

05

Скачки магнитного потока при намагничивании пластины сверхпроводящего ниобия при ориентации магнитного поля нормально и параллельно поверхности

© Д.С. Чикуров, М.П. Волков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: d.chikurov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 16 августа 2020 г.

В окончательной редакции 8 декабря 2020 г.

Принято к публикации 8 декабря 2020 г.

Измерены зависимости намагниченности M от магнитного поля H для сверхпроводящей тонкой ниобиевой пластины с сильным пиннингом магнитного потока при ориентации внешнего поля нормально и параллельно плоскости образца. При $T < T_c$ зависимости $M(H)$ имеют гистерезисный характер с пик-эффектом в больших полях, форма петли гистерезиса зависит от ориентации магнитного поля. При температурах ниже $\sim T_c/2$ на зависимостях $M(H)$ появляются скачки магнитного потока, которые по-разному проявляются при различной ориентации магнитного поля. Размещение хорошо проводящего материала в тепловом контакте с плоским сверхпроводящим образцом заметно уменьшает скачки потока в поперечном магнитном поле, в то время как в продольном поле влияния на скачки потока не наблюдается. Уменьшение величины скачков потока при поперечной ориентации магнитного поля происходит из-за электродинамического торможения развития магнитной неустойчивости, приводящей к скачку магнитного потока.

Ключевые слова: сверхпроводимость, намагниченность, скачки потока, ниобий, поверхностный барьер, электродинамическое торможение, ориентация магнитного поля.

DOI: 10.21883/JTF.2021.05.50690.249-20

Введение

В сверхпроводниках второго рода с сильным пиннингом магнитного потока зависимости намагниченности от магнитного поля имеют гистерезисный характер с большим захваченным потоком при $H = 0$, при этом может наблюдаться особенность в виде пик-эффекта в больших полях. Пиннинг вихрей приводит к образованию градиентов плотности вихрей по сечению образца, связанных с локальными значениями плотности критического тока; распределение магнитного потока по сечению образца описывается моделью критического состояния [1]. При ориентации внешнего магнитного поля параллельно плоской поверхности образца существенное влияние на образование смешанного состояния и необратимую намагниченность оказывает поверхностный барьер Бина-Ливингстона (БЛ) [2].

При охлаждении сверхпроводника, начиная с некоторой температуры, на зависимостях $M(H)$ могут наблюдаться резко выраженные особенности, связанные со скачкообразным проникновением или выходом магнитного потока из образца. Скачок магнитного потока связан с движением вихрей Абрикосова, приводящим к диссипации энергии и локальному повышению температуры, что при наличии транспортного тока может привести к переходу части сверхпроводника в нормальное состояние. Для предотвращения негативных последствий скачков магнитного потока сверхпроводящие провода помещают в матрицу материала с хорошей

тепло- и электропроводностью, которая эффективно отводит тепло от области скачка потока и забирает на себя часть транспортного тока, тем самым уменьшая джоулеву диссипацию в нагретой области (тепловой механизм стабилизации [3]). Тепловая стабилизация может быть дополнительно усилена при размещении в проводящей матрице включений соединений с большой теплоемкостью в области низких температур [4]. Кроме того, скачок потока в сверхпроводнике индукционно вызывает в проводящей матрице экранирующие токи, поле которых тормозит развитие скачков потока даже при отсутствии теплового контакта этой пластинки со сверхпроводником (электродинамическое торможение [5]). Электродинамический механизм торможения будет наиболее эффективен в тех случаях, когда изменение потока в образце происходит с большой скоростью и приводит к существенному изменению магнитного поля в проводящей матрице. Таким случаем является, например, развитие неустойчивости в плоском сверхпроводнике с нормально проводящим покрытием в поперечном магнитном поле. При создании сверхпроводящих магнитных систем с использованием ленточных высокотемпературных сверхпроводников второго поколения [6] магнитное поле может быть направлено как нормально, так и параллельно плоскости сверхпроводника. Поэтому анализ скачков магнитного потока и электродинамического механизма торможения при различной ориентации плоского образца сверхпроводника второго рода относительно магнитного поля является актуальной задачей.

Исследованию скачков магнитного потока посвящено большое количество работ (см., например, [7]). В большинстве экспериментальных работ скачки потока исследовались в круглых проводах или в плоских образцах в поперечном поле. Было обнаружено, что скачки потока наблюдаются только при понижении температуры существенно ниже критической, сначала скачки проявляются в малых полях, и с понижением температуры область скачков расширяется [8].

Для сверхпроводящих пленок одним из проявлений скачков потока является дендритная нестабильность или лавинообразное трековое проникновение магнитного потока в сверхпроводник. В литературе известны данные по регистрации дендритной нестабильности в пленках Nb [9,10], в пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [11,12] (под влиянием лазерного импульса), а также в пленках MgB_2 [13]. Немного позднее магнитные нестабильности были обнаружены в магнитооптических исследованиях и измерениях намагниченности пленок Nb_3Sn [14,15] и NbN [15,16].

Впервые спонтанное проникновение магнитного потока с ветвлениями обнаружено в 1967 г. в сверхпроводниках на основе Nb. Этот эффект привлек внимание в 1990-х, когда магнитооптические методы исследования позволили проводить измерения с большим пространственным разрешением. Тогда эффект ветвления или дендритную нестабильность обнаружили в пленках $YBa_2Cu_3O_7$, а также в ниобиевых пленках. Самым чувствительным к нестабильностям сверхпроводником оказался MgB_2 — сверхпроводник, в котором дендритная нестабильность наблюдается как при приложении магнитного поля к охлажденному вне поля сверхпроводнику, так и при пропускании через него транспортного тока [17].

В настоящей работе проведены сравнительные исследования скачков магнитного потока в сверхпроводящей ниобиевой пластине с сильным пиннингом магнитного потока при ориентации магнитного поля нормально и параллельно плоскости пластины. Для обеих ориентаций проведены измерения зависимости намагниченности образцов от температуры и магнитного поля. Измерение намагниченности образцов при контакте с хорошо проводящей пластиной подтвердило эффективность электродинамического механизма торможения для поперечной ориентации поля.

