

Магнитные переключения FSF-мостиков при низких температурах

Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, С. В. Егоров, В. В. Больгинов¹⁾, В. В. Рязанов

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 22 марта 2024 г.

После переработки 22 марта 2024 г.

Принята к публикации 22 марта 2024 г.

В статье представлены эксперименты по изучению вольт-амперных характеристик планарных микромостиков $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ при температурах существенно меньше критической. Обнаружено, что даже при таких температурах наблюдается эффект магнитной памяти, проявляющийся в зависимости формы вольт-амперных характеристик от взаимной ориентации намагниченностей F-слоев. Показано, что исследованный образец может функционировать в качестве магнитного переключателя с амплитудой изменения напряжения более 600 мкВ, что соответствует характеристической частоте около 300 ГГц при использовании таких мостиков в качестве элементов памяти в устройствах быстрой однокуантовой логики. Такие характеристики были получены при температуре $0.93T_c$, являющейся минимальной рабочей температурой реализованного элемента памяти. Обнаружен низковольтный режим работы образца, характеризующийся широким диапазоном допустимых токов питания.

DOI: 10.31857/S1234567824080093, EDN: VZQDOQ

1. Введение. Слоистые структуры сверхпроводник-ферромагнетик представляют большой интерес как для науки, так и для практических приложений. Спиновый антагонизм ферромагнетизма и сверхпроводимости приводит к ряду интересных физических явлений, связанных с возникновением пространственно-неоднородных состояний в F-слое [1] и генерацией триплетной сверхпроводимости [2]. В частности, может наблюдаться возвратная зависимость критической температуры от толщины F-слоя; гистерезисные кривые магнитосопротивления; зависимость критической температуры от угла разориентации магнитных моментов F-слоев в трехслойных FFS-структурах и т.д. Практический интерес к изучению слоистых FS-структур связан с возможностью реализации на их основе масштабируемых элементов сверхпроводниковой памяти [3, 4]. Действительно, изменение свойств таких объектов связано с влиянием магнитного состояния ферромагнетика на концентрацию носителей в сверхпроводнике, в отличие от джозефсоновских элементов, чувствительных к потоку намагниченности F-слоя (см. обзор в статье [5]). Поэтому запоминающие элементы на основе FSF- или SFF-мостиков (см. [3, 4]) обладают большим потенциалом миниатюризации. Более подробный обзор результатов предыдущих экспериментальных и теоретических работ на эти темы содержится в наших предыдущих статьях [6, 7].

В работах [6, 7] нами сообщалось о наблюдении гистерезисной кривой магнитосопротивления в микромостиках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Использованный разбавленный ферромагнитный сплав $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ является на сегодняшний день слабым из магнитных материалов в подобных экспериментах, причем интерес к исследованию сверхпроводящих гетероструктур на его основе определяется возможностью его использования в джозефсоновских запоминающих элементах [8]. Эффект представлял собой отрицательные пики магнитосопротивления в полях около $H = 9\text{ Э}$, противоположных исходно намагниченному состоянию. Несмотря на малую концентрацию магнитных атомов (около 1% ат.), исследованные образцы могли функционировать в качестве магнитных переключателей (фактически, сверхпроводниковых элементов памяти) благодаря способности к запоминанию низкорезистивного состояния [7]. Амплитуда эффекта, т.е. отличие напряжения в двух цифровых состояниях (“0” и “1”) составляло порядка 1 мкВ.

В работе [6] также было показано, что с уменьшением температуры в пределах сверхпроводящего перехода амплитуда магниторезистивного эффекта возрастает и достигает максимума в окрестности нижней границы перехода. При меньших температурах эффект исчезал, поскольку мостик становился сверхпроводящим во всем использованном диапазоне магнитных полей. Другими словами, амплитуда магниторезистивного эффекта прекращала

