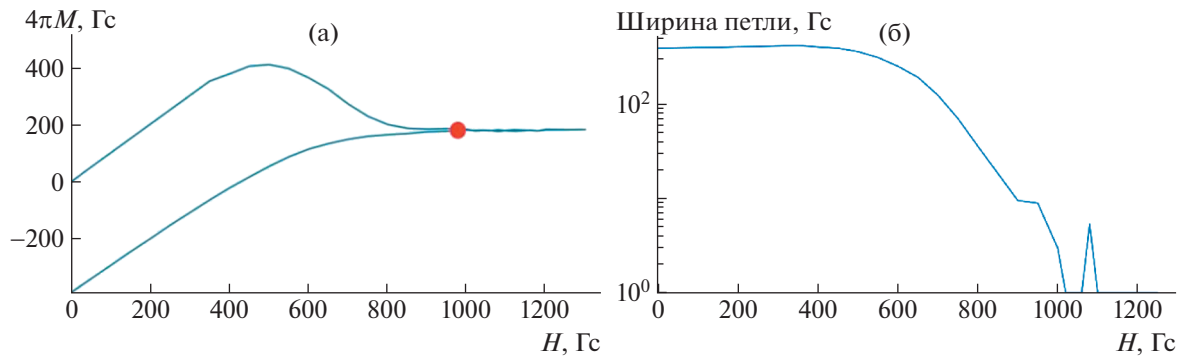


Рис. 1. (а) Кривая намагниченности для образца размером 7×5 мкм с концентрацией дефектов $1.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при температуре 15 К. (б) Зависимость ширины петли от намагничивающего поля в полулогарифмическом масштабе. В дальнейшем все расчеты выполнены для указанной концентрации дефектов. Красная точка в (а) показывает поле необратимости.

где a — ширина образца. Энергия взаимодействия вихря с дефектом имеет вид:

$$U_p = -\alpha \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2} d \frac{1}{r_{ij}/\xi + 1} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{2\xi}\right).$$

Здесь α — так называемая эффективная глубина ямы дефекта. В нашей работе α выбирается таким образом, чтобы коэффициент перед безразмерным множителем был порядка характерных энергий панкейка: $\alpha \sim 0.01 - 0.10$ эВ.

Температурные зависимости характерных длин сверхпроводника, в соответствии с моделью слоистого ВТСП [21, 22], выбирались в виде:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^{3.3}}}, \quad \xi(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^{3.3}}}.$$

Поле необратимости H_{irr} в нашей работе определялось из необратимой кривой намагниченности. Типичная кривая намагниченности показана на рис. 1а. Красной точкой показано поле необратимости. Более точный способ определить поле необратимости показан на рис. 1б. Для этого необходимо построить полулогарифмический график ширины петли от намагничивающего поля, так что точка, в которой этот график пересекает горизонтальную ось, и будет полем необратимости. Последующие нулевые точки на этом графике связаны с изменением количества вихрей из-за тепловых флуктуаций.

Намагниченность рассчитывается по формуле из работы [23]:

$$-4\pi M = H_0 - \sum_{n=1}^N \frac{\Phi(x_n)}{S} + \frac{2\lambda H_0}{a} (e^{-a/\lambda} - 1),$$

$$\Phi(x) = \Phi_0 \left(1 - \frac{2}{\pi} \int_{x/\lambda}^{\infty} y K_0(y) \arccos\left(\frac{x}{y\lambda}\right) dy \right).$$

Здесь $\Phi(x_n)$ — величина кванта магнитного потока на расстоянии x от границы, где находится центр n -го вихря. N — полное число вихрей в системе. Искривление величины кванта магнитного потока заметно на расстоянии ~ 1 мкм от границы.

Релаксация захваченного магнитного потока рассчитывалась в нулевом внешнем магнитном поле (в нижней точке петли на рис. 1а). Скорость релаксации вычислялась по формуле:

$$S = \frac{d(\ln M)}{d(\ln t)},$$

где t — время расчета в шагах Монте-Карло. Заметим, что при указанном ее определении скорость релаксации не зависит от временного эквивалента шага.

