

02,11

## Температурные и магнитополевые зависимости критического тока в сверхпроводящих пленках нитрида ниобия

© М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва,  
Саранск, Россия

E-mail: vasyutinm@mail.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 14 мая 2024 г.

Принята к публикации 15 мая 2024 г.

Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) сверхпроводящих пленок нитрида ниобия (NbN) при температурах ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) в постоянном магнитном поле. Определены температурные и магнитополевые зависимости плотности критического тока депиннинга пленок ( $j_d$ ). В рамках моделей коллективного пиннинга и жесткого закрепления вихрей найдены функциональные зависимости  $j_d$  в температурном интервале от  $0.7T_c$  до  $0.95T_c$  для магнитных полей напряженностью до 80 кОе. Из магнитополевых зависимостей  $j_d$  получено подтверждение наличия области постоянства критического тока для исследуемых пленок в полях 11–13 кОе, что объясняется существованием регулярной структуры центров пиннинга в образцах. Оценены расстояния между центрами пиннинга и их размеры. Определены характерные значения силы пиннинга вихрей и коэффициента вязкости при их движении.

**Ключевые слова:** сверхпроводники, нитрид ниобия, сверхпроводящие плёнки, вольт-амперные характеристики.

DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58388.102

### 1. Введение

Исследования сверхпроводящих пленок нитрида ниобия (NbN) важны как для прикладной, так и для фундаментальной науки. Пленки из нитрида ниобия просты в изготовлении, химически и радиационно устойчивы, обладают большой механической прочностью и высоким вторым критическим полем. В прикладной физике они используются в качестве однофотонных детекторов [1], резонаторов параметрических усилителей [2], накопителей энергии [3], стандартов напряжения [4] и др. В последнее время активно изучаются низкоразмерные структуры на основе нитрида ниобия, применяющиеся в качестве логических элементов для криогенных компьютеров [5]. В нитриде ниобия был обнаружен обратный спиновый эффект Холла [6], перспективный для спинтроники.

Фундаментальные исследования нитрида ниобия связаны, например, с изучением перехода сверхпроводник-изолятор в ультратонких пленках NbN [7]. Важным для физики элементарных частиц явилось открытие моды Хиггса в образцах NbN [8]. В работе [9] найдено сосуществование псевдощели и нульмерных флуктуаций амплитуды параметра порядка в нитриде ниобия, объясняемое своеобразным конфайнментом сверхпроводящих флуктуаций. В пленках, аналогичным исследуемым, была обнаружена сильная анизотропия намагниченности и критических токов [10].

Исследование температурной и магнитополевой зависимостей критического тока в пленках NbN является продолжением работ [11–13], где определялась темпе-

ратурная зависимость второго критического магнитного поля данных образцов и другие параметры.

### 2. Теория

Критический ток, определяемый в настоящей работе по вольт-амперным характеристикам (ВАХ) образцов, является структурно-чувствительным параметром сверхпроводника, что должно учитываться при анализе его температурных и магнитополевых зависимостей. В исследуемых пленках неоднородности, являющиеся центрами пиннинга, существуют в виде границ столбчатых гранул и внутригранулярных дефектов. При этом область границ нескольких соседних столбиков может сильнее закреплять вихри Абрикосова по сравнению с протяженными границами двух соседних столбиков или внутригранулярными дефектами. Это связано с тем, что длина когерентности  $\xi$  в исследуемом сверхпроводнике близка к размеру межстолбчатой области при температурах, близких к температуре перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$ , а расстояния между этими областями имеют размер периода решетки вихрей в магнитных полях напряженностью  $\approx 12$  кОе.

Учитывая наличие достаточно тонкой (1–2 nm) диэлектрической прослойки между гранулами [14], можно предположить, что в магнитных полях, создающих ядра вихрей Абрикосова размерами, в несколько раз превышающими толщину прослойки, в образцах NbN с высокой плотностью вакансий может реализовываться механизм коллективного пиннинга. Такая ситуация воз-

можно в том случае, когда центры сильного пиннинга (с размерами, близкими к размерам ядер вихрей) будут полностью заняты, и в более высоких полях дополнительно появляющиеся вихри будут закрепляться на более мелких неоднородностях (протяженных межстолбчатых прослойках и атомного размера вакансиях).

