

# НАБЛЮДЕНИЕ ВОЗВРАТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ Nb–PdFe–Nb ОТ ТОЛЩИНЫ PdFe-БАРЬЕРА И ТЕМПЕРАТУРЫ

*В. В. Больгинов*<sup>a\*</sup>, *А. Л. Карпович*<sup>a</sup>, *Л. Н. Карелина*<sup>a</sup>, *Н. С. Шуравин*<sup>a</sup>,  
*В. В. Рязанов*<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup> *Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Российский квантовый центр, ИЦ «Сколково»  
121205, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 июня 2024 г.,  
после переработки 2 августа 2024 г.  
Принята к публикации 3 августа 2024 г.

Представлены результаты изучения многослойных джозефсоновских контактов сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник (SFS) на основе сверхпроводящего ниобия и слабоферромагнитного сплава Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>. Обнаружен минимум в зависимости критической плотности тока от толщины F-слоя, который является одним из признаков реализации  $\pi$ -состояния с отрицательным знаком ток-фазовые соотношения. Наличие 0– $\pi$ -перехода, т. е. перехода из  $\pi$ - в 0-состояние с ростом толщины F-слоя, подтверждается также наблюдением возвратной температурной зависимости критического тока при толщине ферромагнетика около 43 нм. Моделирование предсказывает второй порядковый номер обнаруженного 0– $\pi$ -перехода.

*Статья представлена в рамках публикации материалов 39-го Совещания по физике низких температур (НТ-2024), Черноголовка, июнь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024120058

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Джозефсоновские переходы с ферромагнитным барьером (сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник, SFS) очень важны для развития сверхпроводящей электроники. Одним из важнейших свойств является отрицательное (фактически, сдвинутое на половину периода) ток-фазовое соотношение [1], позволяющее сдвинуть рабочую точку логических элементов в область нулевых сигналов смещения, уменьшая таким образом размер и энергопотребление логических элементов [2, 3]. С использованием SFS-контактов могут

быть реализованы джозефсоновские элементы с  $\pi$ -периодическим ток-фазовым соотношением [4, 5], используемые в последнее время для разработки адиабатического семейства цифровой сверхпроводящей электроники [6]. Не менее важным является создание устройств джозефсоновской магнитной памяти [7–9], отсутствие которой сдерживает создание полноценного сверхпроводящего компьютера [10].

Причиной возникновения отрицательного ток-фазового соотношения является спиновый антагонизм ферромагнетизма и сверхпроводимости, приводящий к пространственным осцилляциям сверхпроводящего параметра порядка [11–13], наводимого в F-слое за счет эффекта близости [14, 15]. С ростом толщины F-слоя амплитуда ток-фазового соотношения периодически уменьшается до нуля, а потом начинает возрастать с противоположным

\* E-mail: bolg@issp.ac.ru

знаком (0– $\pi$ -переход, или переход между 0- и  $\pi$ -состояниями). Контакты Джозефсона с отрицательным знаком ток-фазового соотношения называются  $\pi$ -контактами (также  $\pi$ -состоянием), поскольку положительные и отрицательные ток-фазовые соотношения сдвинуты относительно друг друга на величину  $\pi$ . Экспериментальное обнаружение этого эффекта проводится путем изготовления серии образцов с разной толщиной  $d_F$  F-слоя и последующим измерением зависимости критической плотности тока от толщины,  $j_c(d_F)$  [16, 17]. Температурная зависимость периода осцилляций наведенного параметра порядка,  $2\pi\xi_{F2}(T)$ , позволяет верифицировать наличие 0– $\pi$ -перехода путем измерения возвратной температурной зависимости критического тока [18, 19].

Демонстрацию осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в F-слое удобно проводить на примере разбавленных ферромагнитных сплавов с низкими температурами Кюри  $T_C$  и энергией обменного взаимодействия  $E_{ex}$ , поскольку период осцилляций обратно пропорционален  $\sqrt{E_{ex}}$  для случая диффузного джозефсоновского барьера [15]. При малой величине  $E_{ex}$  период осцилляций получается достаточно большим, что позволяет провести экспериментальное исследование с достаточной степенью детализации. Наличие других «распаривающих факторов» (т.е. процессов, вызывающих разрушение куперовских пар в джозефсоновском барьере) еще более увеличивает период осцилляций, хотя и приводит к более быстрому убыванию критического тока с ростом  $d_F$  [16]. Наиболее популярными являются сплавы  $Cu_{1-x}Ni_x$ ,  $x \approx 0.5$  (см., например, работы [16, 19, 20]), компоненты которых широко распространены в природе, дешевы и хорошо поддаются механической обработке. Их противоположностью являются сплавы на основе палладия или платины, которые становятся ферромагнетиками при крайне малой концентрации магнитных атомов [21]. Поэтому величина  $E_{ex}$  в них может настраиваться в широких пределах путем изменения концентрации, например, железа, никеля или кобальта (см. обзор [22]).

В лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН уже длительное время проводятся исследования слоистых структур на основе сплава  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  с целью разработки элементов сверхпроводниковой памяти. Температура Кюри для тонкопленочных слоев данного состава возрастает от 2 до 42 К при изменении толщины F-слоя от 12 до 180 нм [7]. Несмотря на малое содержание магнитных атомов, слоистые структуры  $PdFe-Nb-PdFe$  демонстрируют

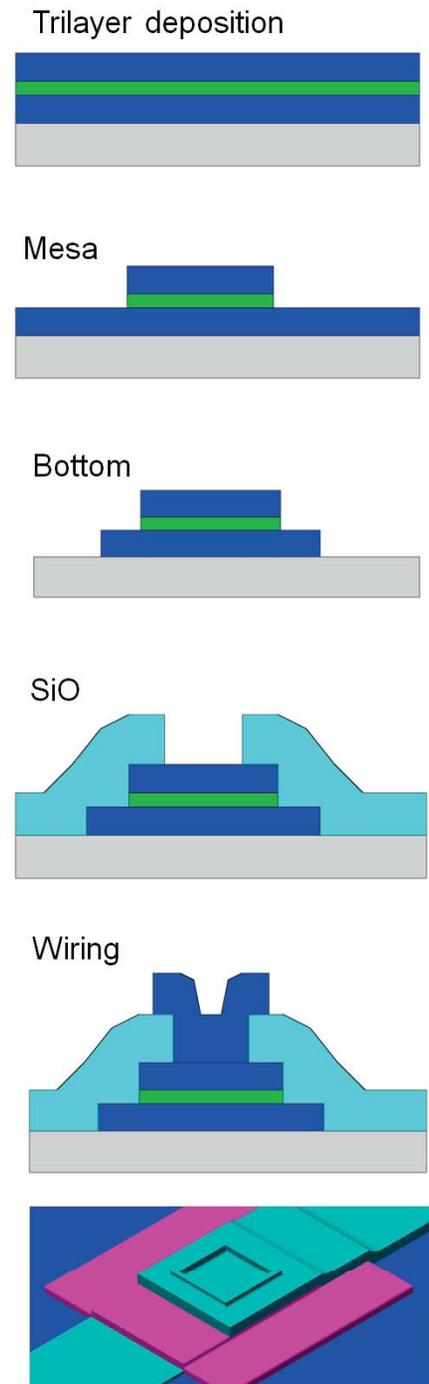


Рис. 1. Схематическое изображение этапов изготовления джозефсоновского SFS-контакта Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb

эффект спинового вентиля с диапазоном изменения напряжения до 700 мкВ, что соответствует характеристической частоте 340 ГГц в случае использования данного элемента в составе устройств быстрой однокуантовой логики [23]. Многослойные контак-

ты Джозефсона Nb–PdFe–Nb также могут быть использованы в качестве элементов памяти благодаря планарной (in-plane) анизотропии тонкопленочных слоев PdFe [7]. Использование многослойных джозефсоновских IsF-барьеров (туннельный слой изолятор (I)–сверхпроводник (s)–ферромагнетик (F)) позволяет реализовать джозефсоновские элементы, частотно совместимые с элементами быстрой одно-квантовой логики (БОК, RSFQ) [8]. Однако вопрос о возможности реализации  $\pi$ -состояния в джозефсоновских переходах на основе PdFe ранее не рассматривался. В данной работе продемонстрирован возвратный характер зависимостей критического тока переходов Nb–PdFe–Nb от толщины F-слоя и температуры, что является признаком изменения знака ток-фазового соотношения образца (перехода в  $\pi$ -состояние).

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Мы исследовали многослойные контакты Джозефсона, изготовленные в ходе четырехстадийного технологического процесса (рис. 1). На первом этапе проводилось осаждение трехслойной заготовки Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb с использованием магнетронного осаждения ниобия и катодного ВЧ-осаждения Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>. Осаждение ниобия проводилось при давлении аргона 8 мкбар, токе разряда 2 А и мощности 0.9 кВт со скоростью около 7 нм/с. Осаждение Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> проводилось при давлении аргона 21 мкбар и напряжении смещения 1 кВ. Содержание железа в осажденных слоях PdFe составляло 1.1–1.5 ат. % по данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и примерно 1.25 ат. % согласно измерениям при помощи сканирующего электронного микроскопа Центра коллективного пользования ИФТТ РАН. Толщины слоев ниобия составляли 150 нм, а толщина слоя PdFe варьировалась в пределах 30–50 нм. На втором этапе формировались верхний электрод и барьер джозефсоновского контакта (меза) с использованием плазмохимического травления ниобия (см. параметры в работе [24]) с фоторезистивной маской, а также ионно-плазменного травления слоя PdFe при давлении аргона 12 мбар, напряжении смещения 1 кВ со скоростью около 1 нм/с. Меза имела квадратную форму с размером стороны 10 мкм. На третьем этапе проводилось термическое осаждение слоя изоляции SiO толщиной 350 нм с последующей взрывной фотолитографией (lift-off). Размер окна в слое изоляции, открытого для доступа к верхнему электроду кон-

