

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна  
Российской академии наук

На правах рукописи

Карелина Любовь Николаевна

**Разработка элементов джозефсоновской магнитной памяти  
на основе сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$**

Специальность 1.3.8. — «Физика конденсированного состояния» (физико-  
математические науки, технические науки)

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-  
математических наук

Научный руководитель

д.ф.-м.н., профессор

Рязанов В.В.

Научный консультант

к.ф.-м.н.

Большинов В.В.

**Черноголовка, 2022**

## Оглавление

Введение .....	4
Глава 1. Литературный обзор .....	12
1.1. Свойства слабоферромагнитных сплавов $Pd_{1-x}Fe_x$ .....	12
1.2. Свойства гибридных структур ферромагнетик- сверхпроводник на основе разбавленного сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ .....	18
1.3. Джозефсоновская магнитная память на основе сплава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ .....	28
1.4. Быстродействие элементов джозефсоновской магнитной памяти .....	42
Глава 2. Методы изготовления образцов и проведения экспериментов .....	57
2.1. Ионно-плазменное осаждение металлических слоев .....	57
2.2. Исследование профилей осаждения металлических слоев .....	61
2.3. Изготовление многослойных структур .....	71
2.4. Методика измерений .....	77
Глава 3. Микроволновое стимулирование записи цифрового состояния SIsFS-элемента джозефсоновской магнитной памяти .....	83
3.1. Исследование SIsFS-контактов в криостате растворения Heliox VL .....	83
3.2. Микроволновое стимулирование записи цифрового состояния SIsFS-элемента памяти .....	89
3.3. Заключение .....	98
Глава 4. Масштабируемые элементы памяти на основе прямоугольных SIsFS контактов .....	99
4.1. Двоичные элементы джозефсоновской магнитной памяти .....	99

4.2.	Троичные элементы джозефсоновской магнитной памяти.....	103
4.3.	Численное моделирование субмикронных SIsFS-элементов памяти .....	108
4.4.	Заключение .....	116
Глава 5.	Магнеторезистивные явления и эффект магнитной памяти в планарных FSF-микромостиках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ .....	117
5.1.	Проектирование спиновых вентилях на основе гибридных FS- структур $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$ .....	117
5.2.	Магнитосопротивление микромостиков $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-}$ $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ в пределах сверхпроводящего перехода .....	122
5.3.	Магнитные переключения FSF-мостиков при низких температурах .....	131
5.4.	Заключение .....	139
Заключение	.....	140
Список публикаций	.....	143
Список цитированной литературы.....		144

## Введение

### Актуальность темы исследования

Сверхпроводящая электроника является актуальным направлением развития науки и техники. Устройства на основе двухконтактных сверхпроводящих интерферометров (сквидов) демонстрируют непревзойденную чувствительность при измерении напряжений пиковольтового диапазона и малых магнитных моментов [1, 2]. Термометры и рефрижераторы на основе NIS-структур<sup>1</sup> позволяют проводить «on-chip» эксперименты в милликельвиновом диапазоне температур [3]. Однофотонные детекторы [4] и болометры на холодных/горячих электронах [5] находят применение в радиоастрономии [6]. На основе джозефсоновских туннельных SIS-контактов созданы сверхпроводящие высокочувствительные быстродействующие аналого-цифровые (АЦП) и цифро-аналоговые (ЦАП) преобразователи [7]. Сверхпроводниковые цифровые устройства быстрой одноквантовой логики имеют тактовую частоту сотни гигагерц и крайне малые (аДж) затраты энергии на одно переключение [8]. Активно развивается сверхпроводящее направление квантовых вычислительных систем [9], которые при решении некоторых задач с большой размерностью вычислений уже превосходят классические цифровые вычислительные устройства [10].

Дальнейшее развитие вычислительных систем требует значительного повышения энергоэффективности обработки цифровых данных. Одной из перспектив в этом направлении является разработка вычислительных технологий, основанных на эффекте Джозефсона, прежде всего, устройств на основе, так называемой, быстрой одноквантовой логики (БОК-логика, англ: RSFQ-logic – Rapid Single Flux Quantum logic) [11]. Последняя предполагает кодирование цифрового состояния посредством одноквантовых импульсов напряжения (SFQ-импульсов) пикосекундной длительности вместо обычного использования

---

<sup>1</sup> Туннельных переходов нормальный металл-сверхпроводник.



различных уровней напряжения. Интегрирование напряжения по времени в течение отдельного импульса дает величину, равную одному кванту магнитного потока, что также отражено в названии концепции («одноквантовая»). Согласно уравнению нестационарного эффекта Джозефсона каждый такой SFQ-импульс соответствует изменению фазы джозефсоновского контакта на  $2\pi$ .

Такой подход был предложен в 1985 году [12], а в 1987–1989 годах уже были разработаны первые интегральные схемы быстрой одноквантовой логики (RSFQ) [13–15]. Развитие RSFQ-схемотехники в последующие годы было связано с повышением энергоэффективности. Было разработано несколько различных подходов, таких как уменьшение сопротивления резисторов смещения в схемах и добавление индуктивностей (LR-RSFQ) [16, 17], уменьшение напряжения смещения и критических токов джозефсоновских контактов (LV-RSFQ – low voltage RSFQ) [18, 19], использование пары положительного и отрицательного квантов магнитного потока для представления бита информации, что позволило обойтись без резисторов смещения (Reciprocal Quantum Logic – взаимная квантовая логика) [20], замена резисторов смещения набором индуктивностей и джозефсоновскими контактами, выступающими в качестве ограничителей тока (ERSFQ – Energy-Efficient Rapid Single Flux Quantum Logic – энергоэффективная быстрая одноквантовая логика) [21–23], использование адиабатического потокового параметрона на переменном токе (AQFP – Adiabatic Quantum Flux Parametron) [24, 25]. В частности, логика ERSFQ с нулевым статическим рассеянием мощности (в отсутствие тактовых импульсов) позволяет реализовать схемы повышенной сложности [26] с низкой рассеянной энергией, решая проблему больших тепловыделений, с которой в настоящее время сталкиваются традиционные крупномасштабные компьютеры, основанные на традиционных металл-оксидных полупроводниковых (CMOS) схемах.

В то время как логические цифровые SFQ схемы уже получили достаточное развитие для практических применений, развитие сверхпроводниковой памяти с произвольным доступом (RAM – random access memory), необходимой для крупномасштабных вычислительных приложений, идет значительно медленнее.

На данный момент разработка масштабируемой энергоэффективной памяти, совместимой с SFQ схемами, – одна из важнейших задач в развитии цифровой сверхпроводящей электроники [27]. Еще в 1988 году была предложена реализация [28] с использованием одноконтактного сквида в качестве элемента памяти, хранящего либо ноль (отсутствие захваченного кванта магнитного потока), либо один захваченный квант магнитного потока. Несмотря на подходящие частотные характеристики, эта реализация не является окончательным решением, поскольку имеет серьезную проблему масштабирования из-за требований больших индуктивностей, т.е. больших геометрических размеров сквидов, необходимых для удержания магнитных квантов [29]. Это стимулировало активные исследования новых устройств памяти для реализации криогенной, энергоэффективной RAM высокой плотности, совместимой с энергоэффективной SFQ логикой [30–39]. В работах [30–32] были предложены джозефсоновские SISFS-контакты <sup>2</sup> в качестве элемента магнитной памяти, в котором намагниченность ферромагнитного F-слоя кодирует цифровое состояние, а высокоомная туннельная SIS-часть обеспечивает необходимые характеристические напряжения для частотной совместимостью со SFQ схемами. В работах [33–35] гибридные сверхпроводниковые структуры, содержащие несколько ферромагнитных слоев, использовались для хранения информации в виде взаимной ориентации намагниченности ферромагнитных слоев. В [36, 37] изменение взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев использовалась для переключения разности фаз джозефсоновских 0- $\pi$ -контактов. В работе [38] цифровая информация хранилась в виде фазы джозефсоновского ф-контакта. В работе [39] предложено использовать вихрь Абрикосова в качестве носителя цифрового состояния. Настоящая диссертационная работа посвящена дальнейшему развитию концепций сверхпроводниковой магнитной памяти на основе сверхпроводящего ниобия (S) и слабоферромагнитного сплава Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>

---

<sup>2</sup> Джозефсоновский контакт с композитным барьером изолятор-тонкий сверхпроводник-ферромагнетик.

(F), обладающей преимуществами технологической и частотной совместимости с уже разработанными элементами быстрой одноквантовой логики.

### **Цель исследования**

Разработка масштабируемых элементов джозефсоновской магнитной памяти, пригодных для использования в сверхпроводниковых вычислительных устройствах.

Для достижения поставленной цели были сформулированы и решены следующие основные задачи:

1. Изучение возможности стимулирования записи цифрового состояния SIFS-элемента джозефсоновской магнитной памяти при помощи электромагнитного излучения в гигагерцовом диапазоне частот.
2. Изучение перспектив масштабирования джозефсоновских элементов магнитной памяти на основе слабоферромагнитного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  путем перехода от квадратных контактов к прямоугольным.
3. Проведение поисковых экспериментов, направленных на изучение возможности наблюдения эффекта псевдо спинового вентиля в гибридных структурах на основе разбавленного ферромагнетика  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ .
4. Совершенствование технологии изготовления гибридных структур сверхпроводник-ферромагнетик, необходимых для проведения экспериментов, с целью повышения точности и воспроизводимости их свойств.

### **Методы исследования**

В работе использованы основные методы технологии изготовления тонкопленочных структур (включая осаждение и контроль толщины тонкопленочных металлических слоев; фотолитографию; различные методы селективного травления), а также методы низкотемпературного эксперимента в криостате  $^4\text{He}$ . При анализе экспериментальных данных использовалось программное обеспечение, разработанное при подготовке предыдущих работ в данном направлении.

**Научная новизна** диссертационного исследования заключается в следующем:

1. Впервые проведены эксперименты по переключению джозефсоновского элемента памяти между цифровыми состояниями под воздействием микроволнового излучения гигагерцового диапазона.
2. Впервые реализованы и исследованы элементы джозефсоновской магнитной памяти прямоугольной формы, а также проанализированы перспективы их миниатюризации до субмикронных размеров.
3. Впервые изучена зависимость критической температуры двуслойных FS-структур  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$  в широком диапазоне толщин F-слоя (до 75 нм), практически важном для реализации элементов джозефсоновской магнитной памяти.
4. Впервые измерены кривые магнитосопротивления в трехслойных FSF-мостиках на основе столь слабого ферромагнетика, как  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ .

#### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Обнаружен эффект микроволнового стимулирования записи цифрового состояния SIsFS-элемента сверхпроводниковой магнитной памяти.
2. Впервые реализованы и исследованы элементы магнитной памяти прямоугольной формы на основе многослойных джозефсоновских SIsFS-контактов.
3. Показано, что при использовании SIsFS-контактов прямоугольной формы с большим отношением сторон могут быть реализованы троичные элементы памяти.
4. Показано, что площадь прямоугольных SIsFS-элементов джозефсоновской магнитной памяти потенциально может быть уменьшена до  $2 \text{ мкм}^2$  при длине 10 мкм и отношении сторон около 50.
5. Обнаружено, что критическая температура двухслойных FS-структур  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  монотонно уменьшается вплоть до неожиданно больших толщин

(не менее 75 нм), что коррелирует с увеличением температуры Кюри используемого слабоферромагнитного сплава.

6. Обнаружен заметный магниторезистивный эффект в трехслойных планарных FSF-микромостиках  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , который представляет собой резкое уменьшение его сопротивления в магнитных полях, противоположных по направлению к изначальной намагниченности. Показано, что микроstructuring не разрушает эффект: наиболее выраженные кривые наблюдались при наименьших размерах мостиков 5–20 мкм.
7. Обнаружено, что низкорезистивное состояние FSF-микромостика обладает эффектом магнитной памяти. Продемонстрировано переключение такого образца между цифровыми состояниями под действием импульсов магнитного поля.
8. Обнаружено усиление магниторезистивного эффекта при понижении температуры, связанное с зависимостью критического тока и дифференциального сопротивления микромостика от его магнитного состояния.

**Практическая значимость работы** связана с проверкой применимости ранее предлагавшихся подходов к разработке масштабируемых элементов джозефсоновской магнитной памяти на основе слабоферромагнитного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  для сверхпроводящих вычислительных устройств.

#### **Апробация результатов исследования**

Результаты, полученные в рамках работы над диссертацией, представлялись и обсуждались на следующих международных конференциях и выставках:

1. Л. Карелина, А. Бен Хамида, И. Головчанский, В. Чичков, В. Больгинов “О путях миниатюризации элементов джозефсоновской магнитной памяти.” XXI Международный симпозиум «Нанозифика и наноэлектроника», т. 1, с. 64. 13–16 марта 2017 г., Нижний Новгород.

2. Л. Н. Карелина, В. В. Больгинов, В. В. Рязанов, «Джозефсоновская магнитная память для сверхпроводниковой электроники», 20-я Международная выставка электронных компонентов, модулей и комплектующих, «ЭкспоЭлектроника», 25–27 апреля 2017 г., Москва.
3. Л. Карелина, А. Бен Хамида, В. Чичков, В. Больгинов «Возможности масштабирования джозефсоновской магнитной памяти на основе слабоферромагнитного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ ». XXII международный симпозиум «Нанозифика и наноэлектроника» 12–15 марта 2018 г., Нижний Новгород.
4. Л. Н. Карелина, В. В. Больгинов, «Масштабируемая магнитная память для сверхпроводящей электроники на основе слабоферромагнитного сплава  $\text{PdFe}$ », 21-я Международная выставка электронных компонентов, модулей и комплектующих, «ЭкспоЭлектроника», 17–19 апреля 2018 г., Москва.
5. Л.Н. Карелина, Ш.А. Эркенов, Р.А. Оганнисян, В.И. Чичков, И.А. Головчанский, В.В. Больгинов, «Магнитные логические элементы для сверхпроводящей электроники», 2-я Международная конференция «Физика конденсированных состояний», с. 39. 31 мая – 4 июля 2021 г, Черногловка.
6. Л.Н. Карелина, Ш.А. Эркенов, В.В. Больгинов, «Магниторезистивный эффект в гетероструктурах ферромагнетик-сверхпроводник-ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ », международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах», 12–17 сентября 2021 г., Махачкала.

### **Личный вклад автора**

Личный вклад автора является значительным и связан с совершенствованием методики изготовления гибридных структур  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$ , изготовлением образцов, проведением экспериментов, а также с анализом, систематизацией и представлением экспериментальных данных.

### **Публикации**

По теме диссертации опубликовано пять печатных работ в международных изданиях, индексируемых в базе данных Web of Science.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения, списка публикаций и библиографии. Общий объем диссертации составляет 158 страниц, включая 84 рисунка. Библиография включает 157 наименований.

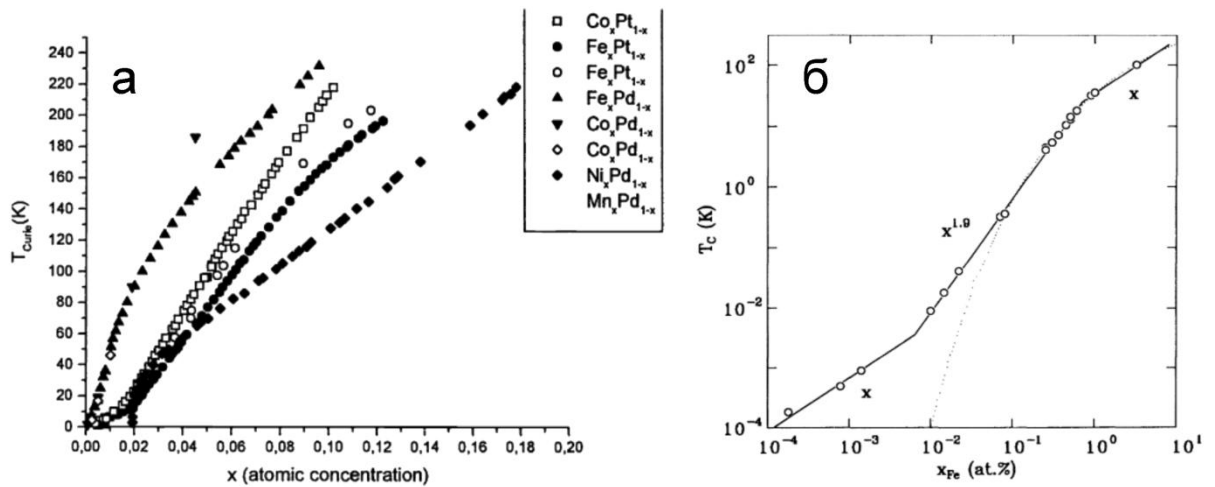
## Глава 1. Литературный обзор

### 1.1. Свойства слабоферромагнитных сплавов $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$

Палладий, как и платина, является «почти ферромагнитным» металлом, и дальний порядок в нем возникает при добавлении очень малого количества магнитных атомов. В частности, в случае объемных образцов сплав  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$  является ферромагнитным материалом с дальним порядком в интервале концентраций железа  $x = 0.001 - 1$  [40] (см. Рис. 1(a)). Сильно разбавленные составы с  $x = 10^{-6} - 10^{-2}$  также демонстрируют переход в ферромагнитное состояние с температурой Кюри от  $10^{-4}$  К до 35 К [41, 42] (Рис. 1(б)). Возникновение примесного ферромагнетизма парамагнитных металлов обусловлено косвенным взаимодействием примесных спинов через сильно скоррелированные электроны в узкой d-зоне [43–45]. Эффективный магнитный момент, приходящийся на одну магнитную примесь, может быть очень велик, но уменьшается с увеличением степени легирования (достигает  $12\mu_B$  при  $x = 0.0028$  и уменьшается до  $6\mu_B$  при  $x = 0.1$ ) [40]. Большая величина эффективного магнитного момента обусловлена облаком поляризованных d-электронов палладиевой матрицы, окружающих примесный спин [46]. Плотность момента поляризованного электронного облака можно представить в виде суммы двух частей. Первая часть, близкодествующая, обусловлена обменным взаимодействием d-электронов и спадает с расстоянием от примеси как экранированный кулоновский потенциал с характерным расстоянием 0.3–0.5 нм [43, 46]. Вторая часть, дальнедействующая, соответствует непрямоу обменному взаимодействию через электроны проводимости по механизму РККИ (Рудермана — Киттеля — Касуи — Иосиды) [47]. Она убывает степенным образом и осциллирует на больших расстояниях от примеси. Помимо магнитных явлений, сильная поляризуемость палладиевой матрицы приводит к необычным концентрационным и температурным зависимостям различных термодинамических величин (энтропия, теплоемкость, тепло- и электро-



проводимость и т.д. см., например, обзоры [48–50] и ссылки в них), которые не затрагиваются в настоящей диссертации.



**Рис. 1.** (а) Зависимость температуры Кюри от концентрации примесей Co, Fe, Ni и Mn в Pt и Pd. Из работы [50]. (б) Температура Кюри сплава  $Pd_{1-x}Fe_x$ , определенная из измерений намагниченности, в зависимости от концентрации атомов железа  $x$  в двойном логарифмическом масштабе. Из работы [41].

В работах [51, 52] изучалось возникновение ферромагнитного состояния в наночастицах  $Pd_{1-x}Fe_x$  размером 10–30 нм при  $x = 0.004, 0.029$ , полученных методом термического напыления. Было показано, что частицы состоят из ферромагнитного ядра и немагнитной оболочки толщиной 1–3 нм. Намагниченность насыщения частиц уменьшалась при малых диаметрах и обращалась в ноль при размере около 10 нм. За время подготовки диссертации, большой прогресс был достигнут в области получения монокристаллических слоев  $Pd_{1-x}Fe_x$ . В работе [53] были выращены эпитаксиальные тонкопленочные слои толщиной 20 нм для содержания железа от  $x = 0.011$  до  $x = 0.07$ . Температура Кюри при этом изменялась от 36 К до 200 К. Максимальный магнитный момент на примесный атом составлял  $7.5\mu_B$  и был достигнут для состава  $x = 0.017$ . Это близко к соответствующей величине для объемных образцов, но гораздо больше, чем для поликристаллических пленок. Кубическая симметрия кристаллической структуры (ГЦК) слоев с постоянной решетки около 0.389 нм была подтверждена при помощи дифракции низкоэнергетических электронов. Температурная зависимость намагниченности насыщения, а также

концентрационная зависимость температуры Кюри, хорошо описывались моделью кластерного ферромагнетизма, приведенной в [48].

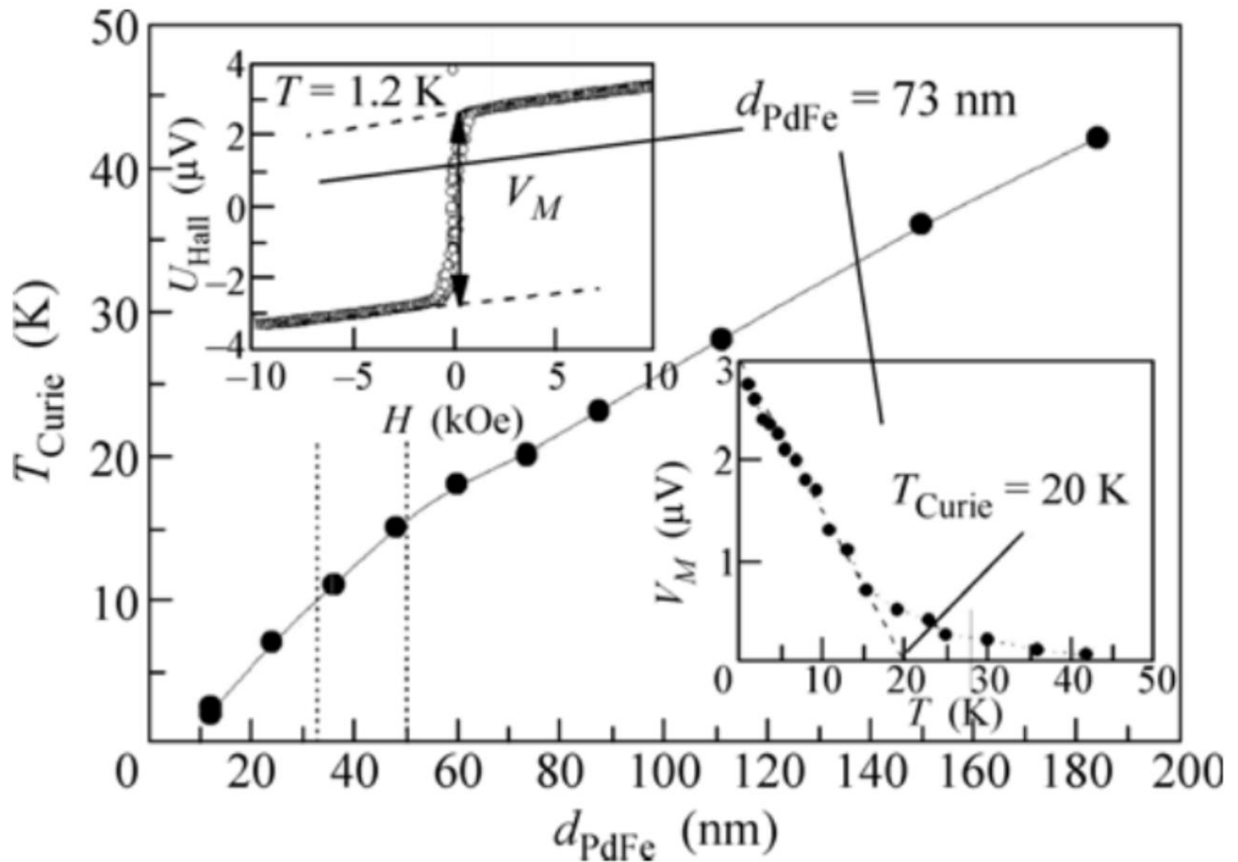


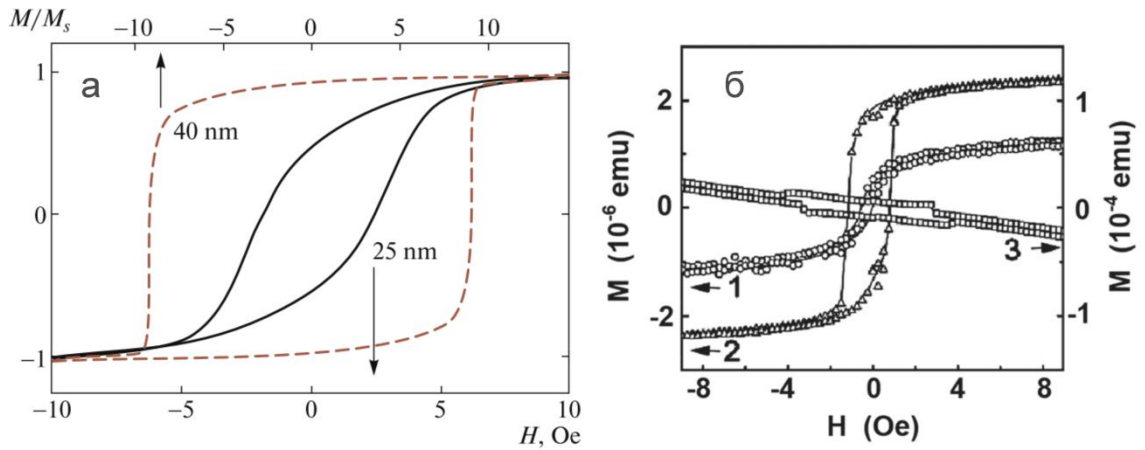
Рис. 2. Зависимость температуры Кюри от толщины ферромагнитной пленки  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ . На вставках показаны типичная холловская кривая и характерная температурная зависимость холловского напряжения. Из работы [30].

Разбавленные слабоферромагнитные сплавы на основе Pd и Pt очень перспективны для изучения эффекта близости в гибридных структурах ферромагнетик-сверхпроводник, а также при реализации практических сверхпроводниковых устройств на их основе. При использовании низкотемпературных сверхпроводников желаемая величина обменного взаимодействия в F-слое составляет не более 3 мэВ, то есть около 35 K в температурных единицах [50]. Такая температура Кюри достигается в объемных сплавах  $Pd_{1-x}Fe_x$  при концентрации железа около 1%. В тонкопленочных слоях  $Pd_{1-x}Fe_x$ , актуальных для изготовления гибридных FS-структур, температура Кюри может быть даже ниже.

В диссертационной работе используются поликристаллические тонкопленочные слои  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , полученные методом ВЧ-распыления в аргоновой плазме (см. раздел 2.1). Исследование свойств таких слоев представлено в работах [54–58], выполнявшихся в 2010-х годах. Температура Кюри этих слоев зависит от их толщины (см. Рис. 9): она возрастает от 2.5 К при  $d_{\text{PdFe}} \approx 12$  нм до 43 К при  $d_{\text{PdFe}} = 190$  нм. Аппроксимация зависимости  $T_{\text{Curie}}(d_{\text{PdFe}})$  к нулю дает пороговое значение толщины  $d_0 = 5\text{--}10$  нм<sup>3</sup>, что согласуется с результатами для наночастиц  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ , изложенными выше. Измерения при помощи сканирующего туннельного и атомно-силового микроскопов [55, 56] показали, что пленки являются поликристаллическими с размером зерна около 100 нм. В работах [54, 55] было показано, что магнитный момент на один примесный атом железа составляет  $3.7 \mu_B$ , что близко к соответствующему значению  $4\mu_B$  для состава  $\text{Pd}_3\text{Fe}$  [59]. Поэтому этих работах было предположено, что каждый кристаллит содержит один магнитный кластер  $\text{Pd}_3\text{Fe}$  с характерным размером 10 нм со средним межкластерным расстоянием 100 нм, что приблизительно соответствует измеренному размеру кристаллита. В работах [57, 58] было продемонстрировано наличие двух компонент намагниченности в используемых пленках  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (при  $d_{\text{PdFe}} = 20$  нм), а также двух характерных времен релаксации намагниченности. Эти компоненты могут быть интерпретированы в терминах близкодействующего и дальнедействующего обменного взаимодействия [48, 57, 58]. Для настоящей диссертации важно, что форма кривой перемангничивания зависит от толщины  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  [57]. В частности, коэрцитивные поля для пленок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  толщиной 25 нм и 40 нм отличаются примерно в 3 раза (см. Рис. 3(а)). Это обстоятельство было использовано при планировании экспериментов, описанных в главе 5.

---

<sup>3</sup> Далее пороговое значение будет принято равным 10 нм для определенности.



**Рис. 3. (а)** Петли гистерезиса для пленок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  толщиной 25 нм (сплошная линия) и 40 нм (пунктирная линия), снятые при температуре 2.5 К и скорости развертки поля 0.05 Э/с.  $M_S$  – намагниченность насыщения. Из работы [57]. **(б)** Петли гистерезиса двухслойной структуры  $\text{Nb}(100 \text{ нм})\text{-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}(40 \text{ нм})$  при температурах 13 К, 10 К и 4 К. Магнитное поле приложено в плоскости пленки. Из работы [55].

В предыдущих работах исследование магнитных свойств тонких пленок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  проводилось как при поперечной (out-of-plane), так и при продольной (in-plane) ориентации приложенного магнитного поля. Данные на Рис. 2 были получены путем измерения аномального эффекта Холла (поперечная, out-of-plane геометрия).<sup>4</sup> Характерная кривая перемагничивания приведена на вставке к Рис. 2. Как было отмечено в работе [30], такие кривые не демонстрируют выраженного гистерезиса даже при большой толщине  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (73 нм). При продольной ориентации магнитного поля (параллельно поверхности образца, in-plane) форма кривых перемагничивания, напротив, является классической<sup>5</sup> (см. Рис. 3) в меньших магнитных полях даже при гораздо меньших толщинах. Таким образом можно заключить, что остаточная намагниченность тонких пленок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  лежит в плоскости ферромагнитного слоя. Другими словами, тонкие пленки  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  обладают планарной (in-plane) магнитной анизотропией. В этом смысле используемый сплав  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  принципиально отличается другого популярного слабого ферромагнетика  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$  ( $x \approx 0.5$ ), обладающего перпендикулярной (out-of-plane) магнитной анизотропией [60]. Планарная магнитная анизотропия

<sup>4</sup> Методы определения Холловского напряжения  $U_{\text{Hall}}$  (или  $V_M$ ), а также температуры Кюри приведены на вставках к Рис. 2.

<sup>5</sup> То есть имеет коэрцитивное поле и остаточную намагниченность.

тонкопленочных слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  наиболее ярко проявляется при исследовании многослойных джозефсоновских контактов на основе  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (раздел 1.3) и служит основой для использования последних в качестве элементов сверхпроводниковой магнитной памяти [30, 31].

На основании описанных выше представлений, в работе [61] был предложен эффективный численный метод моделирования процесса перемагничивания тонких пленок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Метод представляет собой обобщение стандартной модели микромагнитного моделирования [62] на случай кластерного ферромагнетика. Случайно распределенные магнитные кластеры со средним расстоянием между ними 100 нм были заменены на ячейки размером  $100 \times 100 \times d_{\text{PdFe}}$  нм с усредненной величиной магнитного момента и случайно ориентированной одноосной анизотропией. Магнитный момент каждой ячейки находился под воздействием эффективного магнитного поля  $H_{\text{eff}}$ , складывающегося из внешнего поля  $H$ , поля обменного взаимодействия  $H_{\text{ex}}$ , магнитостатического поля  $H_d$  и поля анизотропии  $H_a$ . Такой подход, называемый обычно моделью случайной анизотропии [63–65], был исходно предложен для моделирования аморфных или наноструктурированных магнетиков.

Данная модель, несомненно, не описывает мелкомасштабное распределение магнитных моментов, в частности, внутри кристаллита. Однако она дает представление о распределении намагниченности внутри больших слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  размером от нескольких десятых до нескольких десятков микрометров. Это очень важно при анализе полевых характеристик джозефсоновских переходов на основе  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (см. раздел 1.3), являющихся предметом рассмотрения настоящей диссертации. В работе [61] было отмечено, что такой расчет не может быть проведен за разумное время стандартными методами микромагнитного моделирования, оперирующими намагниченностью отдельных атомов.

---

<sup>6</sup>  $d_{\text{PdFe}}$  – фактическая толщина моделируемого слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ .

Расчет петли гистерезиса производился следующим образом. Для каждого поля  $H$  находилось равновесное распределение намагниченности  $\vec{m}(x, y, H)$  на основе решения уравнения Ландау-Лифшица

$$\frac{d\vec{m}}{d\tilde{t}} = -[\vec{m} \times \vec{h}_{eff}] + \alpha [\vec{m} \times [\vec{m} \times \vec{h}_{eff}]] \quad (1)$$

В качестве начального условия принималось предыдущее равновесное состояние  $\vec{m}(x, y, H - \Delta H)$ , где  $\Delta H$  – шаг приращения внешнего магнитного поля. Магнитное поле изменялось в пределах от  $-50$  Э до  $50$  Э, что заведомо превосходило поле насыщения слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Параметры определялись на первом этапе моделирования путем аппроксимации экспериментальных зависимостей критического тока SFS или SIFS-контактов (см. раздел 1.3). Затем с использованием имеющихся параметров могло быть проведено моделирование процесса перемагничивания F-слоя любого размера и формы. Фактически, этот метод дает возможность проектировать элементы джозефсоновской магнитной памяти с необходимыми характеристиками вместо проведения большого количества трудозатратных экспериментов [61]. В разделе 4.3 эта возможность была использована для анализа перспектив миниатюризации элементов джозефсоновской магнитной памяти на основе исследуемого сплава.

## **1.2. Свойства гибридных структур ферромагнетик-сверхпроводник на основе разбавленного сплава $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$**

Свойства гибридных FS-структур на основе сплавов  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$  на данный момент изучены не очень подробно. В работах [54, 55] исследовалось проникновение поперечного (out-of-plane) магнитного потока в двухслойный образец  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$ . Было показано, что взаимодействие со слоем  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  приводит к увеличению пиннинга магнитных вихрей в ниобиевом слое и, соответственно, к увеличению критического тока примерно на 30%. В качестве источника пиннинга обсуждалось взаимодействие с магнитными кластерами в  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  с характерным пространственным масштабом 100 нм. В работе [66]

была приведена зависимость критической температуры от толщины ферромагнетика для неструктурированных трехслойных образцов Nb–Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>–Nb в диапазоне толщин F-слоя 0–10 нм (см. обсуждение ниже). В работе [67] исследовались многослойные спин-вентильные структуры, содержащие сплавы Pd<sub>0,99</sub>Fe<sub>0,01</sub> в качестве одного из слоев. Была измерена длина спиновой релаксации  $l_{sf} = 9.6$  нм. Также было отмечено существенно большее поле насыщения на петле гистерезиса в out-of-plane геометрии по сравнению с in-plane, что также свидетельствует о планарной магнитной анизотропии слоев Pd<sub>0,99</sub>Fe<sub>0,01</sub>. В процессе работы над диссертацией были опубликованы работы [68, 69], посвященные изготовлению эпитаксиальных гибридных FS-структур Pd<sub>0,96</sub>Fe<sub>0,04</sub>–VN и Pd<sub>0,96</sub>Fe<sub>0,04</sub>–VN–Pd<sub>0,92</sub>Fe<sub>0,08</sub>, с увеличенным содержанием железа. Было показано, что в таких структурах за счет контакта с нормальным (ферромагнитным) металлом наблюдается подавление критической температуры сверхпроводящего слоя вследствие эффекта близости. В трехслойных гибридных структурах была также обнаружена зависимость критической температуры от взаимной ориентации намагниченностей слоев Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub> (см. обсуждение в разделах 1.3 и 5.2).

В целом, понижение критической температуры сверхпроводника (S), находящегося в контакте с нормальным (N) или, как частный случай, ферромагнитным (F) металлом вызвано оттоком куперовских пар в N-слой с последующим их разрушением. Уменьшение количества сверхпроводящих электронов в S-слое выражается в понижении его критической температуры. Если толщина N-слоя  $d_N$  достаточно мала, то часть куперовских пар может отразиться от поверхности и вернуться в сверхпроводник до потери когерентности. Характерным пространственным масштабом здесь является длина когерентности  $\xi_N$ , которую можно оценить как характерное расстояние, проходимое куперовской парой в N-слое за время жизни  $\tau$ . С увеличением толщины N-слоя количество отразившихся электронов будет уменьшаться, что приведет к уменьшению

критической температуры с асимптотическим выходом на некоторое предельное значение (см. Рис. 7(б)), соответствующее  $d_N/\xi_N \rightarrow \infty$ .

Научный и практический интерес к исследованию слоистых структур ферромагнетик-сверхпроводник в значительной мере определяется возникновением пространственно-неоднородных сверхпроводящих состояний в окрестности FS-границы. Рассмотрим возникновение таких состояний более подробно на основе простой качественной модели, предложенной в работе [70]. Как известно, куперовскую пару составляют электроны с противоположными спином и импульсом. Поэтому в синглетном случае, актуальном для данной работы, суммарный спин и импульс пары в сверхпроводнике будут равны нулю. Однако в ферромагнетике существует энергетически выгодное направление спина. Поэтому электрон со спином вверх (на Рис. 4) будет «притягиваться» ферромагнетиком (ускоряться), а противоположный – наоборот, отталкиваться (тормозиться). В результате, суммарный импульс пары  $Q$  будет отличен от нуля, а ее волновая функция получит осциллирующий множитель вида  $e^{-iQx}$ . Закон сохранения энергии при переходе пары из S-слоя в F-слой связывает импульс  $Q$  с эффективной энергией обменного взаимодействия  $E_{ex}$  [71] как  $Q = \hbar v_F/E_{ex}$ . Изменение фазы волновой функции куперовской пары, отразившейся от поверхности и вернувшейся в сверхпроводник, составит  $\Delta\varphi = 2Qd_F$ . Если изменение фазы будет лежать в диапазоне  $(2\pi n + \pi/2) < \Delta\varphi < (2\pi n + 3\pi/2)$ , то волновая функция такой куперовской пары будет давать отрицательный вклад в концентрацию сверхпроводящих электронов в S-слое и понижать его критическую температуру. Поэтому критическая температура двухслойных FS-пленок может немонотонно зависеть от  $d_F$ .



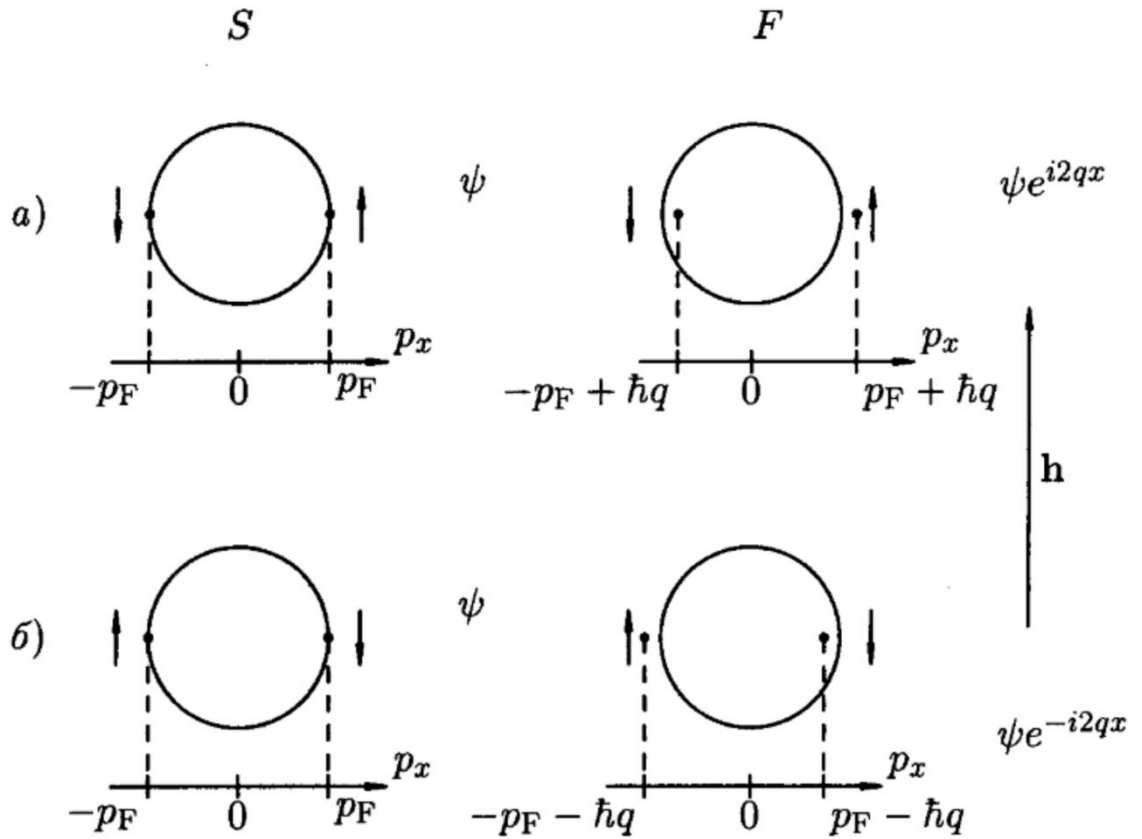


Рис. 4. Возникновение ненулевого импульса куперовской пары при попадании в ферромагнетик. Окружностью изображена поверхность Ферми. (а) и (б) соответствуют разным направлениям спина электронов, составляющих куперовскую пару.  $H_{ex}$  – направление эффективного обменного поля в ферромагнетике. Из книги [71].

