Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 2, с. 108 – 115 © 2022 г. 25 июля

Эффект магнитной памяти в планарных микромостиках ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe

Л. Н. Карелина[a1)], *Н. С. Шуравин*[a], *А. С. Ионин*[a,b], *С. В. Бакурский*[c], *С. В. Егоров*[a,d], *И. А. Головчанский*[b,e], *В. И. Чичков*[e], *В. В. Больгинов*[a], *В. В. Рязанов*[a,b,e]

[a] *Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[b] *Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[c] *МГУ им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, 119991 Москва, Россия*

[d] *Российский Квантовый Центр, БЦ "Урал", 143025 Сколково, Москва, Россия*

[e] *Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", 119049 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 мая 2022 г.
После переработки 2 июня 2022 г.
Принята к публикации 2 июня 2022 г.

Работа посвящена изучению магнитосопротивления планарного микромостика на основе трехслойного FSF сэндвича $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в окрестности его сверхпроводящего перехода. Ранее нами было показано, что кривая магнитосопротивления таких образцов имеет гистерезисный характер и содержит провалы (отрицательные пики) до низких сопротивлений при коэрцитивных полях. В настоящей работе обнаружено, что указанное низкорезистивное состояние обладает эффектом памяти. Продемонстрировано функционирование такого образца в качестве сверхпроводникового элемента магнитной памяти. Влияние ферромагнитных $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-слоев на температуру сверхпроводящего перехода предлагаемого элемента памяти изучено с помощью измерения зависимости критической температуры бислойных FS структур $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb от толщины слоя $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$.

DOI: 10.31857/S1234567822140075, EDN: iyxlmz

Изучение гибридных слоистых структур ферромагнетик-сверхпроводник (FS) представляет большой интерес с точки зрения разработки элементов памяти для сверхпроводниковой логики (см., например, [1, 2] и цитируемые там публикации). Их необычные свойства связаны со спиновым антагонизмом сверхпроводимости (S) и ферромагнетизма (F), приводящим к целому ряду необычных явлений. В частности, в бислойных FS-структурах может наблюдаться немонотонная [3] или даже возвратная [4, 5] зависимость критической температуры от толщины F-слоя. Аналогичные зависимости наблюдаются в трехслойных FSF-структурах (см., например, [6]), а также при периодическом чередовании большего количества F- и S-слоев [7–11]. При наличии в слоистой FS-структуре нескольких ферромагнитных слоев критическая температура ее сверхпроводящего перехода может отличаться в случае параллельной и антипараллельной ориентаций их намагниченностей [10–14]. Это обеспечивает реализацию "спин-вентильных (*spin-valve*) эффектов" (см. обзор [15]). Использование сильных ферромагнетиков или полуметаллов с большой спиновой поляризацией позволяет получить значительное изменение критической температуры таких образцов за счет спин-триплетных сверхпроводящих корреляций (см. обзор [16]). Максимальное полученное изменение критической температуры за счет спин-вентильного эффекта составило 1.6 K [17, 18].

В работах нашей группы исследуется противоположный предел крайне слабых ферромагнетиков на основе разбавленного сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Малая величина обменной энергии в F-слое и планарная магнитная анизотропия позволили реализовать на основе SFS сэндвичей Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb элементы джозефсоновской магнитной памяти [2, 19–21], технологически и частотно совместимые со сверхпроводниковой быстрой одноквантовой логикой (БОК, RSFQ [22]). В работах [2, 23] исследовалась возможность миниатюризации предложен-

[1)] e-mail: lkarelina@issp.ac.ru

ных элементов путем использования джозефсоновских SIsFS контактов прямоугольной формы. Было показано, что предел уменьшения площади джозефсоновского элемента памяти на основе сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ составляет около 2 мкм^2 [2]. Фундаментальные причины возникающих ограничений связаны с использованием для кодирования цифрового состояния зависимости критического тока SFS сэндвича от потока намагниченности через поперечное сечение слоя $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Дальнейшая миниатюризация может быть достигнута путем использования планарных FSF-микромостиков, критический ток и сопротивление которых зависят от величины и ориентации намагниченностей F-слоев (см., например, обзор [24]). Ранее нами уже был обнаружен заметный магниторезистивный эффект при изучении магнитосопротивления прямоугольных микромостиков $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ с планарными размерами от 5 до 100 мкм при температурах в пределах сверхпроводящего перехода [1]. Эффект представляет собой гистерезисные провалы магнитосопротивления (отрицательные низкорезистивные пики), наблюдаемые наиболее отчетливо при минимальных размерах микромостиков (5–20 мкм). В настоящей работе мы демонстрируем, что низкорезистивное состояние обладает эффектом памяти, и, следовательно, FSF-микромостики $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ могут быть использованы в качестве сверхпроводящих логических элементов.