1. Методика эксперимента и образцы

Были измерены зависимости $M(H)$ при ряде температур после охлаждения в нулевом поле, при ориентации внешнего магнитного поля нормально и параллельно плоскости пластины без наложения медной пластинки и с ее наличием. Измерения проводились с использованием вибрационного магнитометра VSM установки PPMS при скорости изменения магнитного поля от 10 до 130 Oe/s, в этом интервале влияния скорости разворота поля на зависимости $M(H)$ не наблюдается. Для

исключения возможного влияния повышенной частоты и амплитуды колебаний VSM на намагниченность сверхпроводника (эффект, наблюдавшийся для сверхпроводящих ниобиевых пленок в работе [18]) наши измерения проводились при малой частоте 7 Hz и малой амплитуде 1 mT. Для экспериментов использовалась однородно деформированная поликристаллическая ниобиевая фольга толщиной $100\ \mu\text{m}$, из которой были вырублены несколько образцов в виде дисков диаметром 3 mm. Все образцы имели критическую температуру 9.25 K. Зависимости $M(H)$ имели гистерезисный вид из-за пиннинга магнитного потока на дислокациях и границах зерен в поликристаллическом материале. Измерения показали хорошую воспроизводимость сверхпроводящих свойств для всех образцов.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Зависимости намагниченности от поля в поперечной и продольной ориентации

Полные петли гистерезиса зависимостей $M(H)$ для поперечной и продольной ориентации магнитного поля при температуре 8 K представлены на рис. 1. Для обеих ориентаций зависимости $M(H)$ являются существенно необратимыми, что указывает на эффективность имеющихся в образце структурных дефектов как центров пиннинга магнитного потока. Для обеих ориентаций на зависимостях $M(H)$ наблюдается максимум в больших полях (пик-эффект), однако его положение и форма существенно отличаются. Согласно модели критического состояния, распределение магнитного потока по образцу при увеличении и при уменьшении поля должны быть симметричны относительно равномерного распределения потока в случае равновесной намагниченности. Исходя из этого, наблюдающаяся асимметрия зависимостей $M(H)$ относительно оси абсцисс при росте и уменьшении поля, например в 1 и 4 квадрантах, может быть использована для разделения измеренных зависимостей на обратимые и необратимые части, что и будет сделано в дальнейшем.

При понижении температуры петля гистерезиса зависимостей $M(H)$ существенно увеличивается. Качественно форма петли $M(H)$ не изменяется, только начиная с некоторой температуры ниже примерно $T_c/2$ наблюдаются скачки магнитного потока, которые выглядят поразному при нормальной и параллельной ориентации магнитного поля.

2.2. Скачки магнитного потока на зависимостях $M(H)$ при поперечной ориентации

Скачки магнитного потока при поперечной ориентации магнитного поля появляются при понижении температуры в малых полях сначала во втором и четвертом квадрантах, т.е. областях, связанных с проникновением

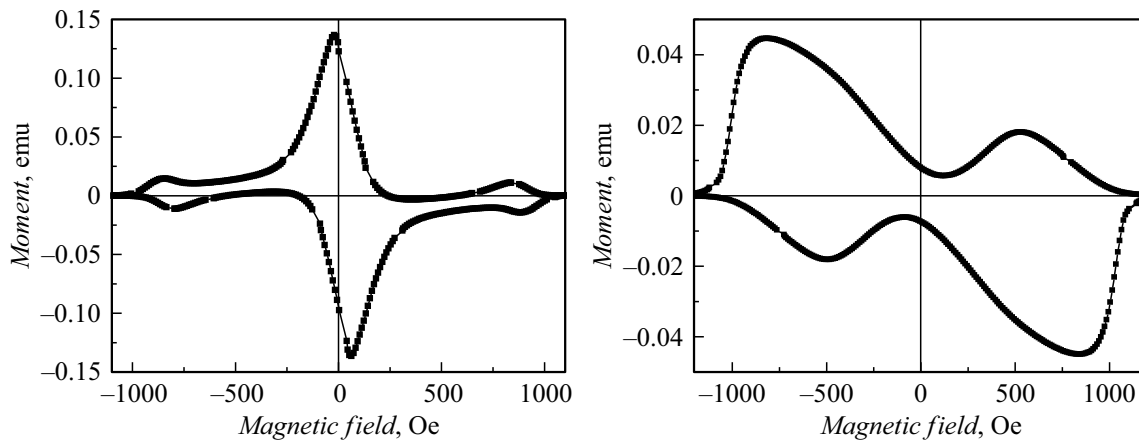


Рис. 1. Зависимости $M(H)$ при поперечной (слева) и продольной (справа) ориентации внешнего магнитного поля при температуре $T = 8$ К.

потока внутрь образца. При дальнейшем понижении температуры скачки потока появляются во всех квадрантах, увеличивается количество скачков и расширяется область полей со скачками. Такая тенденция появления и развития скачков потока при понижении температуры наблюдалась для ряда сверхпроводников второго рода [8,19–21]. Для сверхпроводящей ниобиевой фольги в работе [21] магнитооптическим методом было показано отсутствие скачков магнитного потока в области от T_c до примерно $T_c/2$ и расширение области со скачками при понижении температуры. Кроме того, в этой работе было обнаружено, что при уменьшении поля (первый и третий квадрант) наблюдаются более крупные скачки, что согласуется с результатами наших измерений (рис. 2).