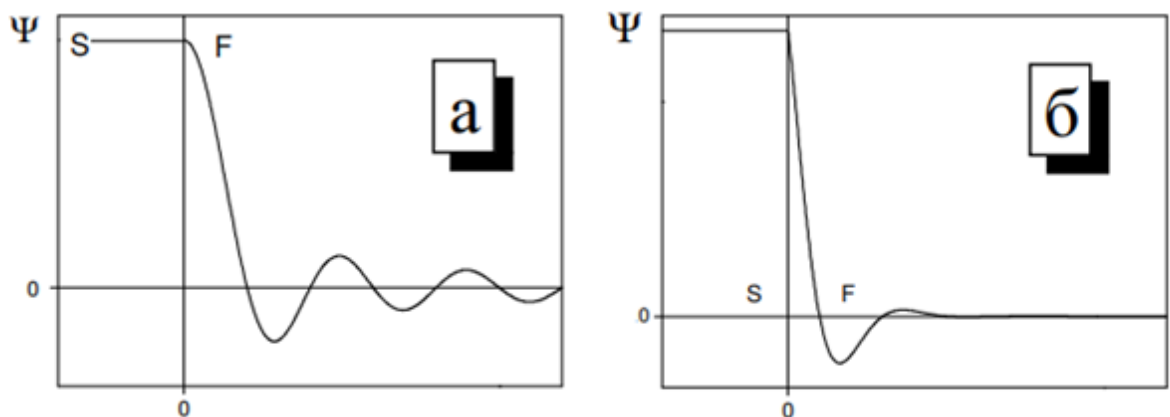


Рис. 5. Схематическое изображение осцилляций сверхпроводящей волновой функции в «чистом» (а) и «грязном» (б) ферромагнетике.

Приведенные рассуждения являются схематичными и малопригодны, например, в практически важном здесь случае диффузионного движения электронов в ферромагнитном слое. В этом пределе можно рассуждать в терминах теории Гинзбурга-Ландау, описывающей, в частности, проникновение куперовских пар в нормальный металл при помощи сверхпроводящей волновой функции, экспоненциально затухающей с удалением от NS-границы как

$$\psi \sim e^{-x/\xi_N} \quad (2)$$

В диффузном случае длина  $\xi_N$  выражается как  $\xi_N = \sqrt{D\tau}$ , где  $D = 1/3lv_F$  – коэффициент диффузии электронов, а характерное время жизни  $\tau$  может быть выражено через характерную энергию  $E_{dp}$  процессов, вызывающих разрушение куперовских пар (далее – распаривающие факторы) как  $\tau = \hbar/E_{dp}$ . В случае нормального металла единственным распаривающим фактором является температурный, с характерной энергией  $2\pi k_B T$ . Выражение для длины когерентности имеет вид

$$\xi_N = \sqrt{\frac{\hbar lv_F}{6\pi k_B T}} \quad (3)$$

Эффективному обменному взаимодействию приписывается комплексный распаривающий фактор с характерной энергией  $2iE_{ex}$  [72], поскольку оно приводит к осцилляциям волновых функций куперовских пар. Поэтому длина когерентности  $\xi_F$  становится комплексной и может быть разложена на действительную и мнимую части как<sup>7</sup>

$$1/\xi_F = 1/\xi_{F_1} + i/\xi_{F_2} \quad (4)$$

Если эффективное обменное взаимодействие является доминирующим фактором, то

$$\xi_{F_1} = \xi_{F_2} = \sqrt{\hbar D/E_{ex}} \quad (5)$$

---

<sup>7</sup> Это выражение соответствует разложению на действительную и мнимую часть волнового вектора осцилляций сверхпроводящей волновой функции  $k_F = 1/\xi_F$ . Тогда величины  $\xi_{F_{1,2}}$  определяются как  $\xi_{F_1} = 1/\text{Re}(k_F)$  и  $\xi_{F_2} = 1/\text{Im}(k_F)$ .

Учет других распаривающих факторов, приводит к усложнению ур. (5). Например, при учете «температурного» распаривания [71], выражение для  $\xi_{F_{1,2}}$  принимает вид:

$$\xi_{F_{1,2}} = \sqrt{\frac{\hbar D}{((\pi k_B T)^2 + E_{ex}^2)^{1/2} \pm \pi k_B T}} \quad (6)$$

В работе [73] было показано, что процессы рассеяния с переворотом спина (spin-flip) в слабоферромагнитном сплаве  $\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$  приводят почти к 3-кратному отличию длин  $\xi_{F_{1,2}}$ . Подстановка длины когерентности согласно ур. (4) в ур. (2) приводит к следующему выражению для сверхпроводящей волновой функции, наведенной в F-слое в окрестности FS-границы:

$$\psi \sim e^{-\frac{x}{\xi_{F_1}}} \left( \cos \frac{x}{\xi_{F_2}} + i \sin \frac{x}{\xi_{F_2}} \right) \quad (7)$$

Видно, что длина  $\xi_{F_1}$  описывает экспоненциальное затухание волновой функции  $\psi$  с удалением от FS-границы, тогда как длина  $\xi_{F_2}$  описывает осцилляции с периодом  $2\pi\xi_{F_2}$ . Мнимое слагаемое иллюстрирует возможность возникновения, так называемой, нечетной (триплетной) сверхпроводимости (см., например, обзор [74]). Она имеет важное значение для разработки спин-вентильных устройств на основе слоистых FS-структур (см. раздел 1.3), однако в настоящей диссертации этот эффект затрагиваться не будет.

Формула (5) для длин когерентности  $\xi_{F_{1,2}}$  иллюстрирует актуальность исследования FS-структур на основе сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Действительно, исследуемый состав  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  обладает малой величиной  $E_{ex}$ , а также гораздо большей химической однородностью по сравнению с другими популярными сплавами  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$  ( $x \approx 0.5$ ) и  $\text{Pu}$  ( $\text{Ni}_{0.80}\text{Fe}_{0.20}$ ). Это позволяет рассчитывать на большую длину когерентности  $\xi_{F_1}$  за счет увеличенной длины свободного пробега и, как следствие, большего коэффициента диффузии. Однако наибольшую значимость (см. раздел 1.3) на момент написания диссертации представляет планарная магнитная анизотропия тонкопленочных слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ .

На Рис. 6 приведена зависимость критической температуры от толщины ферромагнетика для неструктурированных трехслойных образцов Nb–Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>–Nb в диапазоне толщин F-слоя 0–10 нм согласно работе [66]. Для концентраций 13–20% наблюдалась немонотонная зависимость  $T_c(d_F)$ , вызванная осцилляциями сверхпроводящей волновой функции, наводимой в F-слое за счет эффекта близости. Для сплава Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> наблюдалось монотонное уменьшение критической температуры с ростом толщины  $d_F$ . Этот результат коррелирует с изложенными выше представлениями об устройстве ферромагнитного упорядочения в тонкопленочных слоях Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> (см. раздел 1.1), поскольку толщины слоя лежат ниже порогового значения ферромагнетизма [30, 55]. Однако, практическое значение (см. раздел 1.3) имеет диапазон толщин  $d_{PdFe} > 10$  нм, в котором сплав Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> является ферромагнитным (как обсуждалось в разделе 1.1). Поэтому, в разделе 5.1 представлены результаты исследования зависимости  $T_c(d_{PdFe})$  для двухслойных образцов Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> в широком диапазоне толщин F-слоев вплоть до  $d_F = 75$  нм, что примерно в 2 раза превышает максимальную толщину F-слоя в ранее исследованных элементах джозефсоновской магнитной памяти [30] (см. раздел 1.3).

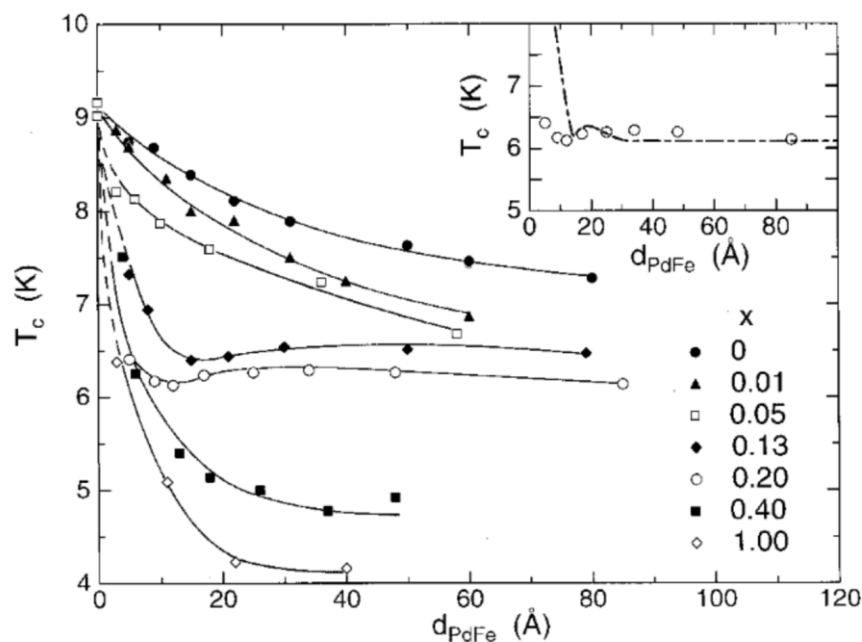


Рис. 6. Зависимость критической температуры структур Nb–Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>–Nb от толщины ферромагнетика при разных значениях концентрации железа  $x$ . Из работы [66].

Зависимость критической температуры слоистых NS-структур от толщины слоя нормального (несверхпроводящего) металла хорошо изучена с теоретической и практической точек зрения. Точный анализ проводится на основе решения уравнений Узаделя [74–77] с граничными условиями Куприянова-Лукичева [78] (см., например, обзор [76]). Применение микроскопического подхода к джозефсоновским контактам на основе  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  представлено в работах [32, 79]. Используемое в этих работах программное обеспечение было применено в главе 5 для анализа зависимости  $T_c(d_{\text{PdFe}})$  двухслойных структур  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$ . Однако последовательное рассмотрение микроскопической теории для гибридных NS- или FS-структур выходит за рамки настоящей диссертации. Представляется, что результаты, представленные в главе 5, могут быть поняты на базе простых качественных моделей, изложенных выше. Вытекающие из них оценки пространственных масштабов соответствуют результатам точного рассмотрения (см. например, [73]).

Немонотонная зависимость критической температуры от толщины ферромагнитного слоя или слоев наблюдалась для разных материалов (см., например, обзор [80]). Такие зависимости с одним или двумя минимумами наблюдались в сверхрешетках Nb/Co [81, 82], Nb/Gd [83, 84]. В упоминавшейся выше работе [66] исследовались слоистые SFS-структуры Nb– $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ –Nb, которые можно представить как два FS-бислоя, соединенных по границе ферромагнетика. Для различных двухслойных структур наблюдалось несколько видов зависимости  $T_c(d_F)$ . Она могла быть монотонной: с резким падением до нуля (см. Рис. 7(а)), или с выходом на плато [85] (см. Рис. 7(б)), или же с двумя плато и резким падением между ними [86, 87] (Рис. 7(г)). Также  $T_c(d_F)$  могла быть немонотонной [88, 89] (Рис. 7(в),(д)) и даже возвратной [90, 91] (Рис. 7(е)). Подобные кривые были получены и для трехслойных FSF-структур  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x\text{-Nb-Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$  [92–94], Fe–Nb–Fe [95], Fe–V–Fe [96]. Можно заметить, что FSF-трислой можно представить как два FS-бислоя соединенных по границе сверхпроводника. Это позволяет использовать двукратно более толстые S-слои в ходе эксперимента, что может быть важно с технологической точки зрения (см. обсуждение ниже).

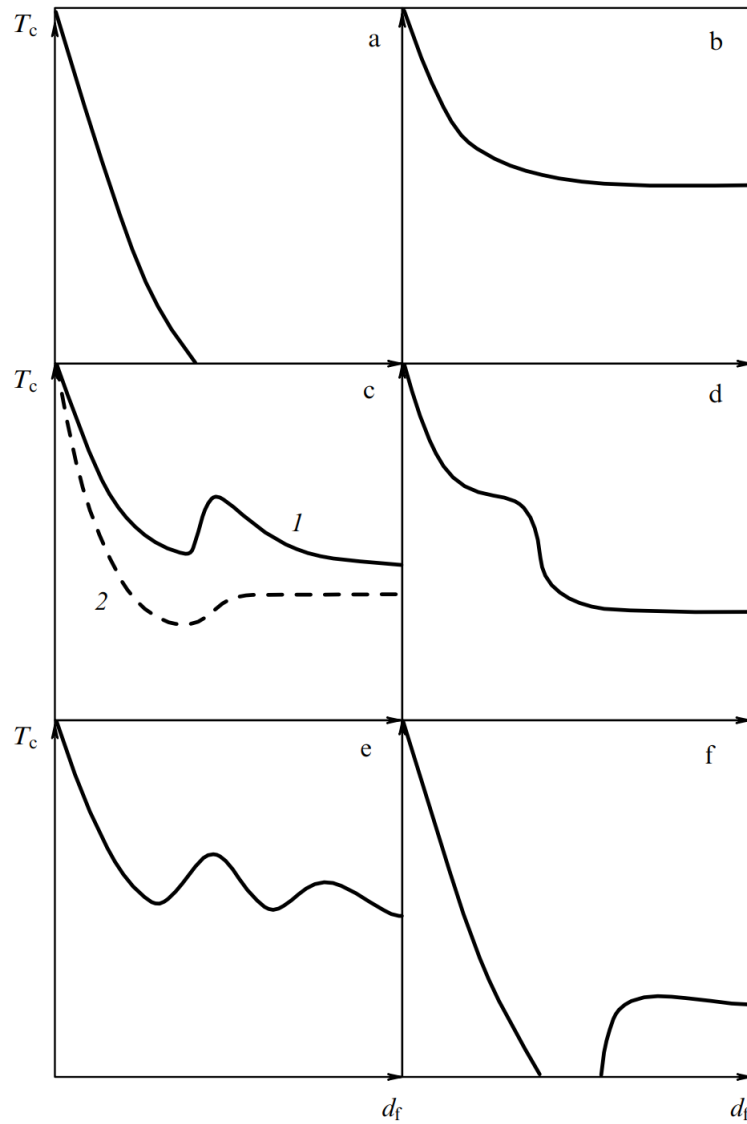


Рис. 7. Схематические виды зависимостей критической температуры  $T_c$  от толщины F-слоя  $d_F$ , наблюдаемые в экспериментах на многослойных FS-системах (см. обсуждение в тексте). Из работы [80].

Очевидно, что толщина S-слоя должна быть достаточно мала, чтобы отток сверхпроводящих электронов из S-слоя оказал существенное влияние на его критическую температуру. Характерным пространственным масштабом здесь является длина когерентности  $\xi_S$  в сверхпроводнике

$$\xi_S = \sqrt{\frac{\hbar D_S}{2\pi k_B T}} \quad (8)$$

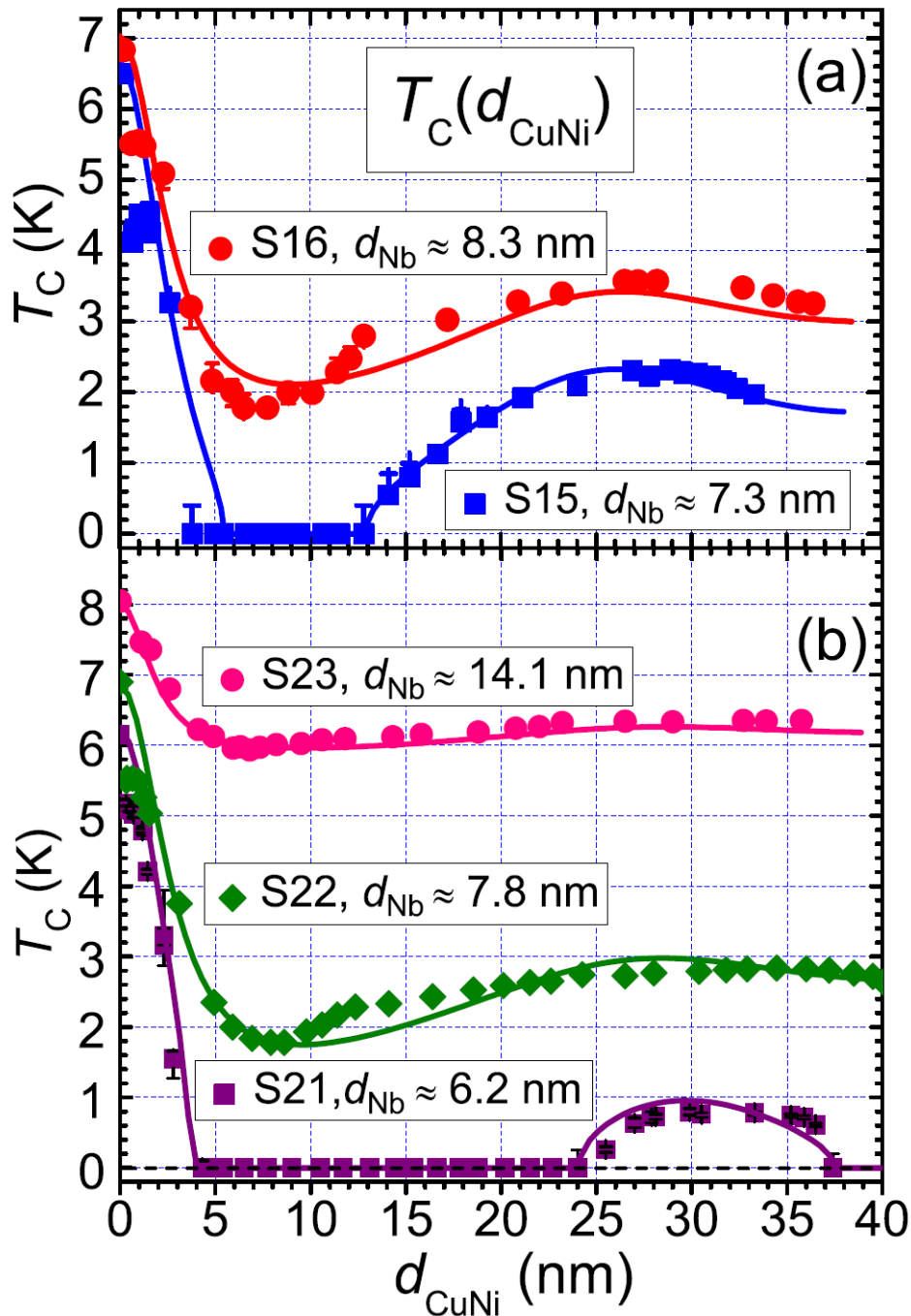


Рис. 8. Немонотонная зависимость  $T_c(d_F)$  для двухслойных структур  $\text{Cu}_{0.41}\text{Ni}_{0.59}\text{-Nb}$  при разной толщине сверхпроводящего слоя ниобия. Из работы [91].

Усиление эффекта немонотонной зависимости  $T_c(d_F)$  с уменьшением толщины сверхпроводящего ниобия было продемонстрировано в работе [91] на примере двухслойных структур  $\text{Cu}_{0.41}\text{Ni}_{0.59}\text{-Nb}$  (см. Рис. 8). Было показано, что с уменьшением толщины сверхпроводящего ниобия от 11 нм до 7 нм зависимость критической температуры структуры от толщины ферромагнетика становится возвратной: обращается в ноль, а потом возрастает с увеличением  $d_{\text{CuNi}}$ . Таким

образом, выбор толщины сверхпроводящего слоя является важным этапом при планировании экспериментов по изучению слоистых FS-структур. При этом в главе 5 показано, что толщина слоя сверхпроводящего ниобия 11–15 нм достаточно мала для наблюдения практически значимых эффектов в слоистых FS-структурах Nb–Pd<sub>0,99</sub>Fe<sub>0,01</sub>.

### 1.3. Джозефсоновская магнитная память на основе сплава Pd<sub>0,99</sub>Fe<sub>0,01</sub>

Как уже упоминалось в разделах 1.1 и 1.2, одним из наиболее важных свойств тонкопленочных слоев Pd<sub>0,99</sub>Fe<sub>0,01</sub> является их планарная (in-plane) магнитная анизотропия. В работе [30] было показано, что многослойные джозефсоновские контакты (типа «сэндвич») могут функционировать в качестве элементов джозефсоновской магнитной памяти. Как известно, критический ток многослойных джозефсоновских контактов зависит от магнитного поля, приложенного параллельно сверхпроводящим слоям, согласно соотношению Фраунгофера:

$$I_c = I_0 \left| \frac{\sin \pi \Phi / \Phi_0}{\pi \Phi / \Phi_0} \right| \quad (9)$$

В случае нормального металла индукция магнитного поля в барьере  $B$  и приложенное магнитное поле  $H$  связаны прямой пропорциональностью в системе СИ (совпадают в системе СГС). Тогда магнитный поток можно записать как

$$\Phi_e = \mu_0 H L d_m \quad (10)$$

где  $H$  – напряженность магнитного поля в области джозефсоновского барьера,  $L$  – линейный размер сэндвича в плоскости контакта,  $d_m$  – магнитная, складывающаяся из двух лондоновских длин в сверхпроводящих берегах  $\lambda$  и толщины слоя нормального металла  $d_N$ . В случае ферромагнитного металла к величине  $\Phi_e$  добавляется поток планарной (in-plane) компоненты намагниченности F-слоя:



$$\Phi_M = \mu_0 M(H) L d_F, \quad (11)$$

где  $M(H)$  – намагниченность образца, а  $d_F$  – толщина F-слоя. Для ферромагнетиков с вертикальной магнитной анизотропией (например,  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ ) планарная компонента намагниченности либо отсутствует, либо пропорциональна полю  $H$ . Поэтому экспериментально измеряемые зависимости  $I_c(H)$  (см. например, [72, 73]) также описываются соотношением Фраунгофера:

$$I_c(H) = I_0 \left| \frac{\sin \pi H / H_T}{\pi H / H_T} \right| \quad (12)$$

где период  $H_T = \Phi_0 / \mu_0 \mu L d_M$ , определяется условием равенства полного потока через джозефсоновский контакт одному кванту, а  $\mu$  – эффективная магнитная восприимчивость. В случае планарной (in-plane) магнитной анизотропии, кривая перемагничивания F-слоя может быть гистерезисной, как показано в разделе 1.1 на Рис. 3 для случая сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Гистерезисная зависимость  $M(H)$ , очевидно, приводит к гистерезису на полевой зависимости критического тока  $I_c(H)$ , что можно использовать для реализации элементов джозефсоновской магнитной памяти [30, 31].

На Рис. 9 показан пример экспериментальной зависимости  $I_c(H)$ , измеренной в работе [30]. На нем приведены две экспериментальные кривые, измеренные при разном направлении развертки магнитного поля: начиная от больших отрицательных или больших положительных значений  $H$ . На кривых видны осцилляции критического тока, похожие на соотношение Фраунгофера (12). Видно, что центральный пик смещен на величину  $\pm 2 \text{ Э}$  в зависимости от направления развертки. Обращает на себя внимание большая амплитуда центрального пика (критическая плотность более  $1 \text{ кА/см}^2$ ) полученная при толщине F-слоя 40 нм. Это иллюстрирует актуальность изучения тонкопленочных слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  с целью создания SFS-контактов с большой плотностью критического тока. Отметим, что диапазон толщин порядка 40 нм даже не затрагивался при изучении SFS-контактов на основе  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$  в предыдущих работах [72, 73].

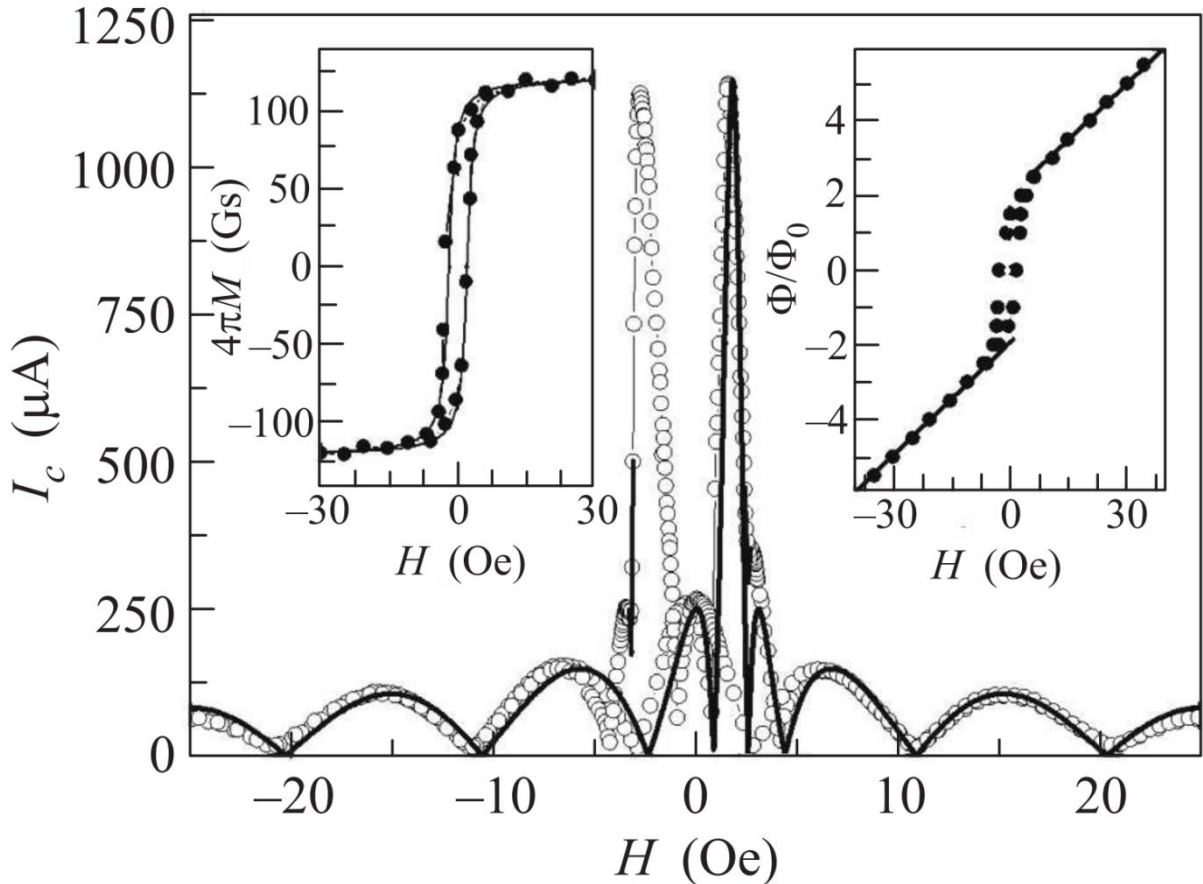


Рис. 9. Зависимость критического тока от магнитного поля  $I_c(H)$  для перехода Nb-Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>-Nb с размером стороны 9 мкм. Сплошной линией показана аппроксимация фраунгоферовой зависимостью с учетом намагниченности прослойки. На вставке справа показана зависимость магнитного потока  $\Phi$  через переход от внешнего магнитного поля. На левой вставке показана кривая намагничивания прослойки  $M(H)$ , полученная методом джозефсоновской магнитометрии. Из работы [30].

В работе [30] была также предложена процедура «джозефсоновской магнитометрии», позволяющая восстанавливать кривую перемагничивания мезоскопических магнетиков из слабоферромагнитных материалов. Для этого необходимо включить исследуемый слой в качестве джозефсоновского барьера в SFS-сэндвич, после чего измерить его полевую характеристику  $I_c(H)$ . Действительно, для пространственно однородного SFS-контакта критический ток обращается в ноль<sup>8</sup> при целочисленном магнитном потоке через контакт ( $\Phi = m\Phi_0$ , где  $m$  – целое число кроме нуля, а  $\Phi_0$  – квант магнитного потока). При нулевом магнитном потоке кривая достигает максимума, согласно первому

<sup>8</sup> Строго говоря, «имеет локальный минимум».

замечательному пределу. Локальные максимумы кривой  $I_c(H)$  достигаются при приблизительно полуцелом потоке ( $\Phi = (m + 1/2)\Phi_0$ ). Более точно положение локального максимума определяется соотношением (13).

$$\tan \frac{\pi\Phi^{\max}}{\Phi_0} = \frac{\pi\Phi^{\max}}{\Phi_0} \quad (13)$$

Таким образом, для каждой из указанных точек можно определить значение полного магнитного потока  $\Phi$  и построить его зависимость от приложенного внешнего магнитного поля  $H$ . Пример кривой  $\Phi(H)$  приведен на Рис. 9 (см. правую вставку). Далее с использованием выражений

$$\Phi = \Phi_H + \Phi_M, \quad \Phi_H = \mu_0 H a d_m, \quad \Phi_M = \mu_0 M a d_F \quad (14)$$

можно восстановить зависимость  $M(H)$  в абсолютных единицах. В работе [30] было проведено и обратное построение, «замыкающее» процедуру джозефсоновской магнитометрии. А именно, была подобрана непрерывная функция, аппроксимирующая экспериментальную кривую  $M(H)$ , после чего эта функция была подставлена в соотношение Фраунгофера. Хорошее совпадение экспериментальной и расчетной кривых подтвердило правильность предположения о пространственной однородности исследованного SFS-контакта и сделало процедуру джозефсоновской магнитометрии самосогласованной. В главе 3 процедура джозефсоновской магнитометрии будет использоваться при планировании эксперимента и обсуждении полученных данных.

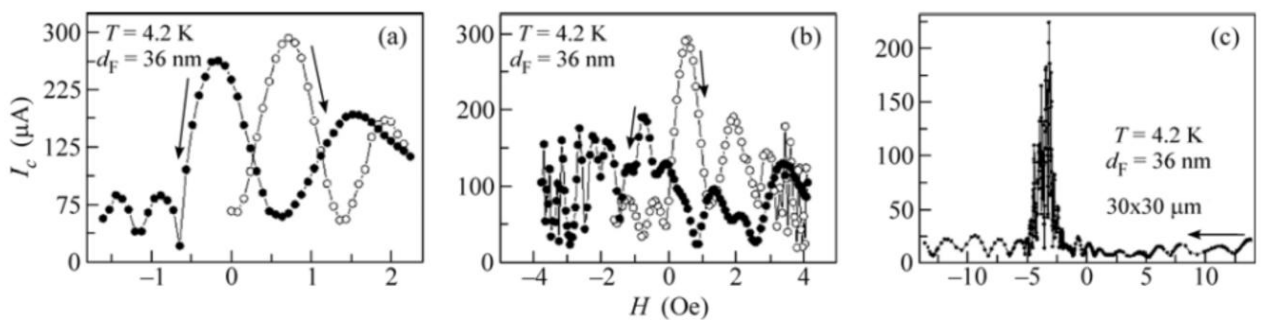
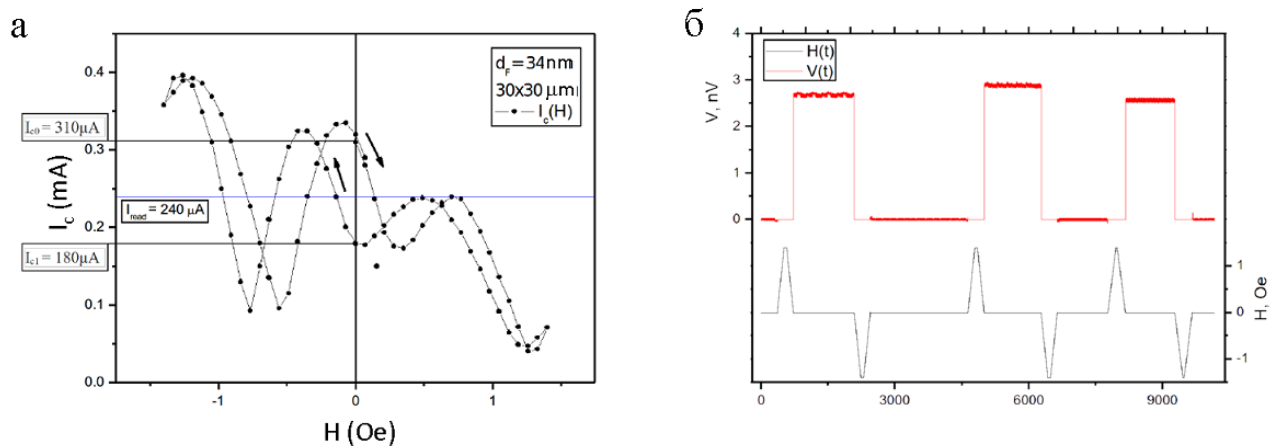


Рис. 10. Зависимости критического тока от внешнего магнитного поля  $I_c(H)$  для перехода  $\text{Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$  в разных диапазонах магнитных полей. Размер перехода  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ . Из работы [30].

Важными условиями для проведения джозефсоновской магнитометрии является структурная и магнитная однородность образца, а также непрерывное изменение намагниченности  $M(H)$ . Только в этом случае полевая зависимость критического тока  $I_c(H)$  будет описываться соотношением Фраунгофера (9). Координатная зависимость критической плотности тока может приводить к необычным полевым зависимостям критического тока SFS-контакта в окрестности перехода в  $\pi$ -состояние [97]. Для переходов Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb большее значение имеет магнитная однородность образца. В работе [30] процедура джозефсоновской магнитометрии была успешно проведена для образца размером  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>, а при увеличении размера до 30 мкм Фраунгоферова форма зависимости  $I_c(H)$  пропадала. Промежуточное значение (около 20 мкм) можно считать порогом магнитной однородности тонкопленочных слоев Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> толщиной около 40 нм. При уменьшении толщины порог однородности увеличивается. В частности, в главе 4 представлены достаточно регулярные зависимости  $I_c(H)$  полученные для SISFS-контакта<sup>9</sup> размером  $10 \times 50$  мкм<sup>2</sup> и толщиной 14 нм.



**Рис. 11. (а)** Гистерезисная зависимость критического тока от магнитного поля для перехода Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb размером  $30 \times 30$  мкм<sup>2</sup>. Направление развертки магнитного поля показано стрелками. **(б)** Зависимость напряжения на этом контакте от времени при токе смещения 240 мкА и приложении импульсов внешнего магнитного поля (нижняя кривая). Из работы [30].

<sup>9</sup> См. обсуждение ниже.

Гистерезис полевой зависимости критического тока, а также полная технологическая совместимость с элементами RSFQ-логики открывают возможности для практического применения джозефсоновских SFS-переходов Nb–Pd<sub>0,99</sub>Fe<sub>0,01</sub>–Nb в качестве элементов магнитной памяти для цифровой сверхпроводящей электроники. В работе [30] был проведен эксперимент (см. Рис. 11), демонстрирующий работу такого контакта в качестве элемента магнитной памяти. На Рис. 11(а) показана частичная петля перемагничивания  $I_c(H)$ . Видно, что приложение к образцу магнитного поля 1.4 Э в отрицательном или положительном направлении меняет его магнитное состояние и, следовательно, критический ток циклическим образом. Критический ток в нулевом магнитном поле может быть равен 180 мкА или 310 мкА в зависимости от магнитной предыстории. В эксперименте, представленном на Рис. 11(б), через образец пропусклся постоянный ток смещения 240 мкА и на SFS-контакт воздействовали чередующимися импульсами внешнего магнитного поля разного знака с амплитудой 1.4 Э. По временной диаграмме напряжения на джозефсоновском контакте видно, что эти импульсы переключали образец из резистивного состояния (состояние «1») в сверхпроводящее (состояние «0») и обратно.

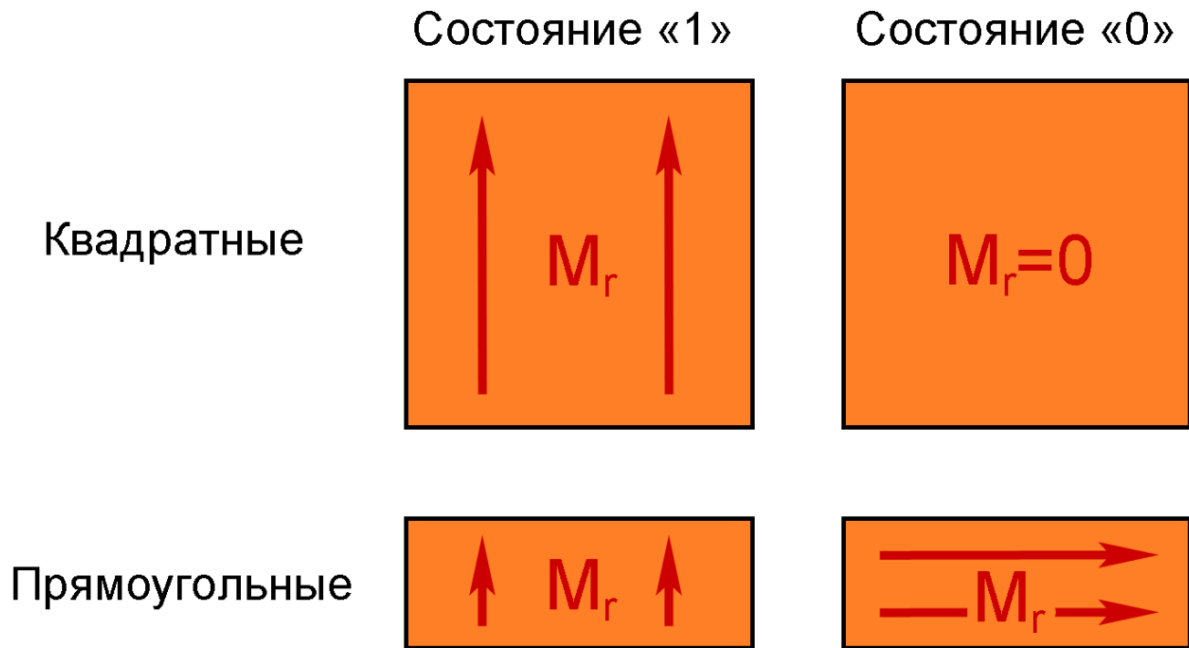
Интерес к элементам джозефсоновской памяти на основе отдельных джозефсоновских контактов определяется задачей создания масштабируемой энергоэффективной памяти для сверхпроводниковых вычислителей. В ранних работах [98–102] в качестве запоминающих элементов использовались двухконтактные или одноконтактные сверхпроводящие интерферометры с большой индуктивностью, обладающие способностью хранить квант магнитного потока. Поэтому площадь элемента памяти составляла тысячи квадратных микрон. В дальнейшем размер ячейки был уменьшен до разумных пределов около 15 мкм [103]. Переход к отдельным джозефсоновским контактам является

следующим шагом миниатюризации. Однако масштабируемость SFS- и SIsFS-элементов<sup>10</sup> памяти также ограничена принципиальными соображениями.