Основным объектом исследований является трехслойный планарный FSF-микромостик $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, размером 6×20 мкм^2, расположенный между сверхпроводящими ниобиевыми контактными площадками (рис. 1a). Технология изготовления таких структур подробно описана в [1]. Толщины верхнего и нижнего F-слоев составляют 45 и 22 нм, соответственно, а толщина сверхпроводящего слоя – 13 нм. Коэрцитивное поле верхнего F-слоя в 2–3 раза больше, чем нижнего [25], что позволяет рассчитывать на реализацию сверхпроводящего спинового вентиля, предложенного в [12, 13]. Измерения проводились в криостате ^{4}He, оборудованном сверхпроводящим соленоидом, системой откачки паров гелия и мембранным маностатом Шарвина для стабилизации давления паров гелия. Точность стабилизации температуры составляла не хуже 0.002 K. Магнитное поле прикладывалось параллельно плоскости слоев FSF сэндвича вдоль направления протекания тока (рис. 1a).

Были измерены серии магниторезистивных кривых для разных температур в диапазоне $2.48\,\mathrm{K} \leq$ $\leq T \leq 2.55\,\mathrm{K}$ в окрестности сверхпроводящего перехода (рис. 2a). В качестве примера на рис. 2b показана полная магниторезистивная кривая при температуре 2.48 K, близкой к нижней границе сверхпроводящего перехода. При больших полях, когда оба F-слоя намагничены до насыщения, сопротивление не зависит от предыстории: черная и красная ветви на рис. 2b, соответствующие противоположным направлениям развертки, практически совпадают при $|H| = 20{-}30$ Э. Рост сопротивления в этом интервале полей качественно соответствует квадратичному закону подавления сверхпроводящего параметра порядка тонкой пленки параллельным магнитным полем согласно теории Гинзбурга–Ландау [26] (см. пунктирную линию на рис. 2b). Изменение магниторезистивной кривой в диапазоне $|H| < 20$ Э согласуется с результатами измерения кривых перемагничивания $M(H)$ отдельных слоев $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ с близкими толщинами (25 и 40 нм) [25]. При изменении H от -10 Э до 0 Э исходно отрицательная намагниченность слоя толщиной 25 нм уменьшается по абсолютной величине вследствие разориентации магнитных моментов кластеров [27]. При таком же изменении поля H кривая магнитосопротивления FSF-мостика (см. черную кривую на рис. 2b) идет ниже квадратичной огибающей, а затем достигает локаль-

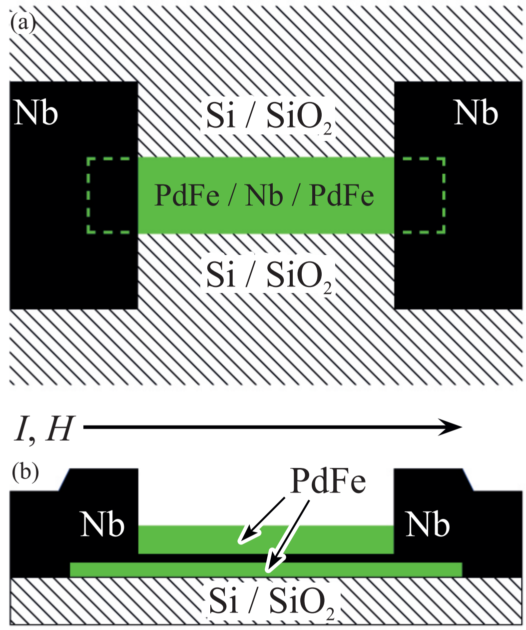

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение FSF-микромостика $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, соединяющего ниобиевые контактные площадки. Стрелка показывает направление магнитного поля и транспортного тока. (b) – Схематическое поперечное сечение того же микромостика