В ряде работ [22,23] была предложена схема расчета кривых намагниченности со скачками магнитного потока. Полная петля намагниченности в этих работах рассчитывалась исходя из модели критического состояния для конкретного вида зависимостей $J_c(H)$, в частности, для зависимости $J_c(H)$ с пик-эффектом. Для определения возможной нестабильности вихревой структуры в этих работах рассматривалось малое локальное повышение температуры, связанное с движением связи вихрей. Используя зависимость критического тока от поля и температуры, зависимость теплоемкости от температуры и вольт-амперную характеристику сверхпроводника при токах больше критического, можно смоделировать развитие магнитотепловой неустойчивости и оценить, будет ли она приводить к скачку потока. Для сверхпроводящего ниобия в работе [23] были вычислены полные петли намагниченности $M(H)$ в предположении, что зависимость $J_c(H)$ демонстрирует пик-эффект, причем $J_c(H_{peak})/J_c(H=0) = 0.5$, а отношение $H_{peak}/H_{c2} = 0.7$. В нашем случае $J_c(H_{peak})/J_c(H=0) = 0.4$, $H_{peak}/H_{c2} = 0.65$, т.е. значения параметров нашего образца близки к использованным в расчете указанной работы. На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости $M(H)$ для нашего об-

разца при температурах $T = 5$ (рис. 2, *a*) и 3 К (рис. 2, *b*) и вычисленная в работе [23] зависимость $M(H)$ при температуре 3 К (рис. 2, *c*). В целом наблюдается хорошее качественное согласие экспериментальной и вычисленной зависимостей, однако есть и некоторые расхождения: скачки потока на вычисленной кривой больше по величине и расположены практически эквидистантно по полю. Отметим, что полученные в той же работе экспериментальные зависимости $M(H)$ имеют такие же отличия от вычисленной зависимости.

При сравнении измеренной при $T = 3$ К зависимости $M(H)$ (рис. 2, *b*) и вычисленной для этой же температуры (рис. 2, *c*) видно, что область полей со скачками магнитного потока простирается от $H \sim 0$ почти до поля „долины“ H_v . Отметим, что при резко выраженном пик-эффекте в зависимости $M(H)$ и соответственно в зависимости $J_c(H)$ область от поля H_v до почти H_{peak} является внутренне стабильной относительно скачков магнитного потока, так как, как было показано в работе [24], в этой области наблюдается инверсная температурная зависимость критического тока, а именно, критический ток растет при повышении температуры в небольшом интервале температур.

При понижении температуры от T_c до $\sim T_c/2$ захваченный магнитный момент при $H = 0$ существенно увеличивается (рис. 1, *a*, рис. 2, *a, b*), но появление скачков магнитного потока при температурах ниже $\sim T_c/2$ приводит к подавлению роста намагниченности в малых полях и захваченный поток слабо зависит от температуры при $T < T_c/2$ (рис. 2, *a, b*).

Анализ кривых намагниченности, измеренных при разных температурах (рис. 2, *a, b*), показал, что картина скачков (количество и амплитуда) в первом квадранте практически идентична картине скачков в третьем, но заметно отличается от картины скачков во втором и четвертом квадрантах. Отличие намагниченности образца в разных квадрантах связано прежде всего с тем, что в первом квадранте происходит выход потока, а во втором квадранте происходит проникновение потока другого

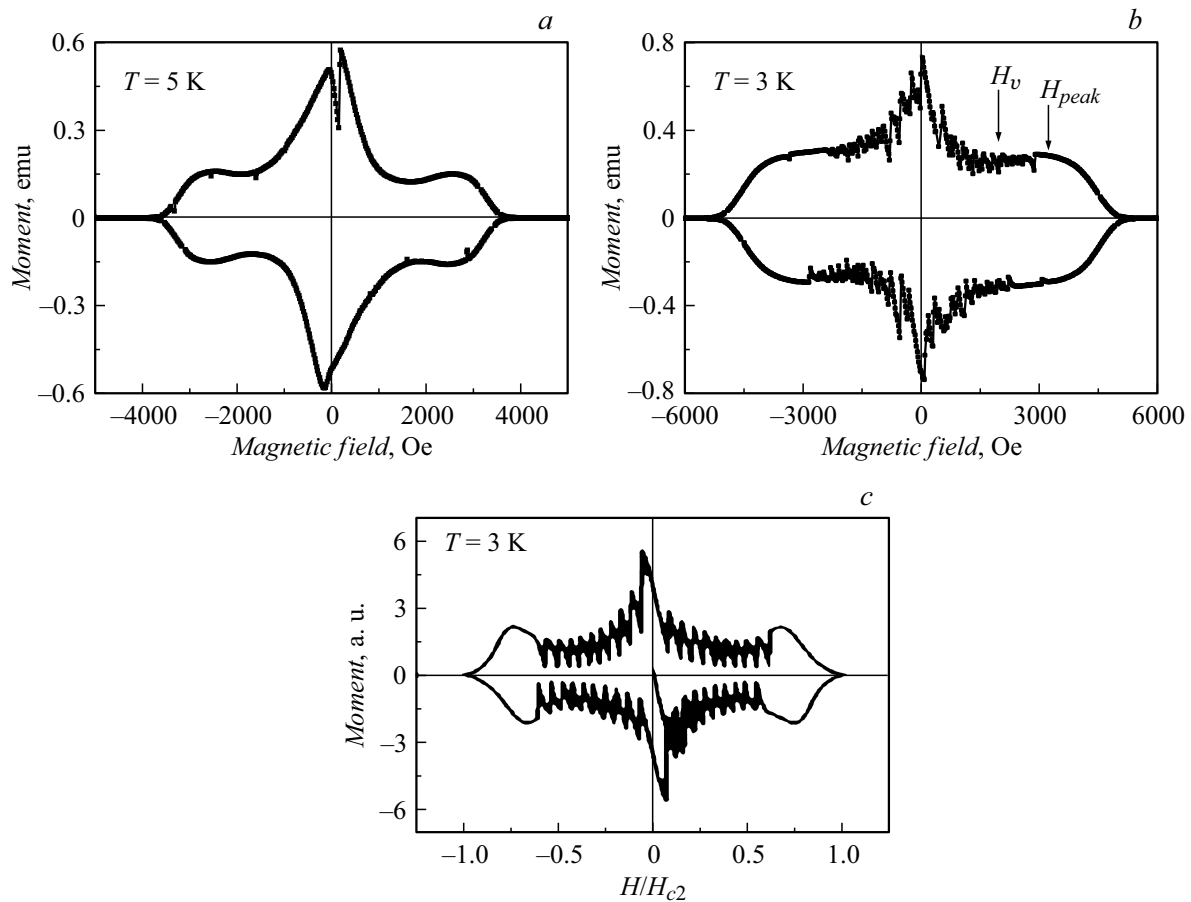


Рис. 2. Зависимости $M(H)$ при поперечной ориентации внешнего магнитного поля при температуре, T , К: a — 5, b — 3, и c — вычисленная в работе [23] для $T = 3$ К.