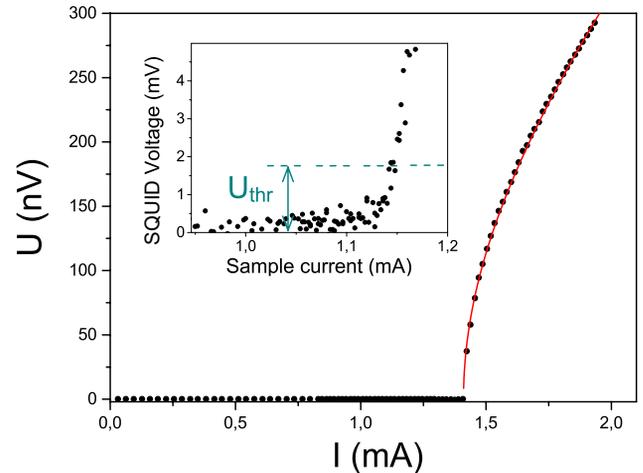


Рис. 2. Типичная вольт-амперная характеристика исследованных образцов. Черные точки — экспериментальные данные, красной линией показана аппроксимация джозефсоновской гиперболой  $U = R_N \sqrt{I^2 - I_c^2}$ . Температура эксперимента 4.2 К, сопротивление образца  $R_N = 220$  мкОм. На вставке проиллюстрирован метод автоматического определения критического тока при превышении напряжения отсечки  $U_{thr}$  в ходе измерения зависимости  $I_c(H)$

такта Джозефсона, составлял около 4 мкм. На последнем этапе проводилось осаждение сверхпроводящего замыкания (wiring) с последующей взрывной фотолитографией. На данном этапе формировались контактные площадки, а также их подключение к образцу.

Измерения проводились в заливном криостате  $^4\text{He}$  с использованием пиковольтметра на основе СКВИДа. Конструкция криостата и криогенных вставок допускала измерения при температуре  $T < 4.2$  К путем откачки паров гелия, а также работу при  $T > 4.2$  К, предполагающую размещение образца в вакуумированном объеме, изменение температуры с помощью резистивного нагревателя и ее контроль с помощью калиброванного термометра. Экранировка магнитного поля Земли и паразитных внешних сигналов при охлаждении и исследовании образца проводилась системой магнитных экранов, включающих внешний экран из пермаллоя марки 81НМА, защищающий криостат в целом; внутренний трехслойный экран из криопермаллоя, защищающий внутреннюю оснастку криостата; сверхпроводящий ниобиевый экран, защищающий непосредственно держатель образца. Магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости слоев вдоль одной из сторон SFS-мезы с использованием сверхпроводящего соленоида, размещенного внутри ниобиевого экрана.

Измерения вольт-амперных характеристик проводились по 4-точечной схеме с использованием СКВИД-пиковольтметра фирмы JeSEFF. Ток задавался при помощи дистанционно управляемых источников Keithley 224 через систему фильтров с целью снижения уровня вносимых шумов. При измерениях напряжения на СКВИД-усилителе использовался цифровой вольтметр Keithley 182. Коэффициент усиления составлял  $10^6$ – $10^8$  и определялся путем наблюдения ступеней Шапиро на контрольном образце. Полевая зависимость критического тока измерялась так называемым методом отсечки: для каждого значения приложенного магнитного поля измерялась вольт-амперная характеристика, причем величина критического тока фиксировалась при превышении заранее установленного «напряжения отсечки» («threshold»). Напряжение отсечки подбиралось эмпирически (см. вставку на рис. 2): эта величина должна заметно превышать уровень шумов измерительного оборудования, чтобы исключить ошибочные считывания; но она должна быть достаточно малой, чтобы обеспечить измерение критического тока с относительной ошибкой не более 5%. При изучении температурных зависимостей критической плотности тока  $j_c$  для каждой выбранной температуры проводилась серия измерений полевых зависимостей критического тока  $I_c(H)$ , поскольку простого измерения вольт-амперных характеристик было недостаточно (см. обсуждение ниже). Температура стабилизировалась с помощью мембранного маностата Шаврина при  $T < 4.2$  К, а при  $T > 4.2$  К — при помощи нагревателя с обратной связью по температуре. Точность стабилизации температуры была не хуже 0.05 К в течение одного измерения.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

Основной задачей эксперимента является измерение зависимости критической плотности тока  $j_c$  от толщины ферромагнетика  $d_F$  и температуры. Однако само измерение  $j_c$  связано с определенными сложностями при использовании в качестве джозефсоновского барьера сплавов PdFe, поскольку последние обладают планарной (in-plane) магнитной анизотропией и способны создавать магнитный поток через SFS-сэндвич. Это свойство является основой метода джозефсоновской магнитометрии [7] (absolute fluxometry [25]), а также применения таких контактов в качестве джозефсоновской магнитной памяти [7–9]. Проблема состоит в том, что в ходе