Действительно, цифровое состояние SFS-элементов памяти в работах [31, 104] определяется наличием или отсутствием остаточной намагниченности  $M_r$  в плоскости ферромагнитного барьера при нулевом магнитном поле. При этом управляющим параметром является не амплитуда  $|\vec{M}_r|$ , а поток остаточной намагниченности  $\Phi_r = \mu_0 M_r d_F L$ , который определяется произведением остаточной намагниченности  $M_r$ , толщины магнитного слоя  $d_F$  и размера SFS-перехода  $L$ . Последнее означает, что  $\Phi_r$  стремится к нулю при уменьшении  $L$ , и критический ток в намагниченном состоянии тоже не будет заметно отличаться от своего максимального значения по соотношению Фраунгофера. Таким образом, джозефсоновский контакт квадратной формы не может быть уменьшен до наноразмеров, так как разница в критических токах для двух цифровых состояний исчезает. В работе [61] была предложена концепция прямоугольных элементов памяти (Рис. 12), в которых информация кодируется ориентацией остаточной намагниченности  $M_r$  в плоскости ферромагнитного барьера вдоль или поперек длины контакта. В отличие от работ [30, 31] запись цифровых состояний в таких элементах может производиться импульсами магнитного поля одинаковыми по амплитуде, но ортогональными по направлению. Амплитуда записывающего импульса должна быть достаточно велика, чтобы достичь поля насыщения F-слоя в выбранном направлении. На первый взгляд, короткую сторону такого элемента можно уменьшить до технологического предела, поскольку нужен как можно меньший магнитный поток через нее. В работе [61] также отмечалась необходимость учета анизотропии формы F-слоя при проектировании прямоугольных элементов джозефсоновской магнитной памяти. Практическая реализация таких элементов, а также анализ пределов их миниатюризации, представлены в главе 4 настоящей диссертации.

---

<sup>10</sup> Про SIsFS-элементы памяти см. подробнее в разделе 1.4. Обсуждения перспектив миниатюризации SFS-элементам памяти применимы так же и к SIsFS-элементам, поскольку они используют такой же принцип кодирования информации.

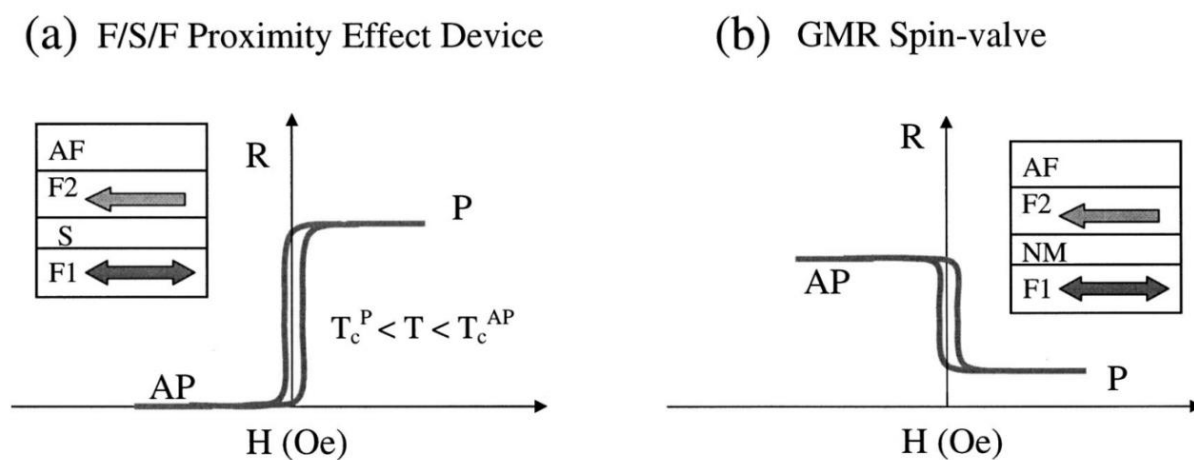


**Рис. 12.** Схематичное изображение принципа кодирования цифровых состояний в квадратных и прямоугольных элементах джозефсоновской магнитной памяти.

В главе 5 исследуется более радикальный метод миниатюризации сверхпроводящих запоминающих элементов: переход от многослойных джозефсоновских контактов типа «сэндвич» к планарным микромостикам ферромагнетик-сверхпроводник-ферромагнетик, демонстрирующим эффект сверхпроводящего спинового клапана (вентиля)<sup>11</sup>. Этот эффект в гибридных структурах с несколькими (например, двумя) F-слоями позволяет управлять проводимостью тонкой разделительной прослойки за счет изменения взаимной ориентации намагниченностей  $M_1$  и  $M_2$  ферромагнетиков [105–107]. Данные устройства (Рис. 13(а)) похожи на слоистые структуры ферромагнетик-нормальный металл-ферромагнетик, в которых наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления (GMR) (Рис. 13(б)). Он проявляется в том, что при антипараллельной ориентации намагниченностей F-слоев сопротивление образца будет больше, чем при параллельной, за счет спиновой поляризации транспортного тока при пересечении F-слоев. В настоящее время разработка и применение подобных устройств на основе эффекта гигантского

<sup>11</sup> Англ. spin valve.

магнитосопротивления (GMR) является интенсивно развивающейся областью науки и техники (см., например, обзор [108]).



**Рис. 13.** Схематическое изображение и зависимость  $R(H)$  сверхпроводящего спинового вентиля на основе FSF-структуры (а) и спинового вентиля GMR (б). Из работы [106].

Использование сверхпроводника (S) между двумя ферромагнитными металлами (F) в качестве разделительного слоя было предложено еще в 1999 г [109, 110] (см. Рис. 13). Обычно FSF-структуру дополняют «якорным» слоем антиферромагнетика, фиксирующим (пиннингуящим) намагниченность одного из F-слоев. Второй F-слой является свободным и может перемагничиваться относительно малыми импульсами внешнего магнитного поля. «Якорный» слой может отсутствовать, в этом случае структура называется сверхпроводящим псевдо спиновым вентиляем<sup>12</sup>. Эффект спинового клапана может наблюдаться также в структурах SFF'-типа [111], в которых два ферромагнетика расположены с одной стороны от сверхпроводящего слоя, разделенные тонким слоем нормального металла (обычно медь, алюминий). Важно, что цифровое состояние здесь кодируется даже не амплитудой, а взаимной ориентацией намагниченностей  $M_1$  и  $M_2$ . В случае прямого эффекта сверхпроводящего спинового клапана для сонаправленных векторов  $M_1$  и  $M_2$  (далее «параллельное» или «P-состояние») критическая температура сверхпроводящего слоя  $T_c$  подавляется значительно из-

<sup>12</sup> В главе 5 слова «сверхпроводящий» и «псевдо» в применении к спиновым вентилям будут опускаться для краткости.



за эффекта близости. При противоположной ориентации  $M_1$  и  $M_2$  (далее «антипараллельное» или «AP-состояние») намагниченности ферромагнитных слоев частично компенсируют друг друга и критическая температура подавляется не так сильно [105–107, 109, 110] (например, см. Рис. 14). Может наблюдаться также обратный эффект сверхпроводящего спинового клапана, при котором критическая температура, наоборот, сильнее подавляется в AP-состоянии [112–114].

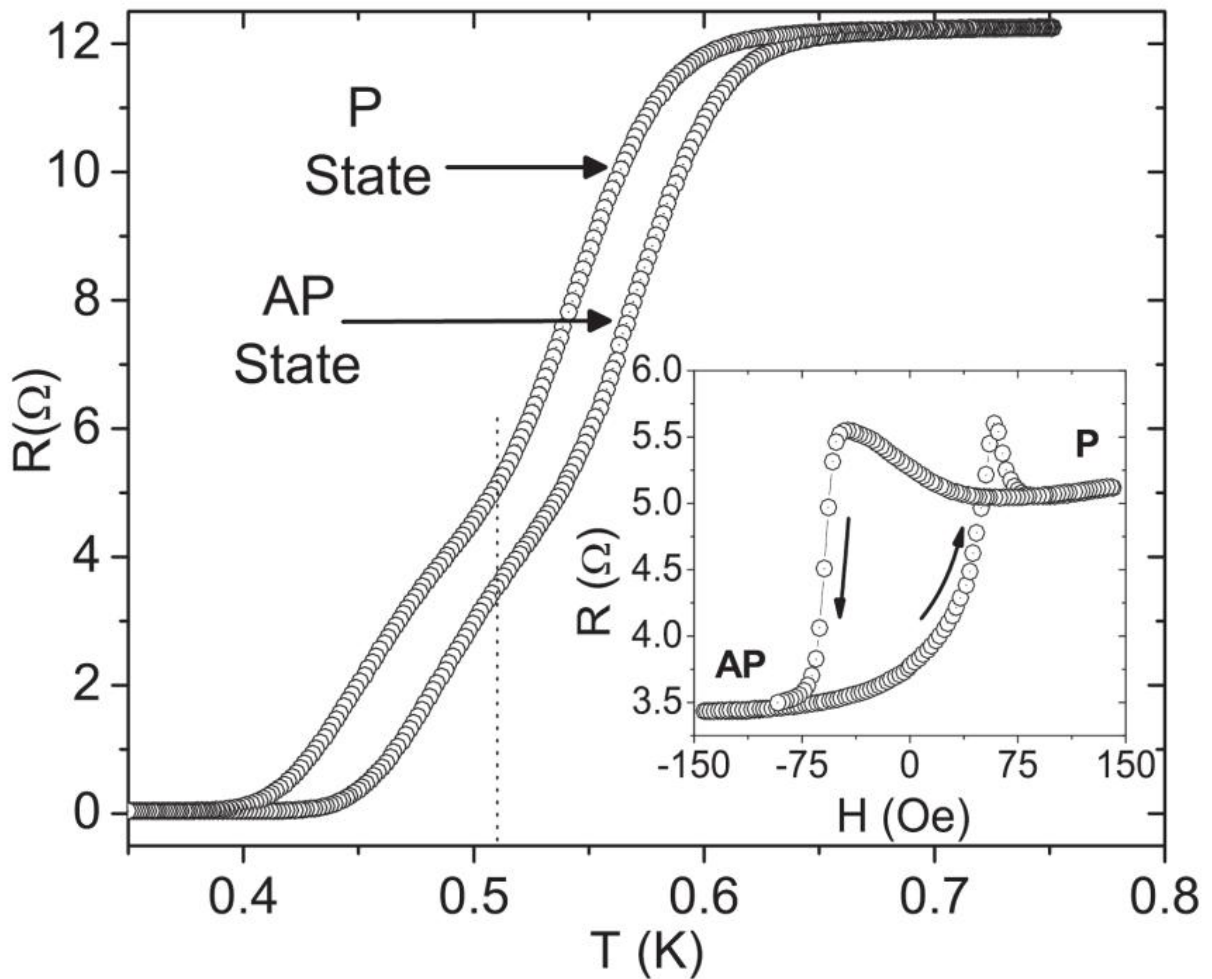


Рис. 14. Зависимость сопротивления от температуры для P- и AP-состояний структуры  $\text{Fe}_{0.50}\text{Mn}_{0.50}\text{-Ni-Nb-Ni}$ , измеренные в полях  $\pm 100$  Э. На вставке магниторезистивная кривая при температуре 0.51 К. Из работы [107].

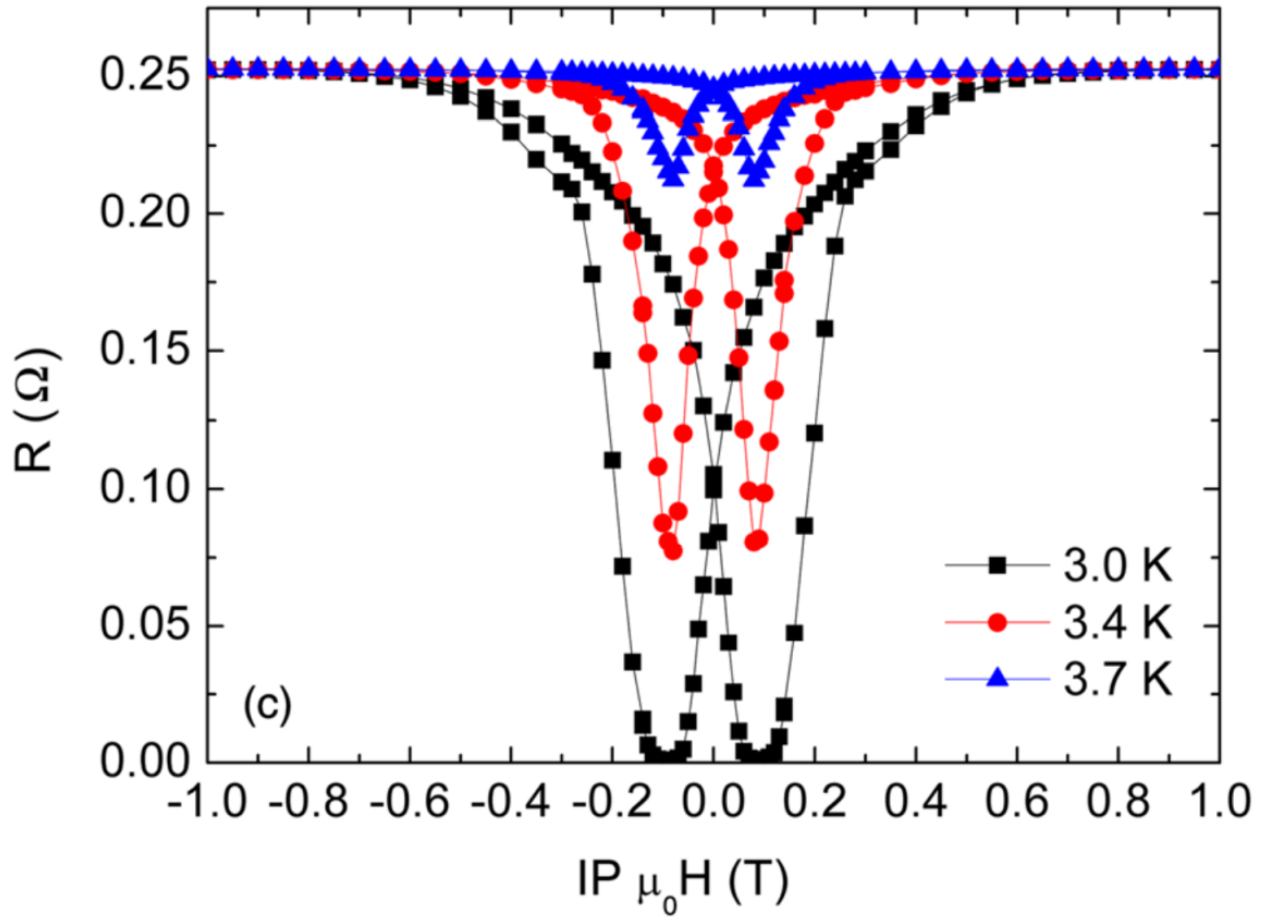


Рис. 15. Магниторезистивные кривые сверхпроводящего псевдо спинового вентиля Nb–Nb при разных температурах. Из работы [115].

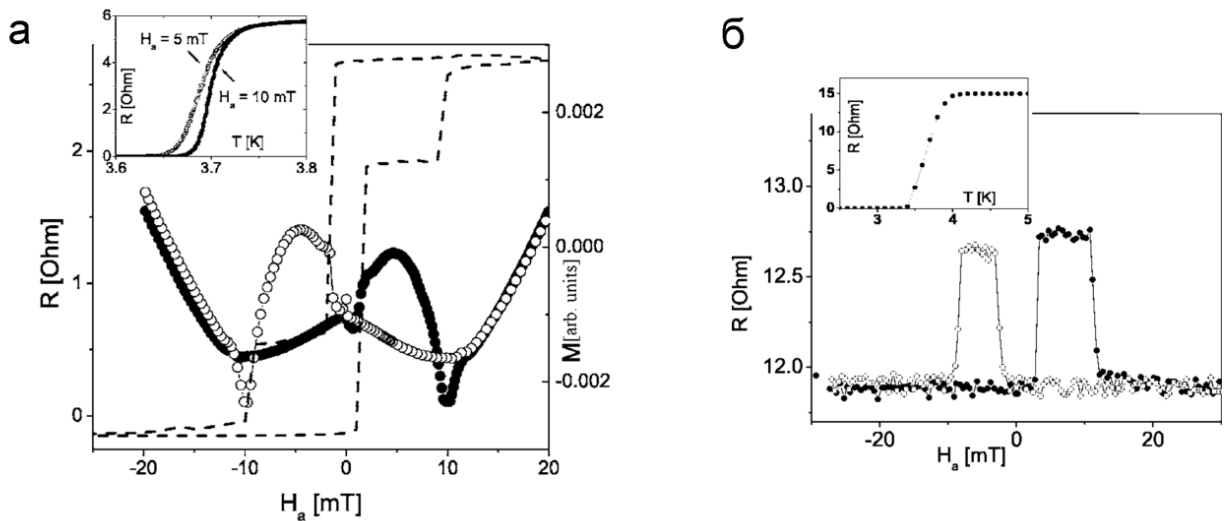


Рис. 16. Магниторезистивные кривые структур Ru–Nb–Ru в случае неструктурированного большого образца (а) и мостика размером  $3 \times 20 \text{ мкм}^2$  (б). Петля гистерезиса показана пунктиром на панели (а). Из работы [113].

Экспериментальные исследования спин-вентильных свойств слоистых FS-структур обычно проводят путем измерения зависимости сопротивления от величины и направления приложенного магнитного поля. На магниторезистивной кривой спин-клапанный эффект проявляется в виде разницы значения сопротивлений в P- и AP-состоянии (см. пример на вставке к Рис. 14). В случае эффекта сверхпроводящего псевдо спинового клапана магниторезистивная кривая имеет гистерезисные провалы (прямой эффект, см. Рис. 15), либо пики (обратный, см. Рис. 16). В работе [116] на структуре  $\text{CoO}_x\text{-Fe-Cu-Fe-In}$  наблюдался переход от прямого эффекта к обратному при увеличении толщины свободного ферромагнитного слоя (см. Рис. 17). Он связан с тем, что квантовая интерференция парной волновой функции куперовской пары, отраженной от обеих сторон  $F_2$ -слоя в структурах  $F_1F_2S$ , может быть как конструктивной, так и деструктивной [117]. Изменение знака магниторезистивного эффекта наблюдалось также в работах [112, 114] на структурах  $\text{Ru-Nb-Ru}$  при изменении температуры. В области сверхпроводящего перехода кривая магнитосопротивления имела гистерезисные пики, а выше перехода – провалы. В данном случае имеет место изменение типа эффекта спинового вентиля от сверхпроводящего при низкой температуре к обычному (FNF-вентиль) при высокой.

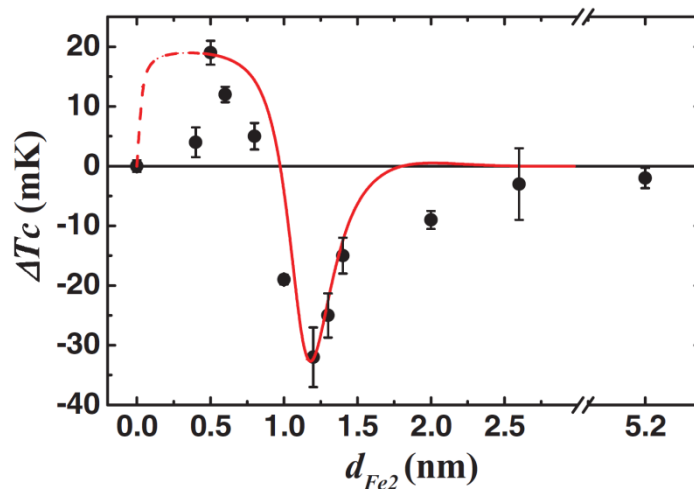


Рис. 17. Разность критических температур в AP- и P-состояниях структуры  $\text{CoO}_x\text{-Fe-Cu-Fe-In}$  в зависимости от толщины свободного ферромагнитного слоя. Из работы [116].

Механизм эффекта также оказывает влияние на знак магниторезистивного эффекта. Если механизм воздействия ферромагнитных слоев связан со спиновым антагонизмом ферромагнетизма и сверхпроводимости (см. раздел 1.2), то в FSF-структурах наблюдается прямой эффект спинового клапана [105–107]. В работах [118, 119] наблюдался обратный эффект спинового клапана, вызванный влиянием полей рассеяния мелкомасштабной доменной структуры на сверхпроводящий параметр порядка в S-слое. Такой эффект наблюдается даже в двухслойных FS-структурах (см., например, [89], Рис. 18). В работе [107] было показано, что эффект влияния полей рассеяния может быть подавлен при использовании перпендикулярного антиферромагнетика, что приводит к изменению знака эффекта спинового клапана. В триплетных спиновых вентилях критическая температура подавляется сильнее (положительный магниторезистивный эффект) при неколлинеарных намагниченностях  $M_1$  и  $M_2$ .

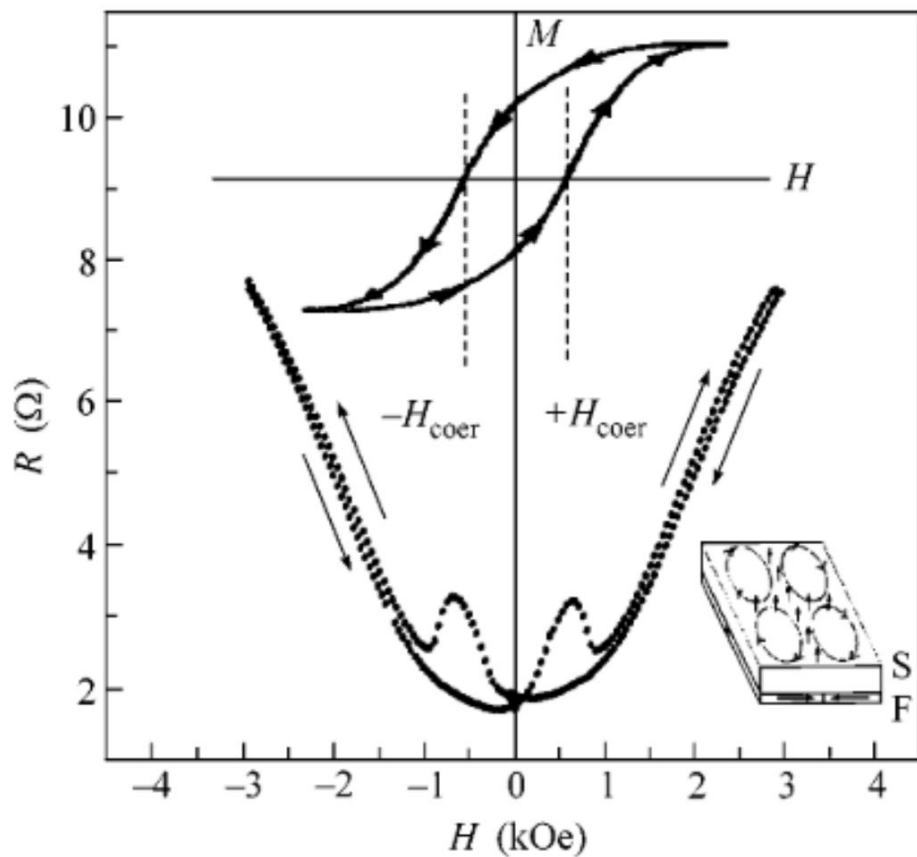


Рис. 18. Магнитосопротивление SF-мостика Nb–Cu<sub>0.43</sub>Ni<sub>0.57</sub>. Стрелки показывают направление развертки магнитного поля. Из работы [89].

За последние 20 лет было опубликовано большое количество работ, посвященных триплетному эффекту спинового клапана: как теоретических (например [117, 120, 121]), так и экспериментальных ([122–131]). Данный эффект определяется нечетной компонентой наведенного в F-слоях параметра порядка, упоминавшейся в разделе 1.2. Наличие триплетного эффекта спинового вентиля детектируется в слоистых  $F_1F_2S$  структурах путем измерения зависимости критической температуры от угла между векторами  $M_1$  и  $M_2$ . Подавление  $T_c$  в этих системах происходит благодаря утечке куперовских пар в F-слой, при этом генерация дальнедействующей триплетной компоненты при неколлинеарных ориентациях намагниченностей открывает дополнительный канал для такой утечки. Триплетные компоненты сверхпроводящего конденсата генерируются из синглетной компоненты, уменьшая ее амплитуду в слое сверхпроводника. Этот эффект может оказаться значительным, поскольку величины синглетной компоненты, индуцированной эффектом близости, и дальнедействующей триплетной компоненты могут оказаться одного порядка вблизи FS-интерфейса. Действительно, максимальная величина изменения критической температуры (1.6 K) была получена именно в триплетных спиновых вентилях при использовании  $CrO_2$  – полуметалла с большой спиновой поляризацией [127, 131]. Надо отметить, что в данной диссертации такие эффекты не исследовались. Более того, конкретный механизм спин-вентильных эффектов не очень важен для обсуждения экспериментальных результатов, полученных в главе 5.

Как уже упоминалось выше, наиболее яркие магниторезистивные эффекты наблюдались при использовании сильных ферромагнетиков или полуметаллов с большой спиновой поляризацией. В главе 5, фактически, исследуется противоположный предел крайне слабого ферромагнетика с температурой Кюри, сопоставимой с критической температурой сверхпроводящего слоя. Сама возможность наблюдения магниторезистивных эффектов при таком выборе материала была неочевидна на момент начала исследований. Дополнительный интерес к изучению спиновых вентилях на основе сплава  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  придают результаты теоретических расчетов, приведенных в статье [132]. В ней было

показано, что многослойный джозефсоновский контакт с расщепленным барьером типа  $[F-S]_n-F$ , состоящий из чередующихся слоев сверхпроводника и ферромагнетика, может иметь существенно разный критический ток для P и AP ориентаций намагниченностей ферромагнитных слоев. Использование сплава  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  очень актуально для изготовления таких структур, в силу его способности пропускать весьма большой бездиссипативный ток в поперечном направлении при весьма большой толщине (см. раздел 1.1). Наблюдение магниторезистивных эффектов в FSF-микромостиках  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ , представленное в главе 5, открывает путь к практической реализации предложенных в [132] сэндвичевых контактов и разработке элементов джозефсоновской магнитной памяти на их основе.

#### 1.4. Быстродействие элементов джозефсоновской магнитной памяти

Одним из важнейших параметров элемента памяти является его быстродействие по отношению к операциям считывания и записи. Как известно, в режиме нестационарного эффекта Джозефсона скорость изменения разности фаз  $\varphi$  определяется напряжением  $U$  согласно соотношению:

$$2eU = \hbar \frac{d\varphi}{dt} \quad (15)$$

или

$$U = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} \quad (16)$$

Поэтому среднему напряжению в резистивном состоянии соответствует характеристическая частота  $f_c = U_c/\Phi_0$ , а минимальное время считывания логического значения (быстродействие) может быть определено как

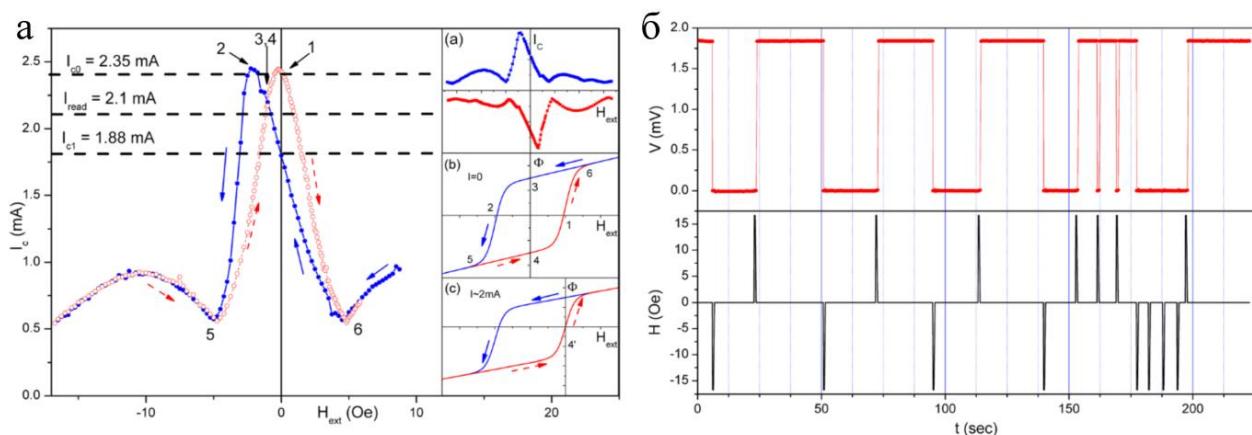
$$\tau = \frac{2\pi\hbar}{2eU_c} = \frac{\Phi_0}{U_c} \quad (17)$$

С точки зрения быстродействия, предложенный в работе [30] элемент памяти на основе SFS-контакта  $Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb$  является не слишком удачным.

Подстановка среднего напряжения в резистивном состоянии  $U_c = 3$  нВ, дает характеристическую частоту около 1.5 МГц, что на 3–4 порядка меньше характеристических частот RSFQ-устройств. Допустимые значения частот лежат в гигагерцовом диапазоне, что соответствует значениям напряжений в резистивном состоянии не менее 1–2 мкВ.

Решение указанной проблемы состоит в добавлении в состав джозефсоновского барьера туннельного слоя  $\text{AlO}_x$ , который обеспечивает большее сопротивление и большее напряжение в резистивном состоянии [31]. Важным элементом является тонкий разделительный слой сверхпроводящего ниобия (SIsFS-контакт). Как отмечено в работах [32, 133], если сверхпроводимость в промежуточном слое ниобия не полностью подавлена, то SIsFS-контакт способен пропускать достаточно большой бездиссипативный ток  $I_c$ . Предыдущие попытки [104, 133, 134] изготовить высокоомный джозефсоновский контакт с ферромагнитным барьером без разделительного слоя (SIFS-контакт) приводили к чрезвычайно малой величине  $I_c$ . Противоположный предел толстых сверхпроводящих разделительных слоев был реализован в работе [135], где в качестве ферромагнитного материала использовался сильный ферромагнетик (Pu).

При практической реализации SIsFS-контактов [31] толщина прослойки ниобия выбирается намного меньшей лондоновской длины, но сопоставимой с длиной когерентности в ниобии (порядка 10 нм). Вследствие малой толщины, разделительный слой обладает большой кинетической индуктивностью на квадрат  $L_{\square} = \mu_0 \lambda^2 / d_S$  [71]. Поэтому вихревые токи, возникающие в SFs-части из-за остаточной намагниченности ферромагнетика  $M_r$ , не могут полностью замкнуться через разделительный слой и частично проникают в нижний сверхпроводящий электрод через туннельный джозефсоновский слой. Таким образом обеспечивается связывание  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  и  $\text{AlO}_x$  в единый 3-слойный джозефсоновский барьер, который обеспечивает одновременно высокое характеристическое напряжение  $U_c = I_c R_N$  и эффект магнитной памяти [31, 104].



**Рис. 19. (а)** Гистерезисная полевая зависимость критического тока шунтированного SIFS-контакта Nb–Al/AIO<sub>x</sub>–Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb. **(б)** Временная зависимость напряжения на не шунтированном SIFS-контакте Nb–Al/AIO<sub>x</sub>–Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb, демонстрирующая его переключение между состояниями «0» и «1» под воздействием периодических импульсов магнитного поля. Из работы [31].

Для считывания цифрового состояния через джозефсоновский контакт пропускается определенный ток смещения  $I_b$  (bias current, на Рис. 19 –  $I_{read}$ ), величина которого лежит между значениями критических токов в двух цифровых состояниях ( $I_{c1} < I_b < I_{c0}$  на Рис. 19(a)). В этом диапазоне состояние высокого критического тока дает нулевое напряжение и может быть названо состоянием «0», а состояние низкого критического тока дает ненулевое напряжение и может быть названо состоянием «1». Выбор тока смещения в этом диапазоне не нарушает работу элемента памяти, но будет влиять на напряжение в резистивном состоянии. Минимальное (нулевое) напряжение будет при выборе  $I_b$  на нижней границе допустимого диапазона токов смещения ( $I_b \approx I_{c1}$ ). Максимальное значение напряжения в резистивном состоянии достигается на верхней границе этого диапазона ( $I_b \approx I_{c0}$ ). При таком выборе тока смещения элемент памяти будет обладать максимальной характеристической частотой, а значит и скоростью чтения. Нормированная ширина допустимого диапазона токов смещения будет далее обозначаться  $r_{BC}$  (bias current range) согласно определению:

$$r_{BC} = \frac{I_{c0} - I_{c1}}{I_c^{(max)}} \quad (18)$$



где  $I_c^{(max)}$  – максимальный критический ток на полевой зависимости  $I_c(H)$ , который достигается при нулевом магнитном потоке через контакт. Эта величина будет использоваться в главах 3 и 4. В SIsFS контактах амплитуда изменения напряжения при магнитном переключении может достигать<sup>13</sup> нескольких мВ (см. Рис. 19(б)), что заведомо достаточно для частотной совместимости с устройствами быстрой одноквантовой логики.

Вопрос о скорости записи цифрового состояния, в целом, сводится к изучению динамики элементарных магнитных моментов F-слоя под действием приложенного магнитного поля. Характерным временным масштабом здесь является период прецессии элементарных магнитных моментов ферромагнетика под действием переменного электромагнитного поля (ферромагнитный резонанс, ФМР). Эксперименты по наблюдению ФМР способны дать множество информации о магнитных свойствах исследуемых объектов, в частности – о кристаллографической анизотропии. В работе [136] изучались монокристаллические объемные образцы разбавленных сплавов на основе палладия и платины. Для сплава  $Pd_{1-x}Fe_x$  с  $x = 0.017$  анизотропия была невелика (см. Рис. 20), а для сплава с более низким содержанием железа ( $x = 0.0025$ ) отсутствовала вовсе. Обнаружено, что осью легкого намагничивания является [111], а осью трудного намагничивания – [100]. Большое количество экспериментов было проведено группой Л. Р. Тагирова при изучении эпитаксиальных слоев. Наиболее интересными для данной диссертации являются результаты измерения анизотропии тонких пленок. В работе [53] было обнаружено, что кристаллографическая анизотропия в плоскости пленки практически отсутствует для состава  $x = 0.014$ , но быстро нарастает при увеличении  $x$ .

---

<sup>13</sup> даже на середине допустимого диапазона токов смещения.

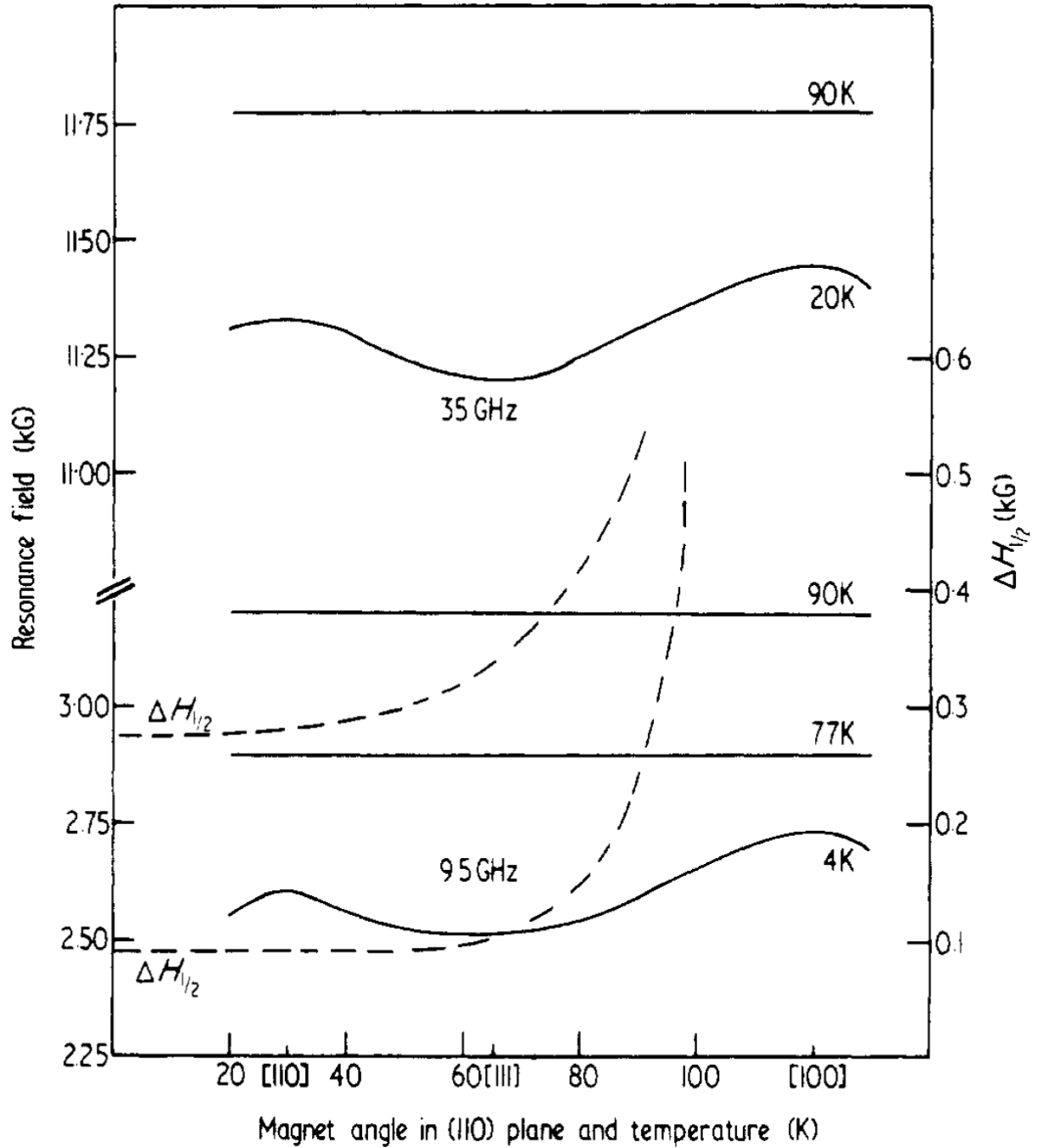


Рис. 20. Данные ФМР для сплава  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$  ( $x = 0.017$ ). Сплошные кривые иллюстрируют анизотропию резонанса при выбранных температурах, пунктирными кривыми показана температурная зависимость ширины линии. Из работы [136].