знака. Вследствие этого во втором квадранте образуется граница между областями с вихрями разных знаков с максимальным градиентом потока и при изменении поля на этой границе происходит диссипация энергии и локальное повышение температуры [25], влияющее на образование скачков потока. В целом картина скачков потока при поперечной ориентации магнитного поля соответствует представлению о развитии неустойчивостей при срыве связи вихрей с центров пиннинга в объеме образца.

2.3. Скачки магнитного потока на зависимостях $M(H)$ при продольной ориентации

Зависимости $M(H)$ в продольном магнитном поле при температурах 7,5 и 3 К представлены на рис. 3. Видно, что, как и для поперечной ориентации, скачки появляются только ниже определенной температуры, но картина скачков и сам вид кривой намагниченности существенно отличаются от случая поперечной ориентации магнитного поля. Основными отличиями являются следующие:

- 1) зависимость $M(H)$ несимметрична относительно оси магнитного поля;
- 2) полное отсутствие небольших скачков в малых полях;
- 3) при понижении температуры скачки потока не ограничены областью малых полей — уже первый скачок появляется в относительно большом поле;
- 4) для большинства скачков намагниченность падает почти до нуля.

Сильная асимметрия зависимости $M(H)$ при параллельной ориентации относительно оси полей связана с существенным влиянием поверхности и было бы полезно выделить это влияние в более явном виде. Для примера проведем процедуру разделения экспериментальной зависимости $M(H)$ при температуре 4 К на обратимую и необратимую компоненты. Для этого сначала восстановим огибающую зависимости $M(H)$, которую можно было бы ожидать при отсутствии скачков, убирая скачок на зависимости $M(H)$, т.е. „сшивая“ полевые зависимости до и после скачка. Такое „восстановление“ носит приблизительный характер, потому что изменение намагниченности после скачка происходит с другим наклоном, чем имело бы продолжение $M(H)$ без скачка, но эта процедура оправдана для качественного анализа

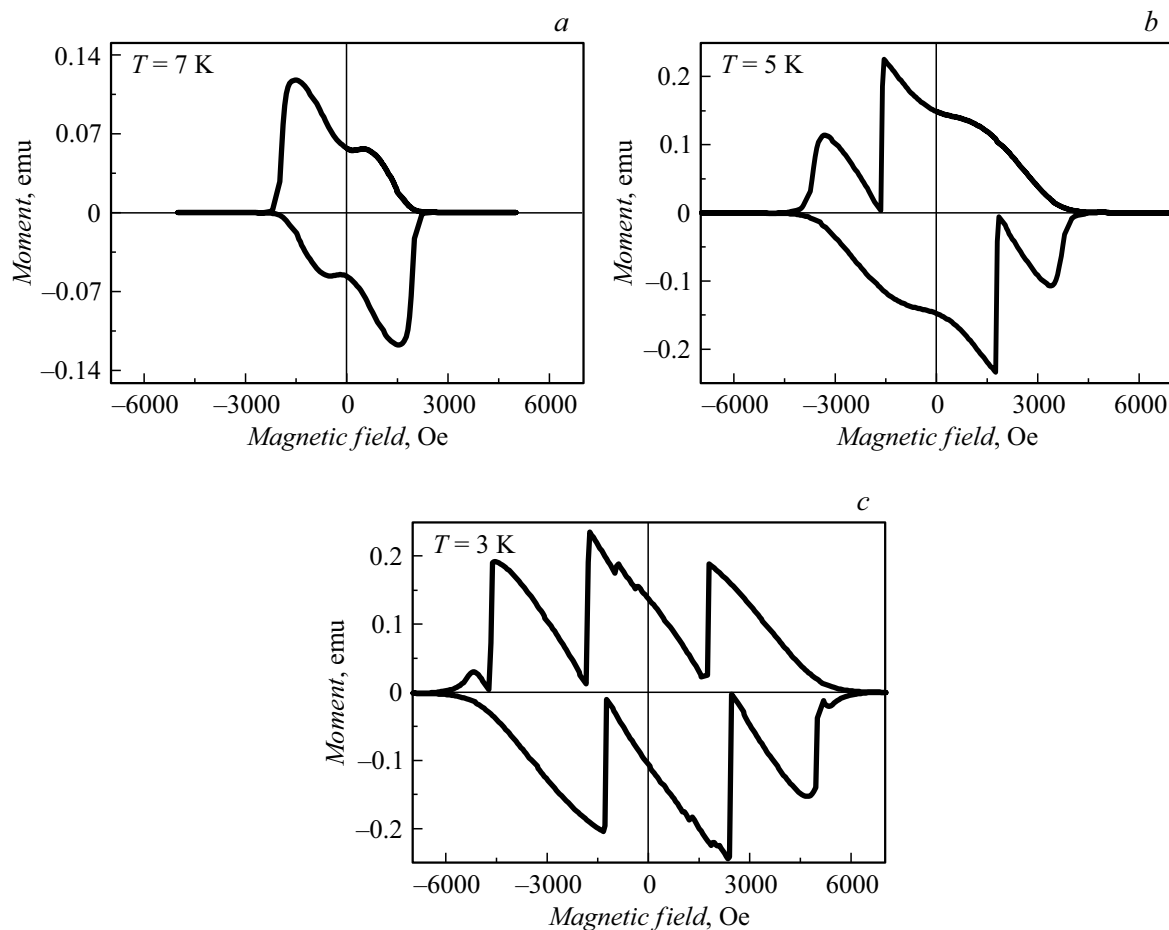


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ ниобиевой пластины в продольном поле при температурах: a — 7, b — 5, c — 3 К.

