

АНИЗОТРОПНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ПЛЕНКИ NbN

Д. М. Гохфельд^{a,b*}, *Н. Е. Савицкая*^c, *С. И. Попков*^d,
Н. Д. Кузьмичев^e, *М. А. Васютин*^e, *Д. А. Балаев*^{a,b}

^a *Институт физики им. Л. В. Киренского,
Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

^b *Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия*

^c *Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

^d *Красноярский электровагоноремонтный завод
660021, Красноярск, Россия*

^e *Мордовский государственный университет
430000, Саранск, Россия*

Поступила в редакцию 7 декабря 2021 г.,
после переработки 1 февраля 2022 г.
Принята к публикации 1 февраля 2022 г.

Проведено исследование структурных и магнитных свойств пленки нитрида ниобия (NbN), изготовленной методом реактивного распыления на кварцевую подложку. Методом сканирующей электронной микроскопии показано, что пленка имеет столбчатую структуру с диаметром кристаллитных столбцов около 50 нм. Измерены петли намагниченности пленки для ориентации поля параллельно и перпендикулярно ее поверхности. На основе полученных данных сделана оценка величин плотности критического тока пленки для обоих случаев. Для случая поля, параллельного поверхности пленки, оценка дает величину $6.5 \cdot 10^4$ А/см² при температуре жидкого гелия. Для случая поля, перпендикулярного поверхности пленки, плотность критического тока близка к величине плотности тока распаривания 10^7 А/см². Анализ полученных результатов с применением различных моделей пиннинга магнитных вихрей в сверхпроводниках показывает, что в первом случае пиннинг происходит на границах столбцов в объеме образца, а во втором случае он обусловлен влиянием поверхностного барьера.

DOI: 10.31857/S0044451022060062
EDN: DULCVQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря своим физическим свойствам, таким как относительно высокая критическая температура и значительная величина верхнего критического поля, а также высокая устойчивость к химическим и радиационным воздействиям, нитрид ниобия (NbN) является важным представителем технологических сверхпроводников, применяемых в устройствах микроэлектроники и измерительных датчи-

ках. В настоящее время наиболее развиты технологии создания пленок NbN. Магнитные и транспортные свойства получаемых пленок определяются их морфологией [1]. В частности, неоднократно показано, что именно специфика строения пленок отвечает за анизотропию величин критического тока и верхнего критического поля, причем величина анизотропии различается для пленок, полученных различными методами [2–4]. Благодаря этой практически важной особенности, свойства пленок NbN можно менять в широких пределах, управляя структурой пленок при синтезе, например, при помощи выбора материала или регулировки температуры подложки [5–7].

* E-mail: gokhfeld@iph.krasn.ru

Несмотря на то, что пленки NbN используются давно и их свойства подробно исследованы, до сих пор нет однозначного ответа на вопрос, как именно структура пленки влияет на механизмы пиннинга магнитного потока, которые отвечают за возникновение анизотропии критических величин в ней. Для изучения данного вопроса в настоящей работе были проведены измерения петель гистерезиса намагниченности пленок NbN для случаев, когда внешнее магнитное поле \mathbf{H} приложено перпендикулярно ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$) и параллельно ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$) плоскости пленки (\mathbf{e}_x и \mathbf{e}_z — орты осей x и z). Проведенный анализ позволил получить оценки значений критического тока для указанных случаев и установить физические причины наблюдаемой анизотропии критического тока.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленка NbN получена методом реактивного катодного распыления на кварцевую подложку [8, 9]. Толщина подложки 1.58 мм, толщина напыленной пленки около 687 нм (по данным сканирующей электронной микроскопии).

Изображения сканирующей электронной микроскопии получены на микроскопе Hitachi TM 3000. Магнитные измерения проводились на вибрационном магнетометре Quantum Design PPMS-9T для двух ориентаций пленки относительно внешнего магнитного поля (см. вставку на рис. 1): 1) $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$, поле \mathbf{H} направлено перпендикулярно плоскости пленки; 2) $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$, поле \mathbf{H} направлено параллельно