Все расчеты выполнены для характерных параметров ВТСП на основе висмута $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: $\lambda(T=0) = 180$ нм, $\xi(T=0) = 2$ нм, $T_c = 84$ К. Толщина сверхпроводящего слоя в нашей работе принята равной $d = 2.7$ нм.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчет температурной зависимости поля необратимости

На рис. 2а показаны рассчитанные кривые намагниченности при различной ширине образца. Можно видеть явные различия в полях необратимости при изменении размера. Далее из указанных кривых нами были рассчитаны температурные зависимости поля необратимости. Результаты показаны на рис. 2б. По крайней мере в рассмотренных диапазонах температур расчет выявил явную зависимость от взятых параметров: при понижении температуры и увеличении ширины поле необратимости повышается, что свидетельствует об улучшении сверхпроводящих характеристик. Следует отметить, что полученные значения полей не-

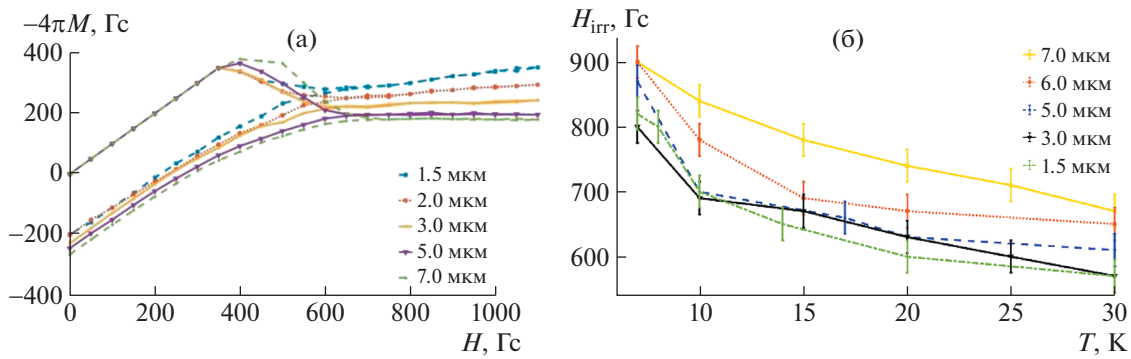


Рис. 2. (а) Кривые намагниченности при различной ширине образца. $T = 10$ К. (б) Зависимости поля необратимости от температуры.

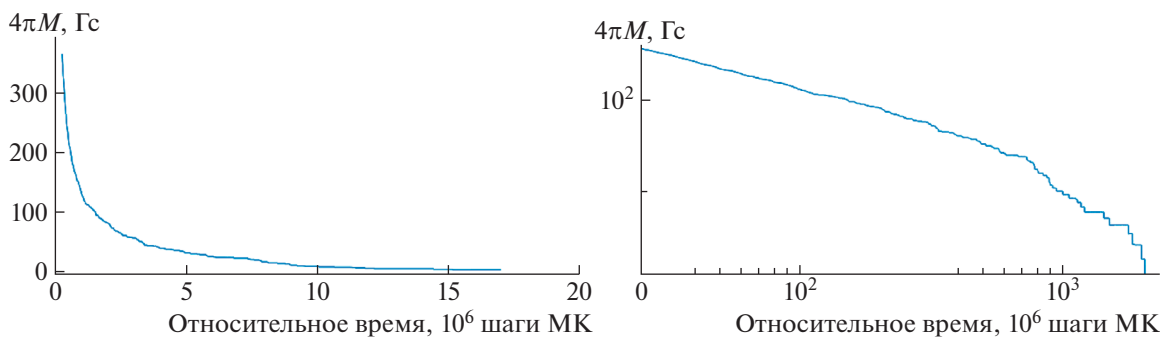


Рис. 3. Зависимость остаточной намагниченности от времени. $T = 27$ К, размер 5×5 мкм. Справа показан масштабированный фрагмент медленного участка зависимости из графика слева.

обратимости количественно согласуются с результатами экспериментальной работы [11]. Погрешности на рис. 2б соответствуют типичному значению погрешности расчета Монте-Карло: 10–15%.

Релаксация остаточной намагниченности

Типичная кривая релаксации, полученная нами в расчете, показана на рис. 3а. Для определения скорости релаксации построим график в логарифмическом масштабе (рис. 3б).

Кривую в логарифмическом масштабе можно разделить на три участка:

- 1) От 0 до 13 по горизонтальной шкале. График на этом участке представляет собой прямую, соответствующую перемещению к границе и выходу из образца не закрепленных на дефектах вихрей.
- 2) От 13 до 16 по горизонтальной оси. Некоторый переходный участок.
- 3) От 16 по горизонтальной оси. Эта прямая соответствует срыву с дефектов и выходу из образца запиннированных вихрей. Ступеньки на кривой соответствуют выходу одиночных вихрей. Для иллюстрации представим вихревые конфигурации в

разных точках кривой релаксации (рис. 4).