скачков потока. На рис. 4, а приведены исходная зависимость $M(H)$ при температуре 4 К, на которой наблюдаются два скачка магнитного потока, и восстановленная огибающая. Восстановленная огибающая, т.е. полная петля намагниченности, согласно модели критического состояния, должна быть симметрична относительно обратимой кривой $M(H)$ [26]. Поэтому выделим из полной петли намагниченности обратимую и необратимую части. Обратимую часть получим, сложив положительные (1 и 2 квадрант) и отрицательные значения (3 и 4 квадрант) $M(H)$ и поделив пополам. Эта кривая, назовем ее квазиобратимой, приведена на рис. 4, б, и она действительно напоминает обратимую кривую $M(H)$ для сверхпроводника второго рода. Соответственно, необратимая компонента полной намагниченности получается путем вычитания из полной петли квазиобратимой зависимости, эта компонента также приведена на рис. 4, в и имеет небольшой пик-эффект в средних полях.

На полученной таким образом квазиобратимой зависимости существенное отклонение от линейности происходит в поле H_p , которое значительно больше, чем $H_{c1} = 1450$ Ое для чистого ниобия при этой температуре [27]. Такое „затягивание“ мейснеровской области связано с наличием поверхностного барьера Бина-

Ливингстона (БЛ), величину которого в первом приближении мы считаем одинаковой для входа и выхода вихрей. Барьер БЛ препятствует проникновению потока при $H = H_{c1}$ и для идеально гладкой поверхности исчезает только при H_c (термодинамическое критическое поле). Однако для реальной поверхности, имеющей дефекты и неоднородности, величина барьера БЛ может быть меньше, чем H_c , но существенно больше, чем H_{c1} . В работе [28] с помощью модели, предполагающей, что первоначальное проникновение вихрей происходит не по всей поверхности, а только в ряде связанных с дефектами поверхности мест локального снижения барьера БЛ (названных авторами гейтами) были хорошо описаны экспериментальные данные работы [29]. Можно предположить, что гейты могут служить местами и для запуска лавин магнитного потока при низких температурах. Преодоление связки вихрей поверхностного барьера в гейте приводит к локальному повышению температуры, достаточному для увлечения в скачок всей совокупности вихрей, запиннированных в объеме образца.

Это предположение позволяет объяснить возникновение первого при понижении температуры скачка (рис. 3, б) в той области полей, где существенен по-

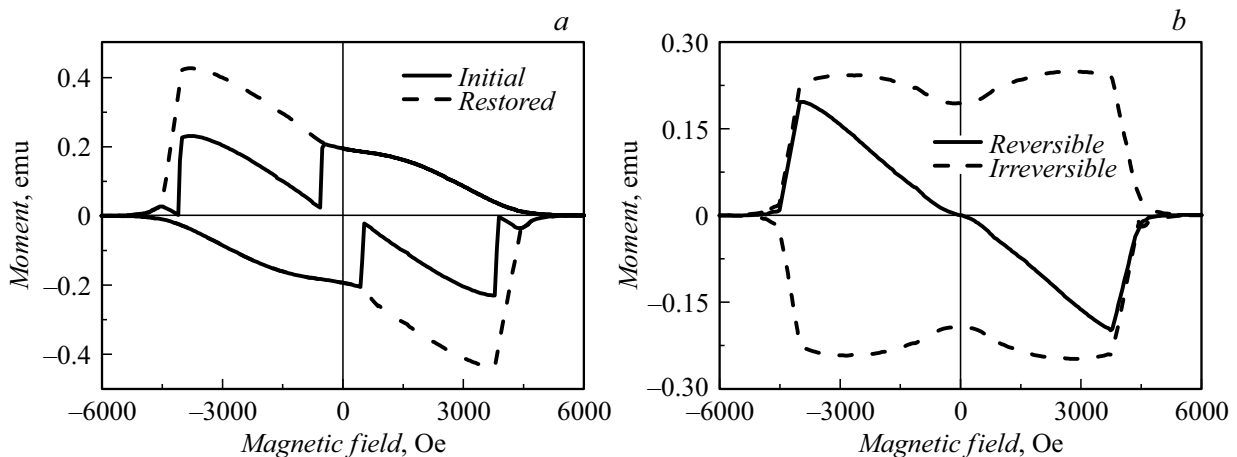


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ ниобиевой пластины в продольном поле при температуре $T = 4$ К: a — исходная и восстановленная зависимости $M(H)$; b — вычисленные квазиобратимая и необратимая компоненты $M(H)$.

верхностный барьер. В параллельной ориентации необратимая часть намагниченности (рис. 4, b) по величине сравнима с намагниченностью в поперечной ориентации (для которой вклад обратимой намагниченности считаем малым). Из модели критического состояния тогда следует, что плотность критических токов в параллельной ориентации выше, чем плотность критических токов в поперечной ориентации, примерно в отношении $w/d \sim 30$, где w — ширина, а d — толщина пластины. Скачки потока, инициированные в параллельной ориентации преодолением связкой вихрей поверхностного барьера, будут в условиях высокой локальной плотности критического тока приводить к большей диссипации энергии и существенному росту температуры вплоть до T_c . В дальнейшем будет происходить остывание образца в приложенном поле, что будет отражаться на кривой $M(H)$ в виде малого значения намагниченности после скачка.