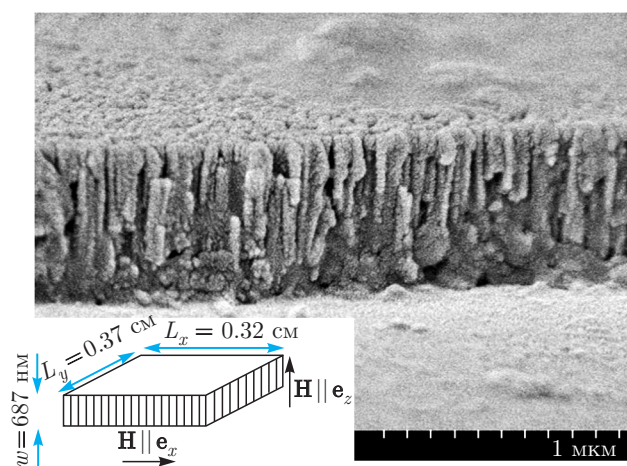


Рис. 1. Типичная микрофотография пленки NbN, полученная методом сканирующей электронной микроскопии. На вставке показана схема измерений намагниченности

но плоскости пленки. Совпадение результатов разных измерений служило критерием точности ориентации осей образца относительно внешнего поля. Петли гистерезиса намагниченности образцов с разной площадью совпадают для одинаковых ориентаций. В работе приведены результаты, полученные на образце площадью $0.32 \times 0.37 \text{ см}^2$.

Для того чтобы убрать магнитный вклад от подложки, из петель гистерезиса намагниченности пленки, измеренных при $T = 4.2 \text{ К}$ и $T = 10 \text{ К}$, вычиталась зависимость намагниченности этой же пленки, измеренная для соответствующей ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ или $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ при $T = 20 \text{ К}$, т. е. заведомо выше критической температуры T_c .

Температурные зависимости магнитного момента измерялись в режиме ZFC (образец охлаждался без поля, затем включалось внешнее поле 0.01 Тл и проводились измерения намагниченности) и FC (образец охлаждался в поле 0.01 Тл, затем проводились измерения намагниченности).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1 показана микрофотография пленки NbN. Определенная из микрофотографий толщина пленки равна $687 \pm 22 \text{ нм}$. Микрофотографии показывают столбчатую структуру пленки. Столбчатые кристаллиты ориентированы перпендикулярно плоскости пленки, их диаметр около 50 нм.

На рис. 2 показаны температурные зависимости магнитного момента пленки, измеренные в поле 0.01 Тл. В режиме ZFC магнитный момент m увеличивается от $-4.2 \cdot 10^{-7} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ при 4.2 К до $-0.06 \cdot 10^{-7} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ при 15.2 К для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$

