

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА ВТСП ЛЕНТ 2-ГО ПОКОЛЕНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ Vi С ЭНЕРГИЕЙ 670 МЭВ

П. Н. Дегтяренко¹, В. А. Скуратов^{2,3,4}, В. К. Семина², А. В. Овчаров⁵,
А. Л. Васильев⁵, А. Ю. Малявина⁴, С. Ю. Гаврилкин⁶, А. Ю. Цветков⁶,
А. М. Петржик⁷, М. С. Новиков²

Представлены результаты исследования намагниченности, динамической магнитной восприимчивости и микроструктуры образцов высокотемпературных сверхпроводящих лент 2-го поколения, облученных при комнатной температуре ионами Vi с энергией 670 МэВ до флюенсов 10^{11} и 10^{12} $см^{-2}$. Определены зависимости температуры сверхпроводящего перехода и плотности критического тока от флюенса. Для образца, облученного до флюенса 10^{11} $см^{-2}$, наблюдается увеличение плотности критического тока по сравнению с контрольным необлученным образцом. Проведенный микроструктурный анализ облученных образцов демонстрирует наличие аморфных треков, которые могут выступать в роли эффективных центров пиннинга.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, магнитная восприимчивость, критическая температура, критический ток, пиннинг, микроструктура, высокоэнергетические ионы, флюенс.

¹ ОИВТ РАН, 125412 Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2; e-mail: degtyarenkopn@gmail.com.

² ОИЯИ, 141980 Россия, Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6.

³ Государственный университет “Дубна”, 141980 Россия, Московская обл., г. Дубна, Университетская ул., 19.

⁴ НИЯУ “МИФИ”, 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

⁵ НИЦ “Курчатовский Институт”, 123182 Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, 1.

⁶ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

⁷ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Россия, Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7.

Введение. Известно, что облучение высокоэнергетическими частицами высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) лент 2-го поколения приводит к изменению их основных критических параметров [1–6]. В зависимости от энергии и флюенса ионов в сверхпроводящей пленке могут образовываться дефекты различной формы, что приводит к изменению пиннинга вихревой решетки [7]. В предыдущих работах по исследованию облучения ионами Хе [8] и ионами Au [9] было продемонстрировано, что воздействие тяжелых ионов вначале приводит к увеличению плотности критического тока, а при дальнейшем увеличении флюенса – к ее снижению. При этом критическая температура монотонно уменьшается с ростом флюенса. С другой стороны, полевая зависимость критического тока [10] ВТСП лент 2-го поколения является одним из основополагающих факторов при проектировании сверхпроводящих магнитных систем нового класса ускорителей и установок термоядерного синтеза.

В настоящее время изменение морфологии ВТСП лент 2-го поколения под действием облучения быстрыми тяжелыми ионами, влияющее как на плотность критического тока, так и на температуру сверхпроводящего перехода, исследовано, на наш взгляд, недостаточно подробно. Именно по этой причине в настоящей работе представлены результаты исследований изменения сверхпроводящих свойств и микроструктуры образцов ВТСП лент 2-го поколения до и после облучения ионами Вi с энергией 670 МэВ.

Образцы и экспериментальная методика. Для экспериментальных исследований использовались образцы ВТСП лент 2-го поколения, производимых компанией “С-Инновации” на промышленном оборудовании. Подробнее о технологии производства данных лент изложено в [10].

Плотность критического тока образцов ВТСП лент определялась из полевых зависимостей намагниченности (см. рис. 1) с использованием модели критического состояния Бина [12]:

$$J_{\text{кр}} = \frac{20\Delta M}{a \cdot \left(1 - \frac{a}{3b}\right)}, \quad (1)$$

где ΔM – ширина петли гистерезиса при заданной величине внешнего магнитного поля, a и b – поперечные размеры образца в форме тонкой прямоугольной пластины. Эта модель широко используется [13] и дает приемлемое согласие [11] между магнитными и транспортными измерениями. Температура сверхпроводящего перехода определялась по положению максимума на температурной зависимости мнимой части динамической магнитной восприимчивости. Магнитные измерения выполнялись на установке PPMS производства компании Quantum Design.