Коллективный пиннинг одиночных вихрей существенно влияет на величину плотности критического тока депиннинга  $j_d$ , при этом температурная зависимость  $j_d(T)$  определяется параметром разупорядочения  $\delta$ . В случае  $\delta\ell$ -пиннинга, когда параметр  $\delta$  связан с отклонением средних путей свободного пробега носителей тока  $\ell$ , его зависимость от температуры  $T$  определяется выражением [15]:

$$\delta\ell = 0.13 \cdot (1 - T/T_c)^{3/2} / (\xi_{\text{BCS}} \ell^2 n_i),$$

где  $\xi_{\text{BCS}} = 0.18 \cdot \hbar v_F / (k_B T_c)$  — длина когерентности в теории БКШ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $v_F$  — скорость электронов на поверхности Ферми,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $n_i$  — концентрация дефектов. Плотность тока депиннинга в нашем случае

$$j_d = j_0 \delta^{2/3}, \quad (1)$$

где  $j_0 = c\Phi_0 / (12 \cdot 3^{1/2} \pi^2 \lambda^2 \xi)$  — плотность тока распаривания,  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с — скорость света,  $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$  Г·см<sup>2</sup> — квант магнитного потока,  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения магнитного поля.

Тогда для плотности тока депиннинга, учитывая температурные зависимости  $\lambda$  и  $\xi$ , можно получить [16]:  $j_d \propto (1 - T/T_c)^{5/2}$ .

Моделью сильного пиннинга может служить теория жестко закрепленной вихревой решетки [17,18]. В этой модели разрушение сверхпроводимости током авторы связывают с достижением сверхпроводящего конденсата критической скорости. Из энергетических соображений и линейной аппроксимации зависимости намагниченности образца от напряженности внешнего магнитного поля  $H$  можно получить для плотности критического тока  $j_c$  (при  $H \gg H_{c1}$ ):

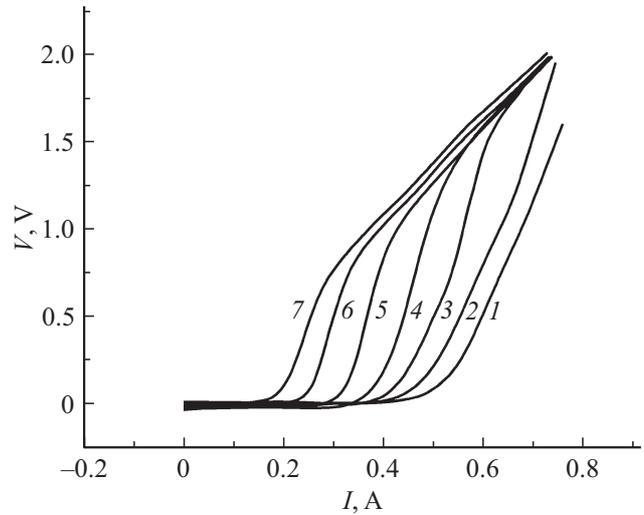
$$j_c = (cH_c / (4\pi\lambda)) (1 - H/H_{c2})^2, \quad (2)$$

где  $H_c$ ,  $H_{c1}$ ,  $H_{c2}$  — напряженности термодинамического, первого и второго критических магнитных полей соответственно,

На исследуемых ВАХ после небольшого нелинейного участка может наблюдаться линейная зависимость, связанная с движением вихревой решетки как единого целого. В этом случае удельное сопротивление течения потока в магнитном поле с индукцией  $B$  и коэффициентом вязкости  $\eta$  определяется формулой [19]:

$$\rho_f = \Phi_0 B / (c^2 \eta). \quad (3)$$

Скачкообразное увеличение напряжения, наблюдаемое после линейного участка ВАХ при переходе образца в нормальное состояние, связано с проявлением неустойчивости Ларкина–Овчинникова [20].