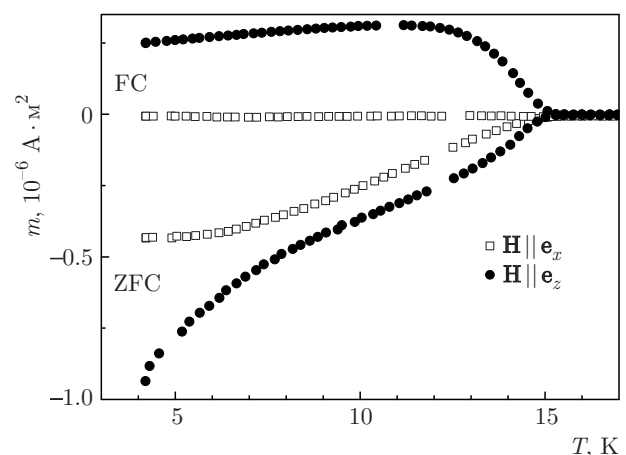


Рис. 2. Температурные зависимости магнитного момента

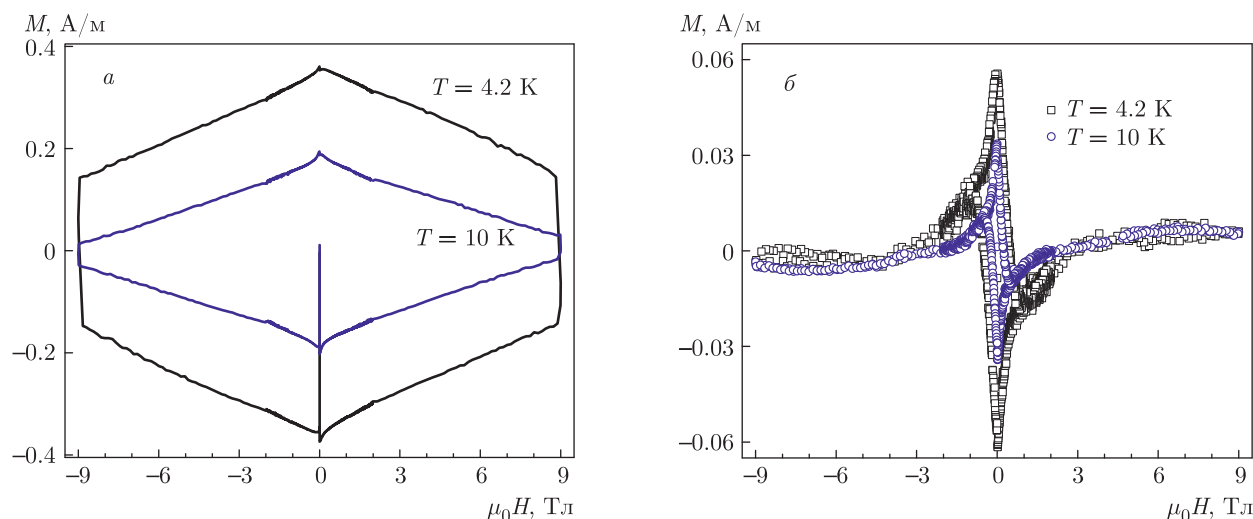


Рис. 3. (В цвете онлайн) Магнитные петли гистерезиса для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ (а) и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ (б)

и от $-9.5 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ до $-0.03 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$. Температура 15.2 К, при которой намагниченность перестает увеличиваться, соответствует температуре сверхпроводящего перехода T_c для NbN. В режиме FC намагниченность отрицательная ($m = -0.1 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{m}^2$) для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ и положительная (до $3 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{m}^2$) для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$.

Магнитные петли гистерезиса при 4.2 и 10 К приведены на рис. 3. Для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ петли симметричны относительно оси $M = 0$. Для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ наблюдается отчетливая асимметрия петель относительно оси $M = 0$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимости магнитного момента от температуры в ZFC-режиме свидетельствуют о проникновении магнитного потока в пленку при увеличении температуры (см. рис. 2). Различия в значениях магнитного момента связаны с тем, что размагничивающий фактор пленки для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ больше, чем для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$. Значение магнитного поля у краев пленки из-за размагничивающего фактора значительно превышает величину приложенного поля 0.01 Тл. Положительная намагниченность в режиме FC для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ наблюдалась ранее для такой же геометрии измерений на пленках из Nb, NbN и высокотемпературных сверхпроводников [10]. Такой парамагнитный эффект Мейснера может быть вызван сжатием магнитного потока на неоднородностях [10–12].

Мы ожидали, что гранулярная структура пленки приведет к заметному равновесному вкладу в поле-

вую зависимость намагниченности, как это происходит для гранулярных высокотемпературных сверхпроводников [13, 14]. Это привело бы, во-первых, к заметной асимметрии петли относительно оси $M = 0$ [15], а также к смещению максимума петли гистерезиса из $H = 0$ в область $H > 0$ для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ [16]. Однако экспериментальные петли гистерезиса намагниченности для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ (рис. 3а) имеют максимум при $H = 0$ и незначительную асимметрию относительно оси $M = 0$. Это говорит о том, что токи, определяющие намагниченность, циркулируют в пленке между столбчатыми кристаллитами, а не внутри этих кристаллитов. Масштаб циркуляции токов совпадает с размером пленки в плоскости xy [15]. Используем формулу Бина из модели критического состояния [17] для оценки критической плотности тока пластины,

$$j_c = \frac{2\Delta M}{L_x(1 - L_x/3L_y)},$$

где L_x и L_y — размеры пленки по осям x и y (см. вставку на рис. 1). Из петли гистерезиса для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ при $T = 4.2 \text{ K}$ получаем значения $j_c = 6.5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ в нулевом поле и $j_c = 4.4 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ в поле 5 Тл, а при $T = 10 \text{ K}$ — значения $j_c = 3.4 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ в нулевом поле и $j_c = 1.6 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ в поле 5 Тл. Транспортные измерения, проведенные на аналогичной пленке NbN при $T = 13.6 \text{ K}$ [18], дают достаточно близкую к полученным нами оценкам величину $j_c \approx 1.7 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ в поле 5 Тл.