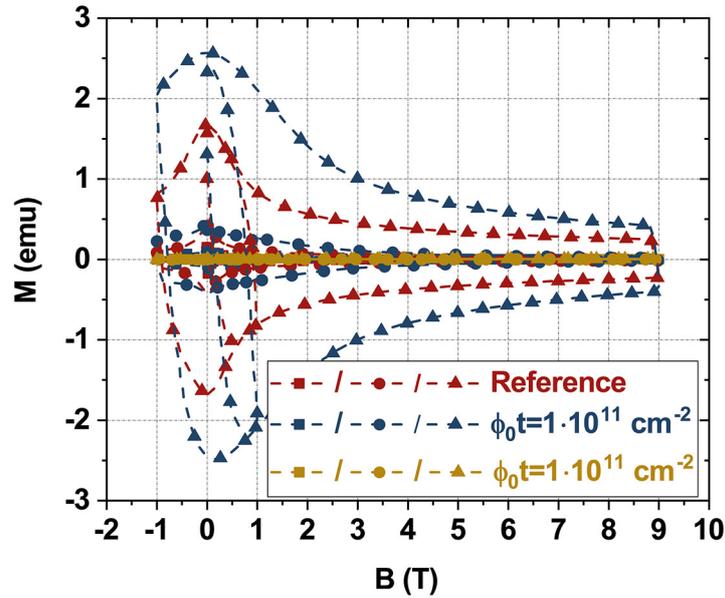


Рис. 1: Семейство полевых зависимостей намагниченности (кривых гистерезиса) для необлученного образца и образцов облученных флюенсом облученных до флюенсов 10^{11} см^{-2} и 10^{12} см^{-2} при температурах 77 (квадраты), 65 (кружки) и 20 К (треугольники).

Облучение образцов проводилось на ускорителе тяжелых ионов У-400 (ЛЯР ОИЯИ) при плотности потока не более $10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, исключаяющей нагрев мишеней даже на несколько градусов. Однородное, с точностью до 5%, распределение пучка по поверхности облучаемых мишеней достигалось за счет его сканирования в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Исследования микроструктуры образцов проводились при помощи просвечивающего растрового электронного микроскопа (ПЭМ) Tecnai Osiris (FEI, США).

Результаты и обсуждение. На рис. 2(а)–(в) представлены температурные зависимости динамической магнитной восприимчивости для исследованных образцов во внешних магнитных полях до 9 Тл. Отчетливо видно, что с увеличением внешнего магнитного поля переход смещается в область более низких температур, а также происходит уширение сверхпроводящего перехода. Температура сверхпроводящего перехода в нулевом внешнем магнитном поле с увеличением флюенса снижается и достигает минимального значения 76 К при максимальном флюенсе 10^{12} см^{-2} (см. рис. 2(г)).

На рис. 3 в двойных логарифмических координатах показана зависимость поля необратимости B_{irr} от приведенной температуры $1 - (T/T_c)^2$, полученная из данных дина-