¹⁾e-mail: bolg@issp.ac.ru

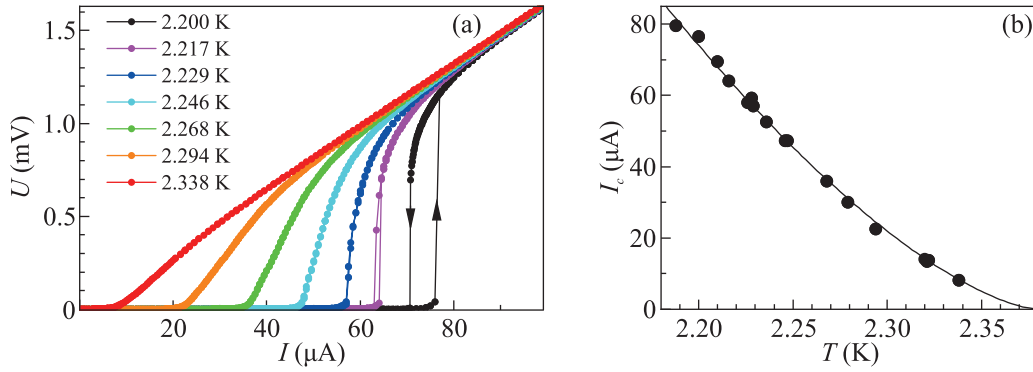


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ исследованного образца, измеренные при разных температурах ниже области сверхпроводящего перехода. Стрелками показано направление разветвки при температуре 2.200 К (черная кривая). (b) – Температурная зависимость критического тока образца. Линия показывает аппроксимацию при помощи ур. (1)

увеличиваться, когда критический ток образца начал превосходить выбранный ток смещения. В настоящей работе было проведено изучение вольт-амперных характеристик (ВАХ) микромостиков при низких температурах, которые продемонстрировали возможность многократного увеличения амплитуды изменения напряжения в сверхпроводящих элементах памяти на основе слоистых микроструктур $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$.

2. Эксперимент. Процедура изготовления образцов и проведения измерений описана в наших предыдущих работах [6, 7]. Было проведено изучение FSF-мостиков разных размеров. В данной работе представлены результаты на примере микромостика размером $4 \times 20 \text{ мкм}^2$ с толщинами верхнего и нижнего F-слоев 22 и 45 нм соответственно и толщиной сверхпроводящего слоя 13 нм. Измерение температуры производилось при помощи калиброванного угольного термометра. Изменение температуры производилось со скоростью 1–4 мК/мин при помощи откачки паров ^4He , а стабилизация температуры осуществлялась при помощи мембранного маностата Шаврина. Используемый метод изменения температуры позволяет обеспечить точность стабилизации около 1 мК на промежутке времени порядка 10 мин, необходимом для измерения ВАХ в обоих цифровых состояниях.

Особенностью “низкотемпературного” диапазона является нелинейная форма ВАХ, представленных на рис. 1а. Каждая ВАХ содержит “сверхпроводящий” участок с нулевым напряжением, который плавно переходит в линейный участок с большим дифференциальным сопротивлением $dU/dI > R_N$ (далее – “промежуточный”), который, в свою очередь, плавно загибается и асимптотически приближается к линейной “омической” зависимости

$U = IR_N$. Для всех кривых R_N составляет 16.6 Ом и, таким образом, не зависит ни от температуры, ни от магнитной предыстории мостика. При разных температурах ВАХ отличаются не только величиной критического тока, но и формой. При низких температурах напряжение на мостике появляется скачкообразно с ростом тока, а при самой низкой температуре наблюдается гистерезис из-за перегрева мостика в резистивном состоянии. При более высоких температурах скачок сглаживается, но перехода к джозефсоновской зависимости вида $U = R_N \sqrt{T^2 - T_c^2}$ не наблюдается (см. рис. 2). Сам критический ток может быть определен либо путем линейной аппроксимации “промежуточного” участка к горизонтальной оси (величина I_c на рис. 2), либо по критерию нулевого напряжения (величина I_0). В дальнейшем величина I_c будет рассматриваться в качестве критического тока, а величина I_0 будет использоваться в иллюстративных целях.

Переход со сверхпроводящего на промежуточный участок, скорее всего, связан с достижением тока распаривания ниобиевого слоя. Действительно, температурная зависимость критического тока I_c FSF-мостика (см. рис. 1b) подчиняется хорошо известному закону для тока распаривания тонкой пленки [9].

$$I_c = I_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (1)$$

Аппроксимация данных на рис. 1b формулой (1) дает значение критической температуры $T_c = 2.38 \text{ К}$. С практической точки зрения важно, что дифференциальное сопротивление dU/dI на “промежуточном” участке увеличивается с понижением температуры. Именно это свойство позволяет получить большую амплитуду изменения напряжения при использова-