Значение критического тока образца определяется его способностью удерживать магнитный поток.

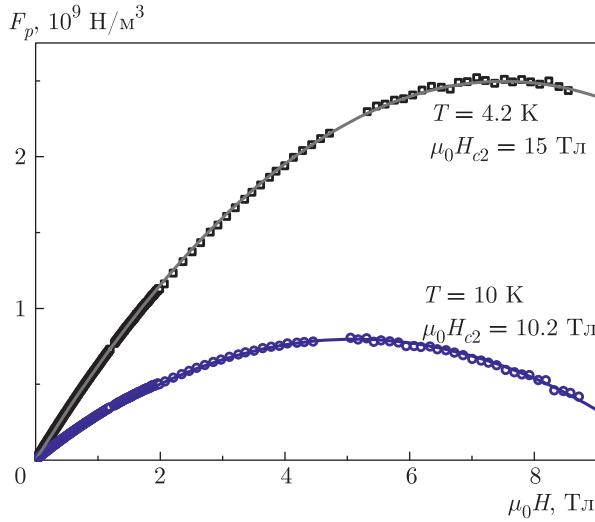


Рис. 4. Полевые зависимости силы пиннинга для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$

Таким образом, из полученных петель намагниченности мы можем также получить полевую зависимость силы пиннинга для нашей пленки. Плотность силы пиннинга F_p определяется, как $F_p = \mu_0 j_c H$. Полученные значения F_p при температурах 4.2 и 10 К для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ приведены на рис. 4.

Для того чтобы определить, какие именно механизмы отвечают за пиннинг магнитных вихрей в рассмотренном случае, мы используем скейлинговое соотношение Дью-Хьюджа [19]:

$$f_p(h) = \frac{h^p(1-h)^q}{h_0^p(1-h_0)^q},$$

где

$$f_p = \frac{F_p(H, T)}{F_{max}(T)}, \quad h = \frac{H}{H_{c2}(T)}, \quad h_0 = \frac{p}{p+q},$$

F_{max} — максимум зависимости $F_p(H, T)$, H_{c2} — второе критическое поле. На рис. 4 показано, что полученные из петель гистерезиса намагниченности зависимости $F_p(H)$ успешно описываются скейлинговой формулой (сплошные линии) при $H_{c2} = 1.2 \cdot 10^7$ А/м для $T = 4.2$ К, $H_{c2} = 8.1 \cdot 10^6$ А/м для $T = 10$ К и с коэффициентами $p = 1, q = 1$. Используемые значения скейлинговых коэффициентов характерны для пиннинга на объемных дефектах с пространственным изменением длины свободного пробега нормальных электронов [19, 20]. Такой тип пиннинга называется δl -пиннингом [21]; также используется обозначение ΔK -пиннинг [20]. Мы полагаем, что в качестве δl -центров пиннинга выступают границы между столбцами-кристаллитами NbN в пленке.

Далее рассмотрим магнитный гистерезис пленки для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ (см. рис. 3б). Ширина намагниченности ΔM петли гистерезиса для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ уменьшается с ростом внешнего поля быстрее, чем для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$. Для данной ориентации достигнуто поле необратимости H_{irr} , т. е. значение внешнего поля, при котором ширина намагниченности ΔM становится равной 0 или сравнимой с уровнем шума, $\mu_0 H_{irr} = 0.9 \pm 0.1$ Тл при 4.2 К и $\mu_0 H_{irr} = 0.51 \pm 0.04$ Тл при 10 К. Отсутствие заметного вклада от перпендикулярной компоненты намагниченности при $H > H_{irr}$ является подтверждением достаточно точной ориентации пленки относительно внешнего поля.

Асимметрия петель гистерезиса для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ и малая величина поля необратимости $H_{irr} \ll H_{c2}$ свидетельствует о заметном равновесном вкладе в намагниченность [13]. Такой равновесный вклад связан с приповерхностными областями пленки, в которых циркулирует мейснеровский ток. Из-за малой толщины пленки их влияние оказывается значительным.