Отсутствие скачков в малых полях, характерных для поперечной ориентации, может быть связано с размерным эффектом. В работе [30] теоретически, а в работе [31] экспериментально было показано, что в поперечной ориентации дендритные скачки будут наблюдаться только начиная с некоторой ширины образца, которая для тонкой пленки из MgB_2 оказалась $\sim 80 \mu\text{m}$, а для ниобиевой пленки такой же толщины $\sim 200 \mu\text{m}$. Для параллельной ориентации магнитного поля формулы работы [31] должны быть модифицированы с учетом других граничных тепловых условий, но можно предположить, что это приведет только к количественным изменениям, а вывод об отсутствии дендритных скачков при малом размере образца останется неизменным.

В целом картина скачков магнитного потока при параллельной ориентации магнитного поля хорошо описывается в предположении об инициировании скачков преодолением связкой вихрей поверхностного барьера в слабом месте поверхности (гейте).

2.4. Влияние хорошо проводящего материала на развитие скачков потока

Развитие скачков магнитного потока может быть существенно подавлено при наличии хорошо тепло- и электропроводящего материала в контакте с плоским сверхпроводником [3]. Для плоских сверхпроводников в поперечном поле было обнаружено, что определяющим является электродинамический механизм подавления скачков потока, что может быть связано с большой скоростью развития дендритных скачков [5].

Для исследования этого эффекта в поперечной и продольной ориентации магнитного поля были проведены дополнительные измерения зависимостей $M(H)$ образцов ниобия при наложении медного диска такого же диаметра и толщиной 1 mm. На рис. 5 представлены зависимости $M(H)$ образца в поперечном магнитном поле при температурах 2, 3, 4 и 5 К, измеренные при наличии медного диска и без него. При температуре 5 К (рис. 5, a) на зависимости $M(H)$ образца без медной пластинки виден один скачок магнитного потока в 1 квадранте. После наложения медной пластинки на образец этот скачок полностью исчез, тем самым при наличии медной пластинки расширяется область температур без скачков. На графиках зависимостей $M(H)$ при температурах 4, 3 и 2 К видно, что при наличии медной пластинки величина скачков уменьшается, некоторые скачки пропадают и захваченный момент становится больше.

В отдельном эксперименте с наложением на сверхпроводящий диск медного кольца такого же диаметра ($d = 3$ mm) с диаметром отверстия $d_{or} = 2$ mm было обнаружено, что медное кольцо оказывает практически такое же влияние на скачки потока, как и сплошной медный диск. Это свидетельствует о том, что скачки потока для плоского сверхпроводника развиваются вблизи краев образца. Дополнительным свидетельством этого является совпадение полей скачков потока в экспериментах

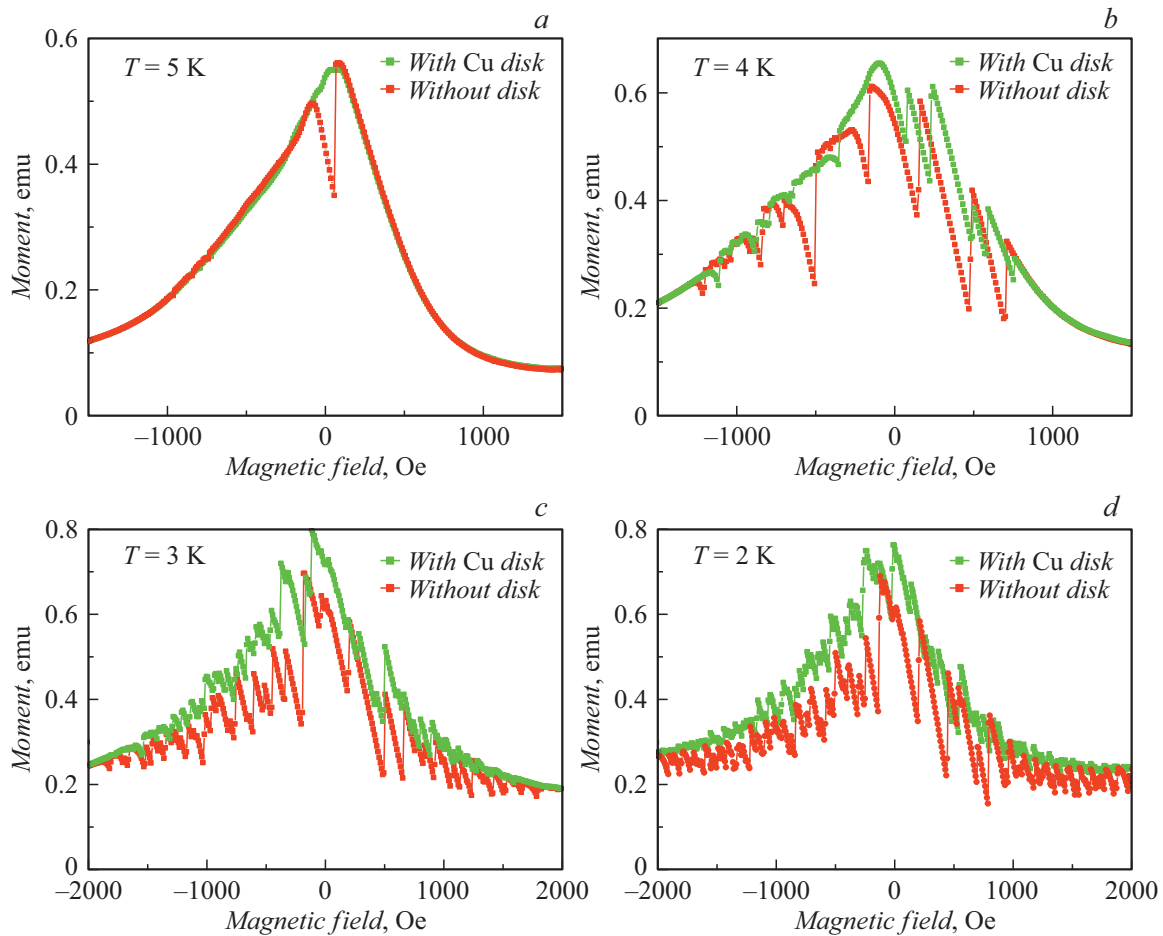


Рис. 5. Зависимости $M(H)$ при поперечной ориентации внешнего магнитного поля при температурах: a — 5, b — 4, c — 3, d — 2 К без медной пластинки и с ее наложением.