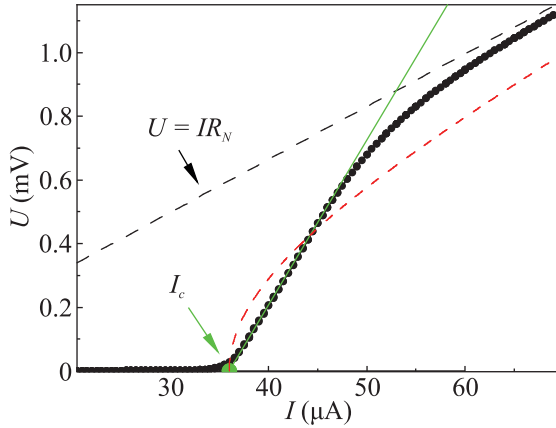


Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ FSF-мостика при температуре 2.268 К. Сплошная прямая (зеленая) иллюстрирует процедуру определения критического тока I_c по линейному участку ВАХ с большим дифференциальным сопротивлением. Штриховыми линиями показаны омическая асимптота $U = IR_N$ (черная) и джозефсоновская гипербола $U = R_N \sqrt{I^2 - I_c^2}$ (красная)

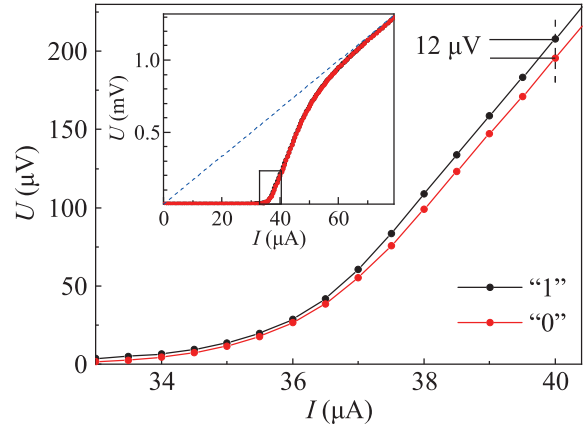


Рис. 4. (Цветной онлайн) ВАХ (в увеличенном масштабе, обозначен прямоугольником на вставке) мостика при $T = 2.268$ К для состояний “0” (красные точки) и “1” (черные точки). На вставке те же кривые в полном диапазоне. Синим пунктиром обозначена асимптота $U = IR_N$

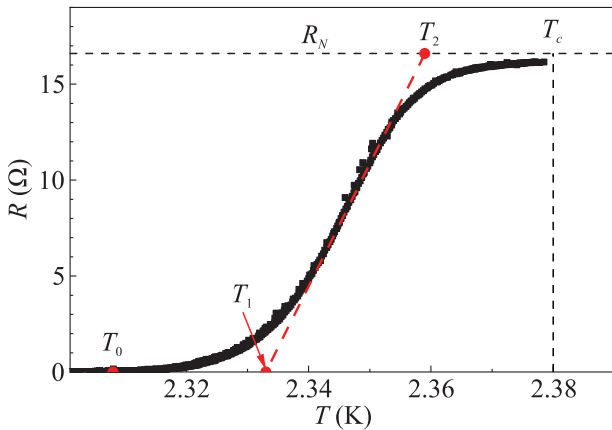


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурная зависимость сопротивления образца в области сверхпроводящего перехода при токе питания 10 мкА. Красными точками отмечены характерные температуры (см. определения в тексте). Черными штриховыми линиями отмечены сопротивление в нормальном состоянии и критическая температура, определенная путем аппроксимации температурной зависимости критического тока (см. обсуждение в тексте)

нии исследованного образца в качестве элемента памяти (см. ниже).

Интересно сопоставить поведение ВАХ с результатами измерения температурной зависимости сопротивления образца, представленной на рис. 3. Сопротивление обычно определяется как полуразность напряжений на образце при положительной и отрицательной полярности тока смещения I_b , отнесенная

к удвоенной величине этого тока. При отклонении формы ВАХ от линейной этот подход становится неточным, что создает трудности в определении критической температуры. В частности, на рис. 3 можно выделить следующие характерные значения: температура $T_0 \approx 2.308$ К, при которой появляется ненулевое сопротивление, и температуры $T_1 \approx 2.333$ К и $T_2 \approx 2.359$ К, определенные из пересечений линейной аппроксимации с прямыми $R = 0$ и $R = R_N$ соответственно. Температуры $T_{1,2}$ определяют положение области сверхпроводящего перехода $T_1 < T < T_2$ и ее ширину $\Delta T_{12} = T_2 - T_1 \approx 26$ мК. Видно, что весь резистивный переход лежит ниже температуры $T_c = 2.38$ К, определенной из уравнения (1): $T_0 < T_1 < T_2 < T_c$. Интересно, что для температуры T_1 выполняется условие $I_c(T_1) = 10.0$ мкА = I_b , где $I_c(T_1)$ – критический ток, определенный согласно ур. (1). Исчезновение магниторезистивного эффекта при $T < T_1$, наблюдавшееся в предыдущих экспериментах [6], связано, очевидно, с нарушением условия $I_c(T) < I_b$.