Используя для оценки плотности критического тока при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ формулу Бина из модели критического состояния для соответствующей геометрии, при $T = 4.2$ К получим

$$j_c = \frac{2\Delta M}{w(1-w/3L_y)} = 4.0 \cdot 10^7 \frac{\text{А}}{\text{см}^2},$$

где w — толщина пленки (см. вставку на рис. 1). Это значение критического тока в 513 раз больше, чем значение j_c для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$. Сравним полученное значение j_c с плотностью тока распаривания j_d для исследуемого материала. Плотность тока распаривания определяется выражением [22, 23]

$$j_d = \frac{\Phi_0}{3\sqrt{3}\pi\mu_0\lambda^2\xi},$$

где Φ_0 — квант магнитного потока. Для пленок NbN, полученных реактивным распылением, глубина проникновения $\lambda \sim 300\text{--}600$ нм [24], длина когерентности $\xi \approx 5$ нм [25, 26], что дает

$$j_d = 5.6 \cdot 10^6 \text{--} 2.2 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2.$$

Ток распаривания является верхним пределом для тока сверхпроводников, выше значения которого происходит разрушение куперовских пар. Таким образом, оцененное значение j_c для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ превышает плотность тока распаривания NbN. Этот парадоксальный результат говорит о том, что в данном случае некорректно использование формулы Бина и необходим иной подход.

Особенности критического состояния в сверхпроводящих пленках, толщина которых сравнима с лондоновской глубиной проникновения, в случае, когда внешнее поле направлено вдоль поверхности пленки, были рассмотрены в работе [27]. Предположение, положенное в основу расчетов [27], состоит в том, что в рассматриваемом случае основную роль в пиннинге вихрей играет поверхностный барьер. В такой ситуации распределение вихрей внутри пленки определяется из условия равновесия действующих на них сил: силы притяжения «образа» вихря к границе образца и действия мейснеровских токов, способствующих проталкиванию вихря в объем образца. В результате энергетически выгодным становится выстраивание вихрей в цепочки, параллельные поверхности образца. Количество вихревых цепочек, находящихся в равновесии в образце, определяется величинами внешнего магнитного поля и транспортного тока, а также физическими свойствами образца, такими как лондоновская глубина проникновения λ и длина когерентности ξ , и его геометрическими характеристиками L_x, L_y, w . Исходя из этих предположений, в работе [27] показано, что критическая плотность тока в малых магнитных полях близка к величине тока распаривания, что соответствует экспериментальным наблюдениям [28, 29].

Проведем оценку плотности критического тока нашей пленки для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$, основываясь на подходе работы [27]. Значение остаточной намагниченности M_{rem} , определенное из петли гистерезиса при 4.2 К, равно $5.6 \cdot 10^4$ А/м. Это значение соответствует захваченному полю $B = 0.07$ Тл и захваченному потоку $\Phi = 1.5 \cdot 10^{-10}$ Вб. Отсюда оцениваем число захваченных в образце вихрей $N = \Phi/\Phi_0 \approx 7.5 \cdot 10^4$ квантов. Допустим, что вихри выстраиваются в цепочку вдоль образца. Тогда расстояние между соседними вихрями можно оценить как $\Delta l_y = L_y/N \approx 49$ нм. Заметим, что это расстояние соответствует диаметру столбцов, т.е. мы получаем картину, когда несверхпроводящие сердцевинки вихрей располагаются на границах между столбцами.

Величину максимального протекающего тока можно найти из условия потери равновесия образовавшейся цепочки вихрей (формула (19) работы [27]):

$$j_t = \frac{w}{2\mu_0\lambda^2} \left(\mu_0 H - \frac{\Phi_0}{\Delta l_y w} \right) \left(\frac{2\Delta l_z}{w} - 1 \right),$$

где j_t — плотность протекающего тока, Δl_z — расстояние цепочки вихрей от границы пленки в направлении оси z . Приняв, что внешнее магнитное поле уменьшено до нуля, а выведенная из равнове-

сия цепочка вихрей сдвигается к границе образца, получаем соответствующую плотность критического тока

$$j_c \approx \frac{\Phi_0}{2\mu_0\lambda^2\Delta l_y} = \frac{1.5\sqrt{3}\pi\xi}{\Delta l_y} j_d.$$

Для рассматриваемой пленки NbN оцениваем $j_c \approx 0.83j_d \approx 4.7 \cdot 10^6 - 1.9 \cdot 10^7$ А/см². Эта оценка является верхней границей плотности критического тока для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$.