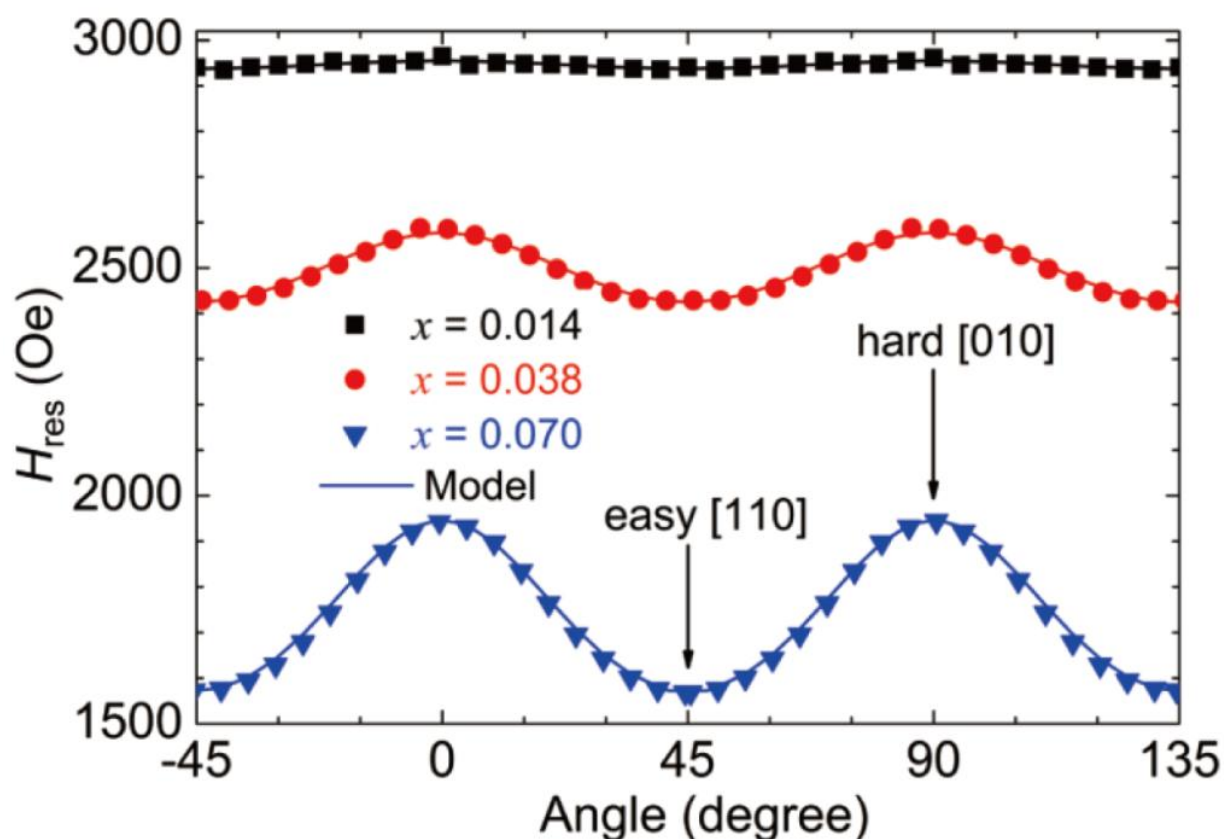


Рис. 21. Угловые зависимости резонансного поля ФМР для измерений в плоскости пленок  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$  с различным содержанием железа. температура измерения  $T = 10$  К для образца  $x = 0.014$  и  $T = 20$  К для  $x = 0.038$  и  $x = 0.070$ . Из работы [53].

В работе [56] было проведено наблюдение линии ферромагнитного резонанса в поликристаллических пленках  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , полученных в тех же технологических условиях, что и в настоящей диссертации. Была обнаружена линия ФМР в диапазоне частот 0.2–1.1 ГГц при приложении магнитных полей  $H=0$ –18 кА/м. Анализ кривых позволил оценить намагниченность насыщения и поле анизотропии при разных температурах. Было показано, что характерный временной масштаб вращения локальных магнитных моментов в тонкопленочных образцах  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  составляет порядка 3–5 нс, что позволяет рассчитывать на достаточно высокое быстродействие при оптимальном выборе технологических параметров. В целом, вопрос о скорости записи цифрового состояния в элементах джозефсоновской магнитной памяти на основе  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  является предметом будущих исследований.

В главе 3 настоящей диссертации был изучен вопрос о возможности микроволнового стимулирования перемагничивания исследуемых элементов джозефсоновской магнитной памяти на основе сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . В первой работе, посвященной стимулированному перемагничиванию, была дана наглядная модель этого процесса [137]. Рассмотрим частицу идеального магнитного материала, в которой обменное взаимодействие удерживает все спины параллельно друг другу. В элементарном объеме ферромагнетика каждый спин находится в потенциальном поле, учитывающем обменное взаимодействие, магнитную анизотропию материала и магнитостатическое взаимодействие. Потенциальная энергия  $E$  этого поля может быть записана как:

$$E(\vec{M}, \vec{H}) = E_0(\vec{M}) - \mu_0 V (\vec{M} \cdot \vec{H}) \quad (19)$$

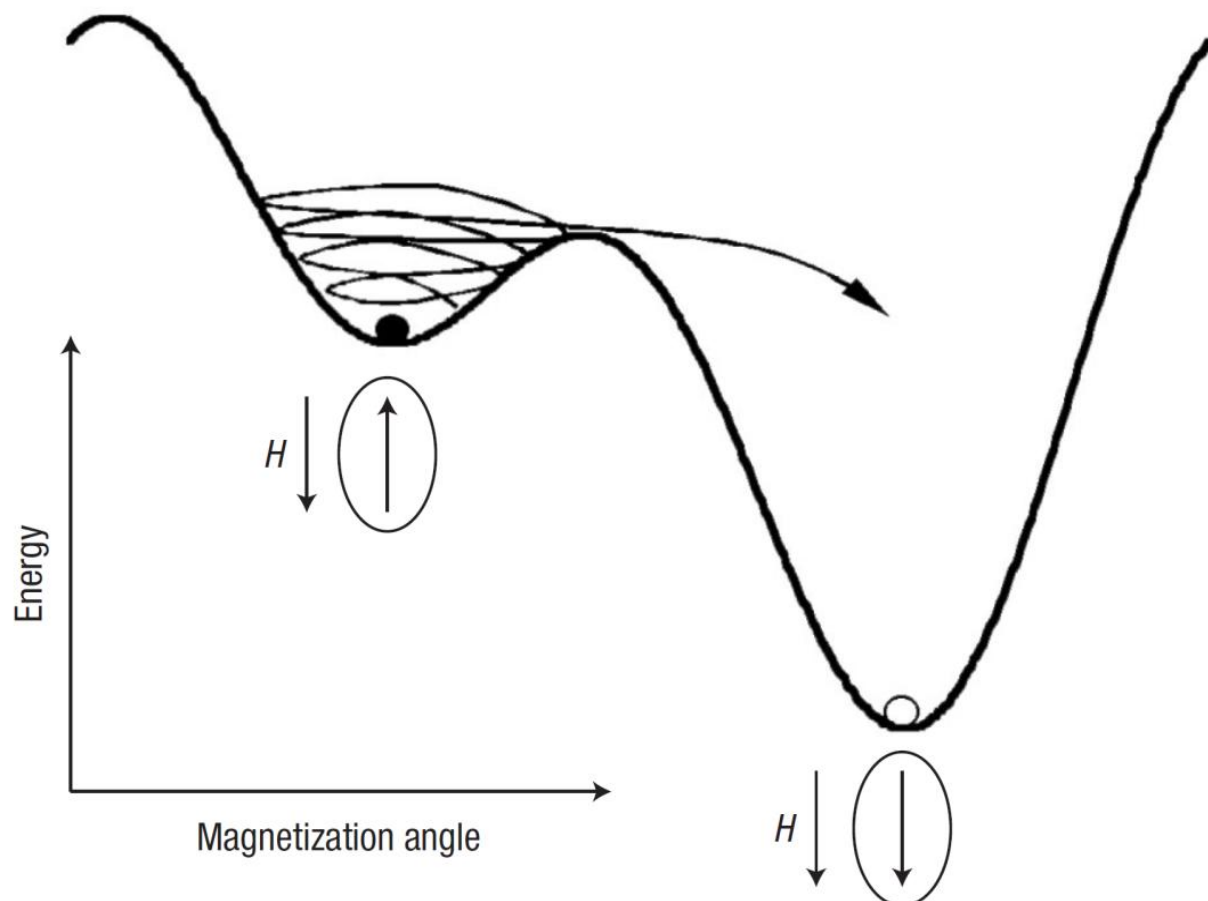
Здесь  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $V$  и  $\vec{M}$  – объем и намагниченность частицы соответственно,  $\vec{H}$  – приложенное магнитное поле и  $E_0(\vec{M})$  – эффективная энергия магнитной анизотропии. Эффективная энергия определяет энергетически выгодное направление магнитного момента (легкую ось) и, фактически, формирует для частицы двухъямный потенциал в случае одноосной анизотропии (см. Рис. 22). При приложении внешнего магнитного поля параллельно легкой оси, одна из ям становится метастабильной. В определенном поле, называемом полем переключения, энергетический барьер между двумя ямами исчезает, и намагниченность скачком меняется на противоположную. Динамика этого процесса описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гилберта (ЛЛГ):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \left[ \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right] \quad (20)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение, а  $\alpha$  – параметр затухания. Первое слагаемое в правой части уравнения описывает прецессию магнитного момента  $M$  под действием эффективного поля  $\vec{H}_{eff}$ , а второе – феноменологически описывает процессы затухания. Эти процессы позволяют частице достичь состояния с минимальной энергией и обеспечивают его устойчивость. Эффективное поле  $\vec{H}_{eff}$

складывается из приложенного поля  $\vec{H}$  и эффективного поля анизотропии. С точки зрения термодинамики, поле  $\vec{H}_{eff}$  можно определить как производную потенциала (17) по намагниченности  $\vec{M}$ :

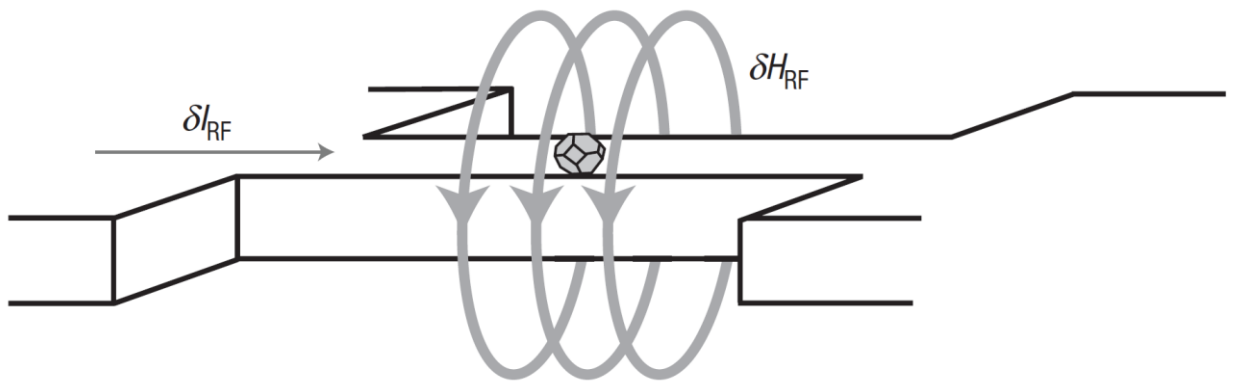
$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 V} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}} \quad (21)$$



**Рис. 22.** Зависимость потенциальной энергии магнитной наночастицы от ориентации намагниченности. Из работы [137].

Метод микроволнового стимулирования предполагает использование микроволнового сигнала для возбуждения прецессии. При этом, за счет поглощения энергии переменного поля энергия частицы увеличивается. Она выходит из метастабильного положения равновесия, может преодолеть потенциальный барьер и перейти в стабильное состояние (см. Рис. 22). Таким образом, переключение намагниченности частицы под воздействием СВЧ может происходить в меньших магнитных полях, чем без СВЧ. Этот процесс называется

микроволновым стимулированием переключения намагниченности <sup>14</sup>, а соответствующее поле – полем переключения. Другими словами, при приложении микроволнового сигнала происходит уменьшение поля переключения. Очевидно, что эффективность этого метода (основанного на возбуждении прецессии) будет максимальной при совпадении частот переменного поля и ферромагнитного резонанса (ФМР). В этом случае энергия электромагнитного поля будет эффективно трансформироваться в энергию прецессионного движения, поэтому даже незначительной мощности СВЧ будет достаточно для подавления величины поля переключения. Тем не менее, даже при несовпадении частот эффект стимулирования может быть значительным [138, 139].



**Рис. 23.** Ниобиевый микрополосковый антенный элемент в составе СКВИДа с расположенной на нем наночастицей кобальта размером 20 нм. Из работы [137].

В течение последних 20 лет MAMR-эффект активно исследовался экспериментально и теоретически (см., например, обзор [140], а также более поздние статьи [141, 142]). В работе [137] исследовалось перемагничивание отдельной наночастицы кобальта размером около 20 нм, расположенной на ниобиевом микрополосковом антенном элементе, который одновременно использовался для создания переменного магнитного поля. Данный микрополосковый антенный элемент входил в состав планарного двухконтактного СКВИДа, который использовался для детектирования

<sup>14</sup> MAMS – Microwave Assisted Magnetic Switching. Наряду с этим названием в литературе используются и другие. Из них наиболее подходящим для экспериментов в главе 3 является MAMR – Microwave Assisted Magnetization Reversal – микроволновое стимулирование перемагничивания. Далее будет использоваться именно такое название эффекта.

переворота намагниченности наночастицы. Переключение намагниченности кристаллита при достижении магнитным полем пороговой величины (поля переключения  $H_{sw}$ ) детектировалось по скачкообразному изменению критического тока и напряжения на датчике, вызванного изменением магнитного потока через контур СКВИДа. Было показано, что приложение микроволнового импульса длительностью до 10 нс при частоте от 2.4 ГГц до 4.4 ГГц способно существенно подавить величину поля переключения при криогенных температурах. В работе [143] аналогичным методом авторы исследовали на порядок меньшие частицы кобальта (около 2 нм), которые были включены в состав изолирующей матрицы из Si, Ge или MgO. В диапазоне магнитных полей порядка  $\pm 1$  кЭ было обнаружено существенное подавление поля переключения при длительности СВЧ-импульсов более 1 нс при частоте 5–6 ГГц.

При исследовании монокристаллических ферромагнетиков двухъямный потенциал создается, в основном, за счет кристаллической анизотропии. Однако такой же эффект можно получить за счет анизотропии формы. Например, в работе [139] представлены результаты исследования тонкопленочных шестиугольных элементов из пермаллоя<sup>15</sup> толщиной 2 нм, и размерами  $0.7 \times 1.4$  мкм<sup>2</sup> и  $1.5 \times 3$  мкм<sup>2</sup> (соотношение сторон 1:2). Данные образцы обладали стабильным монодоменным состоянием при комнатной температуре по данным измерений при помощи магнитооптического эффекта Керра с разрешением по времени (TRMOKE). При отсутствии СВЧ-облучения петля гистерезиса была близка к квадратной, с полем переключения около 3–5 Э (см Рис. 24(a)). При приложении СВЧ-сигнала было обнаружено постепенное уменьшение ширины петли гистерезиса, вплоть до нулевого коэрцитивного поля (см. Рис. 24(d)). Сравнение измерений при разных частотах показало, что наиболее эффективное подавление коэрцитивного поля наблюдается при частотах, близких к ферромагнитному резонансу (около 400 МГц). Тем не менее, заметный MAMR-эффект наблюдался и при более высоких частотах (см Рис. 25).

---

<sup>15</sup> Py, Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> или близкие по составу сплавы.

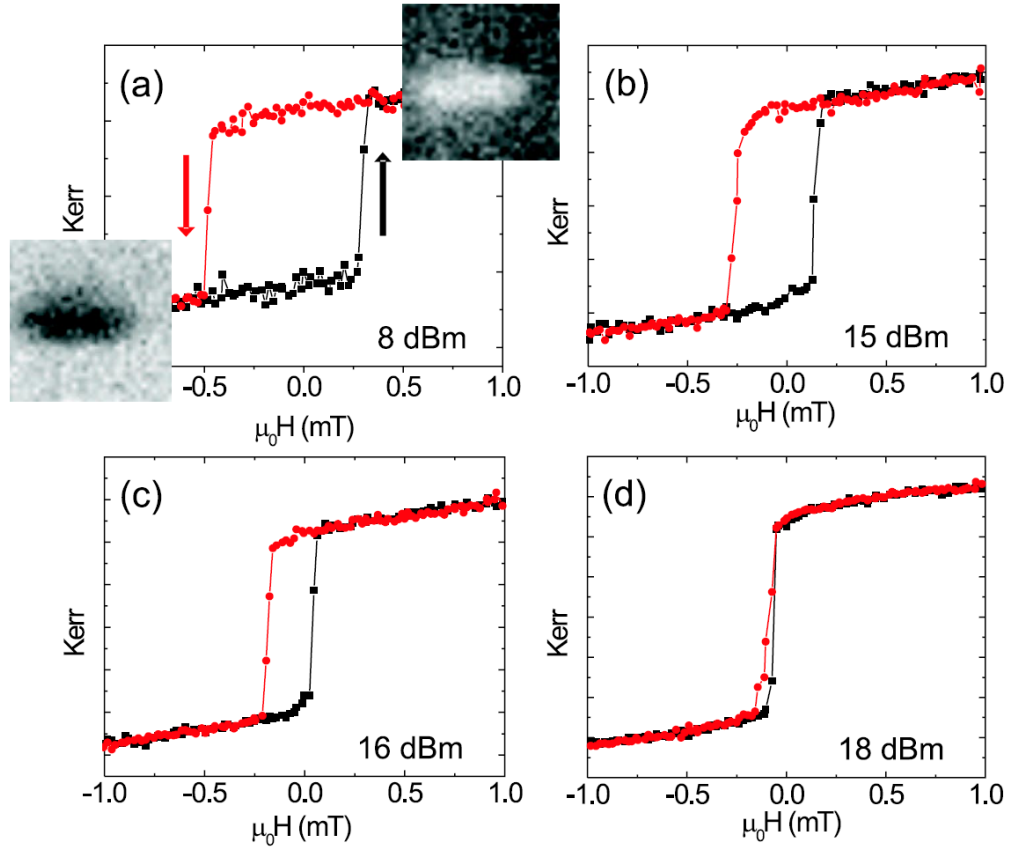


Рис. 24. Серия петель гистерезиса для шестиугольного образца  $1.5 \times 3 \text{ мкм}^2$  в зависимости от мощности СВЧ-излучения при частоте 2 ГГц. Из работы [139].

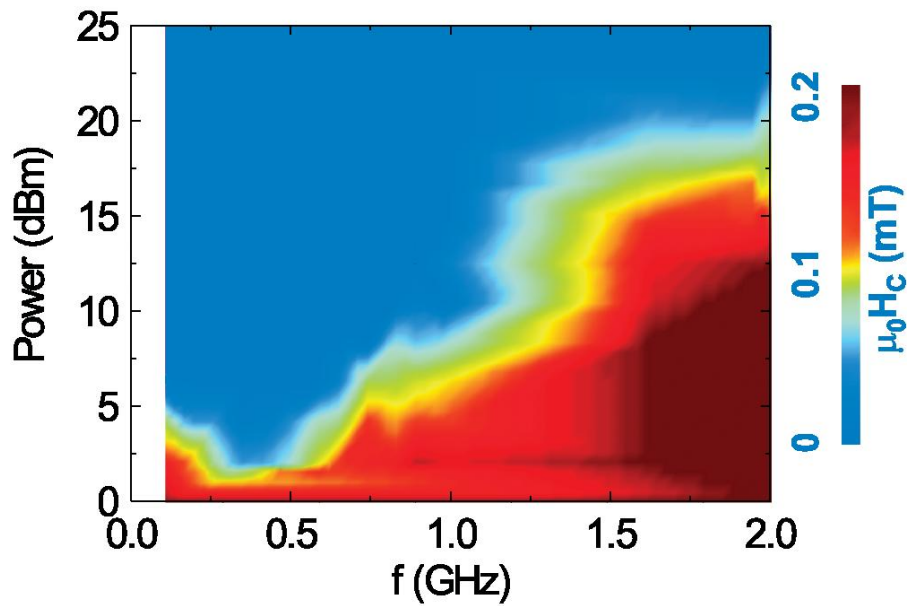


Рис. 25. Коэрцитивное поле шестиугольного образца  $1.5 \times 3 \text{ мкм}^2$  в зависимости от мощности и частоты микроволнового излучения. Из работы [139].



В работе [138] были получены похожие результаты для образцов  $\text{Ru}$  размером  $0.36 \times 2.4 \text{ мкм}^2$  и толщиной 35 нм. Стабильное монокломенное состояние образцов при комнатной температуре проверялось методом магнитно-силовой микроскопии (Рис. 26(d)). Увеличенное значение соотношения сторон привело к увеличению коэрцитивного поля до 150–200 Э (см Рис. 26(e)) и частоты ферромагнитного резонанса до величин 6–8 ГГц. Было показано, что приложение СВЧ-поля около 6 ГГц совместно с постоянным магнитным полем порядка 140 Э (т.е. немного ниже коэрцитивного) приводит к увеличению вероятности разворота намагниченности образцов в массиве (Рис. 27). Этот эффект не наблюдается для таких же образцов из тонкопленочных слоев кобальта, в которых наблюдалось образование доменной структуры (см. Рис. 26(a)–(c) и Рис. 27).

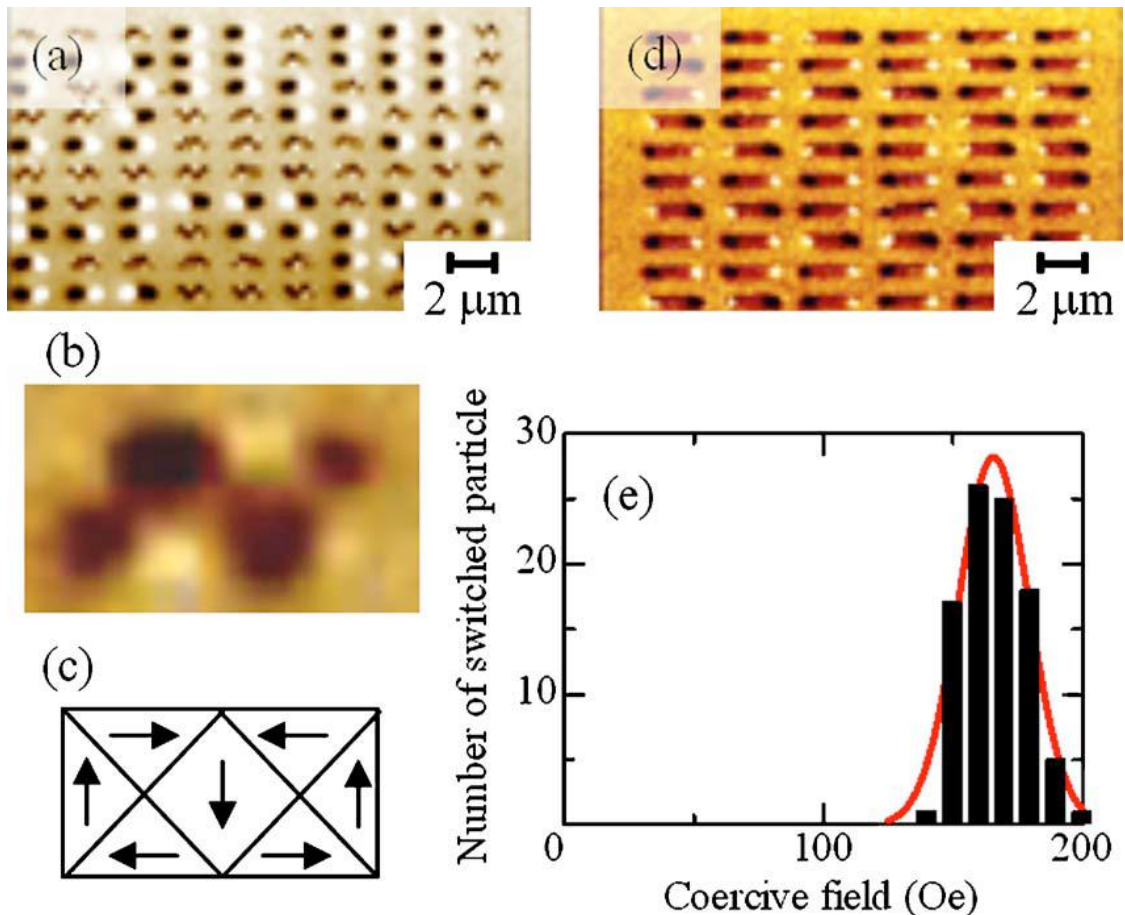


Рис. 26. (a) MFM изображение частиц кобальта толщиной 46 нм и размером  $1.3 \times 0.36 \text{ мкм}^2$  после приложения поля  $-220 \text{ Э}$ . (b) Увеличенное MFM изображение частицы  $\text{Co}$ . (c) соответствующая магнитная конфигурация. (d) MFM изображение частиц пермаллоя толщиной 35 нм и размером  $2.4 \times 0.36 \text{ мкм}^2$  после приложения поля  $-150 \text{ Э}$ . (e) Гистограмма распределения поэрцитивного поля в массиве частиц  $\text{Ru}$ . Из работы [138].

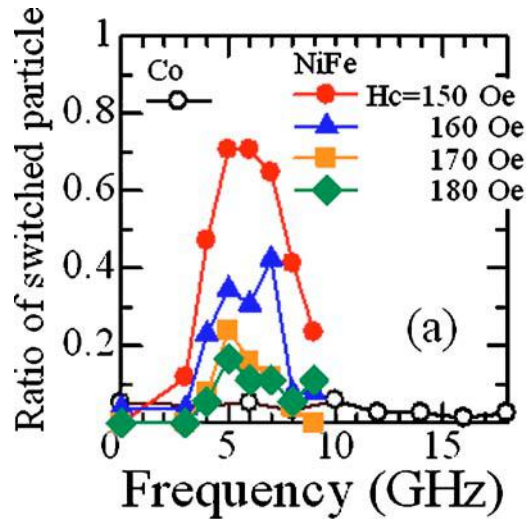


Рис. 27. Доля перемагнитившихся части Ru и Co в зависимости от частоты микроволнового излучения. Из работы [138].

Образцы, обладающие непрерывной петлей гистерезиса<sup>16</sup>, перемагничивание которых происходит через образование и изменение доменной структуры или иного магнитно неоднородного состояния, не могут рассматриваться в рамках вышеописанной простой модели переключения, вследствие отсутствия как такого переключения и некогерентности прецессии из-за различного  $\vec{H}_{eff}$ .<sup>17</sup> Однако, эффект стимулированного перемагничивания наблюдался и для таких образцов. Экспериментально он проявляется в уменьшении коэрцитивного поля под воздействием микроволнового излучения. В работе [144] исследовались двухслойные образцы CoPtCr–SiO<sub>2</sub>–VO<sub>2</sub>/CoPtCr с помощью наблюдения аномального эффекта Холла. Было показано, что в широком диапазоне частот (1–22 ГГц) наблюдается уменьшение коэрцитивного поля (Рис. 28(b)). Кроме того, петля становится более полой (Рис. 28(a),(c)), что свидетельствует о большем влиянии микроволнового сигнала на процессы зарождения, чем на процессы насыщения. В работе [141] исследовались сложные композитные среды, и было обнаружено подавление коэрцитивного поля вплоть до 60% (см. Рис. 29(b)) при частотах около 20 ГГц.

<sup>16</sup> К которым относятся изготовленные и исследованные в ходе диссертационной работы образцы со слоями Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>.

<sup>17</sup> Поскольку  $H_{eff}$  зависит от намагниченности, то магнитно неоднородное состояние обладает также и неоднородным полем  $H_{eff}$ .

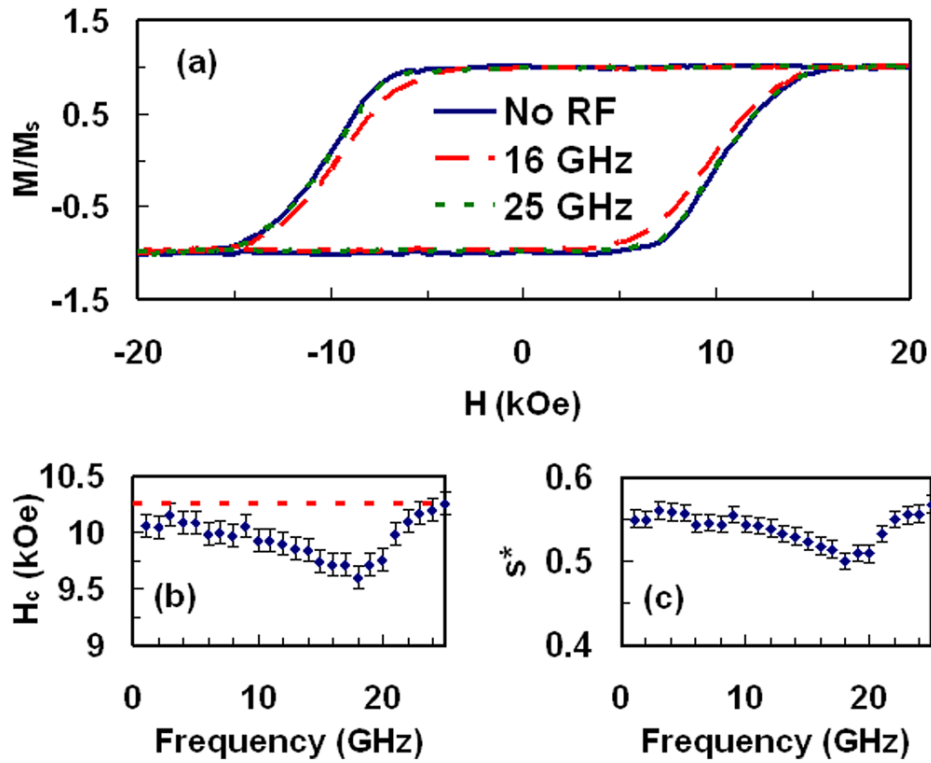


Рис. 28. (а) Петли гистерезиса в отсутствие (синяя кривая) и в присутствии микроволнового поля частотой 16 ГГц (красная кривая) и 25 ГГц (зеленая кривая). (b) Коэрцитивное поле и (c) «квадратность» петли гистерезиса  $S^* = 1 - \left( \frac{dM}{dH} \Big|_{H_c} \frac{H_c}{M_s} \right)^{-1}$ . Из работы [144].

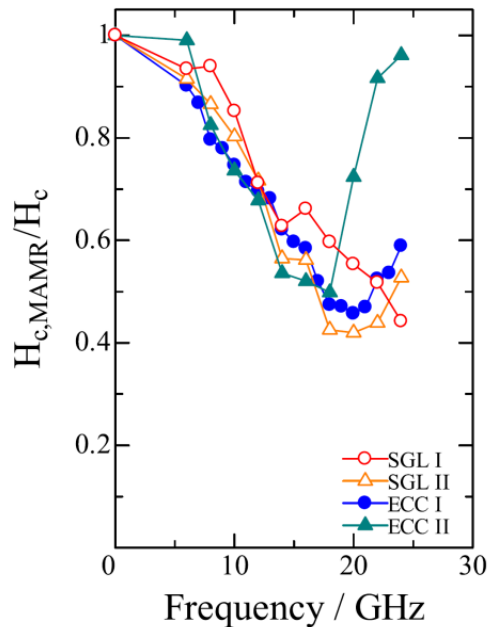


Рис. 29. Зависимость коэрцитивного поля, нормированного на значение коэрцитивного поля в отсутствие СВЧ, от частоты приложенного микроволнового сигнала. Из работы [141].

Актуальность описанных исследований связана с применением MAMR-эффекта для улучшения характеристик жестких дисков (HDD), таких как плотность записи, частота возникновения ошибок (bit error rate), фазовое дрожание цифрового сигнала данных (jitter) [142] и т.д.. В работе [145] MAMR-эффект был использован для селективного перемагничивания слоев многослойной структуры. Эксперимент был основан на пороговой зависимости MAMR-эффекта от частоты приложенного сигнала. Если пороговой частотной зависимости MAMR-эффекта нет [138, 139, 141, 144], то задача селективного воздействия на элемент памяти может решаться за счет адресации микроволнового сигнала. Такой метод применяется, например, при исследовании массивов сверхпроводящих кубитов (см. например, [146]), которые связываются для этого со сверхпроводящими резонаторами с заранее спроектированными индивидуальными резонансными частотами. Однако возможность использования MAMR-эффекта для адресации элементов сверхпроводниковой памяти, исследуемых в настоящей диссертации, заранее неочевидна. Действительно, в отличие от ранее проводившихся экспериментов, записывающей средой является изотропный ферромагнетик с очень малой температурой Кюри. Более того, внешние слои элемента памяти представляют собой сверхпроводники, обладающие свойством экранировки приложенного магнитного поля. Однако, как показано в главе 3, MAMR-эффект в джозефсоновских сэндвичах также может наблюдаться, что позволяет рассчитывать на использование его потенциала при разработке перспективных запоминающих устройств цифровой сверхпроводящей электроники.

## Глава 2. Методы изготовления образцов и проведения экспериментов

### 2.1. Ионно-плазменное осаждение металлических слоев

Осаждение металлических слоев ( $\text{Nb}$  и  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ ) производилось с использованием установки ионно-плазменного осаждения, изготовленной ранее силами коллектива лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН. В целом, устройство установки было классическим, однако некоторые детали заслуживают рассмотрения. Установка базировалась на массивном столе, плоскость которого содержала большое количество высоковакуумных вводов для подключения насосов, вакуумметров, а также для блоков распыления (магнетронов или ВЧ-катодов), использовавшихся для осаждения металлов. Для монтажа блоков распыления были доступны четыре позиции, две из которых (№ III и № IX на Рис. 30(a)) использовались для осаждения слоев ниобия и  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Позиция № VI использовалась для осаждения дополнительных материалов (например, алюминий), а позиция № XII была пустой (не содержала блока распыления), так как использовалась для ионного травления подложки.

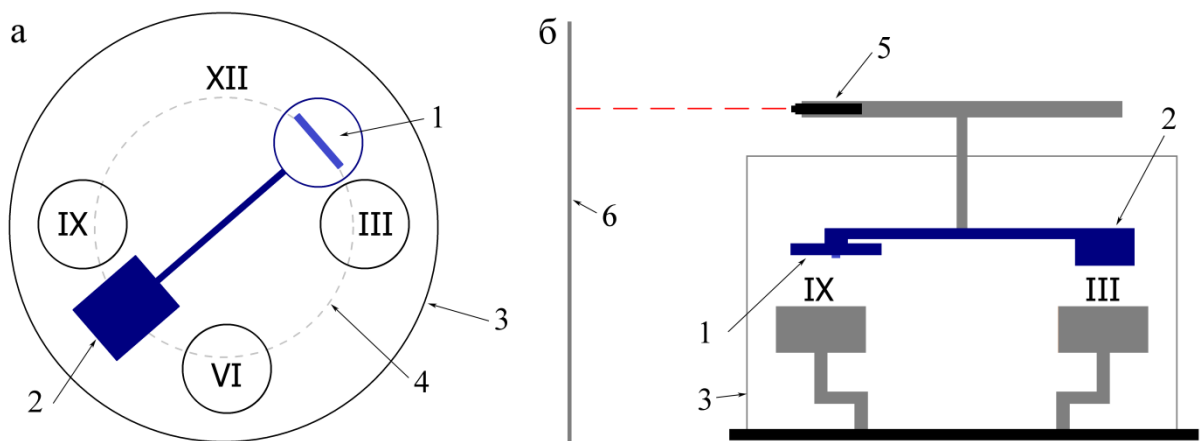
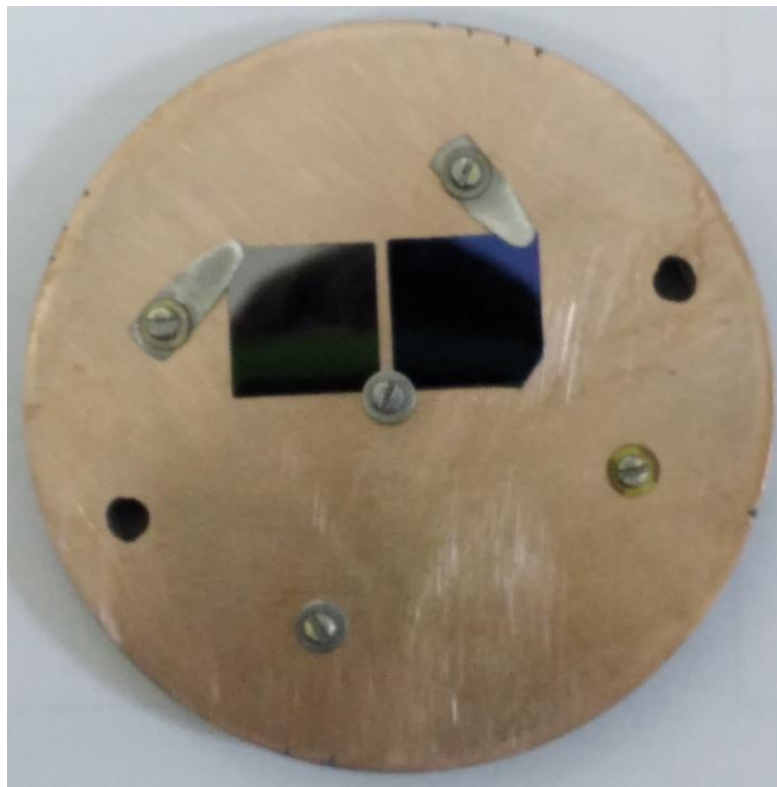


Рис. 30. Схема вакуумной камеры установки ионно-плазменного осаждения тонких пленок: (а) вид сверху, (б) вид сбоку. Синим цветом показан подложкодержатель, на котором расположен съемный столик с образцом (1) и кварцевый датчик (2). Остальные обозначения: 3 – крышка камеры, 4 – траектория движения центра столика, 5 – лазер, 6 – экран. Римскими цифрами указаны номера позиций (см. обсуждение в тексте).

Поскольку распыление происходило в направлении «снизу вверх» (см. Рис. 30(б)), подложка закреплялась на специальном подложкодержателе, смонтированном на крышке установки. Подложкодержатель состоял из двух частей: съемного «столика», на котором закреплялись подложки (см. Рис. 31), и «поворотного блока», который позволял перемещать подложку между мишенями в ходе вакуумного цикла. Ось вращения поворотного блока совпадала с осью симметрии камеры. Поворот производился вручную при помощи специальных ручек, в которые были установлены лазерные указки для проецирования луча на удаленный экран (см Рис. 30). Лазерный луч совмещался с меткой на экране, находящемся на расстоянии примерно 1.1 м от оси вращения ручек, что в 10 раз превышало радиус траектории движения столика. Воспроизводимость положения подложкодержателя составляла, ориентировочно, 100–200 мкм благодаря большому отношению радиуса движения подложки и расстояния до экрана. Это обеспечивало высокую воспроизводимость профилей тонкопленочных слоев, необходимую при изготовлении структур.



**Рис. 31. Фотография столика подложкодержателя с закрепленными на нем подложками.**

Вакуумная часть поворотного блока имела Т-образную форму (см. Рис. 30(б)), и лишь одно из плеч использовалось для установки образца. Во втором плече был смонтирован датчик кварцевого толщиномера, использовавшийся для контроля скорости осаждения. Конструктивные особенности камеры не позволяли производить измерение скорости осаждения непосредственно в ходе напыления, поэтому контроль скорости производился до и после напыления тонкопленочного слоя  $\text{Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}$ . Различие скоростей осаждения «до» и «после» осаждения составляло менее 1% (Рис. 32(а)). Высокая воспроизводимость положения толщиномера при контрольных измерениях также обеспечивалась при помощи проецирования лазерного луча на удаленный экран.