Таким образом, при исследовании образцов с нелинейными ВАХ сопротивление является не очень удобной величиной. Правильнее говорить о влиянии магнитной предыстории образца на форму ВАХ. Мы обнаружили, что этот эффект действительно наблюдается для исследованных нами образцов, причем в довольно широком температурном диапазоне (более $4\Delta T_{12}$). На рисунке 4 показаны ВАХ, снятые для цифровых состояний “0” и “1” при температуре 2.268 К, которая заметно меньше нижней границы области сверхпроводящего перехода (меньше T_0

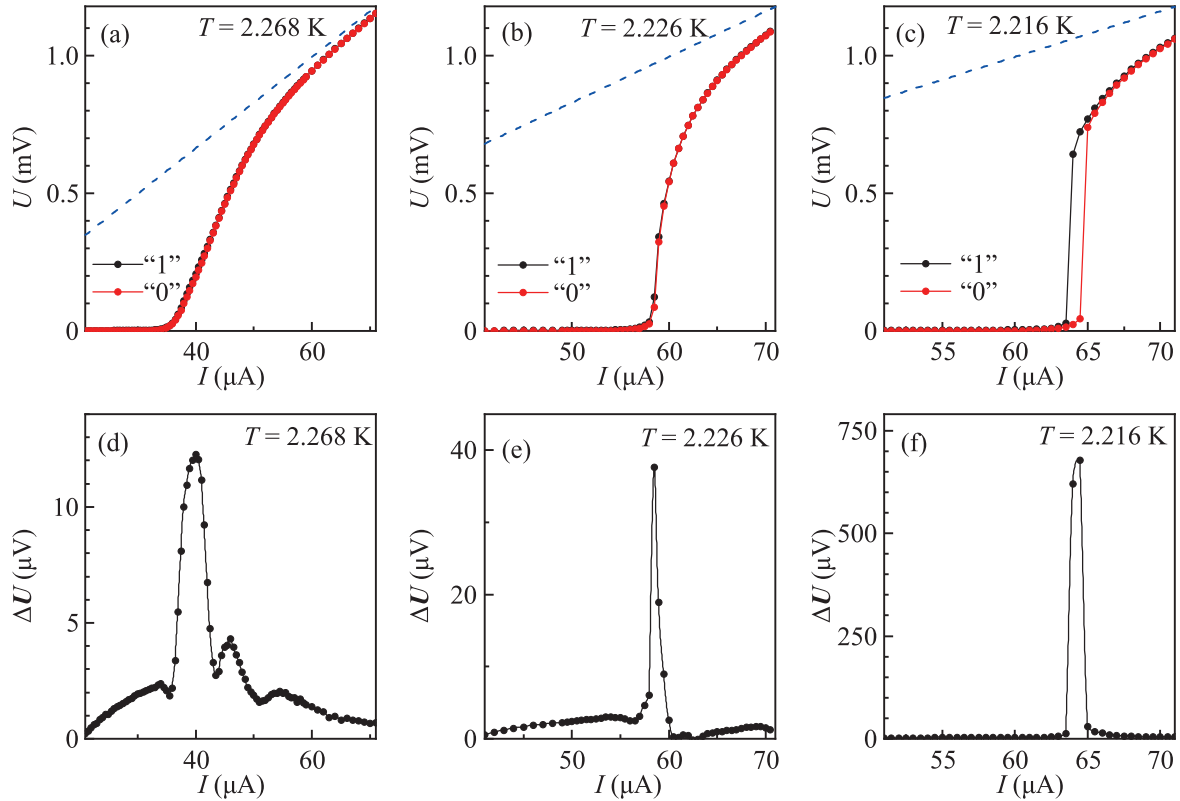


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a)–(c) – ВАХ образца в двух цифровых состояниях (“1” – черные точки и “0” – красные точки) для трех температур меньше T_c (приведены на графиках). Штриховыми линиями обозначена асимптота $U = IR_N$. (d)–(f) – Разность вольт-амперных характеристик для состояний “0” и “1” при этих же температурах