Однако для пленки с $w \gg \Delta l_y$ одна цепочка вихрей неустойчива [30, 31]. Рассмотрим ситуацию, когда в рассматриваемой пленке при уменьшении внешнего поля до нуля вихри выстраиваются в две цепочки. Расстояние между вихрями в цепочке в этом случае

$$\Delta l_{y2} = \frac{L_y}{N/2} \approx 98 \text{ нм.}$$

Критический ток для такой конфигурации можно записать в виде

$$j_c = \frac{Bw}{2\mu_0\lambda^2} \left(1 - \frac{2\Delta l_z}{w} \right)^2$$

(формулы (37) и (41) в [27]), где Δl_z — расстояние между цепочками вихрей в направлении оси z . Приравняем поле B к захваченному полю,

$$B = \frac{2L_y}{\Delta l_{y2}} \frac{\Phi_0}{wL_y} = \frac{2\Phi_0}{w\Delta l_{y2}},$$

и получим

$$j_c = \frac{\Phi_0}{\mu_0\lambda^2\Delta l_{y2}} \left(1 - \frac{2\Delta l_z}{w} \right)^2 = \frac{3\sqrt{3}\pi\xi}{\Delta l_{y2}} \left(1 - \frac{2\Delta l_z}{w} \right)^2 j_d.$$

Для равновесия двух цепочек вихрей требуется $\Delta l_z \approx 0.33w$ (формула (44) в [27]), следовательно для пленки с двумя цепочками имеем

$$j_c \approx \frac{3\pi\xi}{\Delta l_{y2}} j_d.$$

Для рассматриваемого образца оцениваем

$$j_c \approx 0.48j_d \approx 2.7 \cdot 10^6 - 1.1 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2.$$

Существование трех цепочек вихрей в исследуемой пленке при уменьшении внешнего поля до нуля маловероятно, так как в этом случае $\Delta l_{y3} \approx \Delta l_z$.

Таким образом, значительное различие критических значений плотности тока для случаев $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ объясняется, в первую очередь, различными механизмами пиннинга магнитного потока для

разных ориентаций поля. Кроме того, можно предположить, что свой вклад вносит и анизотропия, связанная с ориентацией столбчатых кристаллитов. Для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ сердцевины вихрей, по всей видимости, располагаются в границах между столбцами, а вихревые линии параллельны столбцам. Для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ сердцевин вихрей также располагаются в границах между столбцами, но вихревые линии вынуждены огибать множество столбцов. Такая конфигурация вихревых линий также приводит к усилению пиннинга и, соответственно, к увеличению плотности критического тока для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ по сравнению со случаем, когда $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование намагниченности пленки NbN для ориентации внешнего поля вдоль и перпендикулярно плоскости пленки. В слабых полях, сравнимых с первым критическим полем H_{c1} пленки NbN, намагниченность определяется размагничивающим фактором образца. Для гистерезисных петель намагниченности, измеренных до $H \gg H_{c1}$, анизотропия намагниченности вызвана не только геометрией пленки, но и разными механизмами пиннинга магнитного потока.

Для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$ критическое значение плотности тока, полученное из данных по намагниченности на основе модели критического состояния по формуле Бина, совпадает с результатами измерений данной величины в экспериментах с транспортным током [18] и дает величину до $6.5 \cdot 10^4$ А/см². Это говорит о том, что в данном случае пиннинг магнитного потока происходит на дефектах в объеме образца, по-видимому, на межгранульных границах. Для случая $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_x$ такая оценка не состоятельна, но критическая плотность тока адекватно оценивается в предположении, что пиннинг магнитного потока обусловлен поверхностным барьером. Тогда полученная оценка для критической плотности тока дает величину 10^7 А/см², близкую к току распаривания для NbN, что также согласуется с экспериментальными данными для тонких пленок [28, 29].

