

ОТКЛИК ВИХРЕВОЙ СИСТЕМЫ В СЛОИСТОМ ВТСП-КОМПОЗИТЕ С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ НА КОРОТКИЙ ТОКОВЫЙ ИМПУЛЬС

© 2025 г. А. Н. Максимова^{a, *}, А. Н. Мороз^{a, **}, С. В. Покровский^{a, ***}, В. А. Кашурников^{a, ****}

^aНациональный исследовательский ядерный университет, Москва, 115409 Россия

*E-mail: anmaksimova@mephi.ru

**E-mail: anmoroz@mephi.ru

***E-mail: svpokrovskij@mephi.ru

****E-mail: vakashurnikov@mephi.ru

Поступила в редакцию 30.09.2024 г.

После доработки 09.10.2024 г.

Принята к публикации 16.10.2024 г.

Методом Монте-Карло для вихревой системы выполнен расчет отклика слоистого высокотемпературного сверхпроводника, содержащий радиационные центры пиннинга, на токовый импульс микросекундной длительности. Проанализированы две различные формы импульса: прямоугольный и треугольный импульс. Показано, что форма отклика приближенно совпадает с формой исходного импульса. Исследован эффект “эха”, наблюдаемый во внешнем магнитном поле после выключения внешнего тока. Показано, что увеличение эффективности пиннинга радиационными дефектами оказывает влияние на проявление эффекта, при этом интенсивность “эха” уменьшается.

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник, критический ток, пиннинг, вихри Абрикосова

DOI: 10.56304/S2079562925020034

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших параметров сверхпроводника является величина критического тока. Измерению величины критического тока и определению его зависимости от различных параметров образца и условий эксперимента посвящено множество работ [1–4]. При не слишком высоких магнитных полях и температурах величина критического тока определяется из вольт-амперной характеристики по критерию 1 мкВ/см [5]. Измерением вольт-амперной характеристики определяют экспериментально критический ток для джозефсоновских переходов [6], гранулированных сверхпроводников [7], сверхпроводящих микромостиков при низких температурах и в малых магнитных полях [8]. Однако, при температурах выше температуры жидкого азота медленное наращивание тока, необходимое для получения вольт-амперной характеристики, невозможно, т. к. приводит к нагреву образца на несколько градусов Кельвина. Чтобы преодолеть данную трудность, авторами работы [9] разработан метод импульсного воздействия квазипостоянного тока, при котором ток через образец последовательно увеличивается и уменьшается; такой метод позволяет получить вольт-амперную характеристику. В работе

[10] вольт-амперная характеристика в сильных магнитных полях (более 100 Тл) измерена методом импульсного воздействия поля и тока. В работе [11] импульсный ток применялся для уменьшения тепловыделения в сильных магнитных полях. Широкое применение на практике находит также импульсное воздействие магнитного поля [12–16]. Импульсное намагничивание применяется для создания сверхпроводящих квазипостоянных магнитов. В работе [16] показано, что оптимальной для намагничивания является последовательность из 3 импульсов. Распространенным способом создания центров пиннинга является облучение образца заряженными частицами: электронами или ионами различной энергии [17–19]. В результате облучения образуются колончатые дефекты, обеспечивающие эффективный пиннинг. Необходимы методы, позволяющие проанализировать влияние облучения на магнитные и транспортные свойства образца. Одним из методов является численное моделирование. Таким образом, импульсное воздействие тока и магнитного поля на образец представляет существенный научный и практический интерес. Необходимо проводить исследования также при различной конфигурации центров пиннинга, поскольку данный параметр определяет величину критиче-