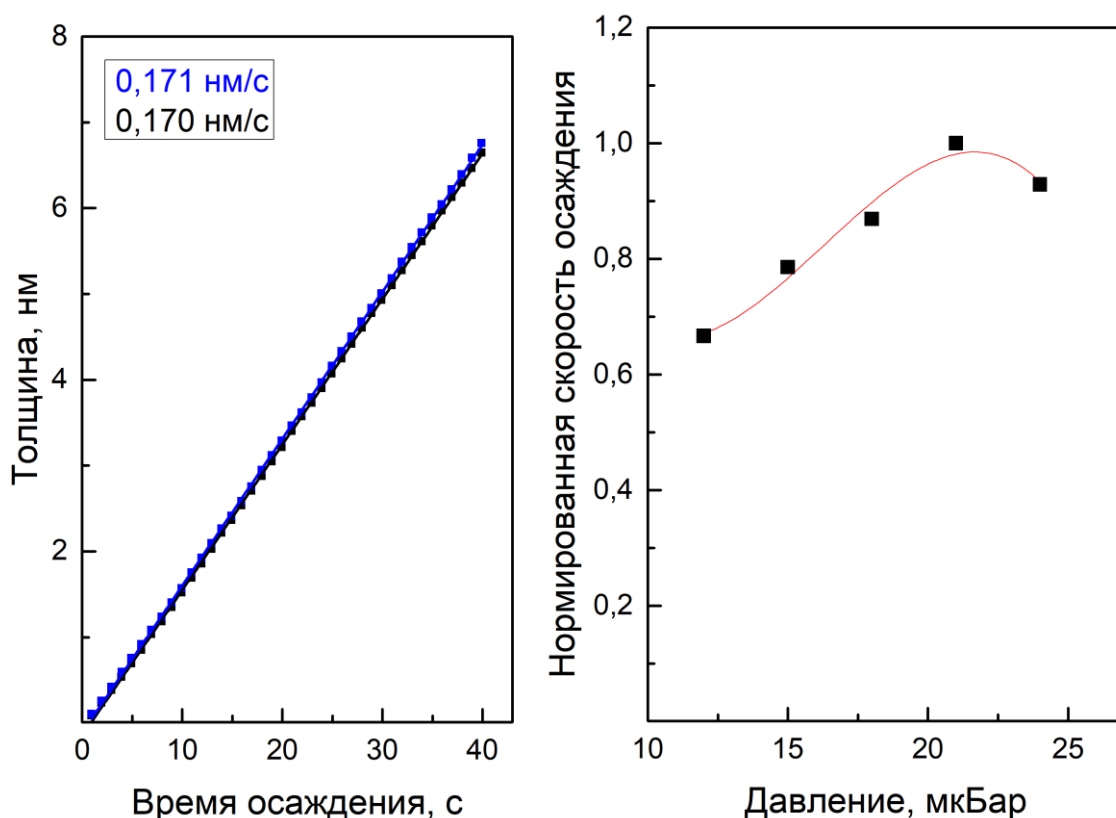


Рис. 32. (а) Зависимость толщины пленки  $\text{Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}$ , осажденной на датчик толщиномера, от времени. Точки – показания толщиномера, прямые – линейные аппроксимации. Два набора данных соответствуют предварительному и последующему контролю скорости осаждения. (б) Зависимость отклика датчика толщиномера, установленного в оптимальной позиции, от давления аргона. Точки – экспериментальные данные, красная линия – аппроксимация полиномом третьей степени, проведенная для удобства восприятия.

Осаждение ферромагнитного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  производилось с помощью ВЧ-распыления при напряжении смещения 1 кВ и давлении аргона  $2.1 \cdot 10^{-2}$  мбар. Давление выбиралось из условия максимальности скорости осаждения над центром мишени (Рис. 32(б)). Скорость осаждения была одинаковой на временах, как минимум, 200–300 с. Напыления большей длительности в рамках работы над диссертацией не проводились. Уточненное значение содержания железа, измеренное в ходе работы над настоящей диссертацией при помощи сканирующего электронного микроскопа Центра Коллективного Пользования ИФТТ РАН, составляет примерно 1.25%. Данные рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии дали оценку концентрации железа 1.1–1.5%.

В целом, конструкция установки обеспечивала базовый вакуум лучше  $2 \cdot 10^{-6}$  мБар перед началом осаждения. Предварительное распыление ниобия в ходе подготовки мишени (около 200 сек) позволяло улучшить вакуум еще примерно в два раза за счет хемосорбции. Осаждение ниобия производилось с использованием dc-магнетрона при давлении аргона  $8 \cdot 10^{-3}$  мбар, токе разряда 2.0 А и мощности 0.9 кВт. Скорость осаждения ниобия при этих параметрах составляла около 7 нм/с. Такой режим использовался для осаждения достаточно толстых слоев ниобия (120–200 нм). Для малых толщин (10–15 нм, см. главу 5) такой режим был неудобен из-за слишком малого времени напыления. Кроме того, осаждение тонких слоев производилось на длинную подложку (60 мм), размер которой был сопоставим с радиусом мишени (75 мм) и, поэтому, с характерным размером неоднородности профиля осаждения. В таких случаях использовался метод протяжки (см., например, [90]), в котором подложка перемещается над магнетроном во время распыления с некоторой эмпирически подобранной скоростью. Для этой цели на крышке камеры был закреплен электродвигатель, который поворачивал подложкодержатель на 90 градусов в течение четырех секунд. На Рис. 33, траектория центра столика при протяжке показана красной пунктирной линией. Толщина тонкопленочных слоев ниобия (11–15 нм) регулировалась с помощью тока разряда в пределах 2.0–3.0 А.



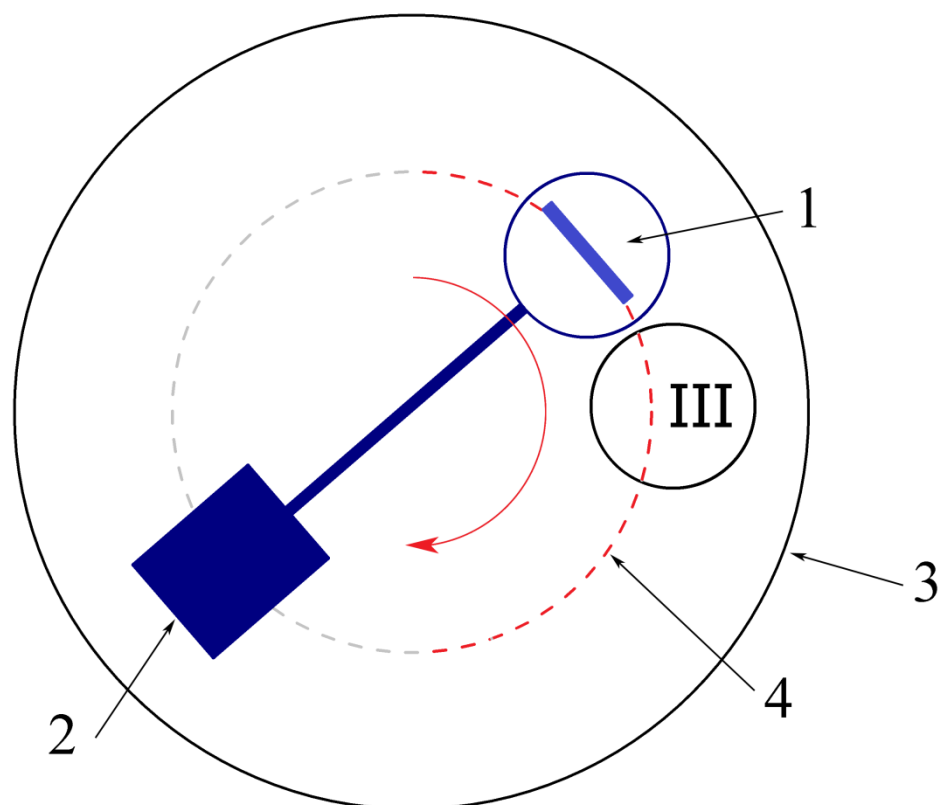
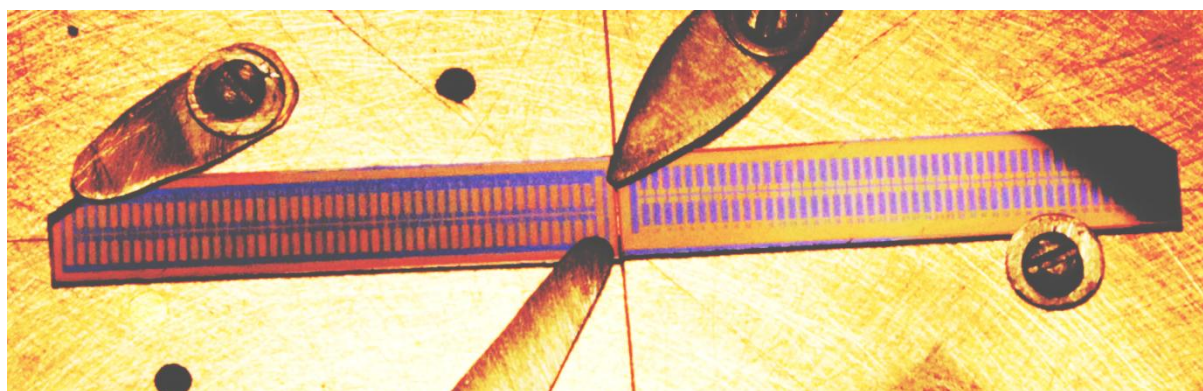


Рис. 33. Схема движения столика подложкодержателя относительно мишени при осаждении ниобия методом протяжки. Синим цветом показан подложкодержатель, на котором расположен съемный столик с образцом (1) и кварцевый датчик (2). Остальные обозначения: 3 – крышка камеры, 4 – траектория движения центра столика, красным выделен участок, проходимый столиком при протяжке. Римской цифрой III указана позиция ниобиевой мишени.

## 2.2. Исследование профилей осаждения металлических слоев

Важным технологическим аспектом настоящей диссертации является внедрение методов контроля скорости осаждения металлических слоев, а также освоение метода клина [90, 147] для исследования зависимости свойств гибридных структур ферромагнетик-сверхпроводник от толщины F-слоя (или F-слоев). Этот метод предполагает осаждение на подложку неоднородного F-слоя с заранее известной координатной зависимостью толщины. В данном разделе будет описана процедура изучения профилей осаждения тонкопленочных слоев, поскольку контроль толщины слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  и Nb является важной частью экспериментов, описанных в главе 5. В целом, метод предполагал осаждение изучаемого материала (Nb,  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ ) на длинную подложку  $60 \times 6$  мм с заранее

сформированной фоторезистивной маской (см. Рис. 34); взрывную фотолитографию в горячем диметилформамиде (ДМФА), нагретом до температуры кипения около 167 К; и последующие измерения на профилометре Talystep фирмы Taylor Hobson. Для фотолитографии использовались позитивные фоторезисты s1811 и s1813, которые с помощью центрифуги с вакуумным присосом наносились на предварительно очищенную ацетоном и дистиллированной водой подложку, а затем полимеризовались в течение 15 минут при 90°С. Экспонирование производилось при помощи ртутной лампы ДРШ-350, находящей внутри металлического охлаждаемого корпуса. Установка для экспонирования также включала в себя оптический микроскоп и систему вакуумных подсосов для фиксации заготовки и шаблона. Заготовка закреплялась на подвижном вращающемся столике, а шаблон – на вращающейся подставке, что позволяло добиться точного совмещения рисунка при многоступенчатом процессе в разделе 2.3. Проявление проводилось в 0.8%-ном водном растворе гидроксида калия (КОН) в течение 15–20 секунд, после чего подложка промывалась в дистиллированной воде. При взрывной фотолитографии на рабочих и калибровочных образцах применялся горячий ДМФА. Для удаления фоторезиста на рабочих образцах после процессов ионного, химического или плазмохимического травления мог использоваться ацетон.



**Рис. 34. Фотография образца, установленного на подложкодержатель перед проведением эксперимента по изучению профиля осаждения.**

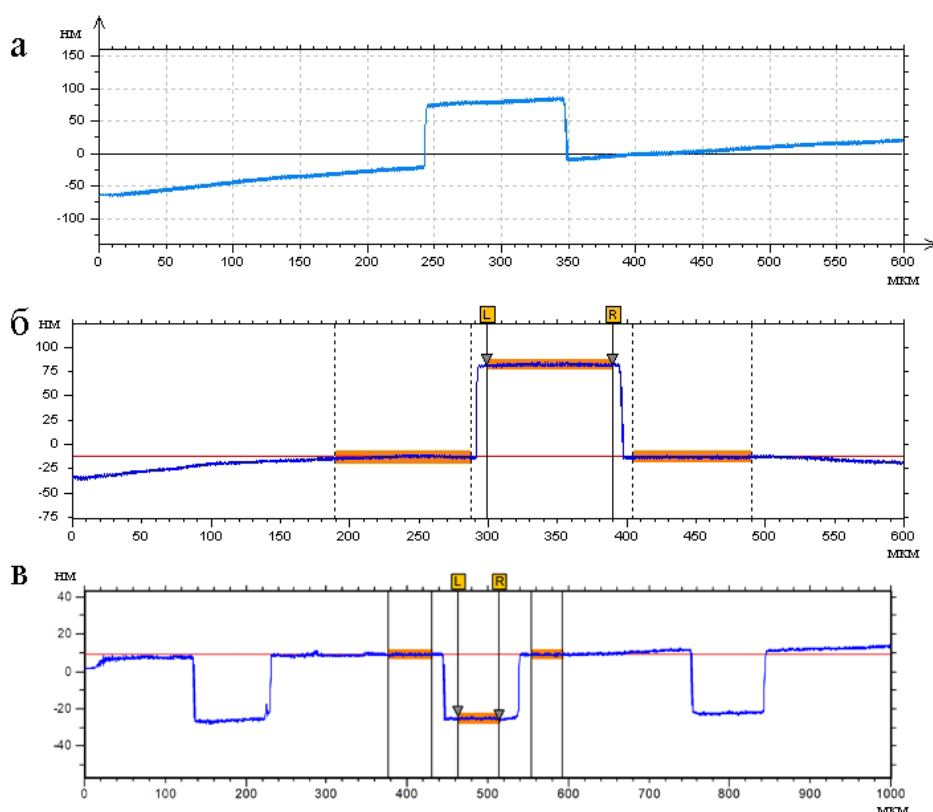


**Рис. 35. Часть чертежа структуры, использовавшейся для изучения профиля осаждения мишеней. Синими пунктирными линиями показаны траектории измерения профилометром.**

На Рис. 35 приведено схематическое изображение части «калибровочного» образца (чертежа фотошаблона), предназначенного для исследования профилей осаждения металлических слоев. Центральная часть шаблона представляет собой длинную («горизонтальную») линию шириной 100 мкм, которую пересекают перпендикулярные («вертикальные») полосы шириной 100 мкм с шагом 600 мкм. Перед напылением в начале каждого вакуумного цикла для лучшей адгезии производится стандартная ионная очистка<sup>18</sup> в аргоновой плазме: 60 с при напряжении смещения 1.0 кВ и 2 раза по 60 с при напряжении смещения 0.6 кВ. Однако травление подложки в незащищенных резистом местах будет приводить к искажению измерения толщины пленки. Поэтому в случае калибровочных образцов очистка не применялась. После взрывной фотолитографии на поверхности подложки возникали ступеньки, которые измерялись при помощи профилометра Talystep. Он представляет собой контактный стилусный профилометр, оснащенный алмазной иглой, перемещающейся вдоль исследуемой поверхности с постоянным прижимом. Преимуществом такого прибора по

<sup>18</sup> Далее при упоминании стандартной ионной очистки будет подразумеваться именно этот режим.

сравнению с атомно-силовым микроскопом, является высокая скорость измерения профиля на большом расстоянии (порядка 0.5 мм). Исходные кривые, как правило, имели небольшой наклон или изгиб (см. Рис. 36(а)), вследствие неполной параллельности столика и плоскости движения стилуса. Обработка полученных профилей производилась с помощью программного обеспечения TalyProfile Gold, имеющего все необходимые инструменты для выравнивания профиля и определения высоты ступенек (см. Рис. 36(б)). Точность измерения неровностей поверхности была проверена с помощью эталонного образца, поставляемого вместе с профилометром и содержащего ступеньки высотой 34 нм (см. Рис. 36(в)). Погрешность измерения эталонных ступенек составила менее 1%. Благодаря выбранному методу изготовления образцов, их поверхности были достаточно гладкими и точность определения высоты ступенек составляла около 1 нм.



**Рис. 36.** Примеры профилей ступенек  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , полученные с помощью профилометра и построенные в программе TalyProfile Gold: (а) исходный профиль, (б) обработка этого профиля. (в) обработанный профиль эталонного образца с высотой ступеньки 34 нм.

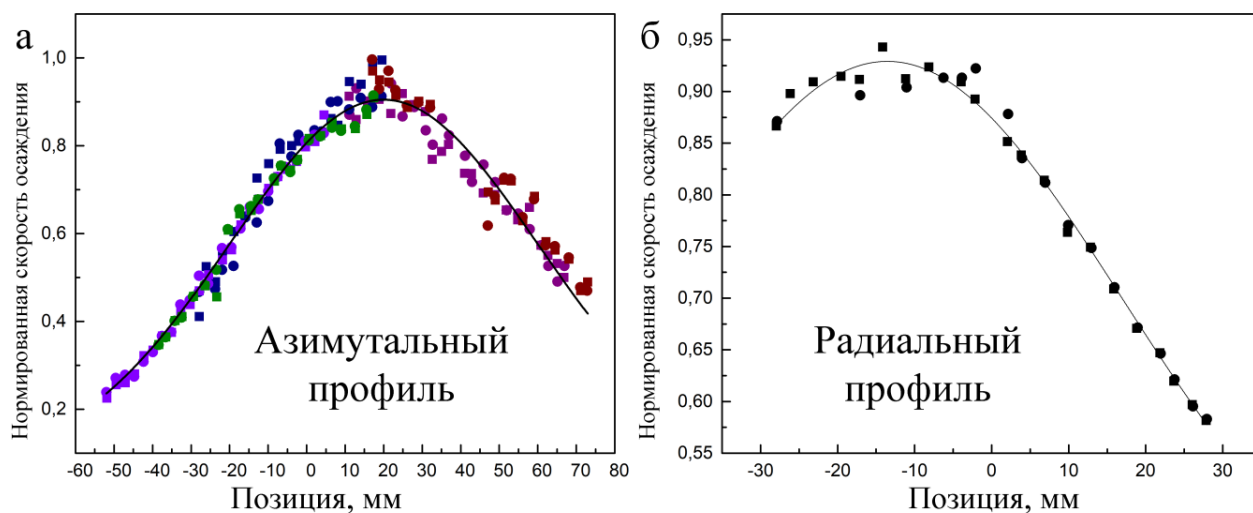


Рис. 37. (а) Азимутальный профиль осаждения с ВЧ-катода, нормированный на скорость осаждения измеренная кварцевым толщиномером. (б) Радиальный профиль осаждения с ВЧ-катода, нормированный на скорость осаждения измеренную кварцевым толщиномером.

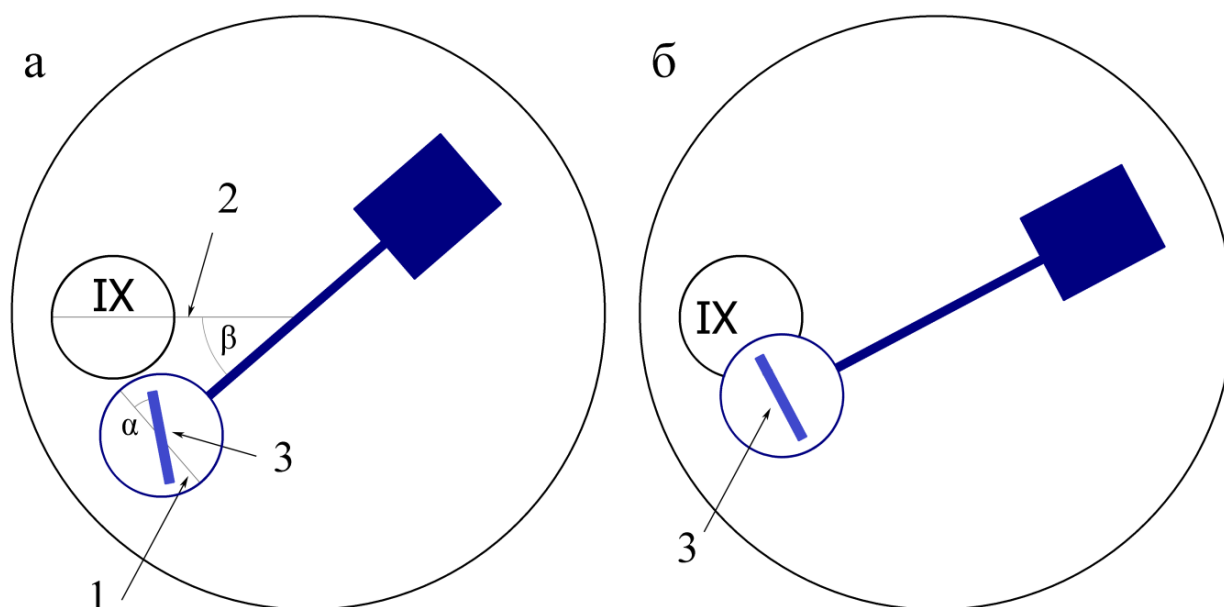
Профиль осаждения слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  был достаточно неоднородным (Рис. 37), что, скорее всего, связано с большим расстоянием от мишени до подложки (около 5 см). Заметная координатная зависимость наблюдалась как в азимутальном, так и в радиальном направлении. Азимутальный профиль, как и ожидалось, был симметричен относительно максимума и мог быть аппроксимирован распределением гаусса

$$f = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (22)$$

с амплитудой <sup>19</sup>  $A = 0.90$ , пространственным масштабом  $\sigma = 42.7$  мм, характеризующим уменьшение скорости осаждения при отдалении от центра мишени и сдвигом  $x_0^A = 20$  мм. Сдвиг азимутального профиля  $x_0^A$  компенсировался путем выбора метки на экране, обеспечивавшей попадание центра столика подложкодержателя в центр однородной области на Рис. 37(а). Размер этой области составлял около 30 мм, что давало возможность установить в ней 2 квадратные подложки размером 15×15 мм. Радиальный профиль оказался смещен в направлении от оси вращения подложкодержателя на величину

<sup>19</sup> Нормировка производилась на скорость осаждения измеренную с помощью толщиномера в положении максимума на профиле.

$x_0^R = 13$  мм, что, скорее всего, связано с меньшим радиусом траектории движения центра столика по сравнению с расстоянием от оси вращения до центра мишени (см. Рис. 30). Сдвиг радиального профиля компенсировался путем изменения положения образцов на столике подложкодержателя, а именно смещением на 7–10 мм в радиальном направлении (см. Рис. 31). Таким образом обеспечивалась однородность толщины слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  при проведении экспериментов в главах 3 и 4, посвященных исследованию многослойных джозефсоновских контактов. Неоднородность толщины слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  вдоль площади квадратной подложки составляла 5–10%, а в пределах площади контакта – в 1000 раз меньше. Для целей раздела 5.1 неоднородность профиля осаждения  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  была положительным обстоятельством, поскольку позволяла исследовать свойства гибридных FS-структур  $\text{Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  в широком интервале толщин ферромагнетика.



**Рис. 38.** (а) Схематическое изображение вакуумной камеры, иллюстрирующее степени свободы при ориентации подложки. Римской цифрой IX показано расположение блока ВЧ-катода. Угол  $\alpha$  отсчитывается относительно азимутального направления, обозначенного линией (1), а угол  $\beta$  – относительно направления на центр позиции IX, обозначенного линией (2). (б) Схема взаимного расположения ВЧ-катода и подложкодержателя в конфигурации  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 24^\circ$  (см. Рис. 39). (3) – образец на столике.

Для использования метода клина необходимо было найти положение подложки, обеспечивающее максимальное отношение толщины  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  на «толстом» и «тонком» краях. В ходе работ была исследована серия конфигураций,

отличающихся углом  $\alpha$  поворота подложки относительно столика и углом  $\beta$  поворота подложкодержателя (см. Рис. 38(а)). Заметное смещение подложки вдоль радиального профиля здесь невозможно, поскольку ее длина сопоставима с диаметром столика подложкодержателя. Максимальное отношение толщин (более 5) было получено при следующих параметрах:  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 24^\circ$  (см. Рис. 38(б), Рис. 39). Такое положение было использовано в ходе контрольных экспериментов: при изучении аномального эффекта Холла на образцах  $\text{Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}$  разной толщины. На Рис. 39 также показана воспроизводимость профилей, полученных при осаждении в одной позиции с интервалом в несколько месяцев.

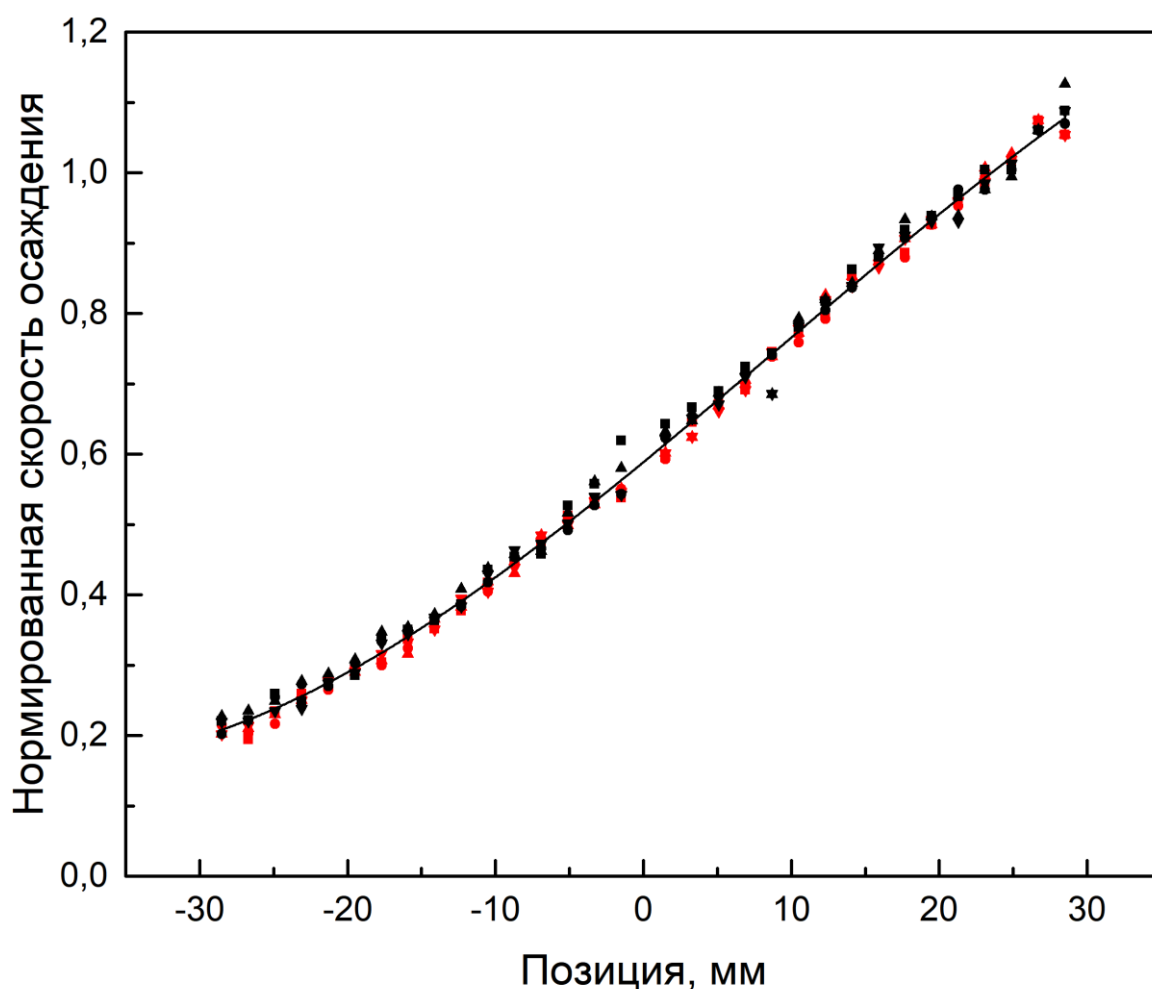
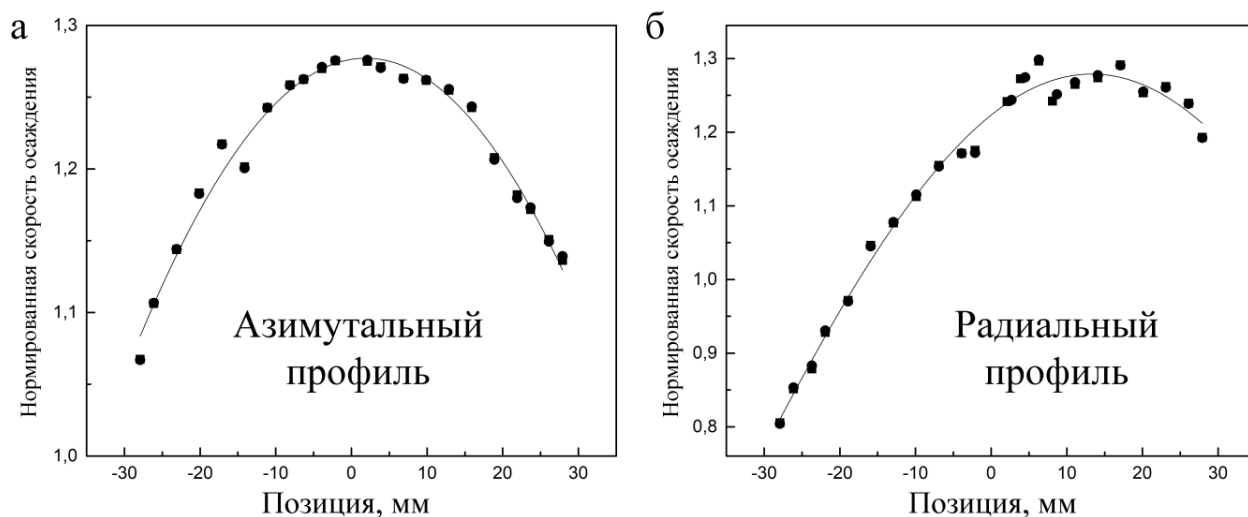


Рис. 39. Профиль осаждения  $\text{Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}$  в положении  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 24^\circ$  (см. Рис. 38(б)), черные и красные точки соответствуют двум разным калибровочным образцам, напыленным в одной позиции. Профиль нормирован на скорость осаждения измеренную кварцевым толщиномером.

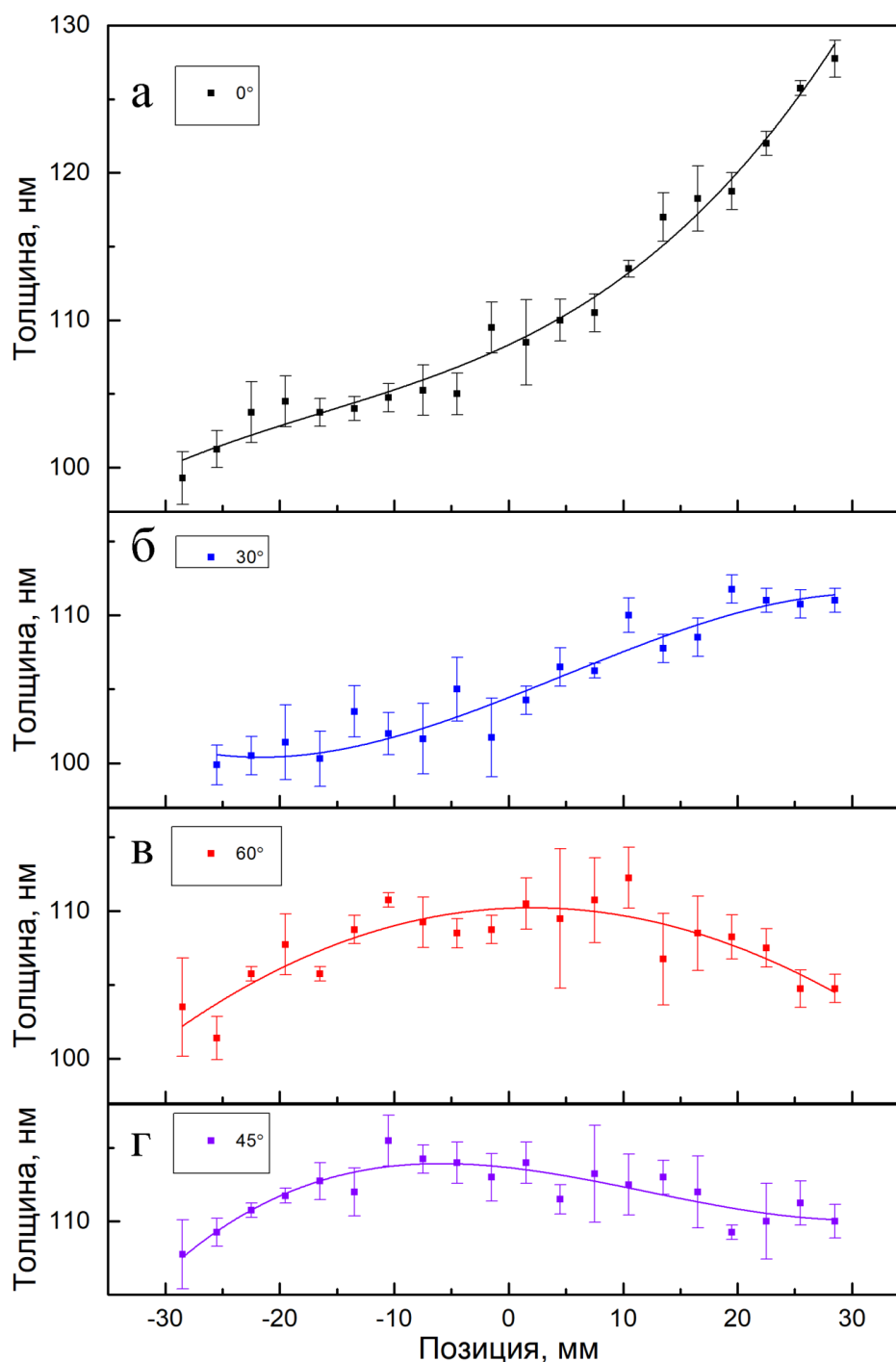


**Рис. 40.** Азимутальный (а) и радиальный (б) профили осаждения ниобия с использованием *dc*-магнетрона, нормированные на скорость осаждения измеренную кварцевым толщиномером.

Однако оказалось, что для изготовления слоистых FS-структур (FS, FSF) методом клина такое положение не подходит. Дело в том, что основным применением этого метода является исследование зависимости свойств гибридных FS-структур от толщины F-слоя (или слоев). При этом толщина сверхпроводящего слоя (слоев) должна быть одинакова вдоль всей длинной подложки. Профиль осаждения ниобия с *dc*-магнетрона также был неоднородным в радиальном и азимутальном направлениях (см. Рис. 40). При необходимости осаждения толстых однородных слоев (см. главы 3, 4) на небольшие заготовки это компенсировалось выбором положения подложкодержателя и образцов на столике, как упоминалось выше. Для осаждения тонких слоев методом протяжки было найдено специальное положение длинной подложки (60×6 мм), обеспечивающее осаждение наиболее однородного слоя ниобия. На Рис. 41 представлены распределения толщины слоя ниобия на подложке, полученные путем 10 последовательных протяжек подложки 60 мм над магнетроном в ходе единого цикла распыления при разных углах  $\alpha$ . Каждая точка показана путем усреднения по 4 измерениям, как показано пунктиром на Рис. 35. Наиболее однородным является профиль, полученный в положении  $\alpha = 45^\circ$ . Средняя толщина слоя ниобия составляет 112 нм, а ее вариация в пределах подложки



$\pm 4$  нм. Разброс в ходе каждого измерения составляет 1–3%. Отметим, что несмотря на отчетливо видную неоднородность, вариации толщины слоя ниобия для большинства углов (кроме  $\alpha = 0^\circ$ ) составляют менее 10 нм (менее, чем  $\pm 5\%$  относительного изменения толщины).



**Рис. 41.** Распределение толщины слоя ниобия, осажденного на длинную подложку (60x6 мм) методом протяжки, при различных углах поворота  $\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$  и  $60^\circ$ . Ток 2.2 А. Точки – экспериментальные данные, линии – аппроксимация полиномом третьей степени.

Таким образом, при изготовлении гибридных FS-структур подложка должна быть установлена под углом  $\alpha = 45^\circ$  к траектории движения центра подложкодержателя. Положение подложкодержателя при напылении слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  ( $\beta = 25^\circ$ ) было выбрано, исходя из условия максимального градиента толщины F-слоя вдоль подложки. Полученный профиль представлен на Рис. 42. Профиль нормирован на скорость осаждения, измеренную с помощью толщиномера при напылении. Такая нормировка нужна для учета заметного отличия скоростей осаждения в разных вакуумных циклах. Отношение толщин на толстом и тонком концах в такой позиции составляет примерно 4:1. Это меньше, чем на Рис. 39(a), однако достаточно для изучения широкого диапазона толщин F-слоя. Экспериментальные данные на Рис. 42 могут быть аппроксимированы полиномом третьей степени. При проведении исследований в главе 5 эта аппроксимация использовалась для определения толщины слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  в зависимости от положения на подложке. Для этого аппроксимирующая функция умножалась на скорость осаждения, измеренную кварцевым толщиномером при напылении рабочего образца, а также на время осаждения.

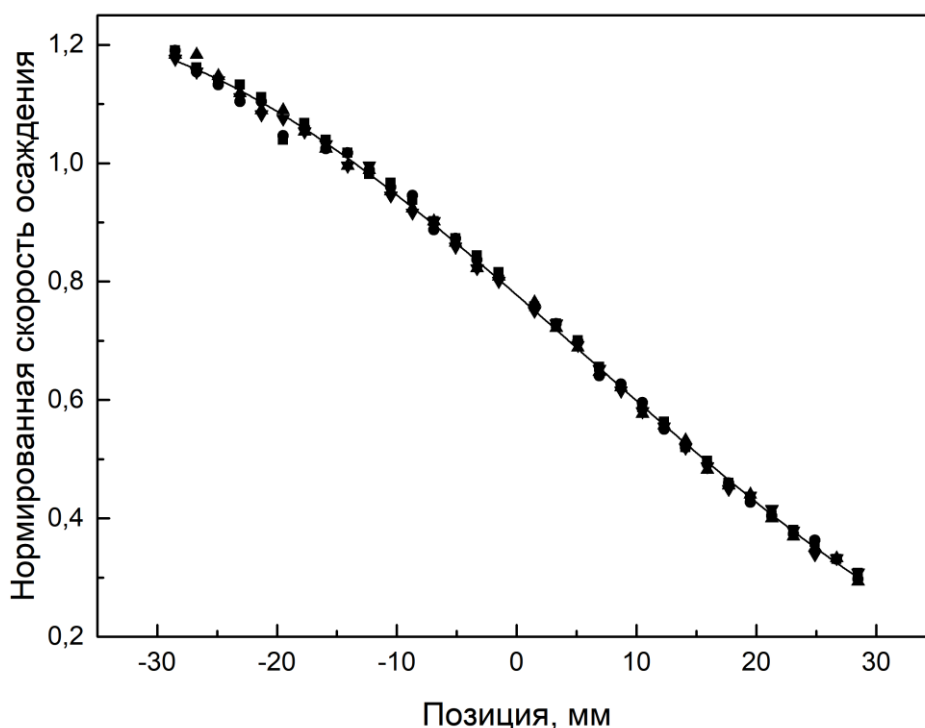
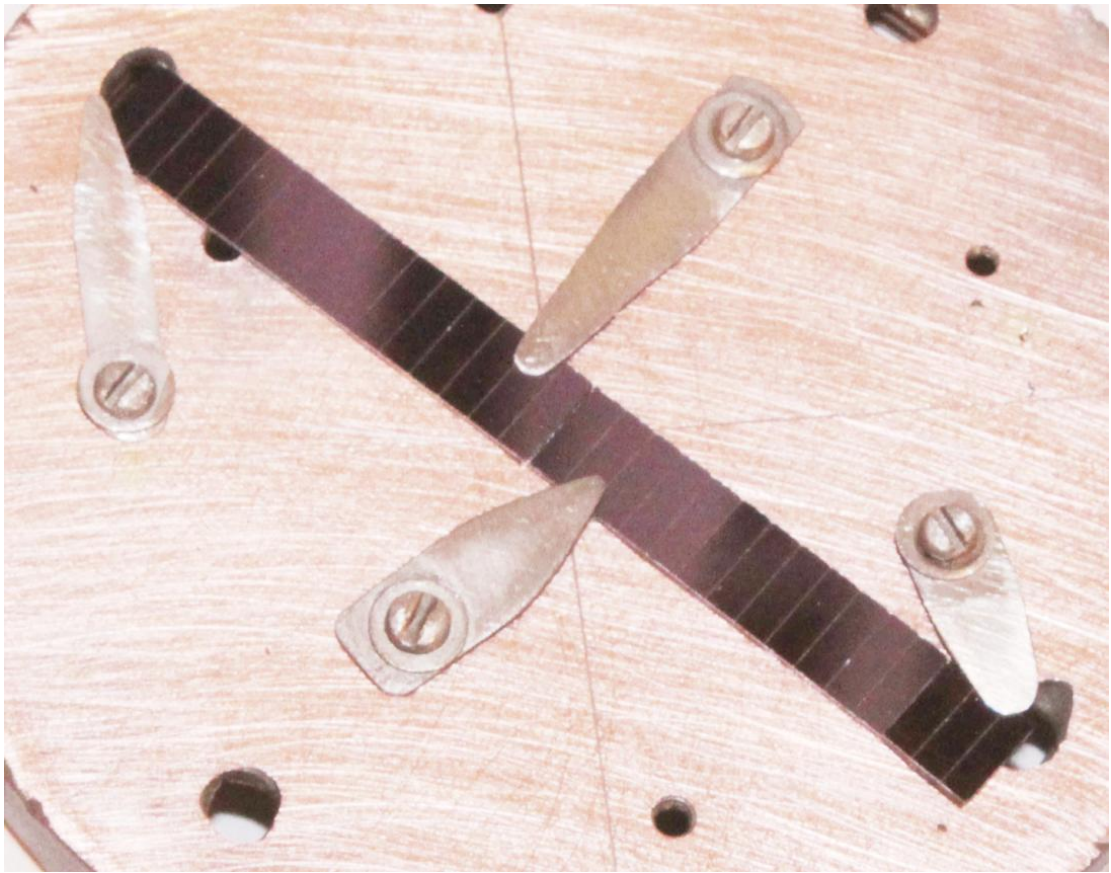


Рис. 42. Профиль осаждения пленки  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , полученный в положении  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\beta = 25^\circ$ .