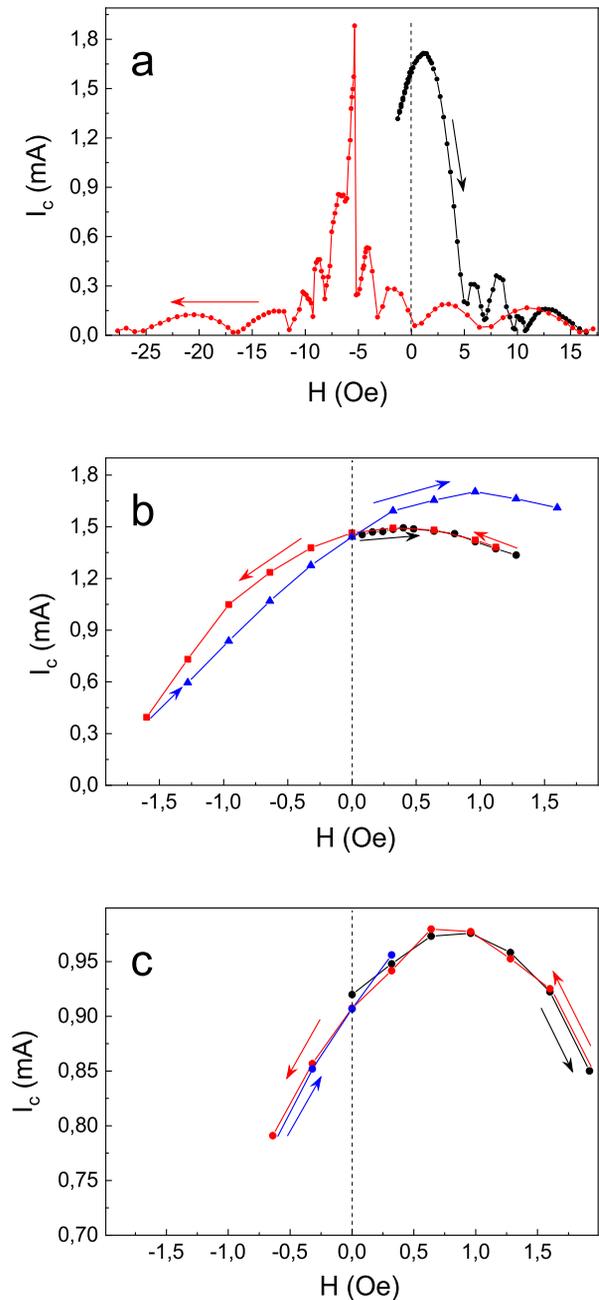


Рис. 3. Примеры зависимостей критического тока  $I_c$  от приложенного магнитного поля  $H$ , используемых для определения критической плотности тока  $j_c$  по методу «больших» (a) и «малых» (b, c) полей (см. обсуждение в тексте). На всех панелях черными точками показаны полевые зависимости критического тока, полученные после охлаждения образца в нулевом магнитном поле; красными точками — «продолжения» черных кривых, полученные после изменения направления развертки  $H$ . Синими точками на панелях b, c показаны «продолжения» красных кривых, полученные после повторного изменения направления развертки. Температура эксперимента 4.2 К (a, b) и 1.22 К (c)

транспортных экспериментов измеряется критический ток  $I_c$ , представляющий собой интегральную функцию от магнитной индукции  $\mathbf{B}(x, y)$  в джозефсоновском барьере вида

$$I_c = \max_{\phi_0} \int_S j_c(d_F, T) \sin\left(\frac{2\pi\Phi(x, y)}{\Phi_0} + \phi_0\right) dx dy,$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, а поток  $\Phi(x, y)$  выражается как

$$\Phi(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) d_m dx - \int_0^y B_x(x, y) d_m dy,$$

где  $d_m = 2\lambda + d_F$  — магнитная длина,  $\lambda$  — лондоновская длина,  $\phi_0$  — разность фаз в начале координат. Пространственное распределение магнитной индукции  $\mathbf{B}(x, y)$  в джозефсоновском барьере (включая пространственное распределение намагниченности  $\mathbf{M}(x, y)$ ) заранее неизвестно и может зависеть от размеров мезы и магнитной предыстории образца. В этом смысле более удобным материалом являются сплавы  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ , обладающие мелкодоменной магнитной структурой с вертикальной (out-of-plane) магнитной анизотропией [26]. При использовании таких сплавов намагниченности доменов и поля рассеяния хорошо усредняются и не создают заметного магнитного потока через SFS-сэндвич. Последнее подтверждается наблюдением фраунгоферовой полевой зависимости критического тока, не зависящей от магнитной предыстории [16, 18]. Аналогичным свойством обладают контакты Джозефсона на основе сплава PdNi [17]. Это дает возможность определить значение  $j_c$  как отношение критического тока при  $H = 0$  (определенное по вольт-амперной характеристике) к площади мезы. Использование сплавов PdFe требует более сложной процедуры исследований.