ского тока. Следует отметить также, что в работах [10, 11] применялся прямоугольный импульс. Однако, может представлять интерес исследовать и другие формы импульса. В общем случае произвольной конфигурации центров пиннинга и формы импульса задача становится трудноосуществимой как в эксперименте, так и для аналитического решения. Целью представляющей работы является исследование импульсного воздействия тока в постоянном магнитном поле на сверхпроводник с центрами пиннинга. Рассмотрены дефекты различной эффективной глубины, которые могут быть получены в результате облучения электронами или ионами высокой энергии. В статье проведены тестовые расчеты, определяющие, как сверхпроводник, подвергающийся облучению различными заряженными частицами, откликается на токовый импульс. Исследовался прямоугольный и треугольный токовый импульс. Расчеты выполнены при различной эффективной глубине центров пиннинга в образце. Как показывают более ранние расчеты, при повышении эффективной глубины дефектов повышается величина критического тока образца.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Моделирование вихревой системы в слоистом высокотемпературном сверхпроводнике (ВТСП) выполнено методом Монте-Карло (МК). ВТСП на основе иттрия и висмута, наиболее часто применяемые на практике, могут быть описаны в рамках модели Лоренса–Дониака [20]. Вихревая нить в данной модели может быть представлена в виде стопки взаимодействующих слоевых вихрей – панкейков, связанных межплоскостным электромагнитным и джозефсоновским взаимодействием. Для ВТСП на основе иттрия джозефсоновская связь оказывается настолько сильной, что среднике тепловые отклонения панкейков от оси вихря не превышают нескольких ξ (длина когерентности сверхпроводника). В этом случае допустимо выполнить описание вихревой системы в рамках двумерной модели и рассматривать один ВТСП-слой как средний отклик всего образца. Энергия такой двумерной системы панкейков, минимизируемая в процессе расчета Монте-Карло, может быть записана в виде

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

где $\varepsilon = d\varepsilon_0(\lg(\lambda(T)/\xi(T)) + 0.52)$ – собственная энергия вихря, приходящаяся на один сверхпроводящий слой толщиной d , $\lambda(0)$, $\xi(0)$ – глубина проникновения и длина когерентности при $T = 0$; N_z – количество панкейков в плоскости с номером

z , и индекс z нумерует ВТСП-слои, $\varepsilon_0 = \Phi_0^2/(4\pi\lambda)^2$, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока. Первое слагаемое определяет собственную энергию вихрей, вошедших в образец. Описание модели приводится также в более ранних работах [21–23]. Второе слагаемое описывает попарное взаимодействие между вихрями, третье слагаемое соответствует взаимодействию вихрей с центрами пиннинга, четвертое и пятое слагаемые – взаимодействие вихря с границей, мейсснеровским и транспортным током.

В работе рассчитывается напряженность электрического поля E , возникающего в образце при протекании транспортного тока. Метод Монте-Карло позволяет также рассчитать зависимость напряженности от времени $E(t)$ при воздействии импульсов тока на образец. Собственное поле транспортного тока приводит к рождению вихрей противоположного знака на границах образца. Если сила Лоренца превышает силу пиннинга, вихри начинают движение к центру образца с последующей аннигиляцией. Напряженность электрического поля в образце рассчитывается по формуле $E = vB/c$, v – средняя скорость течения вихрей, B – магнитное поле в образце, обусловленное вихрями, $B = n\Phi_0/S$ (S – площадь образца, n – число вихрей). В работе рассмотрено воздействие на сверхпроводник импульсов прямоугольной и треугольной формы. Длительность прямоугольного импульса составляет 10^4 МК шагов, что, согласно нашим оценкам [22, 23], соответствует примерно 100 мкс. Для обеспечения реалистичности модели примем, что импульс имеет конечную длительность переднего и заднего фронта, при этом ток нарастает и спадает по линейному закону. Время нарастания тока принято равным 200 шагов МК (2 мкс). Длительность переднего и заднего фронта треугольного импульса составляет 5000 МК шагов. Воздействуя токовыми импульсами на образец, находящийся в постоянном магнитном поле, можно ожидать получения новых эффектов. Во внешнем магнитном поле симметрия в распределении вихрей относительно центра образца нарушается. Электрическое поле рассчитано в этом случае по формуле

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{n\Phi_0}{S_v} \langle v_v \rangle + \frac{m\Phi_0}{S_a} \langle v_a \rangle \right), \quad (2)$$

где S_v , S_a – площади, занятые вихрями и антивихрями соответственно, n и m – количества вихрей и антивихрей в образце.