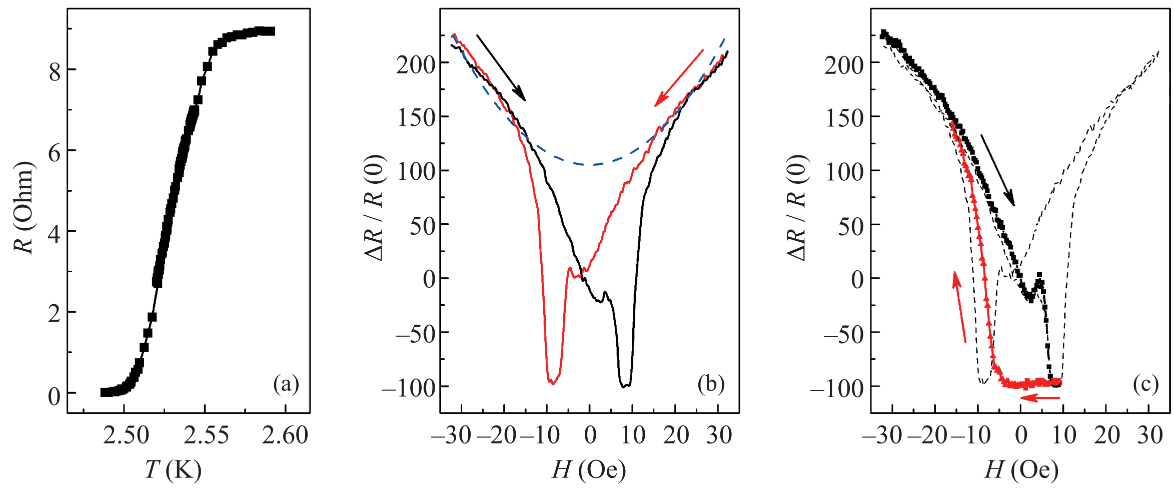

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Температурная зависимость сопротивления FSF-микромостика $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ размером 6×20 мкм^2 в окрестности сверхпроводящего перехода. Толщины верхнего и нижнего F-слоев составляют 45 и 22 нм соответственно, а толщина сверхпроводящего слоя – 13 нм. (b) – Кривые магнитосопротивления для того же микромостика при температуре 2.48 K. Стрелками показано направление развертки магнитного поля. Пунктирной кривой схематически показана параболическая огибающая магниторезистивной кривой (см. обсуждение в тексте). (c) – Частная петля магнитосопротивления того же микромостика при той же температуре (см. обсуждение в тексте). Стрелками показано направление развертки магнитного поля. Пунктиром показана полная петля магнитосопротивления, представленная на панели (b). Ток смещения 20 мкА

ного минимума при поле $H = +2.3$ Э, соответствующем коэрцитивному полю тонкого F-слоя согласно [25]. Микромагнитное моделирование [2] показало, что перемагничивание кластерного ферромагнетика происходит через образование завихренного магнитного состояния (см. также [23]). Поэтому небольшое возрастание сопротивления (понижение критической температуры) в диапазоне от $+2.3$ Э до $+4.8$ Э может быть связано с возникновением триплетных сверхпроводящих корреляций [28] из-за появления неколлинеарных магнитных конфигураций относительно намагниченности более магнитожесткого верхнего F-слоя. При дальнейшем увеличении H более магнитомягкий нижний F-слой намагничивается в положительном направлении с возникновением антипараллельного (AP) состояния, так как при этом намагниченность верхнего F-слоя остается отрицательной и слабо изменяется в диапазоне полей $|H| < 7-8$ Э согласно [25]. Поэтому в диапазоне 4.8 Э $< H < 8$ Э наблюдается падение сопротивления, связанное с прямым спин-вентильным эффектом [12]. При увеличении H выше коэрцитивного поля верхнего слоя (около 9 Э согласно [25]) намагниченность последнего также становится положительной и микромостик переходит в параллельное (P) состояние. Поэтому в диапазоне полей $+9$ Э $< H < +25$ Э наблюдается резкий рост сопротивления с постепенным выходом на квадратичную огибающую.

В настоящей статье исследуется вопрос о возможности запоминания низкорезистивного состояния, достигаемого в полях 9 Э (рис. 2b). Ответ представлен на рис. 2c, где приведена частная магниторезистивная кривая исследованного микромостика. Исходное состояние образца соответствовало большому отрицательному магнитному полю (-32 Э), в котором оба слоя были намагничены до насыщения в отрицательном направлении. При движении развертки поля в положительном направлении был достигнут минимум пика отрицательного магнитосопротивления в поле $+9$ Э (черная кривая). В этот момент направление развертки магнитного поля было изменено на противоположное, и величина поля начала постепенно уменьшаться (красная кривая). Можно видеть, что низкорезистивное состояние при этом сохраняется вплоть до -5 Э. При дальнейшем движении в отрицательном направлении магнитосопротивление постепенно возвращается к исходному участку петли (в полях -15–20 Э). Такой процесс можно проводить циклично, тем самым переводя образец из высоко- в низкорезистивное состояние и обратно.