Каждый эксперимент начинался с охлаждения образца в нулевом магнитном поле с последующим измерением полевой зависимости критического тока в пределах одного кванта магнитного потока  $\Phi_0$ . Пределы измерения по магнитному полю варьировались в пределах до 3 Э в зависимости от температуры эксперимента или толщины F-слоя (см. рис. 3 b, c). При таком изменении магнитного поля наблюдался незначительный магнитный гистерезис, не мешающий, однако, определению максимального значения  $I_c$ . Критическая плотность тока определяется как отношение максимального значения критического тока к площади контакта. Маг-

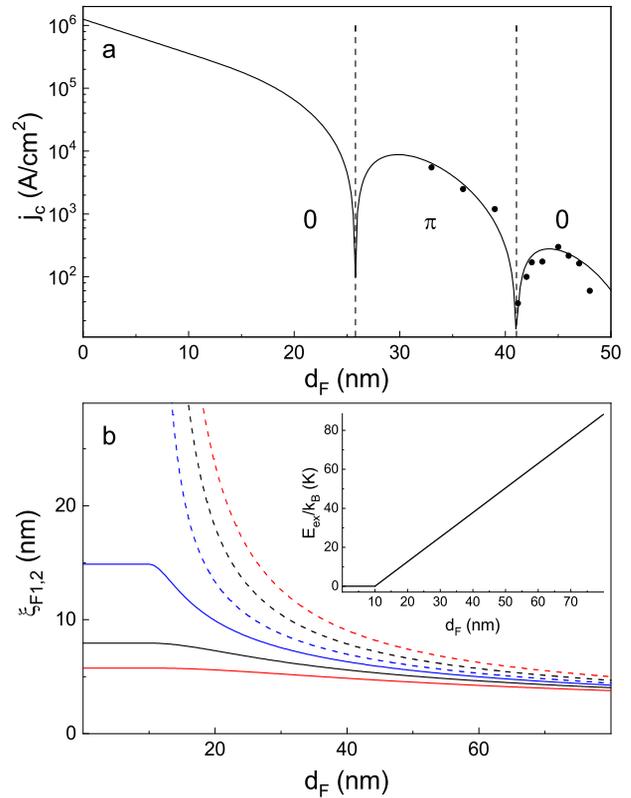


Рис. 4. *a* — Зависимость критической плотности тока образцов от толщины слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (черные точки). Черной линией показана аппроксимация в соответствии с уравнениями (3) и (4). Символами «0» и « $\pi$ » отмечены области 0- и  $\pi$ -состояний для расчетной кривой. Температура эксперимента 4.2 К. *b* — Рассчитанные в соответствии с уравнением (3) зависимости  $\xi_{F1}(d_F)$  (сплошные линии) и  $\xi_{F2}(d_F)$  (штриховые линии) для трех температур: 1.2 К (синие), 4.2 К (черные), 8.0 К (красные). На вставке приведен график, соответствующий уравнению (2)

нитное поле изменялось в положительном и отрицательном направлениях, что позволяло размагнитить джозефсоновский барьер перед следующим измерением. Предварительно было проверено, что при охлаждении образца магнитная структура образца является разупорядоченной: форма полевой зависимости критического тока близка к фраунгоферовой, а максимум имеет место в окрестности  $H = 0$  (см. черную кривую на рис. 3 a).

Альтернативным методом является измерение зависимости  $I_c(H)$  в широких пределах, заведомо превышающих поле насыщения F-слоя (см. красную кривую на рис. 3 a). Из-за большой трудоемкости и длительности проводимых экспериментов этот метод использовался только для некоторых образцов с целью дополнительного подтверждения обнаружен-

ных эффектов. Длительность эксперимента сильно возростала в случае невозпроизводимого изменения формы полевой характеристики в ходе измерения, которое обычно интерпретируется как вхождение вихря Абрикосова в один или несколько электродов контакта [27–32]. В этом случае образец отогревался и эксперимент начинался заново. Оба использованных метода дают близкие результаты (см. рис. 5), что говорит о достаточно надежном определении критической плотности тока в проведенных экспериментах.

Образование джозефсоновских вихрей (точнее, наблюдение эффектов «длинного джозефсоновского контакта» [33]) маловероятно для большинства исследованных образцов. Действительно, контакт Джозефсона можно считать «длинным», если размер мезы  $L$  достаточно велик по сравнению с характерной джозефсоновской длиной  $\lambda_J = (\Phi_0/2\pi\mu_0 j_c d_m)^{1/2}$ , где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума и  $\lambda = 80$  нм для сверхпроводящих электродов [34]. Как минимум, должно выполняться условие  $L/2\lambda_J > 1$ , что для квадратного контакта сводится к ограничению на минимальный критический ток:

$$I_c > \frac{2\Phi_0}{\pi\mu_0 d_m} = I_0. \quad (1)$$

Здесь  $I_0 = 5$  мА для выбранной конструкции образца. Поскольку условие (1) для большинства исследованных контактов не выполняется при всех температурах эксперимента, они могут считаться «короткими».