Дефекты сверхпроводника – центры пиннинга вихрей – вводятся в расчет в виде локальной потенциальной ямы; глубина ямы – важный параметр, зависящий от природы дефекта и характеризующий его эффективность. Радиус потенциальной ямы по величине близок к длине когерентности сверхпроводника ξ ; именно такой размер дефектов

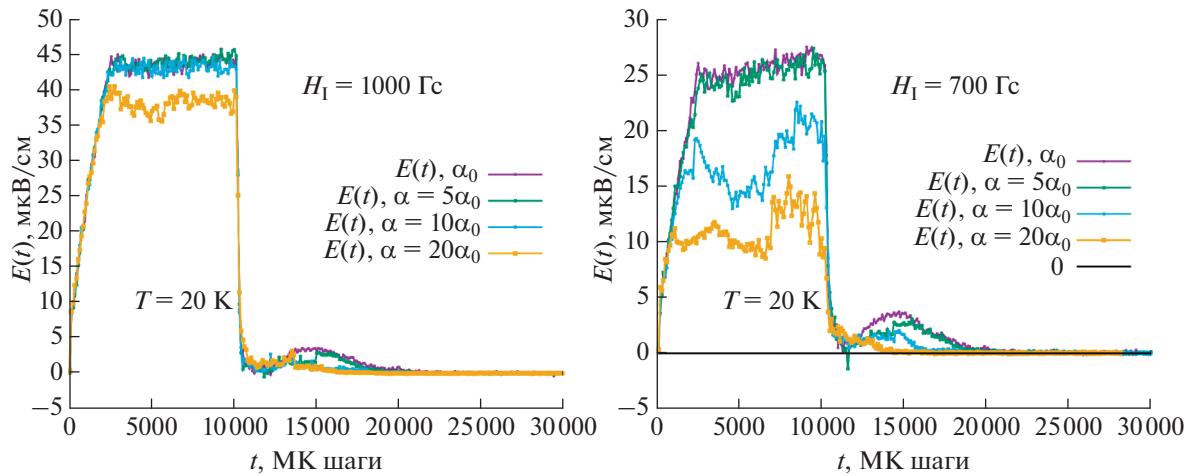


Рис. 1. Отклик сверхпроводника на прямоугольный токовый импульс при двух значениях амплитуды тока в импульсе. Зависимости $E(t)$ получены при разной эффективной глубине потенциальной ямы α дефектов. H_I соответствует собственному магнитному полю тока в импульсе на границе образца. Внешнее поле $H = 250$ Гс