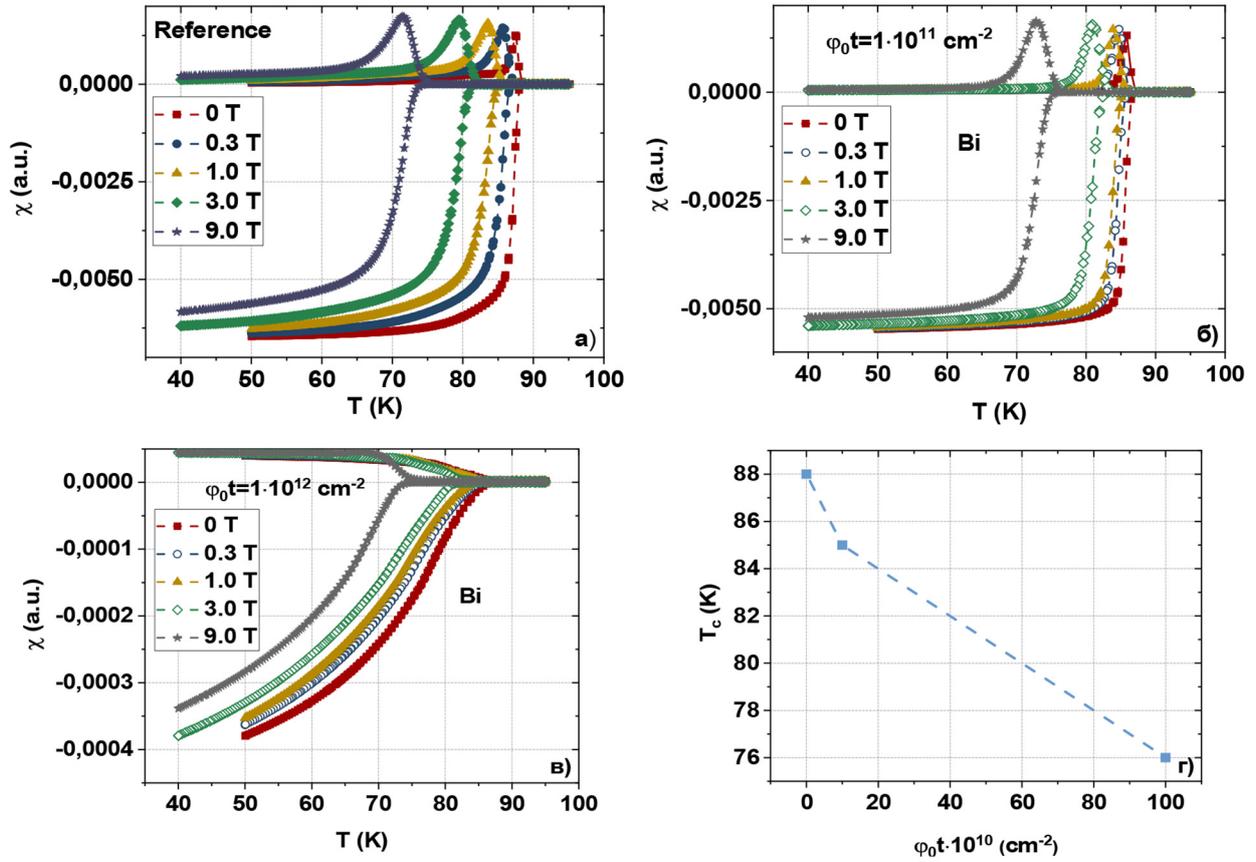


Рис. 2: Температурные зависимости действительной и мнимой частей динамической магнитной восприимчивости необлученного образца (а) и облученных до флюенсов 10^{11} см^{-2} (б) и 10^{12} см^{-2} (в) во внешних магнитных полях; зависимость температуры сверхпроводящего перехода от флюенса в нулевом внешнем магнитном поле (г).

мической магнитной восприимчивости [14]. Наблюдаемое изменение показателя степени n для облученного образца свидетельствует в рамках модели Матсушито [15] об образовании несверхпроводящей фазы и, следовательно, об изменении пиннинга вихревой решетки. Для проверки данного предположения было проведено микроскопическое исследование, результат которого представлен на рис. 4, где приведено изображение планарного среза, облученного до флюенса 10^{11} см^{-2} образца. Видно, что облучение приводит к образованию ионных треков, выступающих в роли эффективных центров пиннинга, которые на планарном срезе выглядят как округлые аморфные области.

Зависимость абсолютного значения критического тока в полях до 8 Тл и при температурах 77, 65, 50, 35, 20 и 4.2 К для необлученного образца представлена на рис. 5(а).