Для практических приложений важно, что оба состояния (низко- и высокорезистивное) являются стабильными. Это позволяет использовать FSF-микромостик в качестве элемента сверхпроводниковой памяти. На рисунке 3a можно видеть, что импульса с амплитудой -16 Э будет достаточно для

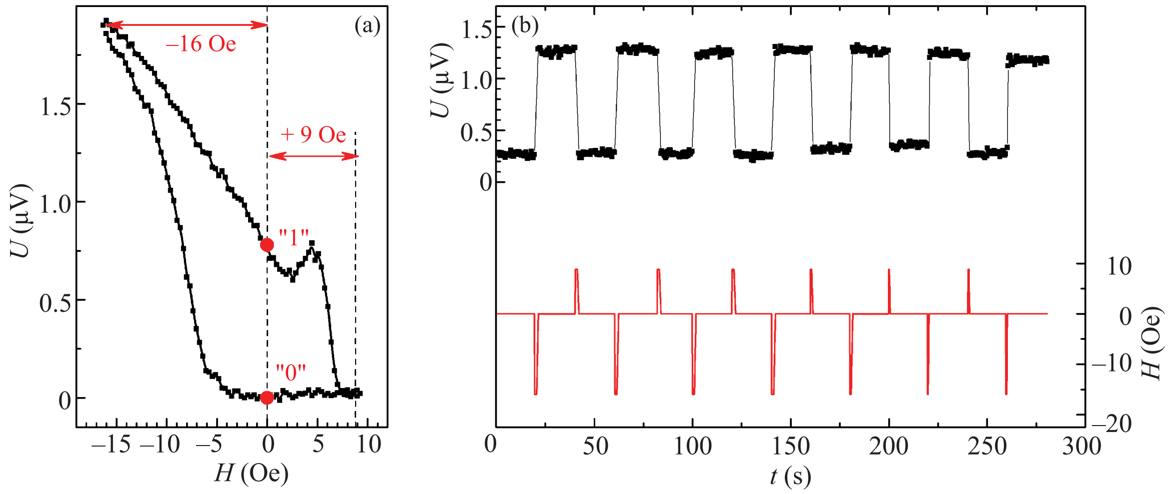

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость напряжения на FSF-микромостике от магнитного поля, полученная при токе смещения 20 мкА и температуре 2.48 К. Стрелками обозначены амплитуды импульсов, использованных для переключения цифровых состояний на рис. 3b. Цифровые состояния "0" и "1" схематически отмечены красными точками. (b) – Временная диаграмма напряжения на FSF-микромостике (верхняя кривая), иллюстрирующая его переключение между двумя цифровыми состояниями под действием последовательности импульсов магнитного поля (нижняя кривая). Температура $T = 2.50$ К. Ток смещения 15 мкА

перевода образца в намагниченное (высокорезистивное) состояние с высоким уровнем напряжения. Это состояние логично назвать цифровым состоянием "1". Приложение импульса противоположного знака с амплитудой +9 Э должно переводить образец в низкорезистивное состояние "0" с малым напряжением. На рисунке 3b показано, что последовательное приложение таких импульсов приводит к воспроизводимому переключению реализованного элемента памяти между состояниями "0" и "1". Согласно рис. 3b, стабильность цифровых состояний наблюдается на временах, как минимум, несколько десятков секунд.

Рабочая температура исследуемого элемента памяти соответствует нижней границе сверхпроводящего перехода (рис. 2a), которая определяется воздействием F-слоев из сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ на сверхпроводящий параметр порядка в ниобиевом S-слое. До последнего времени эффект близости в паре $Nb/Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ был изучен явно недостаточно. В единственной экспериментальной работе [29] приведена зависимость критической температуры от толщины ферромагнетика неструктурированных трехслойных образцов Nb-$Pd_{1-x}Fe_x$-Nb для семи различных концентраций железа от 0 до 100 %. Толщина слоя $Pd_{1-x}Fe_x$ для всех составов изменялась в пределах $0 < d_{\mathrm{PdFe}} < 10$ нм. Немонотонная зависимость $T_c(d_F)$ наблюдалась для концентраций 13 % и 20 %. Для сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ такой эффект ранее (а также и в настоящей работе) не наблюдался: критическая температура образцов монотонно убывала с ростом толщины F-слоя. Этот результат коррелирует с кластерным механизмом магнетизма в $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, изложенным в работах [25, 30, 31]. Согласно нему тонкопленочные слои такого сплава могут быть представлены как совокупность магнитных кластеров размером 10 нм с межкластерным расстоянием около 100 нм. Поэтому пленки толщиной меньше $d_0 = 10$ нм являются неферромагнитными. Действительно, аппроксимация зависимости $T_{\mathrm{Curie}}(d_{\mathrm{PdFe}})$, представленной нами в работе [19], дает пороговое значение толщины 5–10 нм[2)]. Увеличение толщины пленки $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ свыше 10 нм приводит к монотонному росту температуры Кюри, как минимум, до толщины ≈ 200 нм. Именно этот диапазон толщин ($d_{\mathrm{PdFe}} > 10$ нм) является практически значимым для использования сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в качестве слабого ферромагнетика в обсуждаемых устройствах. В настоящей работе мы изучили зависимость $T_c(d_{\mathrm{PdFe}})$ для бислойных образцов Nb-$Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в широком диапазоне толщин F-слоев вплоть до $d_{\mathrm{PdFe}} = 75$ нм, что примерно в 2 раза превышает максимальную толщину F-слоев, которые использовались в исследованных ранее элементах джозефсоновской магнитной памяти [19].