На рис. 4 а представлена зависимость  $j_c(d_F)$  в диапазоне толщин 30–50 нм. В целом, критическая плотность тока экспоненциально убывает при увеличении  $d_F$ , однако в окрестности толщины 43 нм наблюдается возвратное поведение экспериментальной кривой, что является одним из признаков перехода между 0- и  $\pi$ -состояниями. Температурные зависимости  $j_c(T)$  для образцов с  $42 \text{ нм} < d_{\text{PdFe}} < 45 \text{ нм}$  также являются возвратными (см. рис. 5), хотя критический ток для остальных образцов монотонно возрастает с понижением температуры. Этот эффект связан с температурной зависимостью периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка и является дополнительным признаком изменения знака ток-фазового соотношения, как было указано выше (см. также [5, 16, 18, 35]). Возвратная температурная зависимость критического тока наблюдается при использовании обоих методов измерения критической плотности тока, описанных выше (ср. черные и красные экспериментальные точки на рис. 5).

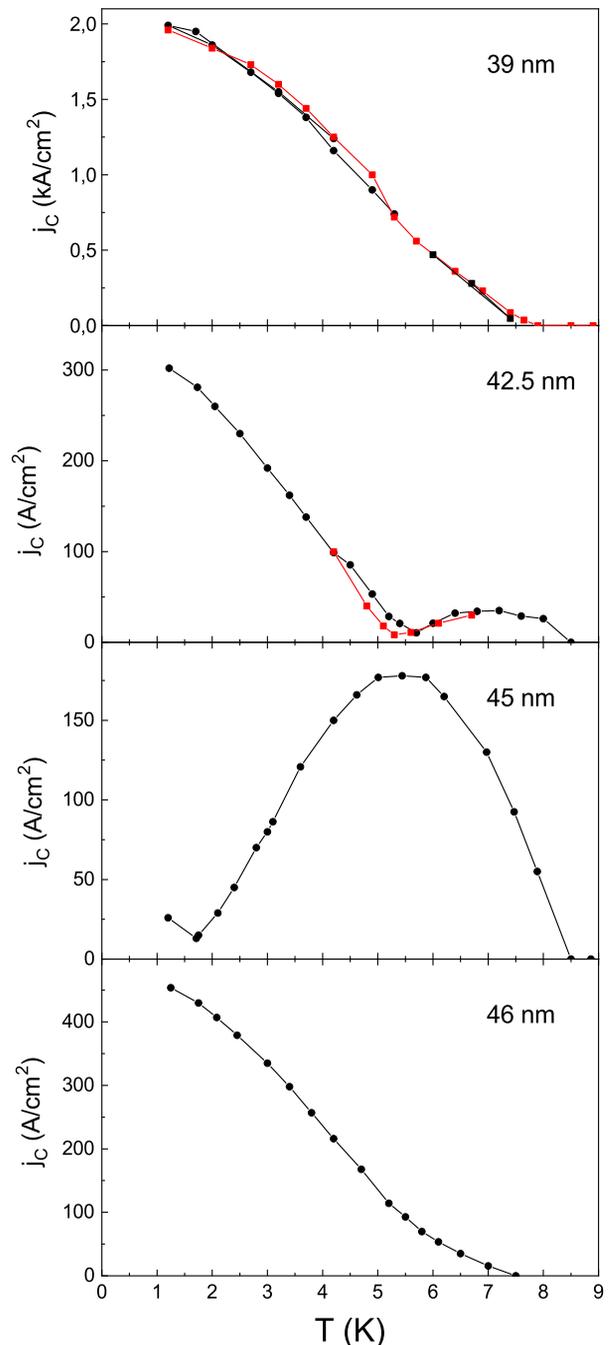


Рис. 5. Зависимость критической плотности тока образцов от температуры для разных толщин слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Черные точки определены в малых полях (см. рис. 3 б, в). Красные точки — в больших полях (см. красную кривую на рис. 3 а)

В настоящее время невозможно определенно указать направление 0– $\pi$ -перехода, т.е. знак ток-фазового соотношения при толщинах меньших 42 нм и больших 45 нм. Для этого необходимо

расширить исследуемый диапазон толщин с целью обнаружения второго  $0-\pi$ -перехода и определения периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка [16]. Однако это связано с определенными технологическими и принципиальными трудностями. В частности, для исследования толщин менее 35 нм требуется уменьшение размеров контактов до 2–5 мкм с целью ограничения величины измеряемых критических токов при экспоненциальном росте  $j_c$ . Это тем более важно, поскольку большой ток смещения способен влиять на магнитное состояние барьера (посредством создаваемого магнитного поля) и измеряемый критический ток [8]. Изготовление образцов малых размеров, в свою очередь, требует использования продвинутых методов литографии и последующей обработки осажденных слоев. Экспоненциальное падение критической плотности тока при исследовании диапазона  $d_F > 45$  нм требует увеличения размеров мезы свыше 10 мкм, однако при этом нарушается магнитная однородность образца [7]. Перспективным методом является прямое измерение ток-фазового соотношения образцов в окрестности  $0-\pi$ -перехода [5, 35].