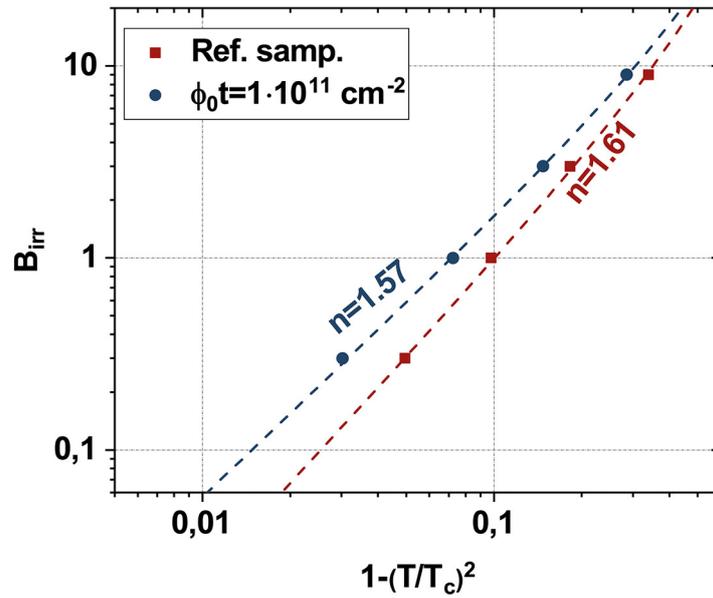


Рис. 3: Зависимости поля необратимости B_{irr} от приведенной температуры $1 - (T/T_c)^2$ для необлученного и облученного до флюенса 10^{11} см^{-2} образцов. Возле кривых указаны значения показателя степени n .

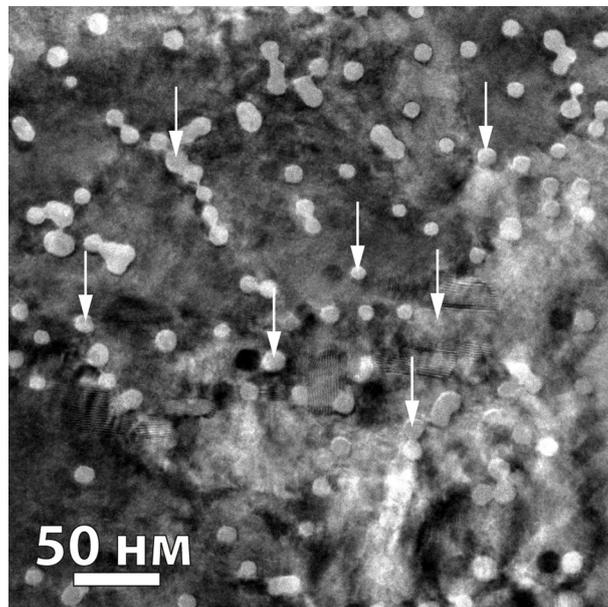


Рис. 4: Характерное ПЭМ изображение планарного среза образца ВТСИ ленты 2-го поколения, облученного ионами Vi с энергией 670 МэВ и флюенсом 10^{11} см^{-2} . Белые стрелки указывают на образующиеся в результате облучения аморфные области.