Для изготовления FS-бислоев использовался метод клина (см., например, [32]). При этом толщи-

[2)] Далее пороговая толщина d_0 будет принята равной 10 нм для определенности. Заметим также, что в данной работе немагнитными могут считаться слои $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, температура Кюри которых меньше рабочей температуры образца.

на сверхпроводящего слоя (см. рис. 4b) была примерно постоянной вдоль длинной подложки (длиной 60 мм), а толщина ферромагнетика на толстом и тонком концах отличалась примерно в 4 раза (см. рис. 4c). Технологические параметры процесса осаждения тонких пленок были аналогичны приведенным в работе [1]. Для исследования широкого диапазона толщин F-слоя (0–75 нм) было изготовлено три FS-клина, покрывающих разные части этого диапазона. Выбранная толщина слоя ниобия $d_S \approx 11$ нм является достаточно большой по сравнению со сверхпроводящей длиной когерентности в ниобии $\xi_S \approx$ ≈ 7 нм [5]. В настоящей работе увеличенная толщина S-слоя обеспечила достаточно высокую критическую температуру всех образцов, экспериментально измеримую с использованием криостата ^{4}He, вплоть до максимальных толщин слоя $\mathrm{Pd}_{0.99}\mathrm{Fe}_{0.01}$. Каждый FS-клин разрезался на экспериментально изучаемые образцы шириной 2 мм. Толщина слоя $\mathrm{Pd}_{0.99}\mathrm{Fe}_{0.01}$ определялась на основе предварительно изученного профиля (см. рис. 4c). Результаты выполненных экспериментов представлены на рис. 4a. В диапазоне толщин $0 < d_{\mathrm{PdFe}} < 7$ нм наблюдается резкое уменьшение критической температуры T_c бислоя от 7.0 K до 4.2 K. В диапазоне толщин 7 нм $\leq d_{\mathrm{PdFe}} \leq$ 10 нм критическая температура почти постоянна. В интервале от 10 до 75 нм (практически значимый диапазон толщин) критическая температура уменьшается еще на 2 K, в среднем, по линейному закону. Волнообразные колебания экспериментальных точек, скорее всего, связаны с пространственным изменением толщины сверхпроводящего слоя вдоль клина в пределах 0.4 нм (около 3.5 % относительно среднего значения 11.2 нм)[3)], как это показано на рис. 4b.

Неожиданным результатом эксперимента, представленного на рис. 4a, является наблюдение убывающей зависимости $T_c(d_{\mathrm{PdFe}})$ в очень широком диапазоне толщин (вплоть до 75 нм). В ранее выполненных экспериментах (см., например, [3–5, 23]) существенное изменение критической температуры FS-бислоев наблюдалось только при достаточно малых толщинах F-слоя (менее 10 нм), что связано с малой глубиной проникновения куперовских пар в ферромагнетик ξ_{F1} (см. определение в работе [33]). Например, величина ξ_{F1} в слабоферромагнитном сплаве $\mathrm{Cu}_{0.47}\mathrm{Ni}_{0.53}$ составляет всего 1.3 нм. Отметим, что в нашем случае (см. рис. 4a) в "немагнитном" диапа-