со сплошным ниобиевым диском и ниобиевым диском с внутренним отверстием ($d_{or} > d/2$). Развитие скачков потока с краев плоского образца как при росте, так и при уменьшении поперечного поля было наглядно показано в прямых магнитооптических экспериментах [32,33].

Для продольной ориентации наложение медной пластинки практически не приводит к изменению величины скачков магнитного потока на зависимости $M(H)$. Таким образом, ни тепловой, ни электродинамический механизм торможения скачков потока не проявляются в продольной ориентации. Скачок потока в образце при продольной ориентации происходит по толщине образца и не приводит к существенному изменению потока через проводящую пластинку и в ней не возбуждаются экранирующие токи, поле которых могло бы затормозить развитие скачков потока. Таким образом, электродинамический механизм подавления скачков в продольной ориентации неэффективен в силу геометрии, но и тепловой механизм стабилизации оказался неэффективен при этой ориентации. Учитывая, что тепловой механизм стабилизации скачков магнитного потока должен примерно одинаково работать при обеих ориентациях образца относительно магнитного поля, можно предпо-

ложить, что наблюдаемый эффект уменьшения скачков потока в поперечной ориентации связан исключительно с механизмом электродинамического торможения скачков. Эффективность электродинамического торможения скачков была продемонстрирована в работе [5], в которой влияние хорошо проводящей пластины на скачки потока наблюдалось в условиях ухудшенного теплового контакта пластины с образцом. Наши наблюдения влияния хорошо проводящей пластинки в поперечной ориентации на скачки магнитного потока и отсутствие такого влияния в продольной ориентации являются дополнительным свидетельством эффективности электродинамического механизма торможения скачков потока.

Заключение

Зависимости $M(H)$ для сверхпроводящей ниобиевой пластины при $T < T_c$ имеют гистерезисный характер с пик-эффектом в больших полях для обеих ориентаций внешнего магнитного поля — нормально и параллельно плоскости образца. При этом зависимости $M(H)$ для двух ориентаций магнитного поля имеют существенные отличия:

• Для поперечного поля зависимости $M(H)$ являются практически симметричными относительно $M = 0$, только при температурах вблизи критической появляется небольшая асимметрия. При $T < T_c/2$ на зависимостях $M(H)$ наблюдаются скачки магнитного потока, сначала в малых полях, а при понижении температуры область скачков увеличивается вплоть до H_v . Величина и количество скачков немного отличаются для областей входа магнитного потока (2 и 4 квадранты) и выхода потока (1 и 3 квадранты). Эти особенности соответствуют представлению о развитии неустойчивостей при срыве связки вихрей с центров пиннинга в объеме образца и могут адекватно быть описаны при использовании модели критического состояния и температурных зависимостей параметров сверхпроводника.

• При продольной ориентации магнитного поля скачки магнитного потока также наблюдаются при понижении температуры ниже $T_c/2$, при этом небольшие скачки в малых полях полностью отсутствуют, а уже первый при понижении температуры скачок появляется в относительно большом поле и намагниченность при этом падает почти до нуля. Разделение кривой намагниченности на квазиобратимую и необратимую части показывает, что этот скачок наблюдается в области полей, где существенен поверхностный барьер. Предполагается, что скачки магнитного потока в данной ориентации инициируются преодолением связкой вихрей поверхностного барьера в слабых местах поверхности (гейтах). Из-за больших градиентов магнитного потока при параллельной ориентации инициированный скачок приводит к большому изменению намагниченности.

• При наложении медного диска скачки потока в ниобиевой пластине заметно уменьшаются (или даже исчезают) при поперечной ориентации магнитного поля. Влияние медного диска более выражено при росте магнитного поля, т. е. во втором и четвертом квадрантах. При продольной ориентации магнитного поля влияния медного диска на скачки потока не наблюдается, откуда следует, что тепловой механизм торможения скачков потока неэффективен для продольной геометрии. Поскольку этот механизм не зависит от ориентации магнитного поля, он будет неэффективен и для поперечной ориентации. Наблюдаемое уменьшение скачков потока в поперечной геометрии связано с возбуждением экранирующих токов в медной пластине и тормозящим действием поля этих токов на развитие скачка потока (электродинамический механизм торможения).