Таким образом, в результате проведенных исследований были определены ориентации образцов и подложкодержателя, обеспечивающих осаждение наиболее однородных слоев ниобия заданной толщины, а также слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  необходимой конфигурации (т.е. однородная пленка или клин). Выявлены конструктивные недостатки используемой установки, которые будут устраняться в ходе ее дальнейшей эксплуатации.

### 2.3. Изготовление многослойных структур

В настоящей диссертации исследовалось 3 типа образцов: двухслойные гибридные FS-пленки  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$ , трехслойные FSF-микромостики  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (см. главу 5) и многослойные джозефсоновские SISFS-контакты (см. главы 3 и 4). В данном разделе приведены процедуры изготовления образцов всех трех типов. При изготовлении двухслойных FS-пленок, предназначенных для измерения критической температуры, осаждение производилось на чистую подложку, не покрытую фоторезистивной маской. Для выделения участка с заданной толщиной ферромагнитного слоя подложки предварительно надрезались при помощи полуавтомата скрайбирования пластин Алмаз-М перпендикулярно длинной стороне (Рис. 43) на полоски размером  $6 \times 2$  мм. Для осаждения двухслойных FS-пленок использовались методы протяжки (для осаждения ниобия) и клина (для осаждения  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ ), как было описано в предыдущем разделе. После осаждения пленок подложка раскалывалась по линиям реза и отбиралось 15 образцов для измерения. Однородность слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  на образце составляла 2–3% от максимальной толщины. Затем образцы устанавливались на держатель для измерения сверхпроводящего перехода по 4-точечной схеме. В результате, один клин изучался за 3 криогенных цикла в течение одного-двух дней, что позволяет не рассматривать вопрос о деградации поверхности образцов. Хранение образцов между криогенными циклами производилось в вакуумированной камере.



**Рис. 43.** Расположение подложки на столике перед осаждением двухслойной структуры Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>.

Для изготовления микромостиков и многослойных SISFS-контактов применялись многоступенчатые технологические процессы, описанные ниже. Сначала рассмотрим процесс изготовления FSF-микромостика как более простой: состоящий из 3 технологических этапов. На первом этапе в едином вакуумном цикле осаждалась трехслойная заготовка Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> (Рис. 44(а)). Осаждение производилось на 6 подложек размером 10×10 мм установленных в линию симметрично относительно центра столика. Перед началом осаждения производилось ионное травление (очистка) подложки для получения хорошей адгезии осаждаемых слоев. Осаждение нижнего слоя Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> производилось с использованием метода клина (см. раздел 2.2). Разделительный тонкий слой ниобия формировался «протяжкой» (см. раздел 2.1), а при осаждении верхнего (толстого) слоя Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> столик находился непосредственно над мишенью<sup>20</sup>.

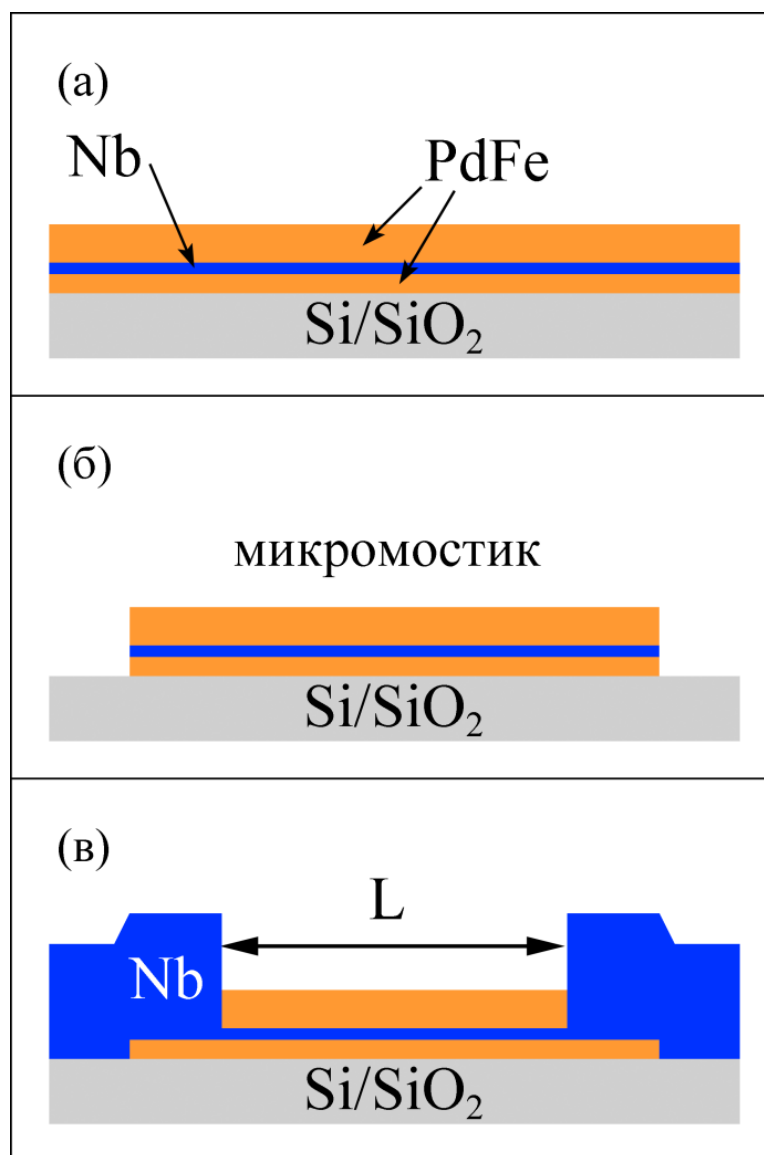
<sup>20</sup> Точнее, центр подложки располагался над центром симметрии азимутального профиля на Рис. 37(а).

На втором этапе при помощи фотолитографии изготавливались полимерные защитные маски в форме прямоугольников разного размера. Ширина масок составляла от 4 мкм до 25 мкм, а длина – от 14 мкм до 108 мкм. Некруглые<sup>21</sup> значения длины мостиков связаны с последующим уменьшением его длины на 8 мкм на последнем этапе технологического процесса. После формирования фоторезистивных масок производилось ионное травление в аргоновой плазме при напряжении смещения 1 кВ в течение 450 секунд. Во избежание перегрева подложки травление производилось порциями по 50 секунд. После удаления фоторезиста на подложке оставались трехслойные FSF-структуры прямоугольной формы (Рис. 44(б)). Толщины сверхпроводящего и ферромагнитных слоев в каждой структуре могли быть определены через ее пространственные координаты на подложке на основе профилей осаждения Nb и Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>, приведенных в разделе 2.2.

На последнем этапе формировались ниобиевые контактные площадки и подводящие электроды с помощью «взрывной» фотолитографии (см. раздел 2.2). Перед осаждением ниобия формировалась полимерная маска в форме окон в слое фоторезиста, которые с двух сторон открывают часть мостика суммарной длиной 8 мкм. Для обеспечения хорошего сверхпроводящего контакта между контактными площадками и центральным сверхпроводящим слоем ниобия производилась стандартная ионная очистка (травление) подложки. При этом верхний слой Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> полностью стравливался и был короче нижнего на 8 мкм (см. Рис. 44(в)). Это значение принимается в главе 5 как длина мостика  $L$ . После ионной очистки на подложку осаждался слой ниобия толщиной 120 нм при помощи dc-магнетрона. После удаления фоторезиста в горячем диметилформамиде формировались сверхпроводящие контактные площадки и подводящие электроды.

---

<sup>21</sup> Не кратные 10.



**Рис. 44.** (а)–(в) Схематическое изображение этапов изготовления FSF-микромостика (см. обсуждение в тексте). Показано поперечное сечение (не в масштабе).

Джозефсоновские SISFS-контакты (см. раздел 1.4) относятся к классу многослойных сэндвичевых структур, поскольку сверхток в области слабой связи течет перпендикулярно плоскости образца. Поэтому технологический процесс их изготовления содержит дополнительный этап: изготовление слоя изоляции для предотвращения замыкания верхнего и нижнего электродов. Образцы формировались с использованием трехслойных заготовок Nb–Al/AIO<sub>x</sub>–Nb, изготовленных в компании Nupres на подложках из оксидированного кремния размером 15×15 мм<sup>2</sup> с использованием стандартного процесса осаждения [148]. Критическая плотность тока полученного туннельного слоя составляла 4.5 кА/см<sup>2</sup>. Нижний электрод из ниобия имел толщину 120 нм, а верхний слой ниобия в

заготовке был толщиной 20 нм. В ходе стандартной ионной очистки верхний слой ниобия стравливался до толщины примерно 10 нм (Рис. 45(а)). При этом удалялся естественный окисел и возможные органические загрязнения с поверхности ниобия, что обеспечивало хорошую прозрачность границы FS-раздела между оставшимся слоем ниобия и осаждаемым слоем  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Затем на подложку в том же вакуумном цикле осаждались слои  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  и Nb (Рис. 45(б)). Толщина слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  составляла для разных образцов от 14 до 25 нм, а верхнего слоя Nb – 150 нм.

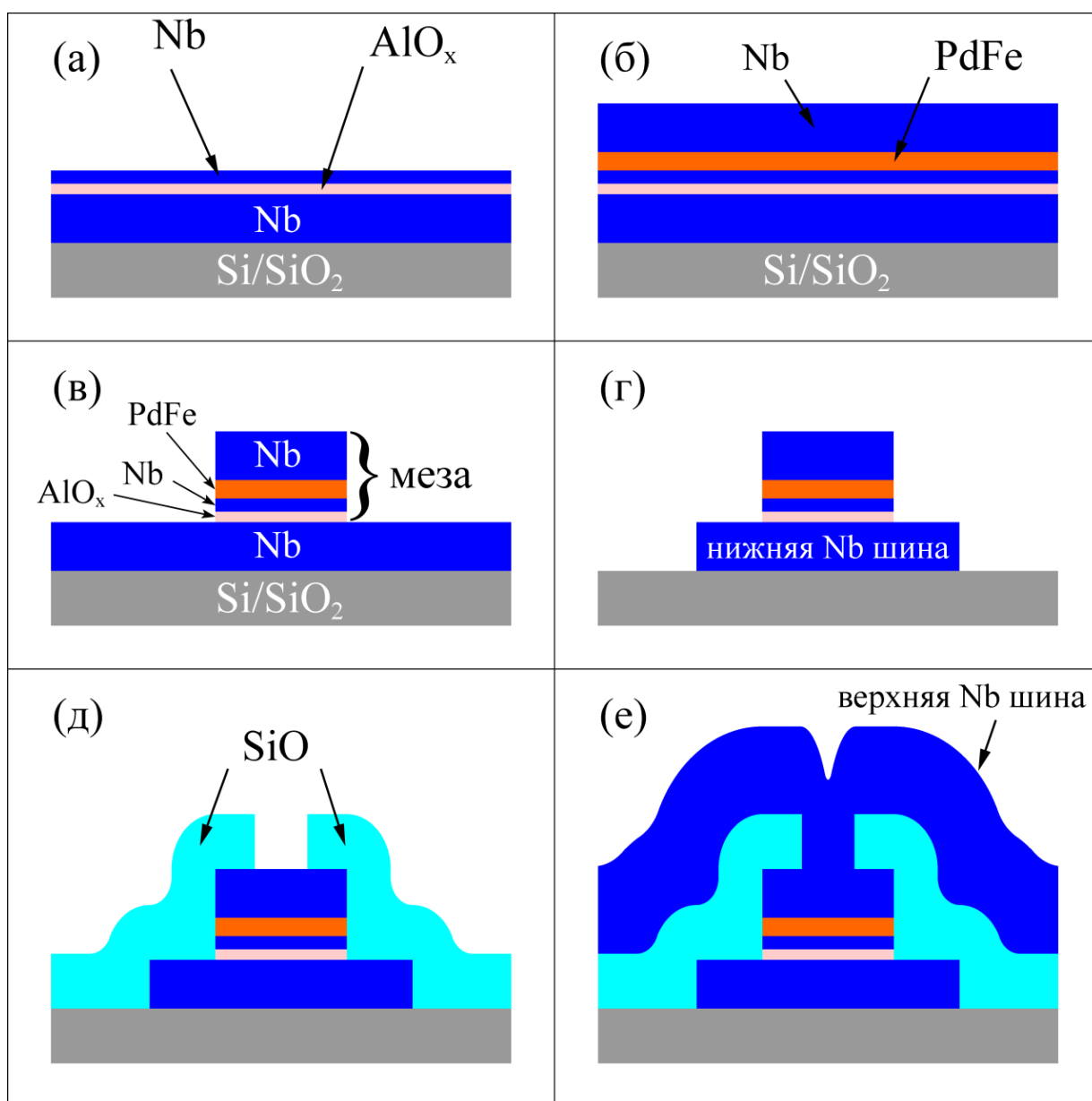


Рис. 45. Схематическое изображение этапов изготовления SISFS-контактов (см. обсуждение в тексте). Показано поперечное сечение (не в масштабе).

На втором этапе технологического процесса формировался SIsFS-сэндвич (меза). Для этого формировалась защитная фоторезистивная маска в форме квадрата (глава 3) или прямоугольника (глава 4) микронных размеров, после чего в незащищенной области стравливались все слои за исключением нижнего ниобия (Рис. 45(в)). Травление производилось в несколько этапов. Сначала верхний слой ниобия удалялся при помощи плазмохимического травления (RIE).  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  здесь выступал в качестве стоп-слоя, поскольку он не вступает в химическую реакцию с фреоном ( $CF_4$ ). Затем слой  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  и разделительный слой ниобия удалялись при помощи ионного травления в атмосфере аргона (см. параметры выше) в течение 150 сек. Травление производилось порциями по 50 сек, поскольку перегрев подложки и избыточная полимеризация фоторезистивной маски являются основными факторами риска на этом этапе. Далее слой алюминия удалялся путем химического травления в 5% растворе КОН. На этом второй этап завершался, и фоторезистивная маска удалялась при помощи ацетона или горячего ДМФА.

Третий этап состоял в формировании нижнего ниобиевого электрода с помощью фотолитографии и плазмохимического травления (Рис. 45(г)). На четвертом этапе формировался слой изоляции. Для этого формировалась фоторезистивная маска по форме окна в слое изоляции для подключения верхнего сверхпроводящего электрода на следующем этапе. Далее производилось термическое осаждение монооксида кремния ( $SiO$ ) толщиной 350 нм с использованием установки ВУП-5 и взрывной фотолитографии (Рис. 45(д)). Взрывная фотолитография (Lift-off) проводилась в диметилформамиде (ДМФА), который нагревался до температуры кипения ( $167^\circ C$ ). После остывания ДМФА образец промывался под струей ацетона и помещался в ультразвуковую ванну в ацетоне до окончательного удаления фоторезиста и остатков слоя  $SiO$  с поверхности образца. На последнем этапе при помощи dc-магнетронного осаждения и взрывной фотолитографии формировался верхний ниобиевый электрод толщиной 450 нм (Рис. 45(е)). Как и в предыдущем процессе, перед напылением ниобия проводилась ионная очистка (травление) поверхности



образца для удаления естественного окисла и остатков фоторезиста с целью обеспечения хорошего гальванического контакта электрода к джозефсоновскому контакту. Таким образом, отработанные методы изготовления гибридных FS-структур позволяют изготовить все необходимые образцы для проведения экспериментов, а измеренные профили осаждения позволяют определить пространственное распределение толщин слоев изготовленных FS-структур.

## 2.4. Методика измерений

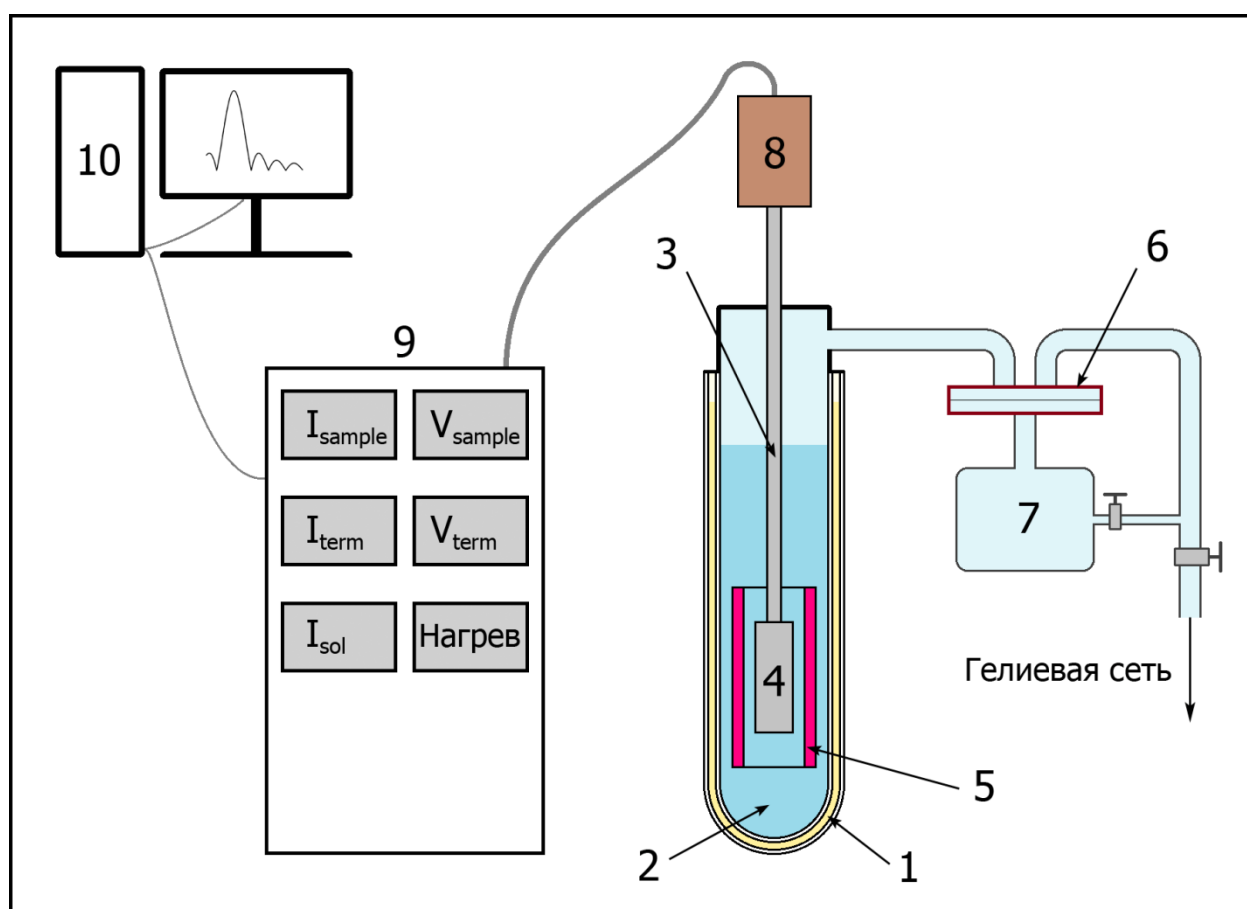


Рис. 46. Схема экспериментальной установки: 1 – азотный дьюар, 2 – гелиевый дьюар, 3 – низкотемпературная вставка, 4 – вакуумный стакан с образцом, 5 – сверхпроводящий соленоид, 6 – маностат Шарвина, 7 – объем сравнения, 8 – система RC-фильтров, 9 – блок приборов, 10 – ПК.

Основная экспериментальная установка (использованная в главах 4 и 5) представляет собой интегрированную систему на основе криостата  $^4\text{He}$ , оборудованного системой откачки паров гелия для получения низких температур ( $T < 4.2 \text{ K}$ ) и системой стабилизации давления на основе мембранного маностата

Шарвина. Криостат был оборудован сверхпроводящим соленоидом, способным создавать магнитное поле до 50 Э, направленное параллельно оси вставки, т.е. в плоскости образца. Для экранирования внешних магнитных полей использовалась система экранов. В непосредственной близости от образца находился сверхпроводящий ниобиевый экран, который стабилизировал магнитное поле в рабочем объеме. Поверх него располагались еще две системы экранов: одна, изготовленная из специального криопермаллоя, находилась непосредственно в гелиевой ванне, а другая, из пермаллоя марки 81НМА, окружала весь криостат. Это позволяло получить в рабочем объеме "магнитный вакуум"  $H < 10^{-3}$  Э.

Образец помещался внутрь вакуумированной вставки, оборудованной термометром и нагревателем для проведения экспериментов при  $T > 4.2$  К. Точнее, образцы закреплялись на медном держателе с помощью латунных клипс, либо клея БФ. Держатель, в свою очередь, крепился латунными винтами к массивному «хвостовику» вакуумированной криогенной вставки, теплоизолированному от остальной части установки при помощи капронита. Хвостовик с держателем образца находился в латунном вакуумном стакане, что позволяло проводить измерения при температуре выше температуры жидкого гелия. Для изменения температуры использовалась катушка-нагреватель, расположенная на хвостовике вставки внутри вакуумного стакана, а для контроля температуры использовался графитовый термометр, находящийся в тепловом контакте с образцом. Для компенсации теплопритока из комнатной части вставки в вакуумный стакан напускалось небольшое количество гелия для обеспечения теплообмена с гелиевой ванной. Измерения, не требующие нагрева, могли проводиться при непосредственном нахождении держателя с образцом в жидком  $^4\text{He}$ . В этом случае температура определялась путем измерения давления паров гелия в криостате с помощью датчика Membranovac DM 11. Минимальная температура, которую можно было достичь во вставке с вакуумным стаканом, составляла 1.5 К, а в жидком гелии – 1.2 К.

Задание токов в образец и соленоид, а также измерение напряжения производилось при помощи блока приборов, подключенных к ПК через

интерфейс GPIB (см. схему на Рис. 46). Программы для управления приборами были написаны в среде программирования LabView. Транспортные измерения проводились по четырехточечной схеме. Для подключения образцов к контактным площадкам на держателе использовалась ультразвуковая микросварка при помощи тонких алюминиевых проводов. Ток смещения в образец подавался от источника питания Keithley224 через систему RC-фильтров. Для измерения напряжения на образце использовался вольтметр Keithley182, также подключаемый к образцу через систему фильтров. Для измерения сопротивления графитового термометра использовались второй источник Keithley224 и вольтметр Keithley7081, подключенные в обход фильтров. Также напрямую подавался ток от источника с регулируемой разверткой на катушку-нагреватель.

В работе использовались Г-образные RC-фильтры, расположенные вне криостата при комнатной температуре. Каждый из них состоял из резистора номиналом 300 Ом, включенного последовательно с образцом, и конденсатора емкостью 20 мкФ, подключенного между резистором и нулевым электродом. Полоса пропускания составляла около 30 Гц, что достигалось, в первую очередь, за счет большой емкости конденсатора. Эффективность разработанных RC-фильтров проиллюстрирована на Рис. 47. Видно, что использование RC-фильтров привело к примерно десятикратному уменьшению ширины сверхпроводящего перехода и даже к заметному увеличению наблюдаемой критической температуры. Типичная ширина сверхпроводящего перехода образцов составляла менее 0.05 К. Это говорит о высоком качестве сверхпроводящих слоев, однако предъявляет высокие требования к стабилизации температуры в ходе измерений. В частности, использование нагревателя не обеспечивало необходимой стабильности. Однако при регулируемой откачке паров гелия с использованием маностата Шарвина удавалось добиться стабилизации температуры в пределах 0.002 К.

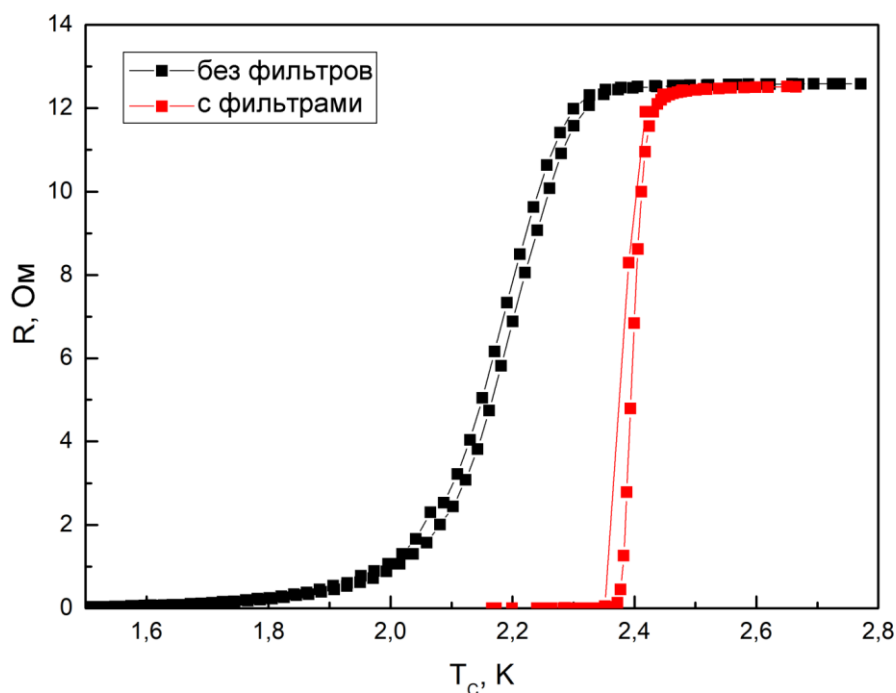


Рис. 47. Температурная зависимость сопротивления FSF-мостика размером  $4 \times 15 \text{ мкм}^2$ , измеренная при непосредственном подключении приборов (без RC-фильтров, черная кривая) и с использованием RC-фильтров (красная кривая). Для каждого случая приведены кривые на нагрев/охлаждение.

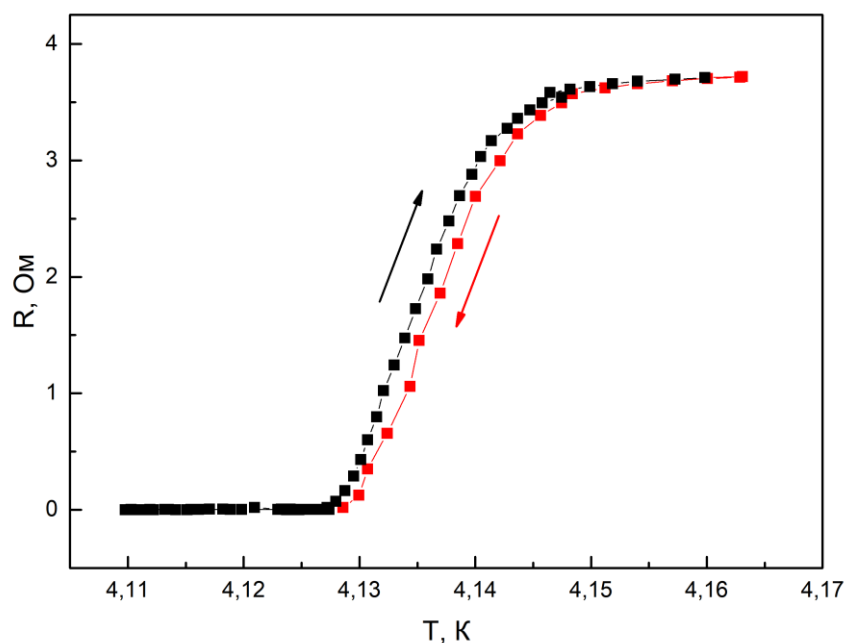


Рис. 48. Пример измерения сверхпроводящего перехода двухслойной структуры Nb-Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> с использованием RC-фильтров. Стрелками показано направление изменения температуры.

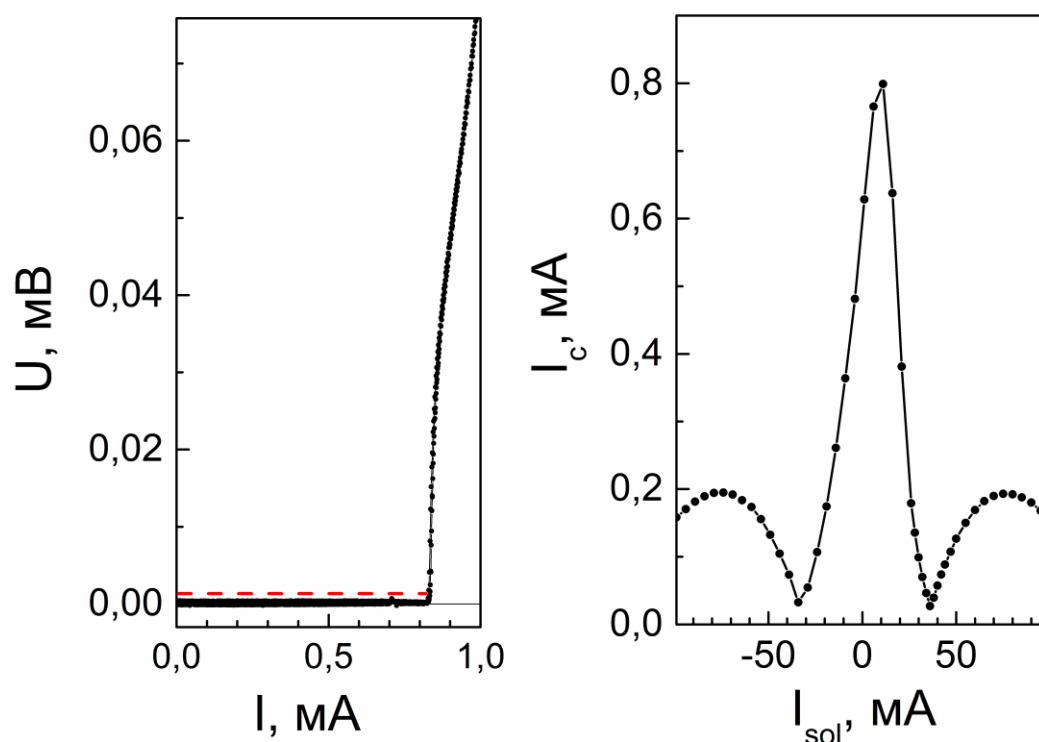
Измерение сопротивления производилось путем пропускания тока смещения  $I_b$  разной полярности с последующим усреднением по формуле:

$$R = \frac{|U^{(+)} - U^{(-)}|}{2I_b} \quad (23)$$

для исключения термоэдс в измерительной цепи. Как известно, кривые  $R(T)$ , измеренные при нагреве или охлаждении образца могут отличаться друг от друга. В этом случае говорят о так называемом «температурном гистерезисе». Обычно при быстром измерении  $R(T)$  наблюдался заметный температурный гистерезис порядка 0.02 К (см. Рис. 47). Однако, при аккуратном измерении с низкой скоростью (в 10–30 раз медленнее) ширину температурного гистерезиса можно было уменьшить до нескольких милликельвин. В частности, на Рис. 48 ширина теплового гистерезиса составляет не более 2–3 мК. Нелинейность вольт-амперных характеристик при измерении температурной зависимости сопротивления не учитывалась: этот эффект изучался отдельно. Измерение ВАХ производилось при стабилизированной температуре в автоматизированном режиме. Точность стабилизации температуры доходила до 1 мК на кривую в экспериментах по магнитному переключению FSF-мостиков (разделы 5.2, 5.3). Измерение магнитосопротивления в разделах 5.2 и 5.3 производилось при постоянном токе смещения с использованием дополнительного источника, изменяющего ток в соленоид по команде с управляющего компьютера. Получившиеся зависимости напряжения от тока в соленоид затем нормировались на ток смещения и коэффициент преобразования тока соленоида.

Измерение зависимостей критического тока от магнитного поля состояло из двух этапов. Сначала измерялась вольт-амперная характеристика образца, из которой оценивались уровень шумов и характерное напряжение в резистивном состоянии. Затем выбиралось пороговое напряжение, превышение которого считалось признаком перехода в резистивное состояние (см. пример на Рис. 49(а)). Это напряжение должно быть больше уровня шумов, чтобы избежать ложных срабатываний, но достаточно мало, чтобы избежать значительной ошибки в определении критического тока. На втором этапе для каждого значения

тока в соленоид в автоматическом режиме измерялась вольт-амперная характеристика и контролировалось достижение порогового значения напряжения (см. пример на Рис. 49(б)). Такой метод применялся для экспериментального исследования образцов в главах 4 и 5, а также, с некоторыми техническими изменениями, в главе 3. Таким образом, использованный программно-аппаратный комплекс позволял провести все необходимые исследования для изучения изготовленных образцов.



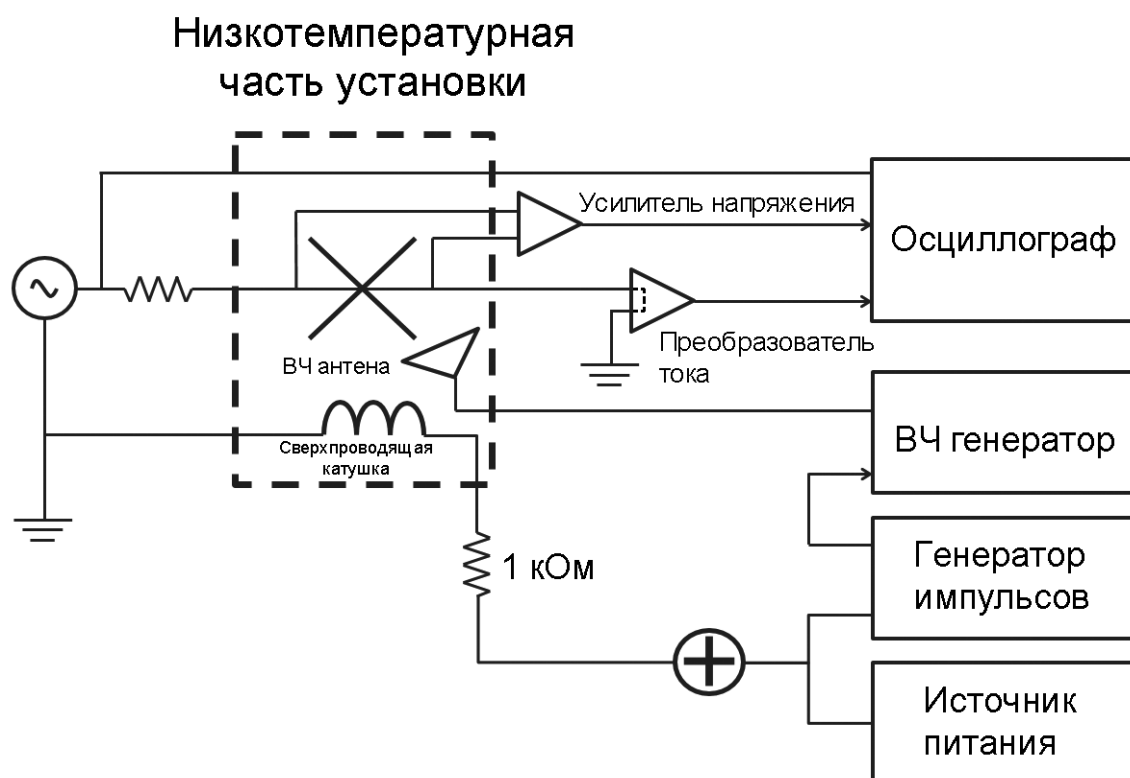
**Рис. 49. (а) Измеренная вольт-амперная характеристика SISFS-контакта. Пунктир иллюстрирует принцип выбора порогового напряжения (см. обсуждение в тексте). (б) Пример измеренной полевой зависимости критического тока SISFS-контакта.**

## Глава 3. Микроволновое стимулирование записи цифрового состояния SISFS-элемента джозефсоновской магнитной памяти

### 3.1. Исследование SISFS-контактов в криостате растворения Heliox VL

В данной главе представлены результаты экспериментов по перемагничиванию многослойных SISFS-контактов в присутствии микроволнового электромагнитного излучения. Измерения проводились в рамках сотрудничества с Неаполитанским Университетом имени Фридриха II с использованием экспериментальной установки на основе криостата испарения Heliox VL. Схематическое изображение измерительной установки приведено на Рис. 50. Низкотемпературная часть установки была оснащена радиочастотной антенной, расположенной рядом с держателем образцов, и сверхпроводящим соленоидом из NbTi, создававшим магнитное поле, направленное параллельно плоскости образца. Ток через образец пропускался с помощью генератора сигналов Agilent 33120A, включенного последовательно с регулируемым сопротивлением, намного большим импеданса линии. Напряжение на образце измерялось с помощью усилителя, установленного в специально разработанном ранее блоке гальванической развязки. Питание блока развязки осуществлялось от специальных батарей, что позволяло уменьшить уровень шумов, воздействующих на образец, и повысить точность определения критического тока. С этой же целью применялись RC- и медные порошковые фильтры с частотой среза 1 МГц и 1 ГГц соответственно [149]. Ток в соленоид задавался при помощи источника напряжения Keithley 2400 и генератора прямоугольных импульсов Keithley 3402, сигналы которых объединялись при помощи сумматора. Сверхпроводящая катушка обладала большим характерным временем  $L/R$  (примерно 10 мс), поэтому в эксперименте использовалась весьма большая продолжительность

импульса поля. Генератором задавались прямоугольные импульсы длительностью 500 мс со временем нарастания и спада 1 мс. Эти импульсы также использовались в качестве триггера для включения микроволнового сигнала, поступающего от генератора Rohde&Schwarz SWM 05 и излучаемого антенной, расположенной близко к образцу. Длительность радиочастотных импульсов задавалась длиной управляющего импульса, а частота и уровень мощности микроволнового сигнала регулировались независимо ВЧ-генератором.