на 40 мК и меньше T_1 на 65 мК). Переключения между цифровыми состояниями производились импульсами магнитного поля, подобранными из частичных петель магнетосопротивления, как было описано в статье [7]. На первый взгляд (см. вставку к рис. 4) кривые кажутся идентичными как по уровню критического тока, так и по сопротивлению в нормальном состоянии. Однако в увеличенном масштабе (см. рис. 4) видно, что на “промежуточном” участке черная и красная кривые заметно расходятся. Поэтому при использовании тока смещения, например, 40 мкА амплитуда эффекта возрастет до 12 мкВ. Это уже примерно на порядок больше, чем было получено в нашей предыдущей работе [7] при токе смещения 20 мкА.

Более наглядное представление зависимости амплитуды магниторезистивного эффекта от выбора тока смещения может быть получено путем вычитания ВАХ, полученных для состояний “0” и “1”. Результат этой процедуры представлен на рис. 5 для трех температур: 2.268, 2.228 и 2.216 К. Видно, что разностная кривая (рис. 5d–f) имеет выраженный пик на “промежуточном” участке ВАХ. Пик распо-

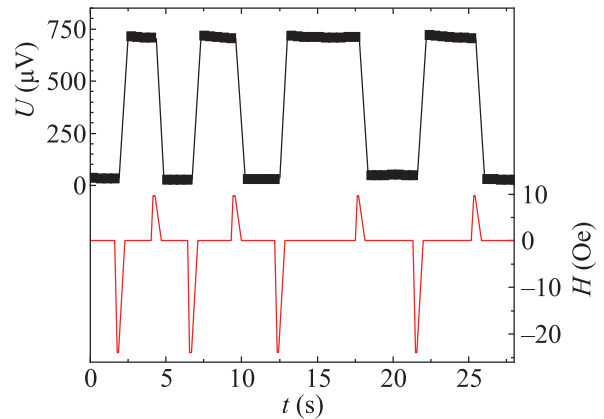


Рис. 6. (Цветной онлайн) Переключение FSF-мостика (черная кривая) между двумя логическими состояниями при помощи импульсов внешнего магнитного поля (красная кривая). $T = 2.214$ К, $I_b = 64.9$ мкА

ложен ближе к началу промежуточного участка (т.е. вблизи критического тока). Поэтому оптимальная величина тока смещения при понижении температуры растет. Ширина пика уменьшается с понижением температуры: от примерно 5 мкА ($0.14I_c$) на рис. 5d,

до примерно 1 мкА ($0.02I_c$) на рис. 5f и e. Это, по всей видимости, происходит вследствие уменьшения ширины “промежуточного” участка. Увеличение дифференциального сопротивления на “промежуточном” участке ВАХ при понижении температуры приводит к увеличению высоты разностного пика: от 12 мкВ при $T = 2.268$ К до 40 мкВ при $T = 2.228$ К и далее вплоть до 675 мкВ при $T = 2.216$ К (см. рис. 5, панели (d), (e) и (f) соответственно). Максимальное значение (675 мкВ) соответствует минимальной рабочей температуре изучаемого FSF-микромостика как элемента памяти ($0.93T_c$), которая определяется условием однозначности ВАХ (см. рис. 1a). Большое значение напряжения в резистивном состоянии достигается за счет увеличенного значения I_c (64 мкА) и большого дифференциального сопротивления (более $70R_N$). Несмотря на малую ширину разностного пика при $T = 2.216$ К, или, другими словами, допустимого диапазона токов смещения, исследуемый образец может при этой температуре функционировать в качестве элемента памяти. На рисунке 6 представлена временная диаграмма напряжения на микромостике, переключаемого между цифровыми состояниями (рис. 6, верхняя кривая) под действием импульсов приложенного магнитного поля (рис. 6, нижняя кривая). Уровни напряжения составляют 30 и 710 мкВ. Напряжение в состоянии “1” соответствует характеристической частоте $f = U/\Phi_0 \approx 340$ ГГц. Стабильность цифровых состояний наблюдается на временах не менее десятков секунд.