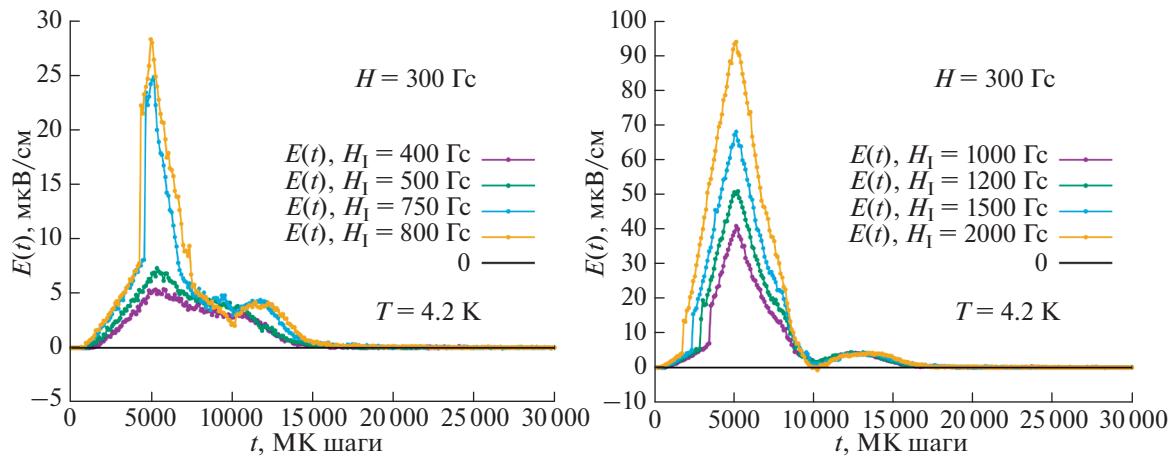
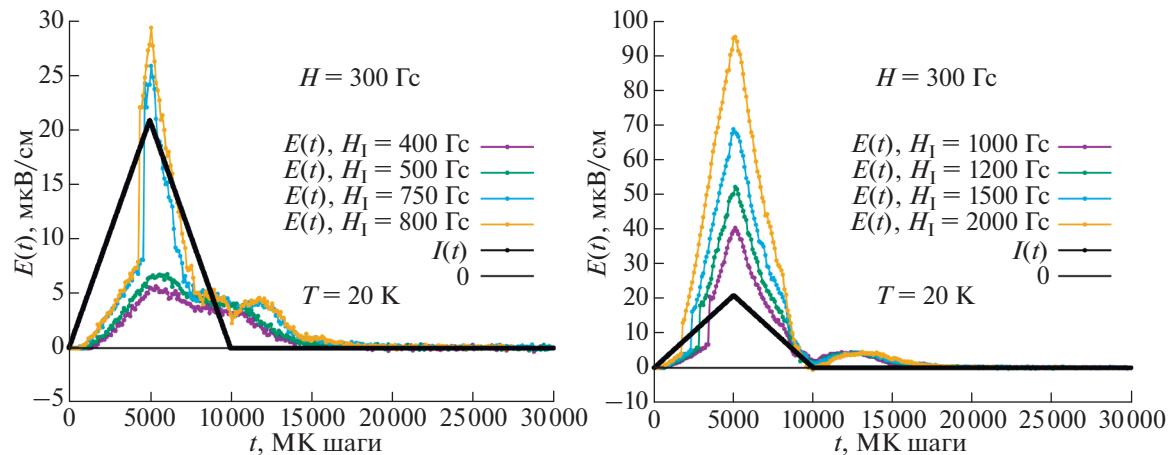
обеспечивает наиболее эффективный пиннинг. В работе рассмотрен пиннинг вихрей на слабых собственных дефектах образца; такими дефектами могут служить дефекты кристаллической решетки. Средняя эффективная глубина такого дефекта принята равной 10^{-4} – 10^{-3} эВ на один ВТСП-слой. Также рассмотрен случай, когда глубина дефектов превышает указанное значение на 1 или 2 порядка. Такая глубина соответствует искусственным центрам пиннинга, получаемым, например, облучением образца электронами и ионами высокой энергии, соответственно. Размер образца в плоскости сверхпроводящих слоев составляет 6×6 мкм. Параметры сверхпроводника, использованные при моделировании, имеют следующие значения: $\lambda(0) = 180$ нм, $\xi(0) = 2$ нм. Выбор размера связан с ограничением по быстродействию и оперативной памяти компьютера. Полученные результаты могут быть полезны при интерпретации экспериментальных данных, полученных на сверхпроводящих мостиках микронного и субмикронного размера.

3. ОТКЛИК НА ТОКОВЫЙ ИМПУЛЬС: ЗАВИСИМОСТИ НАПРЯЖЕННОСТИ НА ОБРАЗЦЕ ОТ ВРЕМЕНИ

В данной статье представлены результаты расчета отклика образца на токовый импульс прямоугольной и треугольной формы. На рис. 1 показан рассчитанный отклик образца на прямоугольный импульс при двух значениях амплитуды тока в импульсе. Образец в данном расчете имеет только собственные слабые центры пиннинга. В случае слабого пиннинга величина плотности критического тока оказывается для образца выбранного разме-

ра равной $j = 1.2 \cdot 10^6$ А/см², что соответствует магнитному полю на границах образца $H_I = 400$ Гс (после перегрева мейсснеровского состояния). Внешнее магнитное поле составляет 250 Гс, что меньше величины первого критического поля. При выбранных размерах образца выбранное значение магнитного поля имеет тот же порядок, что и собственное поле транспортного тока. Величина H_I соответствует собственному полю тока, протекающему через образец. $H_I = 1000$ Гс на границе образца создается током плотности $j = 3 \cdot 10^6$ А/см², $H_I = 700$ Гс, соответственно, отвечает плотности тока $j = 2.1 \cdot 10^6$ А/см².