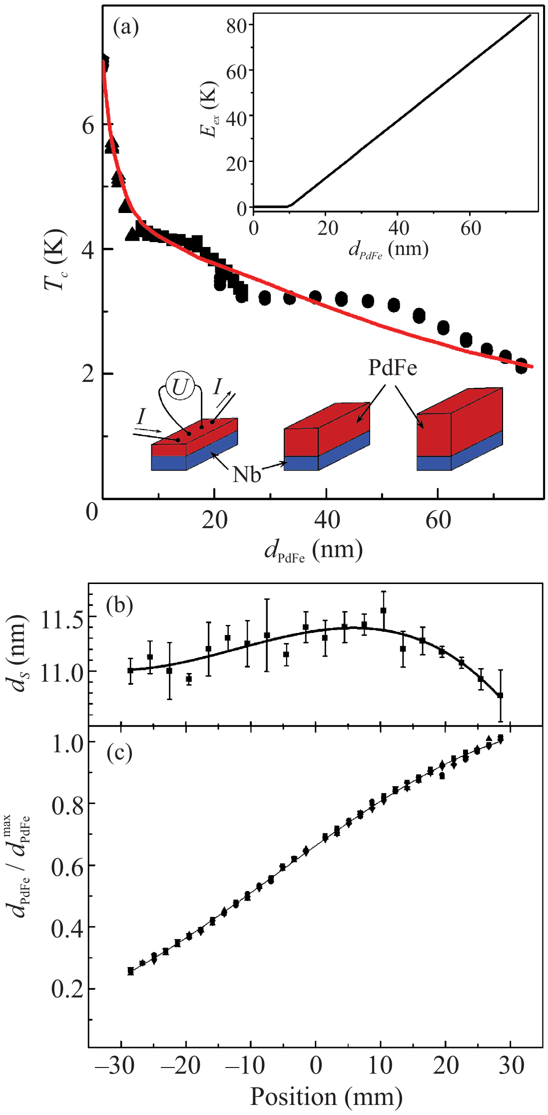

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость критической температуры FS бислоев Nb-$\mathrm{Pd}_{0.99}\mathrm{Fe}_{0.01}$ от толщины слоя ферромагнетика при толщине сверхпроводника около 11 нм. Точки различной формы соответствуют трем разным FS бислоям, изготовленным с использованием метода клина. Приведены данные для начала, середины и конца сверхпроводящего перехода. Красная линия показывает аппроксимацию экспериментальных данных на основе микроскопической теории (см. обсуждение в тексте). На вставке приведена зависимость обменной энергии (обменного поля) от толщины ферромагнетика, использовавшаяся при расчете, который представлен красной кривой. (b), (c) – Зависимости толщины слоев ниобия и $\mathrm{Pd}_{0.99}\mathrm{Fe}_{0.01}$ (d_S и d_{PdFe}, соответственно) от положения на подложке. Профиль слоя $\mathrm{Pd}_{0.99}\mathrm{Fe}_{0.01}$ (см. панель (c)) нормирован на максимальное значение его толщины в соответствующем FS бислое

[3)]Пространственное распределение толщины осаждения ниобия было измерено при помощи специального образца, изготовленного десятью протяжками. Измерения производились с помощью профилометра Talystep фирмы Taylor Hobson.

зоне толщин $d_{\rm PdFe} < 10$ нм также наблюдается резкое падение критической температуры с выходом на плато при 7 нм $< d_{\rm PdFe} < 10$ нм. Это свидетельствует о малости даже "нормальной" ("температурной") длины когерентности $\xi_{\rm PdFe} = \sqrt{\hbar D_{\rm PdFe}/2\pi k T_c}$ для изготовленных нами тонкопленочных слоев $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. (Здесь D_{PdFe} – коэффициент диффузии электронов в слое $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, а T_c – критическая температура FS-бислоя.) Дальнейшее уменьшение T_c бислоев в диапазоне 10 нм $< d_{\rm PdFe} < 75$ нм, скорее всего, связано с отмеченным ранее [19, 27] усилением ферромагнетизма в слое $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ за счет увеличения межкластерного обменного взаимодействия с ростом d_{PdFe}.

Для проверки этой гипотезы было выполнено численное моделирование на основе решения уравнений микроскопической теории, развитого для гибридных FS структур на основе $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в работах [21, 34]. Результат расчетов представлен сплошной кривой на рис. 4a. Видно, что удовлетворительное согласие с экспериментом может быть получено уже в предположении линейной зависимости обменной энергии E_{ex} в слое $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ от его толщины при $d_{PdFe} > d_0$:

$$E_{ex}(d_{\rm PdFe})/k_B = \alpha(d_{\rm PdFe} - d_0),$$

(см. вставку к рис. 4a. Параметрами аппроксимации являлись прозрачности FS-границы раздела $\gamma \approx 0.35$ и $\gamma_{BFS} \approx 0.2$ (см. определение в [21]); характерная длина $\xi^* = \sqrt{\hbar D_{\rm PdFe}/2\pi k T_c(0)} = 0.44\xi_S$, длина когерентности в S-слое ξ_S, а также феноменологический параметр $\alpha = 1.26$ К/нм, характеризующий скорость нарастания энергии обменного взаимодействия с толщиной слоя $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Здесь $T_c(0) = 7.0$ К – критическая температура отдельного слоя ниобия[4)] толщиной $d_S \approx 11$ нм, а $\xi_S = 6.68$ нм – длина когерентности в ниобиевом S-слое согласно статье [5]. Характерный пространственный масштаб $\xi^* \approx 2.9$ нм соответствует минимальному значению температурной длины когерентности $\xi_{\rm PdFe}$ для слоя $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в немагнитном диапазоне ($d_{\rm PdFe} < 10$ нм). При больших толщинах ($d_{\rm PdFe} > 10$ нм) ξ^* является параметром микроскопической теории и не имеет явного физического смысла[5)], поскольку длина когерентности в ферромагнитном слое определяется эффективной энергией обменного взаимодействия E_{ex} и, возможно, другими распаривающими процессами [33]. Энергия обменного взаимодействия E_{ex} увеличивается вплоть до величины 80 К в температурных единицах (см. вставку к рис. 4a), что качественно соответствует изменению температуры Кюри отдельных слоев $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ согласно работе [19]. Более подробный анализ зависимости $T_c(d_{\rm PdFe})$ для FS бислоев Nb-$\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$, учитывающий уточненные материальные параметры и неоднородный профиль сверхпроводящей пленки, будет представлен в наших дальнейших публикациях.

Возвращаясь к практическому результату проведенных исследований, можно отметить, что был реализован сверхпроводниковый логический элемент с амплитудой переключения по напряжению U около 1 мкВ (рис. 3b). Такая амплитуда соответствует характеристической джозефсоновской частоте $f_c = U/\Phi_0$ около 0.5 ГГц (Φ_0 – квант магнитного потока). Обратная величина $1/f_c \approx 2$ нс определяет время считывания цифрового состояния [20] в случае использования таких элементов памяти в устройствах быстрой одноквантовой (RSFQ) логики [22]. Полученная характеристическая частота близка к нижнему частотному пределу RSFQ-схем, что позволяет, в принципе, рассчитывать на практическое использование мостиков $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в цифровой сверхпроводящей электронике. Энергопотребление в резистивном состоянии составляет около 15 пВт, что в 3000 раз меньше, полученного нами ранее в работе [2] и на 2–4 порядка меньше энергопотребления КМОП элементов памяти, обсуждавихся недавно в [35, 36]. Однако быстродействие представленного элемента все еще недостаточно велико для широкого использования во всем частотном диапазоне RSFQ устройств. Поэтому исследования, направленные на увеличение амплитуды переключения напряжения на элементе памяти на основе структур $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ будут продолжены. Предметом будущих исследований являются, прежде всего, механизм образования низкорезистивного состояния, а также возможность использования многослойных FSF структур $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$-Nb-$\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в качестве джозефсоновского барьера в многослойных контактах сэндвичевого типа [37].

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование отрицательного магниторезистивного эффекта в FSF-микромостиках на основе сверхпроводящего ниобия и слабоферромагнитного сплава $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Обнаружен эффект хранения низкорезистивного состояния мостика. Продемонстрирована его работа в качестве элемента памяти, переключающегося импульсами внешнего магнитного поля. При изучении бислойных структур Nb-$\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$

4)См. точку $d_F = 0$ на рис. 4a.

5)Фактически, параметр ξ^* во всем диапазоне толщин характеризует диффузионное движение электронов в слое $\rm Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ в рамках микроскопической теории [21, 34].

выявлена зависимость критической температуры FS-бислоя от толщины ферромагнетика в неожиданно широком интервале толщин. Показано, что данное явление может быть описано при помощи микроскопической теории, учитывающей усиление обменного взаимодействия с ростом толщины слоев $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$.

Изготовление образцов и экспериментальные исследования были выполнены при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 20-02-00864 и 19-32-90162 соответственно. Разработка технологии изготовления образцов, включая создание фотошаблонов, внедрение метода клина и т.д., производилась при поддержке проекта государственного задания # 0718-2020-0025 Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Численное моделирование проводилось при поддержке гранта # 075-15-2021-1353 Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Авторы выражают благодарность В. Н. Шилову и Н. С. Степакову за помощь при изготовлении образцов и проведении экспериментов.