Некоторые предположения о направлении  $0-\pi$ -перехода могут быть сделаны при помощи численных расчетов на основе данных, представленных в работе [36]. В ней была исследована зависимость критической температуры FS-бислоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$  при изменении  $d_F$  в диапазоне до 75 нм. При аппроксимации экспериментальной кривой было показано, что эффективная энергия обменного взаимодействия возрастает с ростом  $d_F$  по линейному закону,

$$E_{ex}(d_F)/k_B = \alpha(d_F - d_0), d_F > d_0, \quad (2)$$

с коэффициентом нарастания  $\alpha = 1.26$  К/нм и пороговой толщиной  $d_0 = 10$  нм (см. вставку к рис. 4 б). Длины когерентности  $\xi_{F1,2}$  в F-слое можно рассчитать [18] как

$$\xi_{F1,2} = \xi_F^* \sqrt{\frac{2\pi k_B T_c}{\sqrt{(\pi k_B T)^2 + E_{ex}^2} \pm \pi k_B T}}, \quad (3)$$

где  $T = 4.2$  К — температура эксперимента и  $\xi_F^* = \sqrt{\hbar D_F / 2\pi k_B T_c} = 5.6$  нм — характеристическая длина в  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , выступающая в качестве подгоночного параметра. Получившиеся зависимости  $\xi_{F1,2}(d_F)$  приведены на рис. 4 б для трех температур, соответствующих (приблизительно) середине и краям экспериментально доступного температурно-

го диапазона. При подстановке полученных значений в выражение для  $j_c(d_F)$  [16],

$$j_c = j_0 \exp\left(-\frac{d_{F1}}{\xi_{F1}}\right) \left[ \cos \frac{d_F}{\xi_{F2}} + \frac{\xi_{F1}}{\xi_{F2}} \sin \frac{d_F}{\xi_{F2}} \right], \quad (4)$$

получается черная кривая на рис. 4 а. Видно, что теория предсказывает второй порядковый номер обнаруженного  $0-\pi$ -перехода, тогда как первый должен наблюдаться при  $d_F \approx 26$  нм. Предположения о первом или третьем порядковом номере  $0-\pi$ -перехода при  $d_F = 42$  нм либо дают нереалистичные значения подгоночных параметров, либо не согласуются с экспериментальными данными. Проверка сделанного предсказания будет предметом наших дальнейших исследований.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование многослойных контактов Джозефсона сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник на основе сверхпроводящего ниобия и слабоферромагнитного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Обнаружена возвратная зависимость критической плотности тока от толщины слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  при толщинах около 43 нм, что является одним из признаков реализации  $\pi$ -состояния с отрицательным знаком ток-фазового соотношения. Данный эффект подтвержден наблюдением возвратной температурной зависимости критического тока при данных толщинах. Численные оценки предсказывают второй порядковый номер  $0-\pi$ -перехода, т. е. перехода из  $\pi$ - в  $0$ -состояние с ростом толщины ферромагнетика.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность В. Н. Шилову, Н. С. Степакову и Д. С. Собанину за помощь при изготовлении образцов и проведении экспериментов.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov and E. Il'ichev, *The Current-Phase Relation in Josephson Junctions*, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
2. A. V. Ustinov, and V. K. Kaplunenko, *Rapid Single-Flux Quantum Logic Using  $\pi$ -Shifters*, J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).