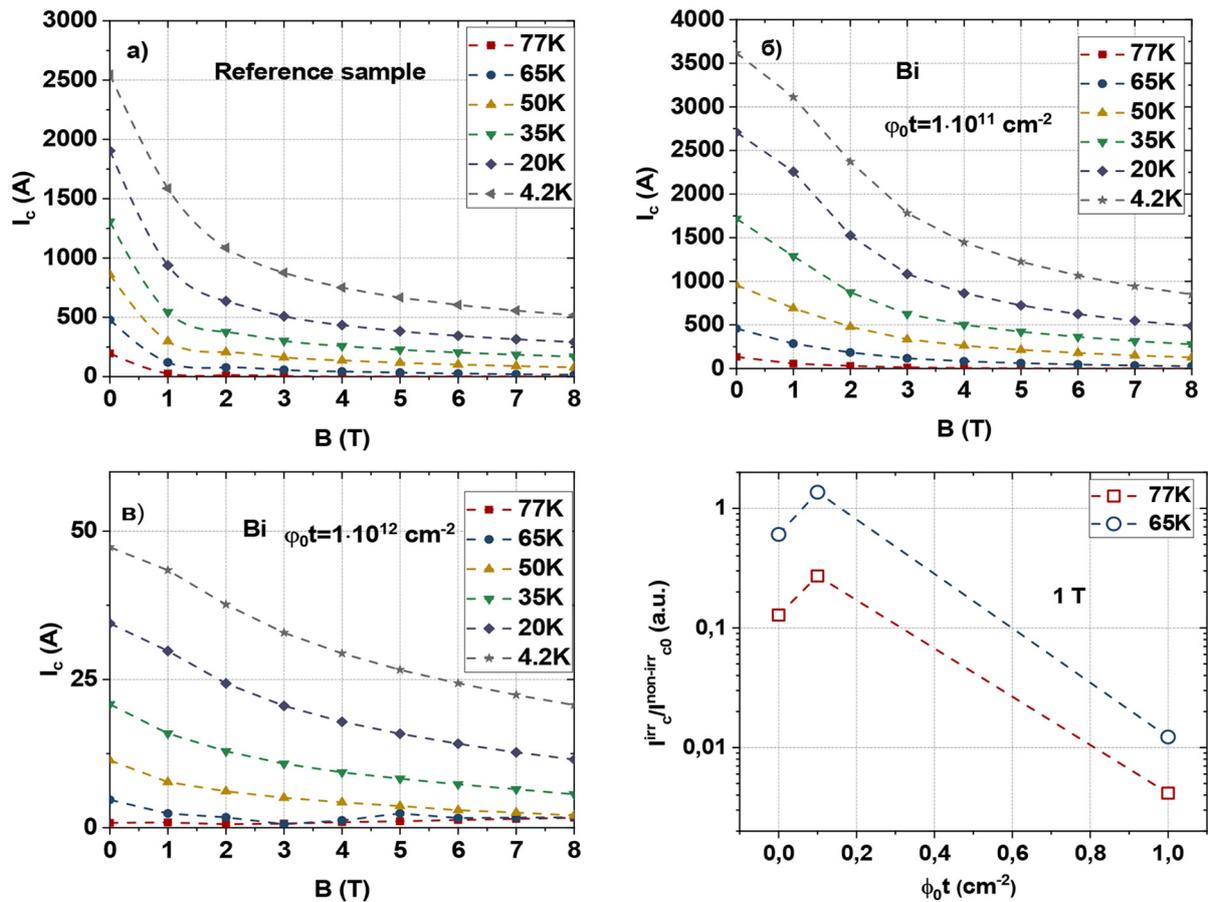


Рис. 5: Полевые зависимости абсолютного значения критического тока при различных температурах необлученного (а) и облученных до флюенсов 10^{11} см^{-2} (б) и 10^{12} см^{-2} (в) образцов, а также зависимость нормированного критического тока образцов ВТСП ленты 2-го поколения от нормированного флюенса ионов Bi энергией 670 МэВ (г) – в поле 1 Тл и при температурах 77 и 65 К.

Облучение до флюенса 10^{11} см^{-2} приводит к снижению критического тока при температуре 77 К (см. рис. 5(б) и 5(г)), а при более низких температурах (ниже 65 К) растет. При этом увеличение критического тока более отчетливо наблюдается в области низких температур – 35, 20 и 4.2 К, что, по всей видимости, связано с тем фактом, что диаметр ионных треков, выступающих в роли центров пиннинга, сопоставим по порядку величины с длиной когерентности при этих температурах, то есть улучшается закрепление вихревой решетки. Скорость падения критического тока при увеличении внешнего магнитного поля также снижается по сравнению с необлученным образцом. Критический ток образца, облученного до флюенса 10^{12} см^{-2} , сильно снижается (см.