1. Л. Н. Карелина, В. В. Больгинов, Ш. А. Эркенов С. В. Егоров, И. А. Головчанский, В. И. Чичков, А. Бен Хамида, В. В. Рязанов, Письма в ЖЭТФ **112**, 743 (2020).
2. L. N. Karelina, R. A. Hovhannisyan, I. A. Golovchanskiy, V. I. Chichkov, A. Ben Hamida, V. S. Stolyarov, L. S. Uspenskaya, Sh. A. Erkenov, V. V. Bolginov, and V. V. Ryazanov, J. Appl. Phys. **130**, 173901 (2021).
3. В. В. Рязанов, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, С. В. Дубонос, Письма в ЖЭТФ **77**, 43 (2003).
4. V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **97**, 057004 (2006).
5. V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **82**, 054517 (2010).
6. V. I. Zdravkov, J. Kehrle, D. Lenk, G. Obermeier, A. Ullrich, C. Müller, H. A. Krug von Nidda, R. Morari, A. S. Sidorenko, L. R. Tagirov, S. Horn, and R. Tidecks, J. Appl. Phys. **114**, 033903 (2013).
7. J. S. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich, and C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995).
8. T. H. Mühge, N. N. Garif'yanov, Yu. V. Goryunov, G. G. Khaliullin, L. R. Tagirov, K. Westerholt, I. A. Garifullin, and H. Zabel, Phys. Rev. Lett. **77**, 1857 (1996).
9. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov, L. Lazar, Yu. V. Goryunov, S. Ya. Khlebnikov, L. R. Tagirov, K. Westerholt, and H. Zabel, Phys. Rev. B **66**, 0205051(R) (2002).
10. J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
11. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
12. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
13. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
14. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, H. Vinzelberg, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, Appl. Phys. Lett. **97**, 102505 (2010).
15. V. N. Kushnir, A. S. Sidorenko, L. R. Tagirov, and M. Yu. Kupriyanov, *Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics*, Cham, Springer (2018), section 1, p. 1.
16. L. R. Tagirov, M. Yu. Kupriyanov, V. N. Kushnir, and A. S. Sidorenko, *Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics*, Cham, Springer (2018), section 2, p. 31.
17. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts, Phys. Rev. X **5**, 021019 (2015).
18. S. Voltan, A. Singh, and J. Aarts, Phys. Rev. B **94**, 054503 (2016).
19. В. В. Больгинов, В. С. Столяров, Д. С. Собанин, А. Л. Карпович, В. В. Рязанов, Письма в ЖЭТФ **95**, 408 (2012).
20. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, Appl. Phys. Lett. **100**, 222601 (2012).
21. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, V. V. Bol'ginov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, O. A. Mukhanov, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Appl. Phys. Lett. **102**, 192603 (2013).
22. K. K. Likharev and V. K. Semenov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **1**, 3 (1991).
23. I. A. Golovchanskiy, V. V. Bolginov, V. S. Stolyarov, N. N. Abramov, A. Ben Hamida, O. V. Emelyanova, B. S. Stoyarov, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **94**, 214514 (2016).
24. I. I. Soloviev, S. V. Bakurskiy, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, O. V. Skryabina, and V. S. Stolyarov, Phys. Rev. Appl. **16**, 044060 (2021).
25. Л. С. Успенская, И. Н. Хлюстиков, ЖЭТФ **152**, 1029 (2017).
26. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, МЦНМО, М. (2000), гл. 3, пп. 17.
27. Л. С. Успенская, А. Л. Рахманов, Л. А. Доросинский, А. А. Чугунов, В. С. Столяров, О. В. Скрябина, С. В. Егоров, Письма в ЖЭТФ **97**, 176 (2013).
28. F. Bergeret, A. Volkov, and K. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
29. M. Schöck, C. Sürgers, and H. Von Löhneysen, Eur. Phys. J. B **14**, 1 (2000).

30. L. S. Uspenskaya, A. L. Rakhmanov, L. A. Dorosinskii, S. I. Bozhko, V. S. Stolyarov, and V. V. Bolginov, Materials Research Express **1**, 036104 (2014).
31. I. A. Golovchanskiy, V. V. Bolginov, N. N. Abramov, V. S. Stolyarov, A. Ben Hamida, V. I. Chichkov, D. Roditchev, and V. V. Ryazanov, J. Appl. Phys. **120**, 163902 (2016).
32. A. S. Sidorenko, V. I. Zdravkov, A. A. Prepelitsa, C. Helbig, Y. Luo, S. Gsell, M. Schreck, S. Klimm, S. Horn, L. R. Tagirov, and R. Tidecks, Ann. Phys. **12**, 37 (2003).
33. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
34. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, N. G. Pugach, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Appl. Phys. Lett. **113**, 082602 (2018).
35. C. C. Wang and C. P. Kuo, IEEE International Symposium on Circuits and Systems, 1 (2021); DOI: 10.1109/ISCAS51556.2021.9401099.
36. A. K. Mishra, U. Chopra, and D. Vaithiyanathan, IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs **69**, 1592 (2022).
37. N. V. Klenov, Yu. N. Khaydukov, S. V. Bakurskiy, R. Morari, I. Soloviev, V. Boian, Th. Keller, M. Yu. Kupriyanov, A. Sidorenko, and B. Keimer, Beilstein J. Nanotechnol. **10**, 833 (2019).