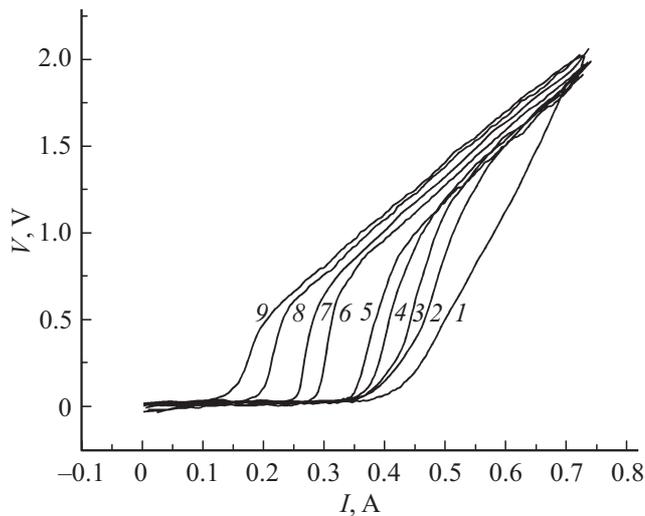


**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики образца NbN с  $T_{c0} = 16.3$  К в магнитном поле напряженностью 10 кОе для температур: 1 — 14.8 К, 2 — 14.9 К, 3 — 15 К, 4 — 15.1 К, 5 — 15.2 К, 6 — 15.3 К, 7 — 15.4 К.

### 3. Эксперимент

В работе изучались пленки NbN толщиной  $d = 400\text{--}700$  нм, шириной  $w = 5$  мм, длиной  $a = 9$  мм, полученные методом геттерного реактивного катодного распыления ниобиевой мишени в тлеющем разряде (на постоянном токе) в атмосфере аргона и азота на подложках из полированного плавленого кварца [21,22]. Температура подложек  $t_s = 700$  °С. Предельный вакуум, поддерживаемый в установке, имел значение  $1.4 \cdot 10^{-4}$  Па. Рабочее давление в процессе распыления — 4–8 Па. Средний ток разряда — 150 мА. Образцы имели структуру столбчатых гранулированных образований, перпендикулярных подложке, с диаметром столбиков  $\sim 50\text{--}100$  нм и толщиной прослойки между ними  $\sim 1\text{--}2$  нм [14,10]. Величина  $T_c$  образцов менялась в пределах 16.2–16.5 К. Ширина перехода в сверхпроводящее состояние  $\approx 0.1$  К. Удельное сопротивление в нормальном состоянии вблизи перехода  $\sim 400\text{--}1200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  (токовые и потенциальные контакты были сформированы по всей ширине образца). Погрешность измерения температуры не превышала  $\Delta T = 0.01$  К. Исследования проводились четырехконтактным методом с добавочным сопротивлением [23] при пропускании через образец импульсного тока, увеличивающегося от нуля до  $\approx 0.7$  А за время 0.25 мс. Критический ток определялся по достижению напряжения  $\approx 0.1$  В. Подробнее техника измерений изложена в [13].

На рис. 1 изображены экспериментальные ВАХ образца NbN с  $T_c = 16.3$  К при различных температурах в постоянном магнитном поле напряженностью  $H = 10$  кОе. На кривой 3 можно выделить четыре области: вначале нелинейный незначительный рост напряжения, потом



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики образца NbN с  $T_{c0} = 16.3$  К при температуре 15.4 К в магнитных полях напряженностью: 1 — 0.5 кОе, 2 — 2.5 кОе, 3 — 3.75 кОе, 4 — 5 кОе, 5 — 6.25 кОе, 6 — 8.75 кОе, 7 — 10 кОе, 8 — 12.5 кОе, 9 — 15 кОе.

линейное увеличение и далее более резкий скачок напряжения, переходящий в линейную зависимость при установлении нормального состояния. На других кривых эти области выражены менее заметно или отсутствуют. Подобные зависимости наблюдались при значениях  $H$  от 5 до 80 кОе.