Из рис. 1 видно, что при $H_I = 1000$ Гс форма отклика приближенно остается прямоугольной, длительность переднего фронта не превышает 10³ МК шагов. Длительность переднего фронта не зависит от амплитуды тока в импульсе при рассмотренных ее значениях. Параметр α_0 на рис. 1 соответствует средней эффективной глубине центров пиннинга и равен 10^{-4} эВ на сверхпроводящий слой. При глубине дефектов α_0 видно “эхо” – эффект появления ненулевого напряжения после окончания действия импульса. Длительность эффекта составляет примерно 500 МК шагов. Максимальное значение напряженности, достигаемое в течение “эха”, порядка нескольких микровольт на сантиметр. В расчете также исследовано влияние эффективной глубины потенциальной ямы центра пиннинга на форму зависимости $E(t)$. Усиление пиннинга, как показывает расчет, влияет как на величину основного отклика, так и на “эхо”. Амплитуда зависимости $E(t)$ практически не ме-

Рис. 2. Отклик образца на импульс тока треугольной формы: $T = 4.2$ К.Рис. 3. Отклики на треугольный токовый импульс при $T = 20$ К и различной амплитуде тока в импульсе. Эффективная глубина потенциальной ямы дефекта равна ~ 0 . Чёрная линия схематично показывает форму импульса.

няется при увеличении глубины дефекта в 5–10 раз, уменьшается при $\alpha = 20\alpha_0$. “Эхо” с ростом эффективности пиннинга становится менее выраженным и при $\alpha\alpha_0$ исчезает полностью.

Далее было проанализировано воздействие на образец импульса треугольной формы. Расчеты выполнены для нескольких значений амплитуды тока в импульсе и при трех значениях температуры. Амплитудой для треугольного импульса называется максимальное значение, достигаемое в течение импульса. Для внешнего магнитного поля выбрано значение 300 Гс; как показали предварительные расчеты, при этом значении наиболее заметно проявляется эффект “эха” в случае прямоугольного импульса. Результаты расчета для $T = 4.2$ К показаны на рис. 2. Амплитуда тока в импульсе изменялась от $j = 1.2 \cdot 10^6$ А/см² (что при слабом пиннинге соответствует критической

плотности тока) до $j = 6 \cdot 10^6$ А/см². Форма импульса показана схематично на рис. 3. Форма отклика остается приближенно треугольной, однако, следует отметить наличие на зависимости $E(t)$ участка с другим наклоном. На начальном участке на границе образца не сразу достигается поле проникновения вихрей в сверхпроводник $H_{cl} = 400$ Гс. “Эхо” проявляется при высоком значении тока в импульсе и сохраняется при увеличении температуры до 60 К (рис. 4).

Эффективность пиннинга, как показывает расчет, влияет на величину напряженности $E(t)$ и практически не влияет на форму импульса. На рис. 5 показаны зависимости $E(t)$, полученные при различной величине α . Рассмотрены также модельные случаи $\alpha = 100\alpha_0$ и $\alpha = 200\alpha_0$, что соответствует эффективной глубине дефекта 0.1 эВ на один ВТСП-слой. Видно, что увеличение эф-