На рис. 5 показана зависимость скорости релаксации от размера образца при различной температуре. Снижение скорости релаксации при малых размерах для 27 К свидетельствует об ослаблении влияния границ на вихри в глубине образца. При температурах ниже 27 К рассчитанная скорость релаксации не зависит от размера образца. Это соответствует быстрому (за первые шаги Монте-Карло) выходу из сверхпроводника вихрей, находящихся возле границы, в то время как вихри в глубине сверхпроводника не могут покинуть образец. Таким образом, при $T < 27$ К термоактивированного крипа магнитного потока не наблюдается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках двумерной модели слоистого ВТСП исследовано влияние размера гранулы в гранулированном ВТСП на поле необратимости и релаксацию остаточной намагниченности. Получена растущая зависимость поля необратимости от размера образца. Предположительно, данный рост поля не-

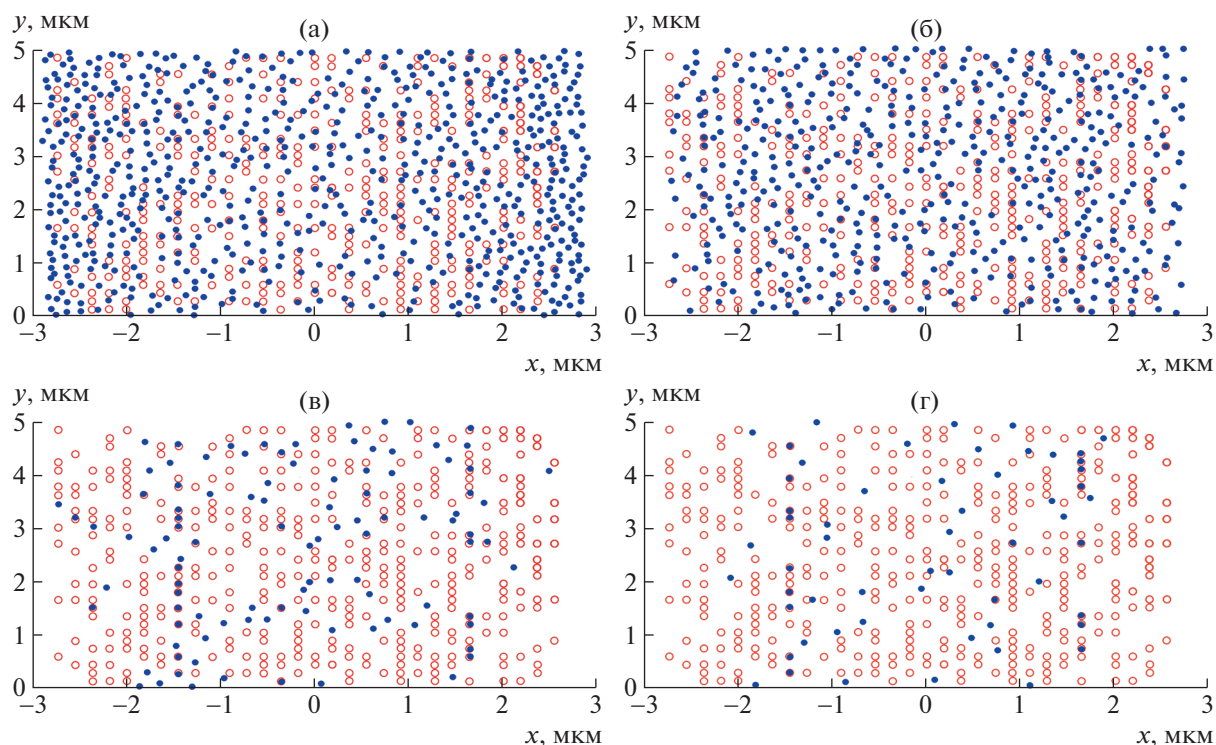


Рис. 4. Вихревые конфигурации в разных точках кривой релаксации. Синие круги — вихри, красные выколотые круги — дефекты. (а) В момент выключения внешнего поля, (б) 1000 шагов после выключения поля, (в) 100000 шагов после выключения поля, (г) 500000 шагов после выключения поля. Видно, что, начиная с рисунка (в), меняется число запиннированных вихрей.

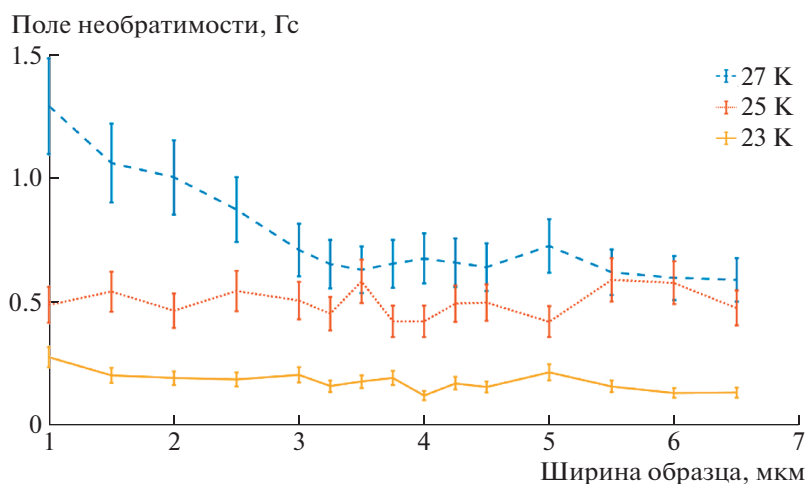


Рис. 5. Зависимость скорости релаксации от размера образца и температуры.