На рис. 2 показаны ВАХ того же образца в разных магнитных полях при температуре 15.4 К. На кривых 1, 2, 3 видны характерные параллельные области линейного увеличения  $V(I)$  после нелинейного участка, уменьшающиеся с увеличением  $H$ . Аналогичные зависимости наблюдались и для других температур в области от 0.7 до  $0.95T_c$ .

Сравнивая рис. 1 и 2, можно заметить, что наклон кривых в области скачка на рис. 2 увеличивается с ростом  $H$ , в то время как от температуры дифференциальное сопротивление образца в этой части ВАХ на рис. 1 не зависит.

#### 4. Обработка результатов и обсуждение

Как известно, плотность тока, необходимая для срыва вихря Абрикосова, закрепленного на неоднородности с поперечным размером порядка и больше длины когерентности, близка к плотности тока распаривания (см., например, [19], стр. 229). В нашем случае характерные плотности токов начала движения вихрей  $\sim 10^4$  А/см<sup>2</sup>, в то время как плотности токов распаривания для соответствующих температур  $\sim 10^6$  А/см<sup>2</sup> [10]. Поэтому модель жестко закрепленной решетки вихрей применяется в данной работе лишь для магнитных полей, соответ-

ствующих постоянной решетки вихрей  $a_0$ , сравнимой с расстоянием между соседними центрами пиннинга.

Учитывая, что  $H_c$ ,  $H_{c2}$  и  $\lambda$  зависят от температуры, из формулы (2) можно получить температурную зависимость плотности тока депиннинга  $j_d$  в различных магнитных полях [18]:

$$j_d(t) = j_c(0)[1 - H/H_{c2}(t)]^2(1 - t^2)^2, \quad (4)$$

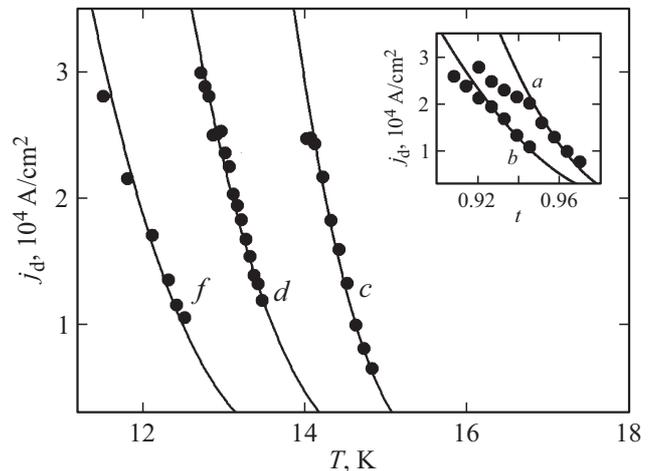
где  $t = T/T_{c0}$  — приведенная температура,  $T_{c0}$  — температура перехода в сверхпроводящее состояние в нулевом магнитном поле,  $j_c(0) = (cH_c(0)/(4\pi\lambda(0)))$  — плотность критического тока при нулевой температуре в нулевом магнитном поле.

Оставляя неизменной температурную часть зависимости  $j_d(t)$ , необходимо согласовать магнитополевою зависимость в формуле (4) с функцией  $H_{c2}(t)$ , соответствующей нашим образцам. Температурная зависимость второго критического магнитного поля  $H_{c2}(t)$  была получена для наших образцов из модели WHH и в приближении степенной функцией выражалась формулой:

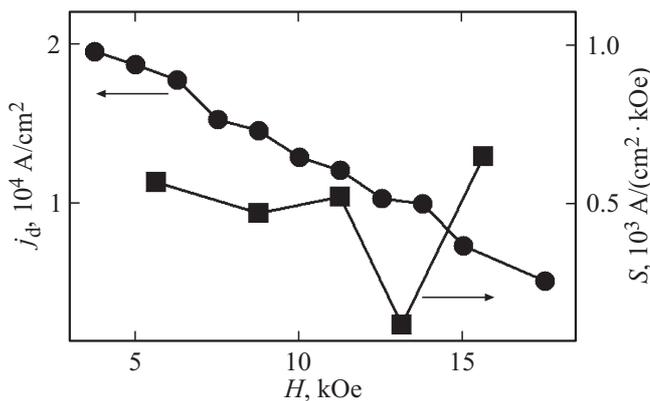
$$H_{c2}(t) = H_{c2}(0)(1 - t^6),$$

где  $H_{c2}(0) = 137$  кОе [11].