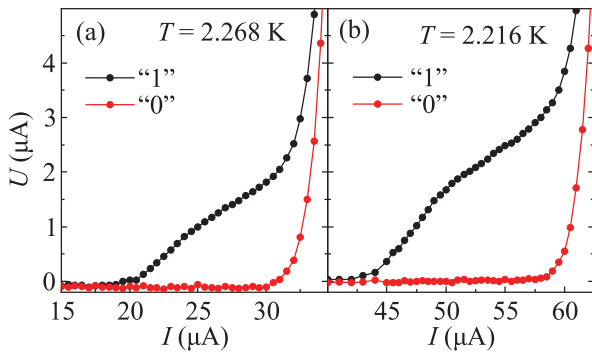


Рис. 7. (Цветной онлайн) ВАХ мостика в двух цифровых состояниях (“1” — черные точки и “0” — красные точки) в диапазоне низких напряжений. Панель (a) — соответствует рис. 5a, а панель (b) — рис. 5c

Интересные явления наблюдаются в диапазоне малых напряжений — единиц микровольт. В этой области форма вольт-амперных кривых и значение I_0 существенно отличается для состояний “0” и “1”. На рис. 7a и b показаны ВАХ для двух цифровых состо-

яний в увеличенном масштабе по напряжению при $I_0 \lesssim I \lesssim I_c$. Для состояния “0” разность $I_c - I_0^{(0)} \approx 5$ мкА и не зависит от температуры. Для состояния “1” разность $I_c - I_0^{(1)}$ существенно зависит от температуры и составляет от 8 мкА при $T = 2.320$ К до 21 мкА при $T = 2.216$ К. Другими словами, в состоянии “0” нулевое напряжение сохраняется практически до величины критического тока, тогда как в состоянии “1” наблюдается незначительный рост напряжения (“низковольтное состояние”) даже при токах меньше критического на 30–60%. Таким образом, в этом диапазоне токов возможны логические переключения с амплитудой до 2–3 мкВ, что соответствует характеристической частоте около 1–1.5 ГГц. Это не очень большая величина, однако, она способна обеспечить частотную совместимость исследованных мостиков с элементами быстрой одноквантовой логики.

Выяснение природы низковольтного состояния FSF-микромостиков будет предметом следующих работ на эту тему. Например, напряжение в этом состоянии может быть связано с движением вихрей Абрикосова (flux-flow режим), созданных в тонком слое ниобия полями рассеяния слоев $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Похожие явления наблюдались в работе [10]. Основным преимуществом низковольтного режима являются переключения между чисто сверхпроводящим (“0”) и резистивным (“1”) состояниями мостика. Низковольтный режим значительно менее требователен к стабилизации температуры, поскольку обладает гораздо более широким диапазоном допустимых токов смещения (30–40% I_c на рис. 7). Поэтому вероятность ошибочного считывания (bit error rate) в этом режиме должна быть гораздо меньше. Преимуществом высоковольтного режима (рис. 6) является большая амплитуда изменения напряжения и связанная с этим большая характеристическая частота. Поэтому выбор режима работы мостика в качестве сверхпроводникового элемента памяти должен определяться исходя из поставленной практической задачи.

3. Заключение. В данной работе было проведено изучение ВАХ FSF-микромостика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ при температурах ниже области сверхпроводящего перехода. Продемонстрировано, что магнитная предыстория образца оказывает заметное влияние на форму экспериментальных кривых. Наибольший эффект наблюдается в окрестности критического тока и растет с понижением температуры. Это позволяет увеличить амплитуду магниторезистивных эффектов в десятки раз и реализовать магнитные запоминающие элементы

с амплитудой переключения напряжения в сотни микровольт.

4. Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна Российской академии наук.

5. Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов при выполнении данной работы.

-
1. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
 2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. V. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
 3. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
 4. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997).
 5. L. N. Karelina, R. A. Novhannisyan, I. A. Golovchanskiy, V. I. Chichkov, A. Ben Hamida, V. S. Stolyarov, L. S. Uspenskaya, Sh. A. Erkenov, V. V. Bolginov, and V. V. Ryzanov, *J. Appl. Phys.* **130**, 173901 (2021).
 6. 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).
 7. Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, А. С. Ионин, С. В. Бакурский, С. В. Егоров, И. А. Головчанский, В. И. Чичков, В. В. Больгинов, В. В. Рязанов, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 108 (2022).
 8. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryzanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 222601 (2012).
 9. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, 2-е изд., МЦНМО, М. (2000).
 10. В. В. Рязанов, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, С. В. Дубонос, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 43 (2003).