рис. 5(в) и 5(г)). Это хорошо согласуется с тем, что в образце образуется регулярная структура несверхпроводящих аморфных областей.

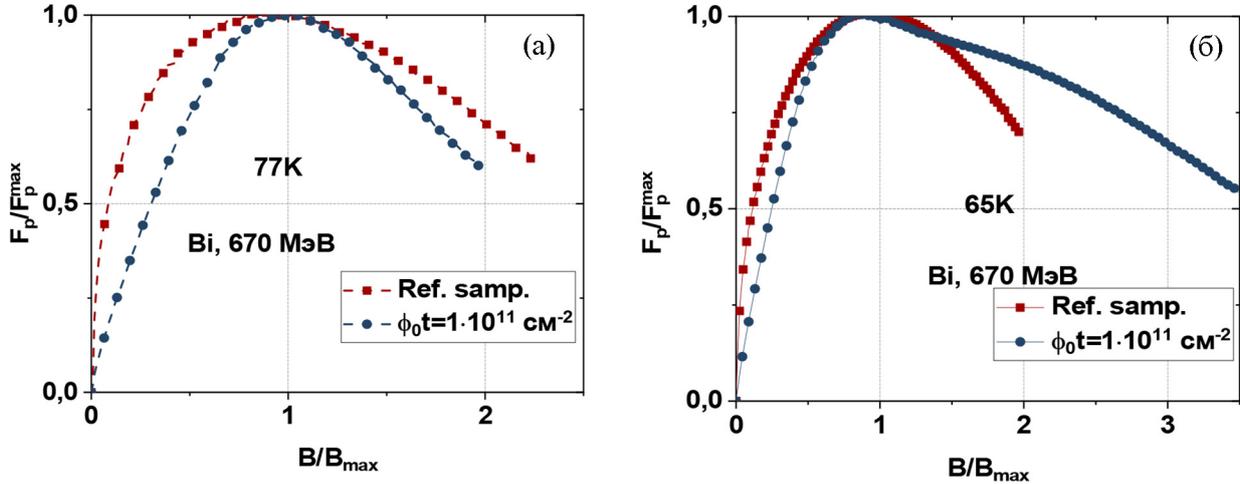


Рис. 6: Зависимости нормированной силы пиннинга от нормированного значения поля при температурах 77 К (а) и 65 К (б) для необлученного и облученного до флюенса 10^{11} см^{-2} образцов.

Объемная сила пиннинга может быть вычислена из зависимости $J_c(T, H)$ с использованием следующего соотношения:

$$F_p = J_c \cdot \mu_0 \cdot H, \quad (2)$$

где J_c – плотность критического тока образца, μ_0 – магнитная постоянная, H – напряженность внешнего магнитного поля. Зависимость нормированной силы пиннинга от нормированного значения внешнего магнитного поля представлена на рис. 6. Наблюдаемое смещение максимума для облученного образца относительно необлученного при температуре 77 К свидетельствует об изменении типа пиннинга вихревой решетки [16]. Как известно, доминирующую роль в подобных системах играет слабый пиннинг на точечноподобных дефектах [8]. При этом трехмерное разупорядочение приводит к росту критического тока, так как появляется вклад от слабых, но многочисленных точечных сил. В нашем случае при флюенсе 10^{11} см^{-2} это подтверждается смещением максимума силы пиннинга в область более сильных магнитных полей как при температуре 77 К, так и 65 К. При флюенсе 10^{12} см^{-2} максимум силы пиннинга сильно размывается, а роль слабого пиннинга снижается.