На вставке к рис. 3 показаны экспериментальные зависимости плотности тока депиннинга от приведенной температуры, аппроксимированные зависимостью  $j_d(t)$  модели жестко закрепленных вихрей (формула (4)). Видно, что при температурах  $t = 0.93-0.95$  наблюдается излом, отсутствующий в более высоких полях.



**Рис. 3.** Экспериментальные (черные круги) и теоретические (сплошные линии, формула (5)) зависимости плотности тока депиннинга образца NbN с  $T_{c0} = 16.3$  К от температуры для магнитных полей напряженностью  $H$ :  $c$  —  $H = 30$  кОе,  $H^* = 150$  кОе,  $T_c(H = 30$  кОе) = 15.77 К;  $d$  —  $H = 55$  кОе,  $H^* = 34$  кОе,  $T_c(H = 55$  кОе) = 15.1 К;  $f$  —  $H = 80$  кОе,  $H^* = 24$  кОе,  $T_c(H = 80$  кОе) = 14.2 К. На вставке приведены аналогичные экспериментальные зависимости, аппроксимированные формулой (4):  $a$  —  $H = 5$  кОе,  $j_c(0) = 2.2 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>;  $b$  —  $H = 10$  кОе,  $j_c(0) = 1.25 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>; Ошибка измерения равна диаметру круга.



**Рис. 4.** Экспериментальные зависимости плотности критического тока депиннинга  $j_d$  образца NbN с  $T_c = 16.3$  К от магнитного поля  $H$  при температуре  $T = 15.4$  К (круги). Производная  $j_d$  по  $H$  ( $S = -(dj_d/dH)$ ), квадраты). Ошибка измерения равна диаметру круга.

Эту особенность можно объяснить увеличением длины когерентности с повышением температуры, приводящем к тому, что диаметры ядер вихрей Абрикосова, равные длине когерентности ( $\xi = (\Phi_0 / (2\pi H c_2(t)))^{1/2}$ ), приближаются к диаметрам окружностей, вписанных в межстолбчатую область (центры пиннинга). В нашем случае  $\xi \approx 8$  нм.

Экспериментальные данные  $j_d(T)$ , приведенные на рис. 3, аппроксимировались в рамках модели коллективного пиннинга зависимостью (1), имеющей для наших образцов в магнитном поле следующий вид:

$$j_d = j_0(0) \left( \frac{H^*}{H^* + H} \right) (1 - T/T_c(H))^{5/2}, \quad (5)$$

где  $j_0(0) = 8.34 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> — плотность тока распаривания исследуемых образцов при нулевой температуре в нулевом магнитном поле,  $H^*$  — напряженность магнитного поля, характерная для данного образца,  $T_c(H)$  — температура перехода в сверхпроводящее состояние в магнитном поле напряженностью  $H$ . На рисунке видно хорошее согласие эксперимента и теории при  $j_d \propto H^{-1}$ .

На рис. 4 показана зависимость плотности критического тока депиннинга от приложенного магнитного поля  $j_d(H)$  при температуре  $T = 15.4$  К. Здесь же показана и численно найденная усредненная производная  $j_d$  по  $H$  ( $S = -(dj_d/dH)$ ). Видно, что в поле напряженностью 12–14 кОе  $j_d(H)$  меняется слабо, что можно объяснить совпадением расстояний между ближайшими центрами пиннинга (модельными областями между соприкасающимися тремя соседними цилиндрическими гранулами-столбиками) с расстояниями между ядрами вихрей Абрикосова при данном магнитном поле. Кроме того, при температурах  $t = 0.92$ – $0.94$ , как и в случае изломов на вставке рис. 3, проявляется общая закономерность усиления пиннинга в случае совпадения размеров ядер вихрей Абрикосова и центров пиннинга.