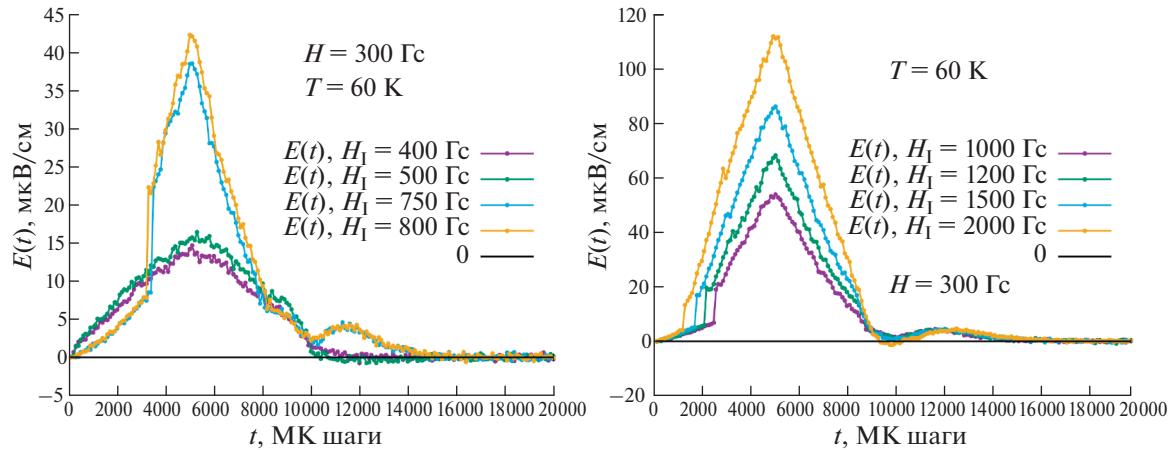


Рис. 4. Отклики на треугольный токовый импульс при $T = 60$ К и различной амплитуде тока в импульсе. Эффективная глубина потенциальной ямы дефекта равна α_0 .

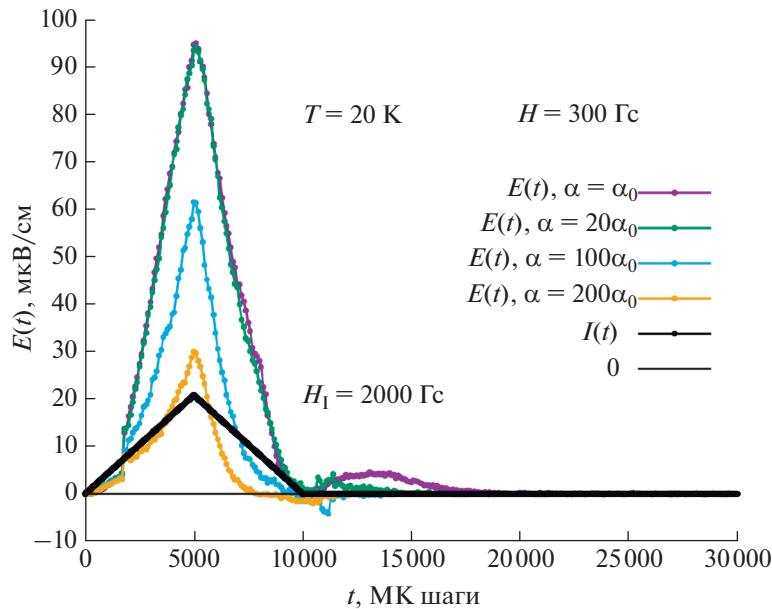


Рис. 5. Отклик образца с различной эффективностью центров пиннинга на треугольный токовый импульс.

фективной глубины на порядок при рассмотренной амплитуде тока в импульсе не влияет на величину напряженности в основном отклике, но эффект “эха” полностью пропадает. При дальнейшем увеличении глубины дефектов форма отклика остается треугольной, однако величина напряженности уменьшается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом Монте-Карло в рамках двумерной модели слоистого ВТСП исследована зависимость от времени напряженности электрического поля в образце сверхпроводника при импульсном воз-

действии тока, превышающего критический. Исследована прямоугольная и треугольная форма токового импульса. Показано, что форма отклика при слабом пиннинге практически повторяет форму импульса, амплитуда отклика уменьшается с ростом эффективности центров пиннинга. При слабом собственном пиннинге наблюдается эффект “эха” после снятия импульса. Эффект сохраняется при повышении температуры, но ослабевает при усилении пиннинга. Эффект наблюдается как для прямоугольной, так и для треугольной формы импульса. Таким образом, при введении эффективных радиационных дефектов уменьшается величина отклика образца