Выводы. Проведены экспериментальные исследования электрофизических характеристик, а также микроструктурный анализ образцов ВТСП лент 2-го поколения до и после облучения ионами Vi с энергией 670 МэВ и флюенсами до 10^{12} см^{-2} . Обнаружено монотонное уменьшение критической температуры сверхпроводящего перехода при увеличении флюенса. Установлено, что при флюенсе 10^{11} см^{-2} абсолютное значение критического тока при температуре 77 К снижается, а при более низких температурах (ниже 65 К) растет. Предполагается, что такое поведение связано с образованием аморфных ионных треков, выступающих в роли эффективных центров пиннинга, размер которых сопоставим с длиной когерентности. При дальнейшем увеличении флюенса до 10^{12} см^{-2} происходит выраженная деградация сверхпроводящих свойств, связанная с увеличением количества несверхпроводящих областей. Оценка оптимального значения флюенса позволит использовать полученные результаты при создании ВТСП лент 2-го поколения с повышенной токонесущей способностью для нового класса сверхпроводящих магнитных систем будущих ускорителей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00270-24-00 от 27.12.2023). Микроструктурные исследования проведены на оборудовании ресурсного центра Зондовой и электронной микроскопии и ЦКП Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники НИЦ “Курчатовский Институт”. Облучение образцов осуществлено при поддержке коллаборации Agridna MSTE по программе прикладных материаловедческих исследований. Магнитные измерения выполнены в ЦКП ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Rebecca J. Nicholls, William Iliffe, Yatir Linden, et al., *Commun Mater.* **3**, 52 (2022). <https://doi.org/10.1038/s43246-022-00272-0>.
- [2] Toshihiro Taen, Fumiaki Ohtake, Hiroki Akiyama, et al., *Physical Review B* **88**, Art. No. 224514, (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.88.224514.
- [3] S. Ohshima, N. Takanashi, A. Saito, et al., *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **28**(4), Art No. 7501204, 1 (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2808441.
- [4] M. Kirk, *Cryogenics* **33**, 235 (1993).
- [5] R. Prokopec, D. X. Fischer, H. W. Weber, M. Eisterer, *Supercond. Sci. Technol.* **28**, Art. No. 014005, (2014).
- [6] M. Eisterer, R. Fuger, M. Chudy, et al., *Supercond. Sci. Technol.* **23**, Art. No. 014009, (2009).

- [7] J. P. F. Feighan, A. Kursumovic, J. L. MacManus-Driscoll, *Supercond. Sci. Technol.* **30**, Art. No. 123001, (2017).
- [8] E. I. Suvorova, P. N. Degtyarenko, I. A. Karateev, et al., *Journal of Applied Physics* **126**(14), 145106 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5120894>.
- [9] P. N. Degtyarenko, S. Y. Gavrilkin, A. Y. Tsvetkov, et al., *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **87**(11), 1642 (2023).
- [10] А. И. Подливаев, И. А. Руднев, Н. П. Шабанова, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **41**(12), 13 (2014). DOI: 10.3103/S1068335614120033.
- [11] A. Molodyk, S. Samoilenkov, A. Markelov, et al., *Sci. Rep.* **11**(1), (2021).
- [12] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**(6), 250 (1962). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.8.250>.
- [13] M. C. Frischherz, F. M. Sauerzopf, H. W. Weber, et al., *Supercond. Sci. Technol.* **8**(7), 485 (1995).
- [14] N. Sakamoto, T. Akune, H. R. Khan, K. Lüders, *J. Phys.: Conf. Ser.* **43**(148), 603 (2006).
- [15] T. Matsushita, *Physica B* **164**, 150 (1990).
- [16] L. Opherden, M. Sieger, P. Pahlke, et al., *Sci Rep.* **6**, 21188 (2016).

Поступила в редакцию 25 апреля 2024 г.

После доработки 26 июня 2024 г.

Принята к публикации 27 июня 2024 г.