Оценивая расстояние между вихрями по формуле:  $a_0 = (\Phi_0/B)^{1/2}$ , можно получить (при  $B = 1.3 \cdot 10^4$  Г)  $a = 4 \cdot 10^{-6}$  см = 40 нм. Это соответствует диаметру гранул  $d = a / (\text{tg } 30^\circ) = a \cdot \sqrt{3} \approx 70$  нм, что согласуется с их средним диаметром [14].

Линейную часть ВАХ изучаемых образцов можно объяснить моделью течения потока (линейная зависимость  $V$  от  $I$  на рис. 1 и рис. 2 на кривых 1, 2, 3). По формуле (3) можно оценить вязкость среды, в которой движутся вихри (в системе СИ):  $\eta = \Phi_0 B / (\rho_f)$ . Для  $B = 0.25$  Т и удельного сопротивления  $\rho_f \approx 4 \cdot 10^{-6}$  Ом · м получим  $\eta \approx 1.3 \cdot 10^{-10}$  Т<sup>2</sup> · м/Ом.

По началу движения вихревой решетки можно определить силу пиннинга вихрей при определенных температурах. На рис. 1 для кривой 2 ток, соответствующий началу линейного участка,  $I \approx 0.5$  А. Плотность тока  $j \approx 2.5 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup>. Тогда среднюю силу пиннинга, приходящуюся на единицу длины вихря, можно найти по формуле (в системе СИ):  $f = j\Phi_0$ . Для данной  $j$  получим  $f \approx 5.2 \cdot 10^{-7}$  Н/м.

Уменьшение линейной части ВАХ, связываемой с течением потока (кривые 1, 2, 3 на рис. 2), можно объяснить увеличением числа вихрей в образце с ростом поля. При приближении напряженности поля к значению  $\approx 12$  кОе, когда число вихрей становится равным числу центров сильного пиннинга, сдвиг всей вихревой решетки как целого требует большей силы. А это вызывает более быстрое наступление неустойчивости Ларкина–Овчинникова.

Течение потока, определяемое линейной зависимостью  $V(I)$  на кривой 1 рисунков 1 и 2, захватывает почти весь переход и практически определяет перевод образца в нормальное состояние, что можно объяснить нехваткой носителей тока ([19], с. 96). При этом неустойчивость Ларкина–Овчинникова отсутствует.

## 5. Заключение

Температурные и магнитопольные зависимости критического тока перехода в нормальное состояние пленок NbN, исследованные в данной работе, определяются пиннингом и движением вихрей Абрикосова при их вязком течении. В работе определены значения плотности тока распаривания  $j_0(0)$  при одновихревом коллективном пиннинге, характерные размеры центров пиннинга и расстояния между ними. Получены значения коэффициента вязкости и силы пиннинга. Найденные параметры и температурные и магнитопольные зависимости критического тока могут быть полезны, например, при создании накопителей энергии [3], где используются пленки, близкие по толщине к исследованным. Подобные пленки могут применяться и в качестве датчиков магнитного поля в магнитометрах [24].