Таким образом, для тонкого сверхпроводника в поперечном поле электродинамическое торможение является эффективным механизмом подавления скачков магнитного потока, что может быть использовано при проектировании и создании магнитных систем, использующих плоские ленточные сверхпроводящие кабели.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.P. Huebener. *Magnetic Flux Structures in Superconductors* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2001), 2nd ed.
- [2] C.P. Bean, J.D. Livingston. *Phys. Rev. Lett.*, **12** (1), 14 (1964). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.14>
- [3] В.А. Альтов, В.Б. Зенкевич, М.Г. Кремлев, В.В. Сычев. *Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем* (Энергоатомиздат, М., 1984), с. 312.
- [4] В.Е. Кейлин, И.А. Ковалев, С.Л. Круглов, Д.И. Шутова, В.И. Щербakov. *ЖТФ*, **80** (2), 155 (2010). [V.E. Keilin, I.A. Kovalev, S.L. Kruglov, D.I. Shutova, V.I. Scherbakov. *Tech. Phys.*, **55** (2), 312 (2010). DOI: <https://doi.org/10.1134/S106378421002026X>]
- [5] F. Colauto, E. Choi, J.Y. Lee, S.I. Lee, E.J. Patiño, M.G. Blamire, T.H. Johansen, W.A. Ortiz. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 092512 (2010). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3350681>
- [6] V. Selvamanickam, Y. Xie, J. Reeves, Y. Chen, X. Xiong, X. Zhang, Y. Qiao, Rar, A.K. Lenseth, R. Schmidt, M. Martchevskii, D. Hazelton, J. Herrin. *Progress in scale up of 2G conductor at SuperPower* (Superconductivity for Electric Systems 2007 Annual DOE Peer Review, USA, VA, Arlington)
- [7] N.A. Taylanov. *Magneto-thermal instabilities in type II superconductors*, Review (2011). arXiv:1111.1416v1
- [8] J.Y. Lee, E.-M. Choi, H.-S. Lee, M.-H. Cho, A.A.F. Olsen, T.H. Johansen, Y.S. Oh, K.H. Kim, Y.-H. Han, T.H. Sung, S.-I. Lee. *J. Phys. Society Jpn.*, **77**, 104717 (2008). DOI: <https://doi.org/10.1143/JPSJ.77.104717>
- [9] M.R. Wertheimer, J. le G. Gilchrist. *J. Phys. Chem. Sol.* **28**, 12 (1967). DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(67\)90038-8](https://doi.org/10.1016/0022-3697(67)90038-8)
- [10] C.A. Durán, P.L. Gammel, R.E. Miller, D.J. Bishop. *Phys. Rev. B*, **52**, 75 (1995). DOI: <https://doi.org/10.1103/physrevb.52.75>
- [11] P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, S. Herminghaus. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2646 (1993). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2646>
- [12] U. Bolz, J. Eisenmenger, J. Schiessling, B.U. Runge, P. Leiderer. *Physica B: Cond. Matt.*, **284**, 757 (2000). DOI: [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)02060-8](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(99)02060-8)
- [13] T.H. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev, P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, M.-S. Kim, S.I. Lee. *Europhys. Lett.*, **59**, 4 (2002). DOI: <https://doi.org/10.1209/epl/2002-00146-1>
- [14] I.A. Rudnev, S.V. Antonenko, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko. *Cryogenics*, **43**, 12 (2003). DOI: [https://doi.org/10.1016/S0011-2275\(03\)00157-7](https://doi.org/10.1016/S0011-2275(03)00157-7)
- [15] I.A. Rudnev, S.V. Antonenko, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko. *NATO Science Series (Series II: Mathematics, Physics and Chemistry)*, **142**, 229 (2004). DOI: https://doi.org/10.1007/978-94-007-1007-8_29
- [16] I.A. Rudnev, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 042502 (2005). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1992673>
- [17] D.V. Shantsev, P.E. Goa, F.L. Barkov, T.H. Johansen, W.N. Kang, S.I. Lee. *Supercond. Sci. Technol.*, **16**, 5 (2003). DOI: [10.1088/0953-2048/16/5/304](https://doi.org/10.1088/0953-2048/16/5/304)
- [18] I.A. Golovchanskiy, A.V. Pan, T.H. Johansen, J. George, I.A. Rudnev, A. Rosenfeld, S.A. Fedoseev. *Phys. Rev. B*, **97**, 014524 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.014524>

- [19] S. Vasiliev, V.V. Chabanenko, A. Nabialek, V. Rusakov, S. Piechota, H. Szymczak. *Acta Phys. Polonica Series A*, **106** (5), 777 (2004).
DOI: <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.106.777>
- [20] M.S. Welling, R.J. Westerwaal, W. Lohstroh, R.J. Wijngaarden. *Physica C*, **411**, 11 (2004).
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physc.2004.06.011>
- [21] R. Prozorov, D.V. Shantsev, R.G. Mints. *Phys. Rev. B*, **74**, 220511(R) (2006).
DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.220511>
- [22] H. Ikuta, K. Kishio, K. Kitazawa. *J. Appl. Phys.*, **76**, 4776 (1994). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.357249>
- [23] V.V. Chabanenko, A.I. D'yachenko, M.V. Zalutskii, V.F. Rusakov, H. Szymczak, S. Piechota, A. Nabialek. *J. Appl. Phys.*, **88**, 5875 (2000).
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1314611>
- [24] М.П. Волков, С.И. Цыпкин. *Письма в ЖТФ*, **9** (2), 117 (1983).
- [25] E.C.S. Duarte, E. Sardella, W.A. Ortiz, R. Zadorosny. *J. Physics: Condens. Matter*, **29** (40), 405605.
DOI: <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aa81e6>
- [26] C.P. Bean. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 31 (1964).
DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.36.31>
- [27] D.K. Finnemore, T.F. Stromberg, C.A. Swenson. *Phys. Rev.*, **149**, 231 (1966).
DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.149.231>
- [28] L. Burlachkov, Y. Yeshurun, M. Konczykowski, F. Holtzberg. *Phys. Rev. B*, **45**, 8193 (1992).
DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.45.8193>
- [29] M. Konczykowski, L.I. Burlachkov, Y. Yeshurun, F. Holtzberg. *Phys. Rev. B*, **43**, 13707 (1991).
DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.13707>
- [30] D.V. Denisov, A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, T.H. Johansen. *Phys. Rev. B*, **73**, 014512 (2006).
DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.014512>
- [31] D.V. Denisov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, Choi Eun-Mi, Lee Hyun-Sook, Lee Sung-Ik, A.V. Bobyl, P.E. Goa, A.A.F. Olsen, T.H. Johansen. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 077002 (2006). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.077002>
- [32] Y. Tsuchiya, Y. Nakajima, T. Tamegai, S. Nagasawa, M. Hidaka. *Phys. Proced.*, **45**, 121 (2013).
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2013.04.067>
- [33] J.I. Vestgård, T.H. Johansen, Y.M. Galperin. *Low Temperature Phys.*, **44**, 460 (2018).
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5037549>