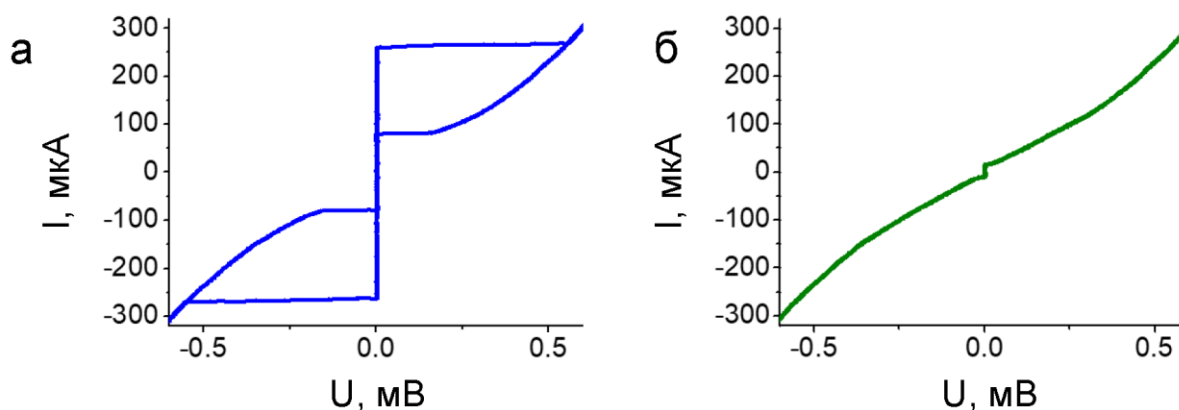


**Рис. 50.** Схема измерительной установки. Пунктиром выделены элементы, находящиеся в криостате при низкой температуре.

В данном разделе представлены результаты экспериментального исследования SISFS-контакта квадратной формы размером  $10 \times 10 \text{ мкм}^2$  с толщиной слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  18 нм. Топология и процедура изготовления образца описаны в разделе 2.3. При измерении вольт-амперной характеристики зависимость тока от времени имела пилообразную форму с частотой развертки 11 Гц. Для снижения уровня шумов производилось автоматическое усреднение по 100 кривым. На Рис. 51(а) и (б) приведены усредненные вольт-амперные



характеристики SIsFS-контакта с толщиной слоя  $d_{PdFe} \approx 18$  нм для состояний с высоким и низким критическими токами (далее «0» и «1» согласно определению в разделе 1.3). Кривая на Рис. 51(а) имеет гистерезисный характер в соответствии с моделью RCSJ<sup>22</sup> [150, 151]. Это говорит о хорошем электромагнитном окружении и низком уровне внутренней диссипации энергии. В состоянии «1» критический ток примерно в 20 раз меньше (около 10 мкА) и емкостной гистерезис отсутствует.

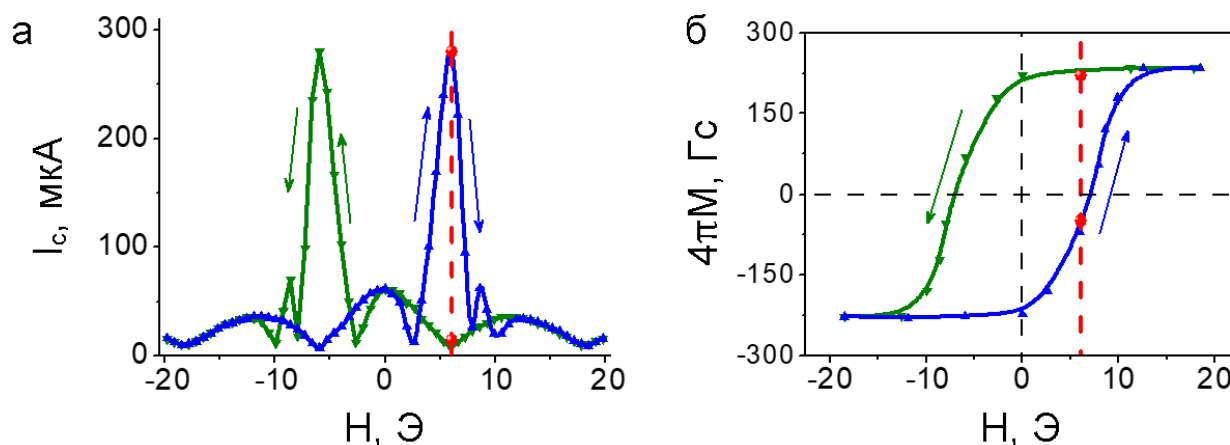


**Рис. 51. Вольт-амперные характеристики контакта в цифровых состояниях «0» и «1» (панели (а) и (б) соответственно). Все измерения проведены при температуре 4.2 К.**

Измерение зависимости критического тока от условий эксперимента (в частности, приложенного магнитного поля или температуры) требует автоматического определения критического тока по вольт-амперной характеристике. В этом случае пилообразный сигнал тока был однополярным, чтобы избежать перехода образца в резистивное состояние на отрицательной ветви вольт-амперной характеристики. Значение тока запоминается, когда напряжение превышает определенное пороговое значение (см. также раздел 2.4). Пример измерения полевой зависимости критического тока приведен на Рис. 52(а). Синяя кривая была получена путем развертки магнитного поля от большого отрицательного значения ( $-20$  Э) до большого положительного ( $+20$  Э). Максимум критического тока сдвинут в положительную сторону на  $6$  Э. Зеленая кривая была получена в ходе обратной развертки от  $H = +20$  Э до  $H = -20$  Э.

<sup>22</sup> Модель резистивно-шунтированного джозефсоновского контакта с емкостью.

Форма обеих кривых соответствует соотношению Фраунгофера с учетом нелинейного перемагничивания F-слоя, как обсуждалось в разделе 1.3. Используемая методика измерения  $I_c(H)$  позволяет получать достаточно детализированные кривые, пригодные для восстановления кривой перемагничивания слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (см., например, Рис. 52(б)) методом джозефсоновской магнитометрии (см. раздел 1.3).



**Рис. 52.** Полевая зависимость критического тока исследуемого SIsFS-контакт (а) и кривая перемагничивания F-слоя, восстановленная методом джозефсоновской магнитометрии (см. раздел 1.3). (б). Красными линиями отмечено поле считывания цифрового состояния (см. обсуждение в тексте).

Красными линиями на Рис. 52 показано определение цифровых состояний «0» и «1», используемое в данной главе. В предыдущих работах (см. разделы 1.3 и 1.4) считывание цифрового состояния производилось в нулевом магнитном поле. Состояние «0» (с высоким критическим током) достигалось при нулевой намагниченности F-слоя SIsFS-контакта. В данной главе считывание производится в магнитном поле +6 Э, поэтому природа состояний «0» и «1» несколько другая. Поле считывания выбирается таким образом, чтобы отрицательный поток намагниченности F-слоя компенсировал положительный поток внешнего магнитного поля и критический ток был максимален (соответствует максимуму синей кривой на Рис. 52(а)). Согласно Рис. 52(б) выбранное поле считывание чуть меньше коэрцитивного поля +7 Э. Если в исходном состоянии F-слой был намагничен в положительном направлении (см.

зеленую кривую на Рис. 52(б)), то потоки  $\Phi_M$  и  $\Phi_e$  складываются и критический ток мал согласно соотношению Фраунгофера (9). Кривые на Рис. 51(а) и Рис. 51(б) были получены для состояний «0» и «1» соответственно. В данном случае поле считывания совпадает с минимумом зависимости  $I_c(H)$  на зеленой кривой, поэтому критический ток достигает минимального значения около 12 мкА. В этом случае получается максимально широкий диапазон токов смещения и может быть получено максимально возможное напряжение в резистивном состоянии. Указанное совпадение, однако, является случайным и может не иметь места для других образцов или другой температуры эксперимента (см., в частности, раздел 3.2).

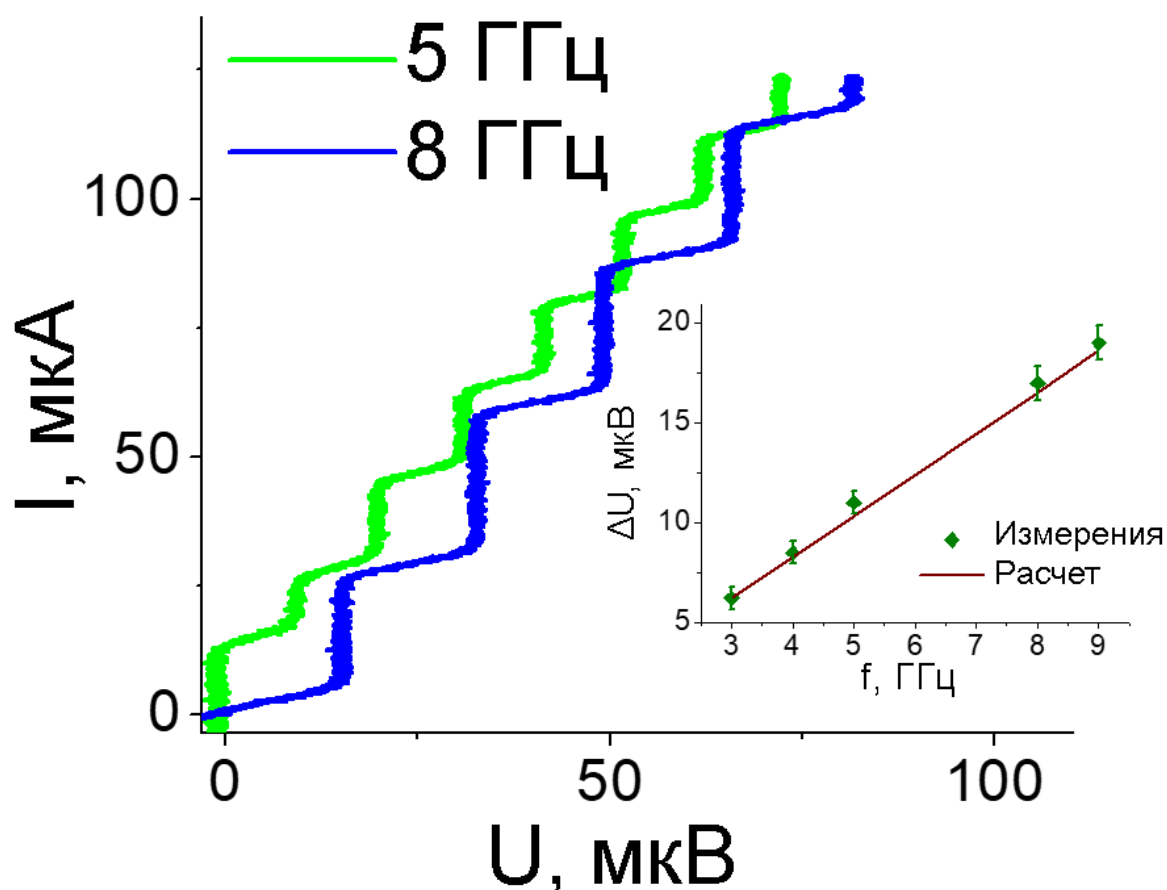


Рис. 53. Вольт-амперные характеристики демонстрирующие ступени Шапиро для разных частот микроволнового излучения при температуре 4.2 К. На вставке показана ширина ступеней Шапиро в зависимости от частоты. Зеленые ромбы соответствуют измеренным значениям, а темно красная линия соответствует формуле (24).

На Рис. 53 приведены вольт-амперные характеристики образца, находящегося под действием микроволнового излучения антенны. На них отчетливо видны ступени Шапиро, возникающие вследствие синхронизации внешнего сигнала и колебаний джозефсоновской фазы. Природа внешнего сигнала может быть различной. Обычно для наблюдения ступеней Шапиро используются переменный ток или, как в данном случае, переменное магнитное поле. В нашем случае наблюдение ступеней Шапиро – это способ проверить связь между излучением антенны и образцом. Положение ступеней Шапиро определяется известным соотношением:

$$U_n = \frac{nh}{2e} \nu = n\Phi_0 \nu \quad (24)$$

где  $n$  – целое число,  $e$  – заряд электрона,  $h$  – постоянная Планка,  $\nu$  – частота внешнего радиочастотного поля. Это дополнительно проиллюстрировано на вставке к Рис. 53, где приведено положение измеренных ступеней Шапиро в зависимости от частоты микроволнового поля.

В принципе, ступени Шапиро должны наблюдаться во всем диапазоне частот электромагнитного излучения. Однако в используемой установке это не выполняется, поскольку связь между внешним полем и образцом зависит от нескольких факторов, например от расстояния и относительного положения излучающей антенны и образца. Наиболее удобным был диапазон частот 3–5 ГГц. Все измерения, представленные в разделе 3.2, были выполнены на частоте 3.88 ГГц. Определенная рабочая частота также соизмерима с частотой ферромагнитного резонанса (ФМР), измеренной для более толстых (100 нм) слоев пленок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  в работе [56] (см. также раздел 1.4). Наблюдение ступеней Шапиро позволяет рассчитывать на эффективное поглощение микроволнового поля джозефсоновским контактом, что способно повлиять на кинетику перемагничивания ферромагнитного барьера.

### 3.2. Микроволновое стимулирование записи цифрового состояния SIsFS-элемента памяти

Изучение влияния микроволнового облучения на перемагничивание ферромагнитного барьера SIsFS-контактов проводилось с использованием второго образца с толщиной слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  равной 14 нм. На Рис. 54(а) представлены полевые зависимости критического тока  $I_c(H)$  для трех температур эксперимента ( $4.2 \text{ K} \leq T \leq 5.0 \text{ K}$ ). Кривые были получены при развертке магнитного поля от больших отрицательных значений к большим положительным и обратно. Для всех температур максимум критического тока достигался в примерно одинаковом магнитном поле около 1.2 Э, которое было выбрано в качестве поля считывания цифрового состояния, как описано выше. На Рис. 54(б) представлены кривые перемагничивания F-слоя  $M(H)$ , восстановленные методом джозефсоновской магнитометрии (см. раздел 1.3). Из этих кривых определялись намагниченность насыщения  $M_S$ , коэрцитивное поле  $H_c$  и поле насыщения  $H_S$  (см. вставку на Рис. 54(б)). Температурные зависимости этих величин проиллюстрированы на Рис. 55. В частности, при увеличении температуры от 3.5 К до 5 К намагниченность насыщения плавно уменьшалась от 150 Гс до 100 Гс; коэрцитивное поле и поле насыщения были почти постоянны в диапазоне от 3.5 до 4.7 К и резко уменьшались примерно в два раза при  $T = 5.0 \text{ K}$ .

В данном разделе производится сравнение эффективности двух способов записи цифрового состояния. В первом случае для записи цифрового состояния в соленоид подаются прямоугольные импульсы тока длительностью  $t = 500 \text{ мс}$  от источника Keithley 3402 (см. Рис. 56(а)). Во втором случае прямоугольный импульс использовался также для запуска генератора микроволнового излучения (см. Рис. 56(б)). Радиочастотный цуг центрировался по времени относительно центра импульса магнитного поля.

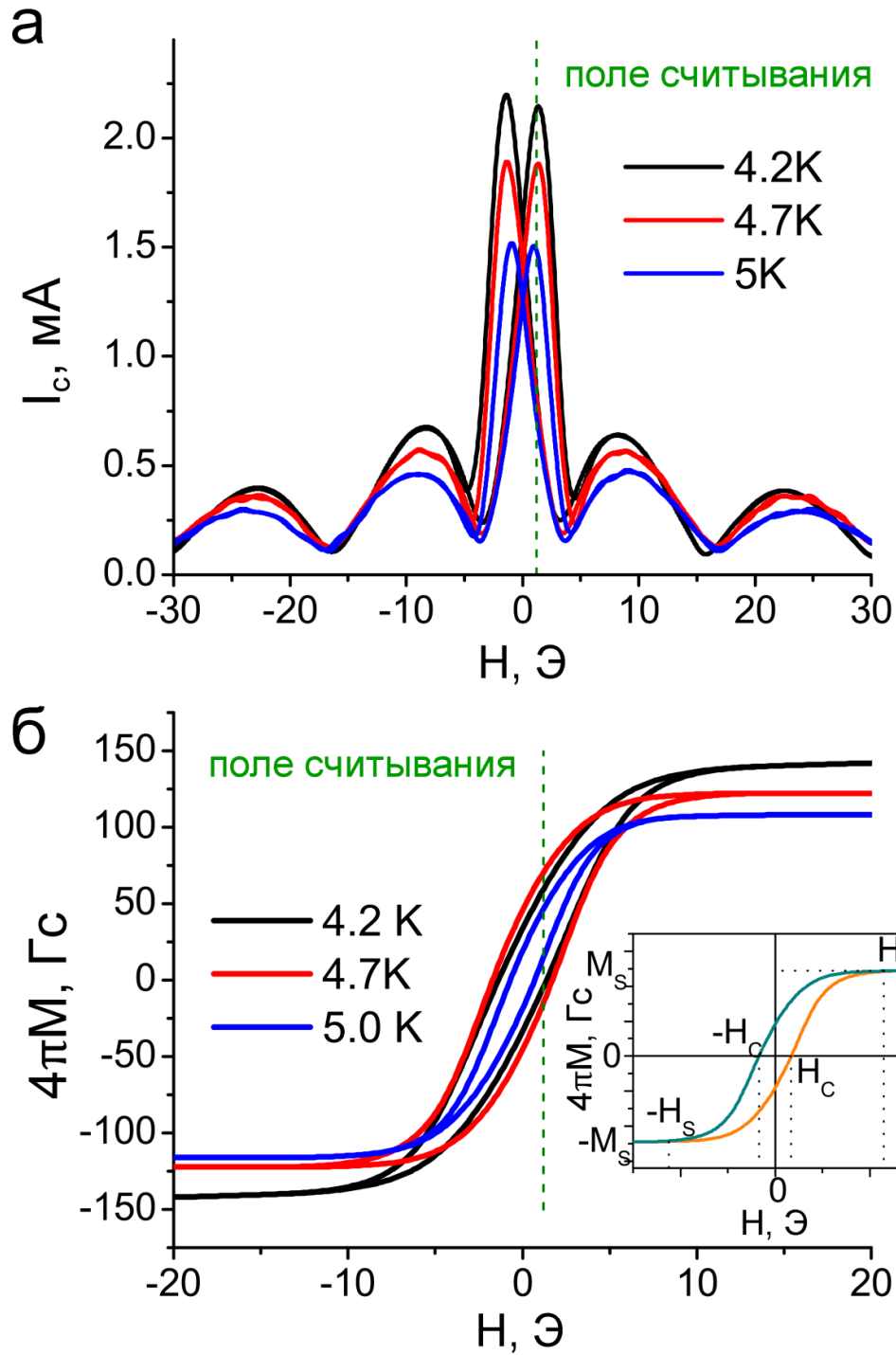


Рис. 54. Зависимость критического тока (а) и намагниченности (б) от внешнего магнитного поля для джозефсоновского контакта с толщиной слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01} \approx 14$  нм при различной температуре. Зеленой линией обозначено поле считывания. На вставке показаны определения характеристических полей ферромагнетика: коэрцитивное поле  $H_c$  и поле насыщения  $H_s$ .

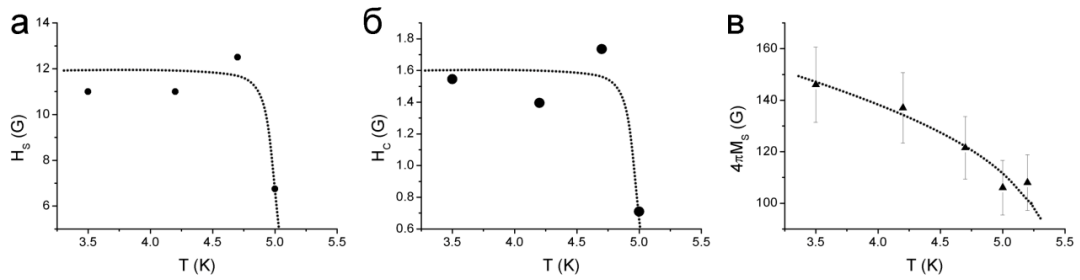


Рис. 55. Температурные зависимости  $H_S$ ,  $H_c$  и  $M_S$ , определенные из петель гистерезиса (см. вставку на Рис. 54(б)).

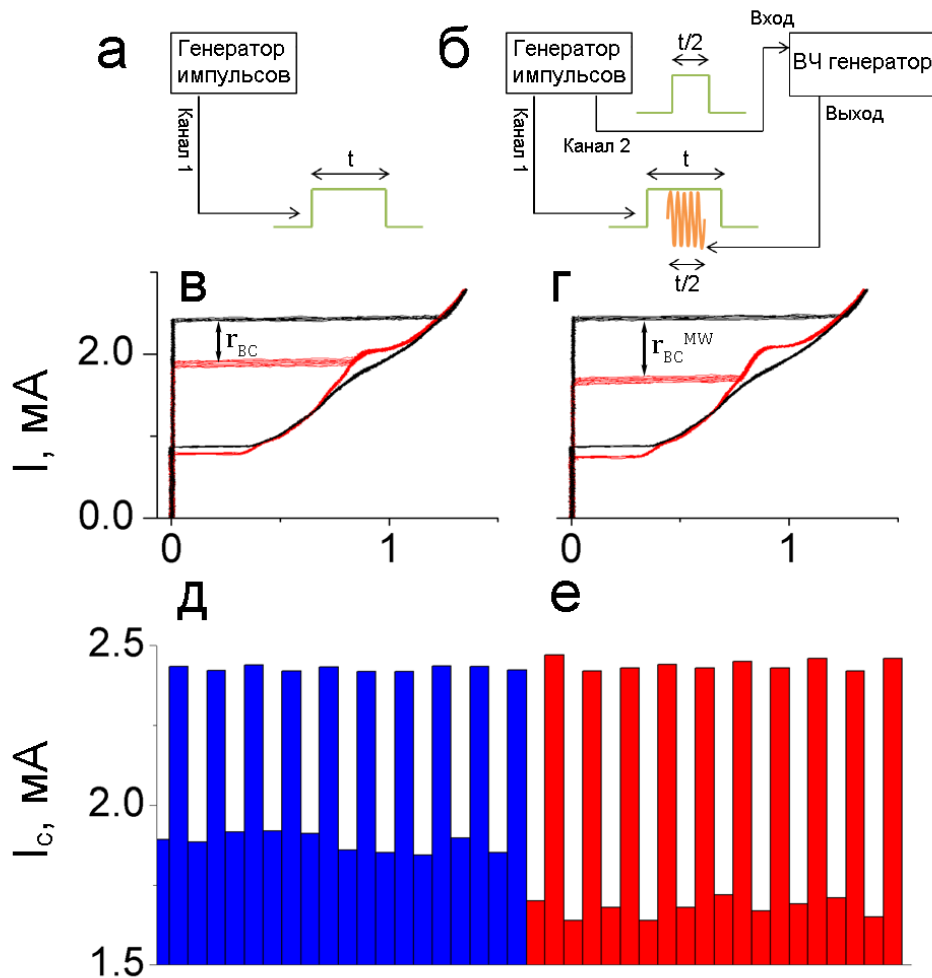


Рис. 56. Схематическая временная диаграмма прилагаемых к образцу импульсов магнитного поля при отсутствии и наличии микроволнового излучения (панели (а) и (б) соответственно). Зеленый – импульсы внешнего магнитного поля, оранжевый – импульсы микроволнового излучения. Вольт-амперные характеристики (в), (г) и уровни критического тока (д), (е) в отсутствии (в), (д) и в присутствии (г), (е) микроволнового излучения. Черные кривые сняты в состоянии с высоким критическим током контакта, красные – в состоянии с низким критическим током. Величина импульса магнитного поля – 3.9 Э, частота микроволнового излучения – 3.88 ГГц, длительность импульса – 250 мс.

На Рис. 56 приведены результаты эксперимента по стимулированию перемагничивания SIsFS-контакта с толщиной ферромагнетика 14 нм импульсами магнитного поля длительностью 500 мс. Амплитуда импульса составляла 3.9 Э. Радиочастотный импульс имел длительность 250 мс и уровень мощности 4.9 дБм. Для обоих цифровых состояний уровни критического тока были измерены по вольт-амперным характеристикам, снятым после окончания импульса магнитного поля. На Рис. 56(в),(г) на каждом из графиков представлено по десять вольт-амперных характеристик для обоих цифровых состояний, а на Рис. 56(д),(е) – определенные из них уровни критического тока. В начале каждого измерения прикладывался импульс магнитного поля (с наложением или без наложения микроволнового импульса, см Рис. 56(а),(б)) для переключения в другое цифровое состояние, после чего измерялась вольт-амперная характеристика, как описано в разделе 3.1. Поскольку изменение величины критического тока при перемагничивании для данного образца меньше, чем в предыдущем разделе, форма ВАХ<sup>23</sup> в обоих цифровых состояниях не зависит от приложения или отсутствия микроволнового сигнала при намагничивании, за исключением величины критического тока и тока возврата (Рис. 56(в),(г)). По результатам двадцати циклов перемагничивания (по 10 циклов при наличии и отсутствии СВЧ-облучения) строились столбчатые графики (см. Рис. 56(д),(е)), которые демонстрируют уровни критического тока в состояниях с «0» и «1» при обычном (д) и стимулированном перемагничивании (е). Видно, что уровень критического тока в состоянии «0» практически не зависит от приложения СВЧ-сигнала, а в состоянии «1» критический ток, в среднем, несколько уменьшается. Другими словами, использование СВЧ-сигнала при магнитном переключении увеличивает ширину допустимого диапазона токов смещения  $r_{BC}$  (см. определение в разделе 1.4) почти на треть: в отсутствие стимулированного перемагничивания  $r_{BC} \approx 33\%$  а при приложении микроволнового поля  $r_{BC}^{(MW)} \approx 42\%$ . Для оценки эффекта

---

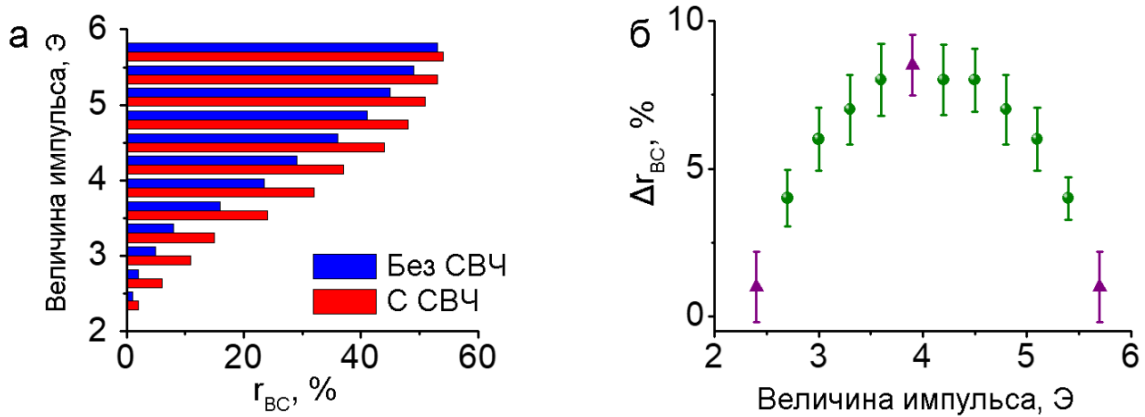
<sup>23</sup> То есть в обоих состояниях ВАХ имеет гистерезисный характер.



стимулирования магнитного переключения путем приложения СВЧ-сигнала далее будет использоваться величина:

$$\Delta r_{BC} = r_{BC}^{(MW)} - r_{BC} \quad (25)$$

Для указанных здесь значений она составляет около 9%.



**Рис. 57. (а)** Нормированный диапазон допустимых токов смещения  $r_{BC}$  для различных значений величины прикладываемых импульсов магнитного поля в отсутствии ( $r_{BC}$ , синий) и в присутствии ( $r_{BC}^{(MW)}$ , красный) импульсов микроволнового излучения. **(б)** Величина  $\Delta r_{BC}$  для различных значений прикладываемого магнитного поля. Фиолетовые точки соответствуют полям, обозначенным фиолетовыми треугольниками на Рис. 58(а) (см. обсуждение в тексте).

Рассмотрим зависимость эффекта микроволнового стимулирования от амплитуды намагничивающего импульса. В начале рассмотрим случай импульсов магнитного поля с большой амплитудой (то есть превышающей поле насыщения  $H_S = 10$  Э), как это было сделано предыдущих публикациях (см. например, [31]). При таких амплитудах величина  $r_{BC}$  не зависела от наличия микроволнового сигнала и составляла  $(60 \pm 2)\%$ . Таким образом величина  $\Delta r_{BC}$  была равна нулю. При уменьшении величины импульса магнитного поля до значения  $5.7 \text{ Э} \approx H_S/2$ , появлялся эффект стимулированного перемагничивания:  $r_{BC}^{(MW)} > r_{BC}$  (Рис. 57(а)), и  $\Delta r_{BC} > 0$  (Рис. 57(б)). При дальнейшем уменьшении амплитуды импульса магнитного поля  $\Delta r_{BC}$  увеличивалось и достигало максимальной величины около 9% при 3.9 Э. Далее  $\Delta r_{BC}$  постепенно уменьшалось, и при низких значениях магнитного поля (менее 2.4 Э) снова становится равной нулю (Рис. 57(б)).

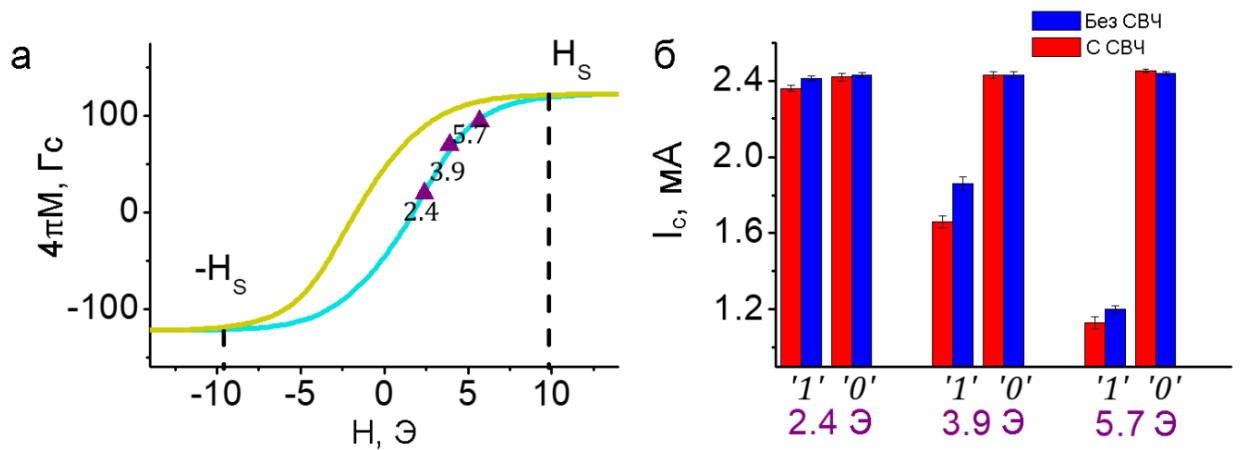
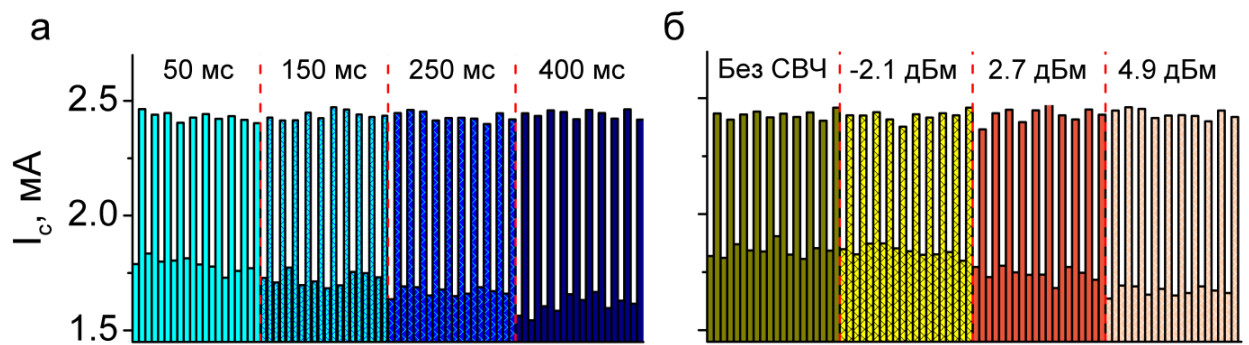


Рис. 58. (а) Петля гистерезиса для образца с толщиной слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01} \approx 14$  нм, восстановленная методом джозефсоновской магнитометрии (см. раздел 1.3). Фиолетовые треугольники соответствуют диаграммам на панели (б) (см. обсуждение в тексте). (б) Уровни критического тока для указанных значений величины магнитного поля в отсутствии (синим) и в присутствии (красным) импульсов микроволнового поля.

Такое поведение можно объяснить, рассматривая кривую намагничивания ферромагнитного барьера, полученную с помощью метода джозефсоновской магнитометрии (см. Рис. 58(а)). При больших значениях магнитного импульса (см. точку 5.7 Э) ферромагнетик и так намагничивается до насыщения, поэтому радиочастотное излучение не может повлиять на процесс перемагничивания. Для малых величин импульсов магнитного поля (см. точку  $H = 2.4$  Э) кривая  $M(H)$  является почти линейной и, по видимому, магнитный гистерезис незначителен. Другими словами, при малых амплитудах магнитного импульса перемагничивание происходит обратимым образом, и состояние после приложения импульса такое же, как и исходное, с малой остаточной намагниченностью. Это подтверждается почти одинаковыми (в пределах погрешности) критическими токами в двух цифровых состояниях при величине импульса 2.4 Э (Рис. 58(б)). Поэтому приложение внешнего переменного радиочастотного сигнала тоже будет слабо воздействовать на процесс перемагничивания. Наиболее значительно влияние микроволнового сигнала проявляется при полях, соответствующих промежуточному участку кривой  $M(H)$  (см. точку  $H = 3.9$  Э на Рис. 58(а)), где уже существенен магнитный гистерезис, но еще не происходит насыщения. Другими словами, существует оптимальная

амплитуда намагничивающего импульса для наблюдения воздействия микроволнового излучения на магнитный джозефсоновский контакт, в зависимости от кривой намагниченности  $M(H)$ .

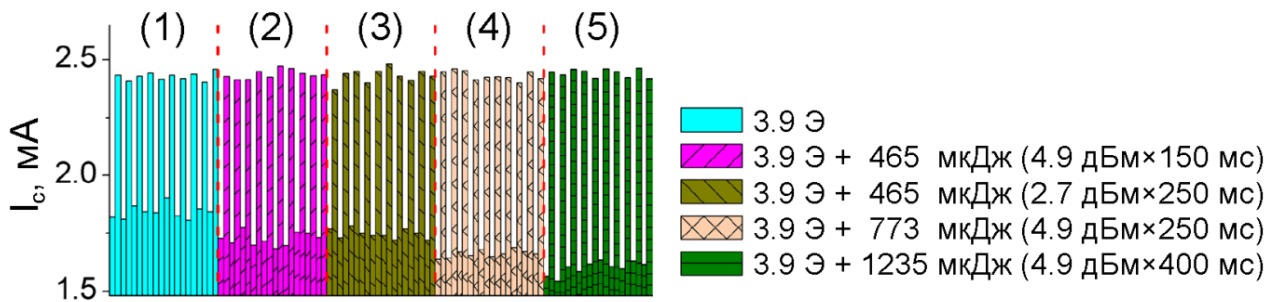
Как было отмечено выше, уровень критического тока в состоянии «0» практически не зависит от приложения СВЧ-сигнала, а в состоянии «1» критический ток в среднем несколько ниже. Рассмотрим это более подробно. На Рис. 58(б) показаны уровни критического тока для состояний «0» и «1» при различных значениях величины импульсов магнитного поля. Синие полосы соответствуют уровням критического тока при отсутствии микроволнового излучения, а красные – в его присутствии. Высокие уровни критического тока меньше подвержены влиянию микроволнового излучения, поскольку в этом состоянии критический ток близок к своему максимальному значению (см. Рис. 54(а)). Это означает, что небольшое изменение  $\Phi$  не вызовет существенных изменений критического тока в силу малой производной  $dI_c/d\Phi$  в окрестности максимума. С другой стороны, низкие уровни критического тока соответствуют области, где критический ток сильно зависит от  $\Phi$ . Поэтому изменения, вызванные радиочастотным излучением более выражены.



**Рис. 59. (а) Уровни критического тока цифровых состояний при различной длительности радиочастотного импульса (мощность 4.9 дБм). (б) Уровни критического тока при различной мощности радиочастотного импульса (длительность 250 мс).**

На Рис. 59(а) показаны измеренные уровни тока при фиксированном уровне мощности микроволнового излучения (4.9 дБм) и различной продолжительности импульсов (от 50 мс до 400 мс). Видно, что увеличение длительности импульса приводит к росту величины  $r_{BC}$ . Такой же эффект оказывает увеличение

мощности микроволнового излучения (Рис. 59(б)) Данные, представленные на Рис. 60 говорят о том, что влияние длительности и мощности сводятся к суммарной энергии микроволнового цуга. На Рис. 60 представлены результаты эксперимента по перемагничиванию образца импульсами магнитного поля величиной 3.9 Э при разной длительности и энергии СВЧ-импульса. Второй и третий наборы данных демонстрируют примерно одинаковый уровень тока в состоянии «1», хотя длительность и мощность импульсов для них различаются. Одинаковой величиной является энергия электромагнитного излучения антенны. Именно эта величина, по-видимому, определяет стимулирование магнитного переключения SIsFS-контакта.



**Рис. 60.** Уровни критического тока при радиочастотных импульсах различной мощности и продолжительности. Величина импульсов магнитного поля 3.9 Э,  $T = 4.2$  К.

На Рис. 61(а) представлены результаты измерений при амплитуде магнитных импульсов 3.9 Э и температурах 3.5 К и 4.7 К. Видно, что увеличение температуры приводит к резкому возрастанию  $\Delta r_{BC}$ . Этот результат качественно соответствует изменению коэрцитивных полей при разных температурах. При температурах 3.5 К – 4.2 К форма кривой перемагничивания почти не зависит от  $T$ : коэрцитивное поле  $H_c$  и остаточная намагниченность  $M_r$  меняются слабо (см. Рис. 55(б) и Рис. 61(б)). При более высоких температурах (4.7 К – 5.0 К) форма петли гистерезиса меняется значительно:  $H_c$  и  $M_r$  резко уменьшаются с ростом  $T$  (см. Рис. 55(б) и Рис. 61(в)). Стоит отметить, что для всех представленных температур амплитуда 3.9 Э заметно меньше поля насыщения (см. Рис. 55(а)), а значит, микроволновое излучение действует на не полностью упорядоченное состояние. Это значит, что прецессия локальных магнитных моментов

происходит некогерентно (как обсуждалось в разделе 1.4), и поэтому ее можно рассматривать как изменение эффективной температуры образца. Существенное изменение петель гистерезиса в диапазоне температур 4.7 К – 5.0 К говорит о большой чувствительности магнитных свойств слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  к тепловым флуктуациям. Поэтому и некогерентная прецессия локальных магнитных моментов должна сильно влиять на процесс перемагничивания, что можно наблюдать на Рис. 61.

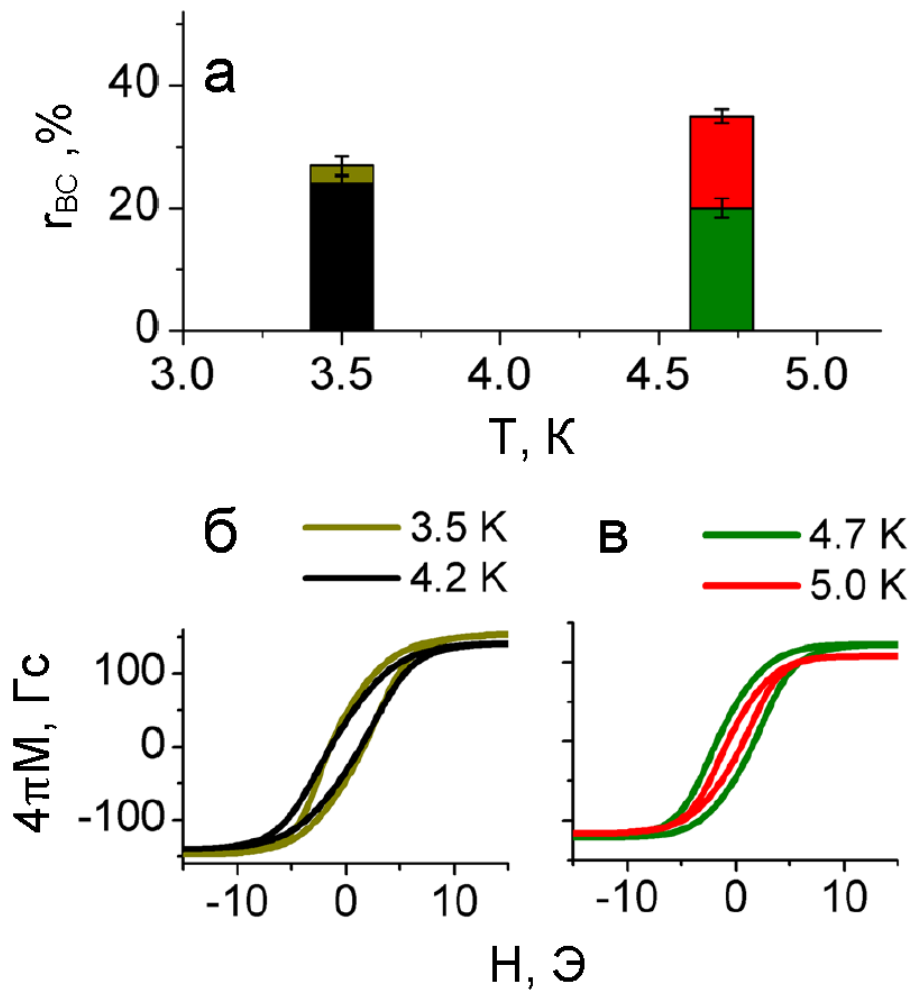


Рис. 61. (а) Разделение уровней критического тока  $\Gamma_{BC}$  при различных температурах, величина импульсов магнитного поля – 3.9 Э. (б), (в) Петли гистерезиса полученные из зависимостей  $I_c(H)$  при различных температурах.