обратимости связан с ослаблением влияния границы при увеличении ширины сверхпроводника, что приводит к затруднению выхода из образца вихрей, расположенных вдали от границы.

Исследована релаксация остаточной намагниченности в гранулированном ВТСП. Получены убывающие при высокой температуре зависимо-

сти скорости релаксации от размера гранулы. Показано наличие трех участков с разным наклоном на кривой релаксации, соответствующие различным режимам выхода магнитного потока из сверхпроводника. Продемонстрированы скачки на кривой релаксации, связанные с выходом из образца отдельных вихрей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана программой "Приоритет-2023" Национального исследовательского ядерного университета "МИФИ".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Bean C.P.* // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8 (6). P. 250.
2. *Matsushita T. et al.* // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 1993. V. 213 (34). P. 477.
3. *Umezawa A. et al.* // Nature (London, U.K.). 1993. V. 364 (6433). P. 129.
4. *Ihara N., Matsushita T.* // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 1996. V. 257 (34). P. 223.
5. *Matsushita T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56 (20). P. 2039.
6. *Garcia Santiago A. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77 (18). P. 2900.
7. *Hajilou R., Sedghi Gamchi H.* // J. Low Temp. Phys. 2020. V. 198 (1). P. 7089.
8. *Vlasenko V., Pervakov K., Gavrilkin S.* // Supercond. Sci. Technol. 2020. V. 33 (8). P. 084009.
9. *Sundar S. et al.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 125 (12). P. 123902.
10. *Гохфельд Д.М.* Магнитный гистерезис и плотность критического тока неоднородных сверхпроводников в сильных магнитных полях. Дис. д.ф.-м.н. 01.04.07. 2019. Красноярск.
11. *Sánchez-Zacate F.E., Conde-Gallardo A.* // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 2019. V. 563. P. 1621.
12. *Senoussi S.* // J. Phys. III. 1992. V. 2 (7). P. 1041.
13. *Assi H. et al.* // Phys. Rev. E. 2015. V. 92 (5). P. 052124.
14. *Sánchez-Zacate F.E., Conde-Gallardo A.* // J. Supercond. Nov. Magn. 2021. V. 34 (12). P. 3141.
15. *Lawrence W.E., Doniach S.* // Proc. LT'12. 1971. P. 361.
16. *Blatter G. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66 (4). P. 1125.
17. *Schneider J.W., Schafroth S., Meier P.F.* // Phys. Rev. B. 1995. V. 52 (5). P. 3790.
18. *Bulaevskii L.N., Ledvij M., Kogan V.G.* // Phys. Rev. B. 1992. V. 46 (1). P. 366.
19. *Clem J.R.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 43 (10). P. 7837.
20. *Reichhardt C., Reichhardt C.J.O.* // Rep. Prog. Phys. 2016. V. 80 (2). P. 026501.
21. *Rudnev I.A., Odintsov D.S., Kashurnikov V.A.* // Phys. Lett. A. 2008. V. 372. P. 3934.
22. *Kashurnikov V.A., Maksimova A.N., Rudnev I.A.* // Phys. Solid State. 2014. V. 56 (5). P. 894.
23. *Кашиурников В.А., Красавин А.В.* Вычислительные методы в квантовой физике: учебное пособие. 2005. Москва: НИЯУ МИФИ.

Temperature and Dimensional Dependence of the Irreversibility Field of a Layered High-Temperature Superconductor

A. A. Mikhailov¹, A. N. Maksimova^{1, *}, A. N. Moroz¹, and D. M. Gokhfeld²

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

²Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Krasnoyarsk, 660036 Russia

*e-mail: anmaksimova@mephi.ru

Received July 19, 2022; revised July 19, 2022; accepted July 25, 2022

Abstract—The Monte Carlo method was used in a 2D model of the layered HTS to calculate the magnetization curves of a granulated high-temperature superconductor for various sizes of granules. In this approach magnetization of granules alone is taken into account, while the contribution of the gaps between granules is small and neglected. The irreversibility field has been found to decrease with temperature at the fixed size of granules and increase as the granule size increases at fixed temperature. The time dependence of residual magnetization has been studied at various temperatures. The relaxation rate is shown not to depend on the granule size at low temperatures but to decrease with the increasing size (provided that the granule size is less than 3 μm) at a high temperature when the magnetic flux creep becomes of importance.

Keywords: granulated HTSC, Monte Carlo method, irreversibility field, relaxation of residual magnetization