на импульсы рассмотренной формы, также облучение образца ослабляет эффекты, наблюдаемые после снятия импульса.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2024-0024) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Glatz A., Sadovskyy I.A., Welp U., Kwok W.-K., Crabtree G.W. // J. Supercond. Novel Magn. 2020. V. 33. P. 127.
2. Liu Q. and Kim S. // Supercond. Sci. Technol. 2022. V. 35. P. 035001.
3. Pan Y., Yang J., Luo X., Xiao H., Ma J. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2024. V. 34. P. 8000706.
4. Zhu L., Wang Y., Meng Z., Wang T. // Supercond. Sci. Technol. 2022. V. 35. P. 104002.
5. Wimbush S.C., Strickland N.M. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2016. V. 27. P. 8000105.
6. Zhou J., Wang J., Yao Y., Wang Y., Peng W. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2023. V. 33(8). P. 1305006.
7. Mandal P., Rakshit D., Mukherjee I., Sk T., Ghosh A.K. // Phys. Lett. A. 2022. V. 436. P. 128072.
8. Suri D., Kamra A., Meier T.N., Kronseder M., Belzig W., Back C.H., Strunk C. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 121. P. 102601.
9. Goldschmidt D. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 9139.
10. Leroux M., Balakirev F.F., Miura M., Agatsuma K., Civale L., Maiorov B. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 054005.
11. Tsuchiya Y., Mizuno K., Kohama Y., Zampa A., Okada T., Awaji S. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2023. V. 34. P. 9500207.
12. Huang Z., Ruiz H.S., Zhai Y., Geng J., Shen B., Coombs T. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2016. V. 26. P. 5202105.
13. Fujishiro H., Naito T. // Supercond. Sci. Technol. 2010. V. 23. P. 105021.
14. Zhou D., Srpcic J., Huang K., Ainslie M., Shi Y., Dennis A., Boll M., Filipenko M., Cardwell D., Durrell J. // Supercond. Sci. Technol. 2021. V. 34. P. 034002.
15. Tsui Y.K., Moseley D., Dennis A.R., Shi Y., Beck M., Cientanni V., Cardwell D., Durrell J., Ainslie M. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2021. V. 32. P. 6800105.
16. Chen L., Cha Y.S., Claus H., Zheng H., Veal B.W., Peng F.Z. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 1702.
17. Ibragimova E., Mussaeva M., Shodiev A., Iskandarov N., and Nazarov K. // J. Phys.: Conf. Ser. 2023. V. 2573. P. 012013.
18. Strickland N.M., Wimbush S.C., Soman A.A., Kluth P., Notthoff C., Knibbe R., Li M., Rupich M.W. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2022. V. 32. P. 8000505.
19. Strickland N., Soman A., Long N., Kluth P., Notthoff C., Rupich M., and Wimbush S. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2023. V. 33. P. 8000205.
20. Lawrence W., Doniach S. // Proc. 12th Int. Conf. Low Temperature Physics. Kyoto, 1970. Kanda E. (Ed.). 1971. Tokyo: Keigaku. P. 361.
21. Moroz A.N., Kashurnikov V.A., Rudnev I.A., Maksimova A.N. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. P. 145902.
22. Moroz A.N., Kashurnikov V.A., Rudnev I.A., Maksimova A.N. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. P. 355901.
23. Kashurnikov V.A., Maksimova A.N., Rudnev I.A., Odintsov D.S. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1238. P. 012016.

The Response of a Vortex System in a Layered HTS Composite with Radiation Defects to a Short Current Pulse

A. N. Maksimova^{1, *}, A. N. Moroz^{1, **}, S. V. Pokrovskij^{1, ***}, and V. A. Kashurnikov^{1, ****}

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

*e-mail: anmaksimova@mephi.ru

**e-mail: anmoroz@mephi.ru

***e-mail: svpokrovskij@mephi.ru

****e-mail: vakashurnikov@mephi.ru

Received September 30, 2024; revised October 9, 2024; accepted October 16, 2024

Abstract—The Monte-Carlo method for a vortex system is used to calculate the response of a layered high-temperature superconductor containing irradiation pinning centers to a current pulse of microsecond duration. Two different pulse shapes are analyzed: a rectangular and a triangular pulse. It is shown that the shape of the response approximately coincides with the shape of the initial pulse. The “echo” effect observed in an external magnetic field after switching off the external current is investigated. It is shown that the effect is observed for both rectangular and triangular pulses, the severity of the effect decreases with increasing efficiency of pinning centers in the sample.

Keywords: high-temperature superconductor, critical current, pinning, Abrikosov vortices