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

**Список литературы**

- [1] R. Yin, H. Wang, L. Zhang, X. Wang, L. Ma, Y. Guan, Z. Yang, Q. Chen, X. Tu, Q. Zhao, X. Jia, J. Chen, L. Kang, P. Wu. *Supercond. Sci. Technol.* **36**, 10, 105016 (2023). DOI: 10.1088/1361-6668/acf5aa
- [2] S. Zhao, S. Withington, C.N. Thomas. *Supercond. Sci. Technol.* **36**, 10, 105010 (2023). DOI: 10.1088/1361-6668/acf0f1
- [3] Y. Suzuki, N. Iguchi, K. Adachi, A. Ichiki, T. Hioki, C.-W. Hsu, R. Sato, S. Kumagai, M. Sasaki, J.-H. Noh, Y. Sakurahara, K. Okabe, O. Takai, H. Honma, H. Watanabe, H. Sakoda, H. Sasagawa, H. Doy, S. Zhou, H. Hori, S. Nishikawa, T. Nozaki, N. Sugimoto, T. Motohiro. *J. Phys.: Conf. Ser.* **897**, 1, 012019 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/897/1/012019
- [4] S. Solve, R. Chayramy, M. Maruyama, C. Urano, N.-H. Kaneko, A. Rüfenacht. *Metrologia.* **55**, 2, 302 (2018). DOI: 10.1088/1681-7575/aaac44
- [5] Б.А. Гурович, К.Е. Приходько, Л.В. Кутузов, Б.В. Гончаров, Д.А. Комаров, Е.М. Малиева, Г.Ю. Голубев. *ФТТ* **65**, 7, 1118 (2023). DOI: 10.21883/ФТТ.2023.07.55831.24Н
- [6] T. Wakamura, H. Akaike, Y. Omori, Y. Niimi, S. Takahashi, A. Fujimaki, S. Maekawa, Y. Otani. *Nature Mater.* **14**, 675 (2015).
- [7] J. Yongб Т.Р. Lemberger, L. Benfatto, K. Ilin, M. Siegel. *Phys. Rev. B* **87**, 184505 (2013).
- [8] D. Sherman, U.S. Pracht, B. Gorshunov, S. Poran, J. Jesudasan, M. Chand, P. Raychaudhuri, M. Swanson, N. Trivedi, A. Auerbach, M. Scheffler, A. Frydman, M. Dressel. *Nature Phys.* **11**, 188 (2015).
- [9] C. Carbillet, S. Caprara, M. Grilli, C. Brun, T. Cren, F. Debontridder, B. Vignolle, W. Tabis, D. Demaille, L. Largeau, K. Ilin, M. Siegel, D. Roditchev, B. Leridon. *Phys. Rev. B* **93**, 144509 (2016).
- [10] Д.М. Гохфельд, Н.Е. Савицкая, С.И. Попков, Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин, Д.А. Балаев. *ЖЭТФ* **161**, 6, 833 (2022). DOI: 10.31857/S0044451022060062
- [11] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. *ФТТ* **58**, 2, 231 (2016).
- [12] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. *ФТТ* **60**, 11, 2247 (2018).
- [13] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. *ФММ* **121**, 10, 1045 (2020).
- [14] Е.А. Антонова, В.А. Сухов. *ФНТ* **7**, 8, 1002 (1981).
- [15] G. Blatter, M.V. Feigelman, V.G. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 4, 1125 (1994).
- [16] Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов. *ФНТ* **27**, 2, 131 (2001).
- [17] Ю.Ф. Бычков, В.Г. Верещагин, В.Р. Карасик, Г.Б. Курганов, В.А. Мальцев. *ЖЭТФ* **56**, 2, 505 (1969).
- [18] Ю.Ф. Бычков, В.Г. Верещагин, М.Т. Зуев, В.Р. Карасик, Г.Б. Курганов, В.А. Мальцев. *Письма в ЖЭТФ* **9**, 8, 451 (1969).
- [19] В.В. Шмидт. *Введение в физику сверхпроводников*. Изд. 2-е. МЦНМО, М. (2000). XIV. 402 с.
- [20] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. *ЖЭТФ* **68**, 5, 1915 (1975).
- [21] Н.Д. Кузьмичев, Г.П. Мотулевич. *ЖЭТФ* **84**, 6, 2316 (1983).
- [22] Д.Р. Джурасев, Г.П. Мотулевич. *ФТТ* **27**, 9, 2640 (1985).
- [23] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. *Письма в ЖТФ* **48**, 14, 34 (2022). DOI: 10.21883/РЖТФ.2022.14.52868.19131
- [24] Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин, Д.А. Шилкин. *Прикладная физика* **4**, 92 (2020).

Редактор К.В. Емцев