Благодарности. Мы благодарны И. В. Немцеву за измерения на сканирующем электронном микроскопе, С. А. Скоробогатову за помощь в проведении магнитных измерений (сканирующая электронная микроскопия и магнитные измерения выполнялись в Красноярском региональном центре коллективного пользования ФИЦ «Красноярский научный центр СО РАН»).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Hazra, N. Tsavdaris, S. Jebari, A. Grimm, F. Blanchet, F. Mercier, E. Blanquet, C. Chapelier, and M. Hofheinz, *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 105011 (2016).
2. Y. Saito and T. Anayama, *J. Appl. Phys.* **44**, 5111 (1973).
3. J. R. Gavaler, A. T. Santhanam, A. I. Bragmski, M. Ashkin, and M. A. Janocko, *IEEE Trans. Magn.* **17**, 573 (1981).
4. D. Rudman, J. Juang, R. van Dover, S. Nakahara, S. Capone, and J. Talvacchio, *IEEE Trans. Magn.* **87**, 831 (1987).
5. H. K. Kundu, K. R. Amin, J. Jesudasan, P. Raychaudhuri, S. Mukerjee, and A. Bid, *Phys. Rev. B* **100**, 174501 (2019).
6. Б. А. Гурович, Б. В. Гончаров, К. Е. Приходько, Л. В. Кутузов, Л. В. Столяров, Е. М. Малиева, *ФТТ* **63**, 1238 (2021).
7. N. V. Porokhov, A. P. Sirotina, E. A. Pershina, M. V. Shibalov, G. D. Diudbin, A. M. Mumlyakov, E. R. Timofeeva, I. V. Trofimov, A. M. Tagachenkov, Y. V. Anufriev, E. V. Zenova, and M. A. Tarkhov, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 115016 (2021).
8. Н. Д. Кузьмичев, Г. П. Мотулевич, *ЖЭТФ* **84**, 2316 (1983).
9. Д. Р. Джурев, Г. П. Мотулевич, *ФТТ* **27**, 2640 (1985).
10. M. S. Li, *Phys. Rep.* **376**, 133 (2003).
11. W. A. Ortiz, P. N. Lisboa-Filho, W. A. C. Passos, and F. M. Araújo-Moreira, *Physica C* **361**, 267 (2001).
12. G. F. Zharkov, *Phys. Rev. B* **63**, 214502 (2001).
13. Д. М. Гохфельд, *ФТТ* **56**, 2298 (2014).
14. Д. М. Гохфельд, Д. А. Балаев, *ФТТ* **62**, 1017 (2020).
15. Д. М. Гохфельд, *Письма в ЖТФ* **45**, 3 (2019).
16. D. V. Shantsev, M. R. Koblishka, Y. M. Galperin, T. H. Johansen, L. Pust, and M. Jirsa, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2947 (1999).
17. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
18. М. А. Васютин, Н. Д. Кузьмичев, Д. А. Шилкин, *ФММ* **121**, 1045 (2020).
19. D. Dew-Hughes, *Phil. Mag.* **30**, 293 (1974).

20. D. Dew-Hughes, *Low Temp. Phys.* **27**, 713 (2001).
21. R. Griessen, W. Wen Hai-hu, A. J. J. van Dalen, B. Dam, J. Rector, H. G. Schnack, S. Libbrecht, E. Osquiguil, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1910 (1994).
22. В. Л. Гинзбург, *ДАН СССР* **118**, 464 (1958).
23. J. Bardeen, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 667 (1962).
24. S. Kubo, M. Asahi, M. Hikita, and M. Igarashi, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 258 (1998).
25. S. P. Chockalingam, M. Chand, J. Jesudasan, V. Tripathi, and P. Raychaudhuri, *Phys. Rev. B* **77**, 214503 (2008).
26. М. А. Васютин, Н. Д. Кузьмичев, Д. А. Шилкин, *ФТТ* **58**, 231 (2016).
27. Y. Mawatari and K. Yamafuji, *Physica C* **228**, 336 (1994).
28. J. M. Murduck, D. W. Capone, I. K. Schuller, S. Foner, and J. B. Ketterson, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 504 (1998).
29. G. Stejic, A. Gurevich, E. Kadyrov, D. Christen, R. Joynt, and D. C. Larbalestier, *Phys. Rev. B* **49**, 1274 (1994).
30. J. Guimpel, L. Civale, F. De La Cruz, J. M. Murduck, and I. K. Schuller, *Phys. Rev. B* **38**, 2342 (1988).
31. S. H. Brongersma, E. Verweij, N. J. Koeman, D. G. De Groot, R. Griessen, and B. I. Ivlev, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2319 (1993).