3. M. I. Khabipov, D. V. Balashov, F. Maibaum et al., *A Single Flux Quantum Circuit With a Ferromagnet-Based Josephson  $\pi$ -Junction*, Supercond. Sci. Technol. **23**, 045032 (2010).
4. A. Buzdin and A. E. Koshelev, *Periodic Alternating 0- and  $\pi$ -Junction Structures as Realization of  $\varphi$ -Josephson Junctions*, Phys. Rev. B **67**, 220504(R) (2003).
5. M. J. A. Stoutimore, A. N. Rossolenko, V. V. Bol'ginov et al., *Second-Harmonic Current-Phase Relation in Josephson Junctions With Ferromagnetic Barriers*, Phys. Rev. Lett. **121**, 177702 (2018).
6. А. А. Максимовская, В. И. Ружицкий, Н. В. Кленов и др., *Фазовая логика на основе джозефсоновских  $\pi$ -контактов*, Письма в ЖЭТФ **115**, 786 (2022) [А. А. Maksimovskaya, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov et al., *Phase Logic Based on  $\pi$  Josephson Junctions*, JETP Lett. **115**, 735 (2022)].
7. В. В. Больгинов, В. С. Столяров, Д. С. Собанин и др., *Магнитные переключатели на основе джозефсоновских переходов Nb-PdFe-Nb с магнитомягкой ферромагнитной прослойкой*, Письма в ЖЭТФ **95**, 408 (2012).
8. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov et al., *Ferromagnetic Josephson Switching Device with High Characteristic Voltage*, Appl. Phys. Lett. **100**, 222601 (2012).
9. L. N. Karelina, R. A. Hovhannisyan, I. A. Golovchanskiy et al., *Scalable Memory Elements Based on Rectangular SIFS Junctions*, J. Appl. Phys. **130**, 173901 (2021).
10. D. S. Holmes, A. L. Ripple, and M. A. Manheimer *Energy-Efficient Superconducting Computing — Power Budgets and Requirements*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 1701610 (2013).
11. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *Неоднородное состояние сверхпроводников*, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
12. P. Fulde and R. A. Ferrel, *Superconductivity in a Strong Spin-Exchange Field*, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
13. E. A. Demler, G. B. Arnold, and M. R. Beasley, *Superconducting Proximity Effects in Magnetic Metals*, Phys. Rev. B **55**, 15174 (1997).
14. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков, *Осцилляции критического тока в зависимости от обменного поля и толщины ферромагнитного металла ( $F$ ) в джозефсоновском контакте S-F-S*, Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
15. А. И. Буздин, Б. Вуйчич, М. Ю. Куприянов, *Структуры ферромагнетик-сверхпроводник*, ЖЭТФ **101**, 231 (1992).
16. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov et al., *Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions*, Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
17. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al., *Josephson Junction through a Thin Ferromagnetic Layer: Negative Coupling*, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
18. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., *Coupling of Two Superconductors Through a Ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  Junction*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
19. H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch et al., *Temperature-induced crossover between 0 and  $\pi$  states in S/F/S junctions*, Phys. Rev. B **68**, 054531 (2003).
20. V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier et al., *Re-Entrant Superconductivity in Nb/Cu<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> Bilayers*, Phys. Rev. Lett. **97**, 057004 (2006).
21. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, *Ферромагнетизм неупорядоченных систем*, УФН **126**, 233 (1978).
22. M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and M. Siegel, *Josephson Junctions with Ferromagnetic Materials*, Proc. SPIE **6260**, 62600S (2006).
23. Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, С. В. Егоров и др., *Магнитные переключения FSF-мостиков при низких температурах*, Письма в ЖЭТФ **119**, 616 (2024).
24. А. С. Ионин, Н. С. Шуравин, Л. Н. Карелина и др., *Экспериментальное исследование прототипа сверхпроводящего сигма-нейрона для адиабатических нейронных сетей*, ЖЭТФ **164**, 1008 (2023).
25. O. M. Kapran, A. Iovan, T. Golod et al., *Observation of the Dominant Spin-Triplet Supercurrent in Josephson Spin Valves with Strong Ni Ferromagnets*, Phys. Rev. Res. **2**, 013167 (2020).
26. И. С. Вещунов, В. А. Обознов, А. Н. Россоленко и др., *Наблюдение структуры магнитной области в тонких пленках Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub> при низких температурах*, Письма в ЖЭТФ **88**, 791 (2008) [I. S. Veshchunov, V. A. Oboznov, A. N. Rossolenko et al., *Observation of the Magnetic Domain Structure in Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub> Thin Films at Low Temperatures*, JETP Lett. **88**, 758 (2008)].

27. S. L. Miller, K. R. Biagi, J. R. Clem et al., *Critical Currents of Cross-Type Superconducting-Normal-Superconducting Junctions in Perpendicular Magnetic Fields*, Phys. Rev. B **31**, 2684 (1985).
28. O. B. Hyun, J. R. Clem, and D. K. Finnemore, *Motion of a Single Superconducting Vortex*, Phys. Rev. B **40**, 175 (1989).
29. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, *Влияние одиночных абрикосовских вихрей на свойства туннельных джозефсоновских переходов*, ЖЭТФ **92**, 1512 (1987).
30. А. А. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, *Theoretical Investigation of Josephson Tunnel Junctions with Spatially Inhomogeneous Superconducting Electrodes*, J. Low Temp. Phys. **70**, 83 (1988).
31. В. Н. Губанков, Ф. Н. Склокин, Л. С. Кузьмин и др., *Изменение структуры абрикосовских вихрей в сверхпроводящих пленках джозефсоновского туннельного под действием  $\gamma$ -облучения*, Письма в ЖТФ **15**, 54 (1989).
32. T. Golod, A. Rydh, and V. M. Krasnov, *Detection of the Phase Shift From a Single Abrikosov Vortex*, Phys. Rev. Lett. **104**, 227003 (2010).
33. А. Бароне, Дж. Паттерно, *Эффект Джозефсона*, Мир, Москва (1984).
34. A. Gubin, K. P'in, S. Vitusevich et al., *Dependence of Magnetic Penetration Depth on the Thickness of Superconducting Nb Thin Films*, Phys. Rev. B **72**, 064503 (2005).
35. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov et al., *Measurement of the Current-Phase Relation of Superconductor/Ferromagnet/Superconductor  $\pi$  Josephson Junctions*, Phys. Rev. B **70**, 144505 (2004).
36. Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, А. С. Ионин и др., *Эффект магнитной памяти в планарных микромостиках ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe*, Письма в ЖЭТФ **116**, 108 (2022).