### 3.3. Заключение

Таким образом, в данном разделе обнаружен эффект стимуляции перемагничивания ферромагнитного барьера SIsFS-контакта за счет использования радиочастотного электромагнитного поля. Величина эффекта зависит от амплитуды перемагничивающего импульса, полной энергии радиочастотного цуга и температуры эксперимента. При низких температурах оптимальная величина перемагничивающих импульсов магнитного поля составляет около 40% от поля насыщения. Усиление эффекта стимуляции может быть получено путем увеличения полной энергии цуга микроволнового излучения. Наибольший относительный эффект наблюдается при температурах около 4.7 К, где допустимый диапазон токов смещения под действием микроволнового излучения увеличивается почти в два раза.

## Глава 4. Масштабируемые элементы памяти на основе прямоугольных SISFS контактов

### 4.1. Двоичные элементы джозефсоновской магнитной памяти

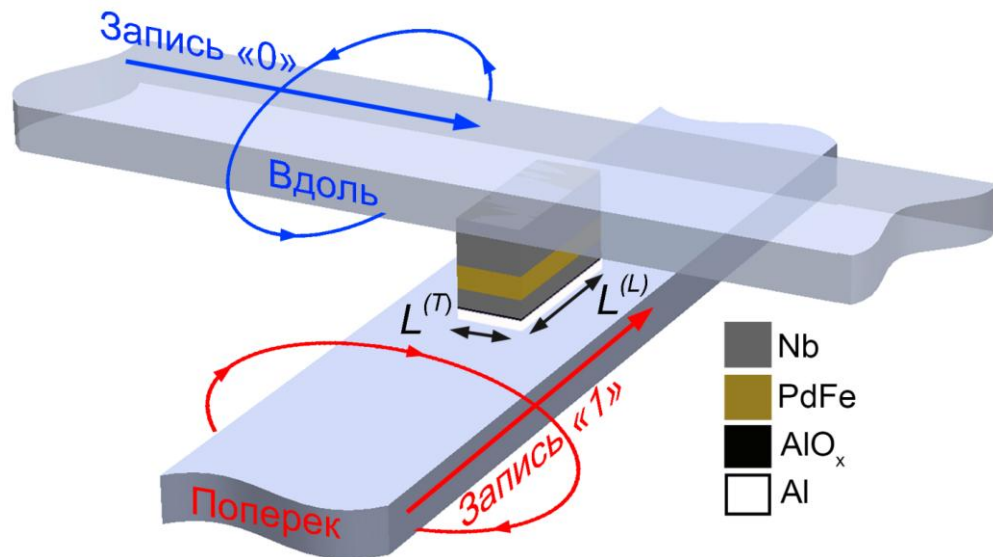


Рис. 62. Схематичное изображение прямоугольного SISFS-контакта, используемого в качестве элемента джозефсоновской магнитной памяти. Материалы слоев указаны на рисунке. Синие и красные стрелки показывают направления сверхтоков и соответствующих магнитных полей, используемых для записи цифровых состояний «0» и «1».

Объектами исследования в настоящей главе являются многослойные джозефсоновские SISFS-контакты прямоугольной формы, изготовленные по технологии, изложенной в разделе 2.3. Верхний и нижний электроды образцов были сформированы в виде перпендикулярных сверхпроводящих линий (управляющих шин). Пропускание постоянного тока вдоль управляющей шины позволяет задавать магнитный поток через сечение контакта при измерении зависимости критического тока от магнитного поля  $I_c(H)$ . Пропускание по шинам импульсного тока использовалось для записи цифровых состояний, как показано на Рис. 62. Записывающий импульс тока, проходящий по верхней шине, ориентирует намагниченность  $\vec{M}$  ферромагнитного слоя вдоль большей стороны контакта длиной  $L^{(L)}$ . В данной главе такая ориентация намагниченности далее

называется «продольной». Верхний индекс<sup>24</sup> ( $L$ ) далее используется для обозначения физических величин при продольной ориентации намагниченности  $\vec{M}$  или приложенного магнитного поля  $\vec{H}$ . Ортогональная ориентация  $\vec{M}$  или  $\vec{H}$  будет называться поперечной и обозначаться верхним индексом<sup>25</sup> ( $T$ ). Поэтому ширина контакта может быть обозначена как  $L^{(T)}$ . (см. Рис. 62). Поперечное состояние достигается с помощью записывающего импульса тока, проходящего по нижней шине. Эта ориентация намагниченности обеспечивает большой остаточный магнитный поток, поскольку он определяется длиной контакта

$$\Phi_r^{(T)} = \mu_0 M_r^{(T)} d_F L^{(L)}, \quad (26)$$

здесь  $\Phi_r^{(T)}$  – остаточный магнитный поток в поперечном состоянии,  $d_F$  – толщина ферромагнитного слоя  $\text{Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}$ ,  $M_r^{(T)}$  – остаточная намагниченность ферромагнетика в поперечном состоянии. Таким образом, поперечное состояние подразумевает низкий критический ток магнитного джозефсоновского контакта  $I_c^{(T)}$  согласно соотношению Фраунгофера (9). Остаточный магнитный поток в случае продольного состояния определяется шириной контакта:

$$\Phi_r^{(L)} = \mu_0 M_r^{(L)} d_F L^{(T)} \quad (27)$$

Величина  $\Phi_r^{(L)}$  в продольном состоянии меньше, а следовательно, критический ток  $I_c^{(L)}$  выше (см. ур. (9) в разделе 1.3). Для считывания цифрового состояния<sup>26</sup> от нижнего электрода к верхнему пропускался определенный ток смещения  $I_b$  (bias current), удовлетворяющий условию  $I_c^{(T)} < I_b < I_c^{(L)}$ . Так же, как и в прошлой главе, будет использоваться нормированная ширина допустимого диапазона токов смещения  $r_{BC}$  (bias current range, см. ур. (18) в разделе 1.4). Также будет применяться понятие «соотношение сторон»<sup>27</sup> ( $r_A$ ), равное отношению длины контакта к его ширине:

$$r_A = L^{(L)} / L^{(T)} \quad (28)$$

<sup>24</sup> От англ. Longitudinal – продольный.

<sup>25</sup> От англ. Transversal – поперечный.

<sup>26</sup> В этой главе считывание всегда происходит при нулевом внешнем магнитном поле.

<sup>27</sup> От англ. aspect ratio.



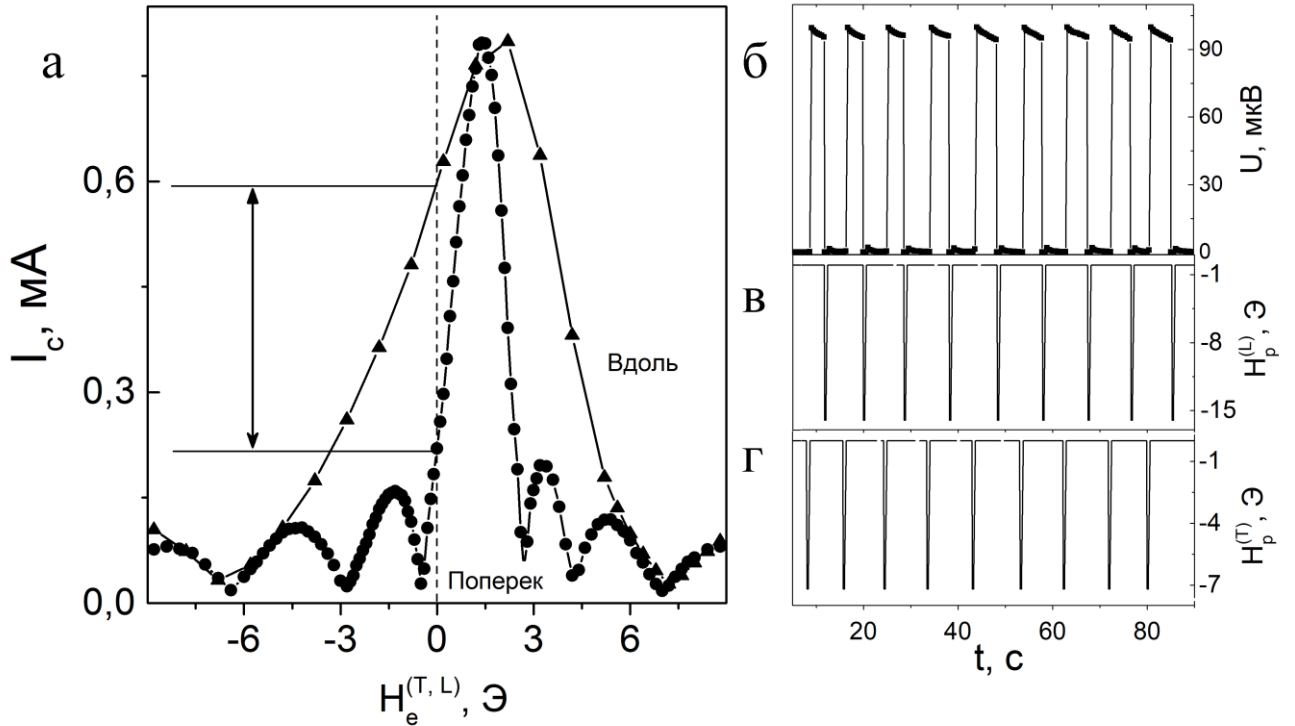


Рис. 63. (а) Зависимость критического тока прямоугольного SIsFS-контакта от внешнего магнитного поля  $H_e^{(T,L)}$ , направленного вдоль или поперек длинной стороны в плоскости F-слоя. Размер контакта  $10 \times 30 \text{ мкм}^2$ . Магнитное поле меняется от отрицательных значений к положительным. Вертикальная стрелка показывает допустимый диапазон тока смещения при работе элемента джозефсоновской магнитной памяти. (б) Временная зависимость напряжения на элементе памяти под воздействием периодических ортогональных импульсов магнитного поля  $H_p^{(L)}$  и  $H_p^{(T)}$ , которые переводят контакт в цифровые состояния «1» и «0» соответственно. Ток смещения 0.45 мА. (в), (г) Временные зависимости записывающих импульсов магнитного поля  $H_p^{(L)}$  и  $H_p^{(T)}$  соответственно. Все эксперименты проводились при температуре 4.2 К.

На Рис. 63 демонстрируется работа прямоугольного SIsFS-контакта в качестве элемента памяти при температуре 4.2 К. На панели (а) показаны полевые зависимости критического тока от магнитного поля, приложенного в двух взаимно перпендикулярных направлениях для образца размером  $10 \times 30 \text{ мкм}^2$ . Приведены участки кривых, соответствующие изменению магнитного поля от больших отрицательных до больших положительных значений. Периоды двух зависимостей  $I_c(H_e^{(T,L)})$  различаются примерно в 3 раза, как и стороны контакта. Коэрцитивные поля  $H_c^{(T)}$  и  $H_c^{(L)}$  в обоих направлениях, по-видимому, составляют около 1.6 Э, поскольку обе кривые смещены в положительном направлении на эту

величину. Цифровое состояние считывается в нулевом магнитном поле. Критический ток для продольного состояния в нулевом магнитном поле составляет 590 мкА, а для поперечного состояния – 220 мкА. Ширина допустимого диапазона токов смещения составляет 370 мкА (см. двойную стрелку на Рис. 63(а)), а нормированный диапазон  $\gamma_{\text{BC}}$  составляет 46%. Выбирая ток смещения в этом диапазоне, можно переключать элемент джозефсоновской магнитной памяти между сверхпроводящим и резистивным состояниями с помощью взаимно перпендикулярных импульсов магнитного поля  $(H_p^{(T,L)})$ .

На Рис. 63(б)-(г) приведены результаты демонстрационного эксперимента по переключению SIsFS-контакта между сверхпроводящим и резистивным состояниями «0» и «1» соответственно. Видно, что приложение ортогональных импульсов магнитного поля приводит к обратимому изменению напряжения между уровнями 0 и около 100 мкВ при токе смещения 450 мкА. Цифровое состояние может сохраняться в течение как минимум нескольких десятков секунд (см. также Рис. 64). Способность SIsFS-контакта сохранять свое цифровое состояние в течение нескольких часов была продемонстрирована ранее в работе [31]. Напряжение  $U$  в резистивном состоянии «1» на Рис. 63(б) около 100 мкВ соответствует джозефсоновской частоте  $f_c \approx 50$  ГГц. Выделение тепловой энергии в состоянии «1» составляет  $I_b U \approx 45$  нВт. Для сравнения, это примерно в 300 раз меньше тепловыделения элемента памяти на основе SKIM, представленного в работе [152]. В рамках SFQ-подхода построения RAM [104] считывание осуществляется SFQ-импульсом минимальной длительности  $1/f_c$ , которая для исследуемого элемента памяти составляет  $\tau \approx 20$  пс. Рассеяние энергии на одно SFQ-считывание составляет  $I_b \Phi_0 \approx 1$  аДж, так как интеграл напряжения переключающего импульса  $\int U dt$  равен кванту магнитного потока  $\Phi_0$ . Это на три порядка меньше энергопотребления элементов памяти на основе КМОП, представленных недавно в работах [153, 154]. Таким образом, предложенный элемент памяти удовлетворяет условиям частотной и энергетической эффективности SFQ-схем (см. обзоры [11] и [25]).

Амплитуда импульсов управляющего тока  $I_p^{(T,L)}$  определяется условием, что магнитное поле на пересечении шин  $H_p^{(T,L)} = I_p^{(T,L)} / w_{bus}$  (в международной системе единиц) достаточно велико для поворота остаточной намагниченности  $M_r$ .<sup>28</sup> Поэтому амплитуды  $H_p^{(T,L)}$  были выбраны так, чтобы превысить поле насыщения для соответствующего направления. Оптимизация  $H_p^{(T,L)}$  на данном этапе не производилась из-за демонстрационного характера эксперимента. В частности, нижняя шина имеет ширину  $w_{bus} = 20$  мкм. Поэтому для подачи поперечного управляющего импульса величиной около  $H_p^{(T)} \approx 8$  Э (см. Рис. 63(в)) используется управляющий ток 12.5 мА. Верхняя шина в два раза шире ( $w_{bus} = 40$  мкм), поэтому для приложения  $H_p^{(L)} \approx 16$  Э (см. Рис. 63(г)) требуется управляющий ток 50 мА. Использование более совершенных методов литографии потенциально позволяет уменьшить размеры как джозефсоновских контактов, так и шин. Это приведет к увеличению  $H_p^{(T,L)}$  при той же самой амплитуде  $I_p^{(T,L)}$ . Таким образом, амплитуды импульсов управляющего тока, необходимые для записи цифровых состояний, не являются фактором, ограничивающим масштабируемость элемента джозефсоновской магнитной памяти.

## 4.2. Троичные элементы джозефсоновской магнитной памяти

Предлагаемая концепция миниатюризации предполагает уменьшение размера джозефсоновского контакта по одной стороне (ширины), при этом размер другой стороны (длина) остается неизменным. Другими словами, предлагается использовать прямоугольные контакты с большим соотношением сторон ( $r_A$ ). Ширина прямоугольного контакта, исследованного в разделе 4.1, соответствовала наименьшему размеру мезы (8–10 мкм), доступному на момент проведения эксперимента. Поэтому для исследования эффектов, связанных с увеличением  $r_A$ ,

---

<sup>28</sup> Здесь  $w_{bus}$  – ширина верхней или нижней сверхпроводящих шин.

увеличивалась длина контакта. В частности, для образца на Рис. 64 длина составляла 50 мкм, что привело к значительному увеличению критического тока. В результате, магнитное поле тока смещения стало оказывать существенное влияние на форму зависимостей  $I_c(H)$ , что позволило реализовать элемент джозефсоновской магнитной памяти, способный хранить более двух логических состояний.

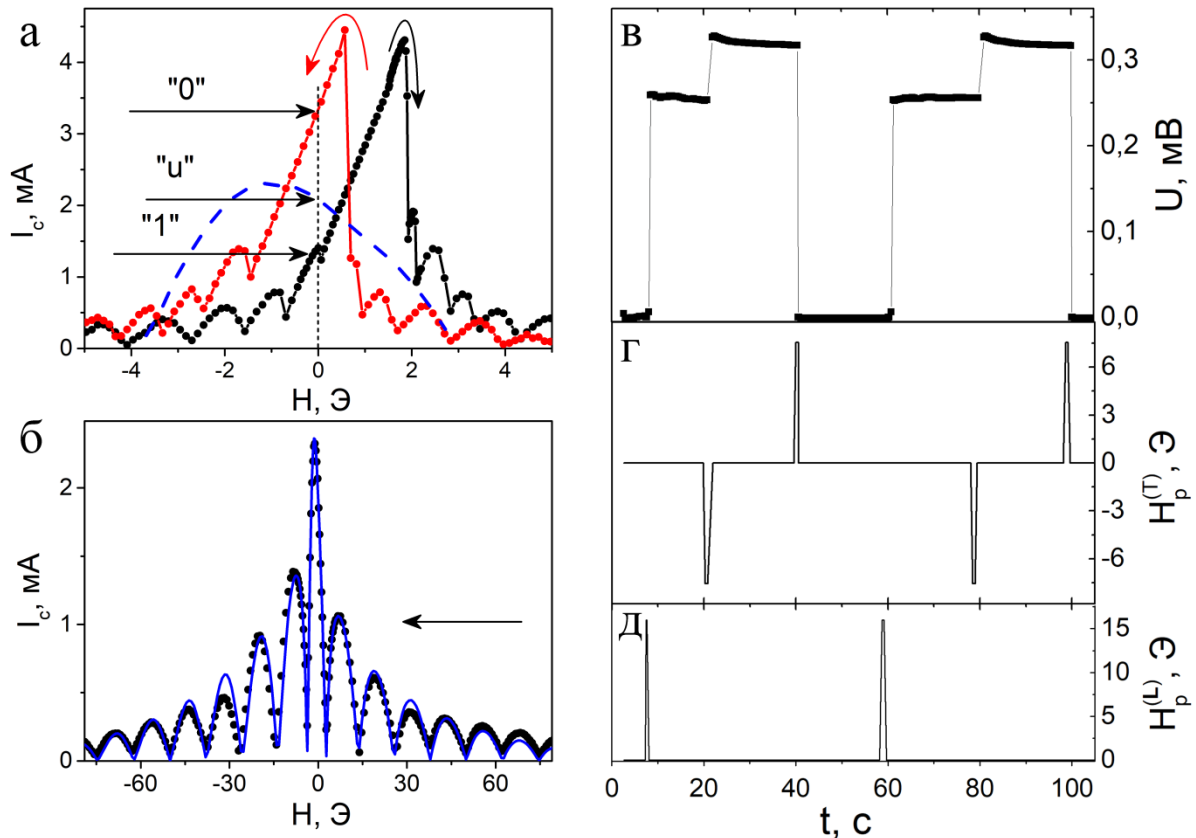
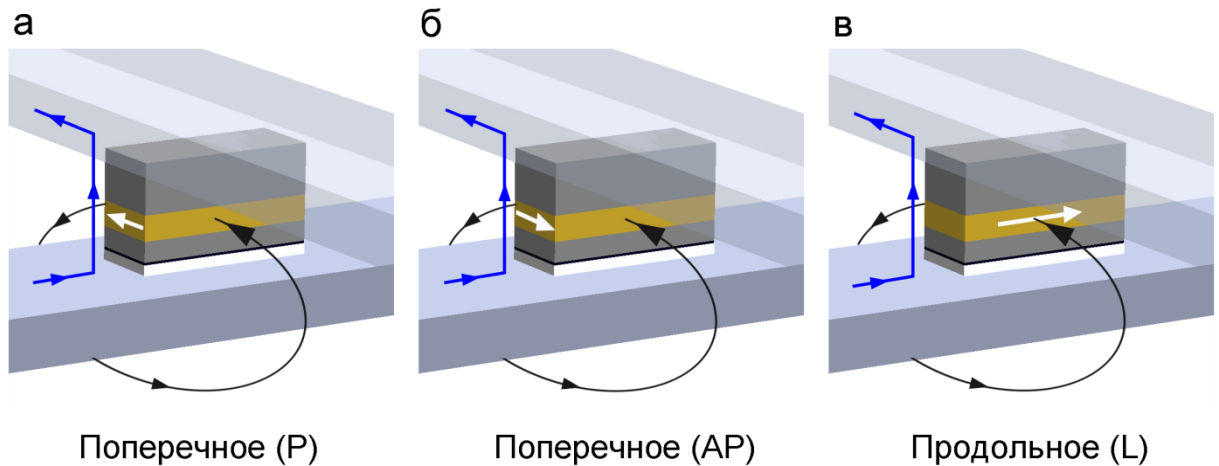


Рис. 64. (а) Красная и черная кривые - зависимости критического тока прямоугольного элемента джозефсоновской магнитной памяти от внешнего магнитного поля  $H_e^{(T)}$ . Размер контакта  $10 \times 50$  мкм<sup>2</sup>. Изогнутые стрелки показывают направление развертки магнитного поля. Пунктирной линией показан участок зависимости  $I_c(H_e^{(L)})$  для ориентации магнитного поля вдоль перехода, согласно панели (б). Прямые стрелки указывают значения критического тока для трех цифровых состояний. (б) Зависимость критического тока того же перехода от внешнего магнитного поля, приложенного в продольном направлении. Магнитное поле изменяется от положительных значений к отрицательным. Сплошной линией показана аппроксимация с учетом эффекта собственного поля (см. обсуждение в тексте). (в) Временная зависимость напряжения на элементе памяти под воздействием периодических ортогональных импульсов магнитного поля  $H_p^{(T)}$  и  $H_p^{(L)}$ . Ток смещения 3 мА. (г) и (д) Временная зависимость импульсов записи магнитного поля  $H_p^{(T)}$  и  $H_p^{(L)}$ . Все эксперименты проводились при температуре 4.2 К.



**Рис. 65.** Схематичное изображение цифровых состояний для троичного элемента джозефсоновской магнитной памяти, соответствующих различной ориентации намагниченности относительно собственного поля тока смещения. Цвета материалов соответствуют Рис. 62. Синяя стрелка показывает направление тока смещения, черная стрелка – магнитное поле, создаваемое протекающим током смещения (см. обсуждение в тексте), белая стрелка показывает остаточную намагниченность ферромагнетика.

Можно отметить, что влияние собственно поля тока смещения отмечалось еще в работе [31] при изучении SISFS-контактов квадратной формы. Здесь этот эффект выражен гораздо отчетливее за счет большей длины и другой топологии контакта. В предыдущих исследованиях верхняя и нижняя сверхпроводящие линии были параллельны друг другу, а SISFS-контакт располагался в районе их наложения друг на друга. При этом магнитные поля тока смещения от верхней и нижней шин компенсировали друг друга. В случае идеальной компенсации можно ожидать, что кривые  $I_c(H)$ , полученные для противоположных направлений развертки, будут зеркально симметричны относительно оси ординат с равными значениями  $I_c(H = 0)$ . Подобная форма  $I_c(H)$  была представлена в работе [30]. На практике компенсация получается неполная, поскольку верхняя и нижняя шина имеют разную ширину и расположены на разном расстоянии от джозефсоновского барьера. В используемой здесь геометрии «крест» сверхпроводящий ток после прохождения джозефсоновского перехода поворачивает на 90 градусов (см. Рис. 65), и упомянутая выше компенсация отсутствует. Отметим, что для этого эффекта существенно только собственное поле тока, протекающего по нижней шине. Протекание тока смещения по верхней

шине индуцирует продольное собственное поле меньшей амплитуды  $H/w_{top}$ <sup>29</sup>, потоком которого, к тому же, можно пренебречь из-за малой ширины перехода.

Значительный поток собственного поля делает протекание тока смещения  $I_b$  через SISFS-контакт неоднородным. Неоднородное распределение тока  $I_b$  можно представить в виде комбинации однородного распределения и вихревых экранирующих токов. Как известно, распределение сверхпроводящих токов в джозефсоновском контакте задается решением уравнения Феррела-Прейнджа (см.[71], параграф 24.1):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \varphi \quad (29)$$

Степень влияния экранирующих токов на зависимость  $I_c(H)$  определяется соотношением между размером контакта и джозефсоновской длиной

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c d_m}}, \quad (30)$$

где  $j_c$  – критическая плотность тока, а  $d_m$  – толщина области джозефсоновского перехода, в которую проникает магнитное поле – магнитная длина. Магнитная длина  $d_m = 182$  нм представляет собой сумму удвоенной лондоновской глубины проникновения для ниобия (75 нм), толщины окисленного слоя алюминия (8 нм), толщины разделительного слоя ниобия (10 нм) и ферромагнитного слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (14 нм). Оценка критической плотности тока  $j_c = 0.88$  кА/см<sup>2</sup> была получена как максимальный критический ток на Рис. 64, разделенный на площадь контакта  $A = 500$  мкм<sup>2</sup>. Подстановка дает значение  $\lambda_J = 13$  мкм, что примерно в 4 раза меньше длинной стороны и близко к длине короткой стороны. Таким образом, исследуемый образец представляет собой длинный джозефсоновский контакт в поперечном направлении ( $T$ ) и короткий – в продольном ( $L$ ).

Действительно, зависимость  $I_c(H_e^{(L)})$  в продольной конфигурации близка к Фраунгоферовой (см. ур. (9)). Однако эффект собственного поля тока на ней тоже

---

<sup>29</sup> Ширина верхней сверхпроводящей шины  $w_{top}$  в описываемых экспериментах была в 2–3 раза больше, чем  $w_{bot}$ , из-за большого соотношения сторон SISFS-контакта.

присутствует: амплитуда центрального пика заметно подавлена. Причина состоит в том, что собственное поле тока смещения  $H_b$  по-прежнему направлено поперек длинной стороны контакта, хотя приложенное поле  $H_e$  и намагниченность  $M$  поменяли направление. Определяющим размером для  $\Phi_b$  является длина  $L^{(L)} = 50$  мкм. Можно провести простую оценку, предполагая, что магнитный поток  $\Phi_b$  связан с критическим током простым соотношением вида  $\Phi_b^{(T)} = L_{eff} I_c$ , где  $L_{eff}$  – эффективная самоиндукция контакта. В этом случае зависимость  $I_c(H)$  можно описать произведением двух соотношений Фраунгофера:

$$I_c = A \frac{\sin \pi \Phi^{(L)} / \Phi_0}{\pi \Phi^{(L)} / \Phi_0} \frac{\sin \pi \Phi_b^{(T)} / \Phi_0}{\pi \Phi_b^{(T)} / \Phi_0}, \quad (31)$$

где  $\Phi^{(L)} = \Phi_e^{(L)} + \Phi_M^{(L)}$  – полный магнитный поток в продольном направлении,  $\Phi_e^{(L)} = \mu_0 H_e^{(L)} d_m L^{(T)}$  – вклад внешнего поля, а зависимость  $\Phi_M^{(L)}(H_e^{(L)})$  была восстановлена с помощью джозефсоновской магнитометрии (см. раздел 1.3). Несмотря на свою простоту, уравнение (31) хорошо описывает экспериментальные данные (см. синюю кривую на Рис. 64(б)), при использовании  $L_{eff} = 0.68$  пГн в качестве подгоночного параметра.

Возвращаясь к обсуждению Рис. 64(а), заметим, что собственное поле тока смещения расщепляет поперечное магнитное состояние на два. Третье значение принимает критический ток в продольном состоянии, который не достигает максимального значения 4.5 мА (см. Рис. 64). Таким образом, получается элемент памяти с тремя состояниями – «1», «0» и «неопределенно» («и»), – которые могут иметь дополнительное значение для приложений сверхпроводящей цифровой логики. Работа троичного элемента памяти представлена на Рис. 64(в). В поперечном АР-состоянии критический ток при нулевом внешнем поле составляет 3.31 мА, а в Р-состоянии – 1.34 мА. В продольном состоянии критический ток принимает промежуточное значение 2.08 мА («не определено» или «и»), как это обсуждалось выше. Если выбрать ток смещения в диапазоне  $2.08 \text{ мА} < I_b < 3.31 \text{ мА}$ , можно переключать джозефсоновский контакт между

тремя состояниями с разным напряжением с помощью импульсов внешнего магнитного поля трех направлений, исходящих от двух источников тока. Ток смещения следует выбирать немного ниже критического тока в антипараллельном поперечном AP-состоянии, чтобы обеспечить хорошее различие напряжений между состояниями «0» и «1». Характерные частоты в резистивных состояниях составляют около 125 и 155 ГГц. Оба этих значения соответствуют частотному диапазону RSFQ-логики.

### 4.3. Численное моделирование субмикронных SIsFS-элементов памяти

Целью настоящего раздела является оценка перспектив миниатюризации прямоугольных элементов джозефсоновской магнитной памяти. Основной задачей является построение зависимости допустимого диапазона токов смещения  $r_{BC}$  (ур. (18)) от соотношения сторон  $r_A$  (ур. (28)). Для этого было проведено численное моделирование процесса перемагничивания  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ -барьера прямоугольных SIsFS-контактов на основе модели кластерного ферромагнетика со случайно распределенной магнитной анизотропией кластеров [61], описанной в разделе 1.1. В качестве длины было выбрано значение 10 мкм, соответствующее минимальному размеру мезы SIsFS-контактов, достижимому в рамках технологического процесса, описанного в главе 2. При этом значении остаточная намагниченность слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  все еще создает заметный поток через SIsFS-контакт. Действительно, на Рис. 63 критический ток в продольном состоянии равен 74% от максимального значения, т.е. его подавление за счет потока  $\Phi_r$  весьма значительно. В расчетах задавалась ширина контакта в диапазоне от 3 до 0.2 мкм с соответствующим изменением соотношения сторон  $r_A$  с 3.3 до 50. Минимальный размер соответствует удвоенному межкластерному расстоянию согласно статье [55] (см. также раздел 1.1).



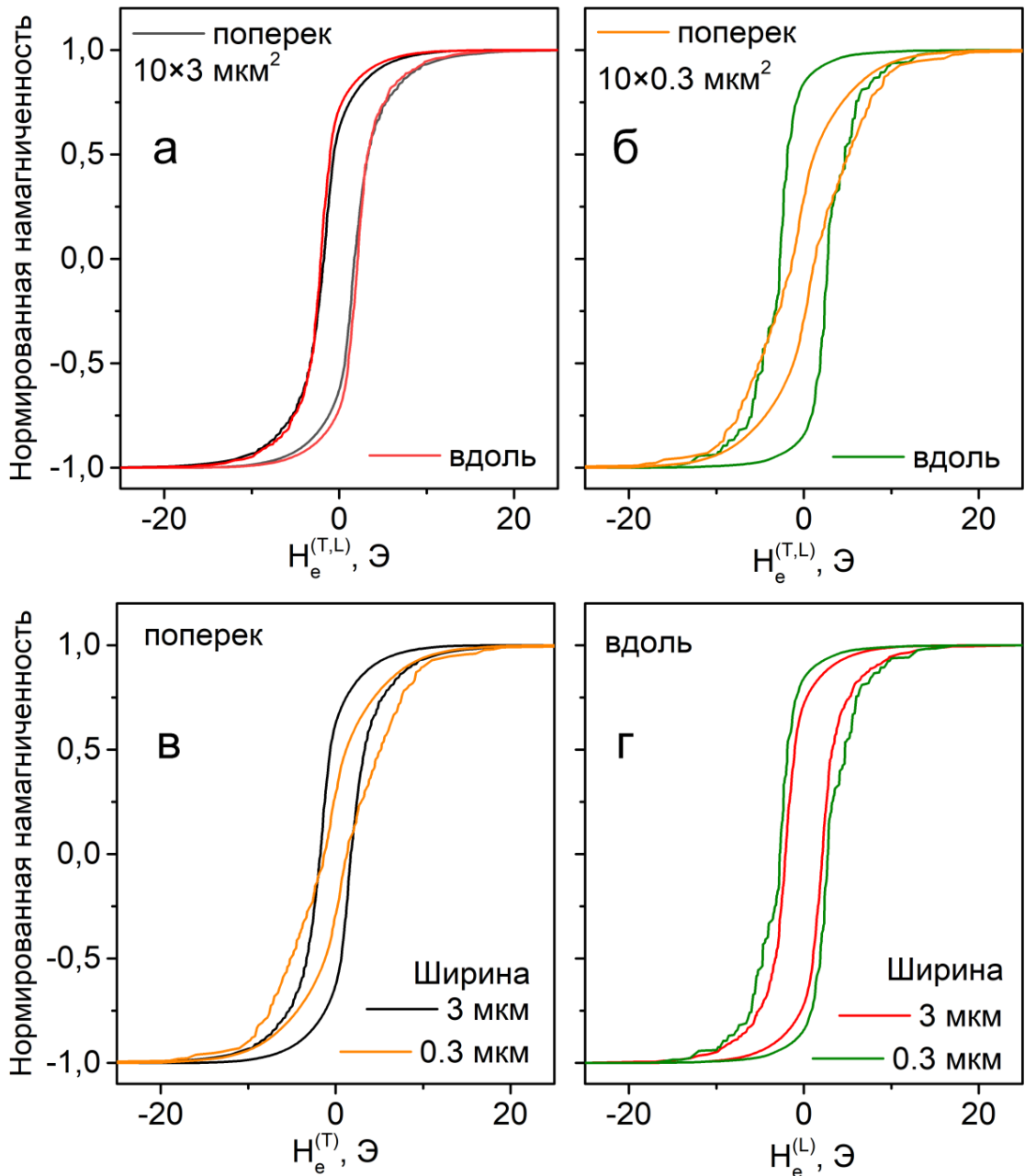


Рис. 66. (а), (б) Расчетные кривые перемагничивания для полосок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  размером  $10 \times 3 \text{ мкм}^2$  и  $10 \times 0.3 \text{ мкм}^2$  соответственно. (в), (г) Сравнение расчетных кривых перемагничивания для тех же полосок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , когда магнитное поле ориентировано в поперечном (панель (в)) и продольном (панель (г)) направлениях.

На Рис. 66(а)-(г) показаны рассчитанные петли гистерезиса, ожидаемые при продольном и поперечном перемагничивании для двух образцов, ширина которых отличается на порядок ( $10 \times 3 \text{ мкм}$  и  $10 \times 0.3 \text{ мкм}$ ). При ширине образца 3  $\text{мкм}$  петли вдоль и поперек перехода практически идентичны: коэрцитивная сила практически совпадает по величине, магнитная проницаемость отличается незначительно, остаточная намагниченность отличается в пределах 10%. С

увеличением соотношения сторон петли гистерезиса в продольном и поперечном направлениях эволюционируют по-разному: кривая намагничивания в поперечном направлении наклоняется, кривая намагничивания в продольном направлении – распрямляется (Рис. 66(в),(г)). Для узкого образца (шириной 0.3 мкм) продольное коэрцитивное поле  $H_c^{(L)}$  увеличивается примерно на 40%, а изменение поперечного коэрцитивного поля незначительно. Поперечная остаточная намагниченность этого образца примерно вдвое меньше, чем у широкого (Рис. 66(в)). Наоборот, продольная остаточная намагниченность увеличивается примерно на 20% при уменьшении ширины (Рис. 66(г)). Качественно, такое поведение соответствует ожидаемому при увеличении соотношения сторон прямоугольных ферромагнетиков (см., например, [155], с. 47, а также [156]).

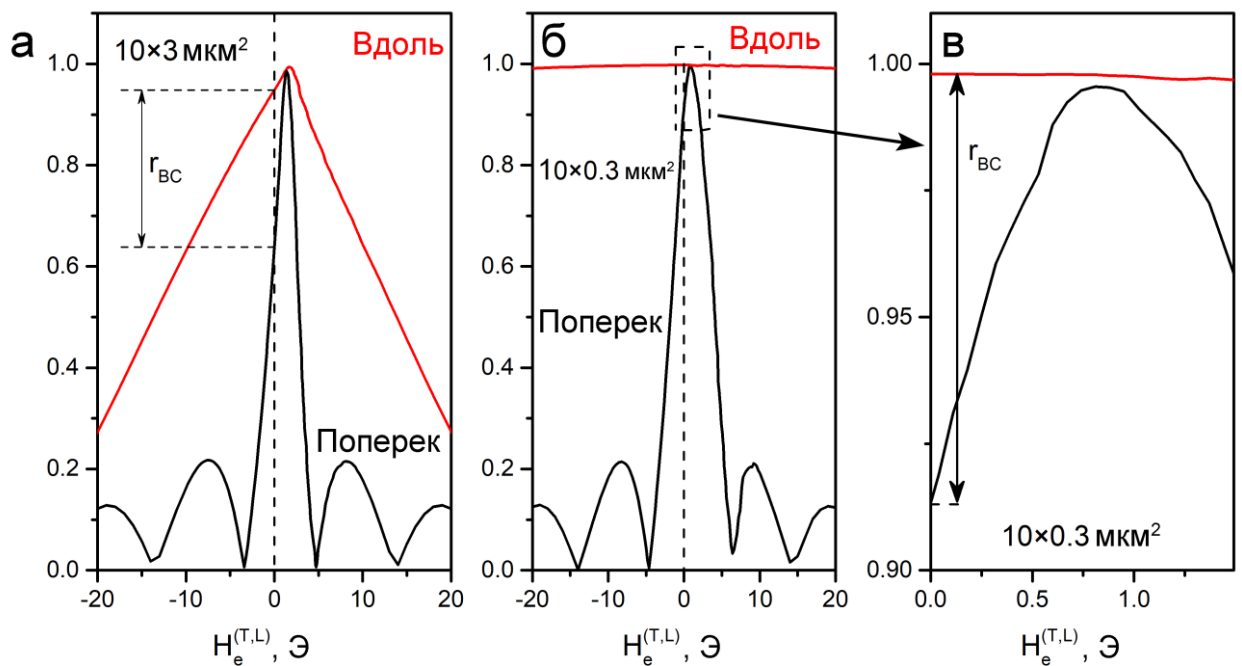


Рис. 67. (а) Расчетные зависимости  $I_c(H_e^{(T,L)})$  для прямоугольного SIsFS-контакта размером  $10 \times 3 \text{ мкм}^2$  для двух ортогональных направлений внешнего магнитного поля в плоскости контакта. Вертикальная стрелка показывает допустимые пределы тока смещения для работы в качестве элемента джозефсоновской магнитной памяти. (б) Те же зависимости для прямоугольного SIsFS-перехода размером  $10 \times 0.3 \text{ мкм}^2$ . (в) Увеличенный фрагмент панели (б).

Трансформация петли гистерезиса узкой полосы ферромагнетика является ограничивающим фактором для этой концепции миниатюризации. Действительно, увеличение наклона петли гистерезиса для поперечной ориентации приводит к меньшей остаточной намагниченности и большему критическому току. Это показано на Рис. 67. Для образца размером  $10 \times 3$  мкм<sup>2</sup> ток смещения элемента джозефсоновской магнитной памяти может быть установлен в диапазоне от 0.95 до 0.64 максимального критического значения. Другими словами, относительный диапазон токов смещения составляет  $r_{BC} = 31\%$ . Выбор тока смещения в этом диапазоне не нарушит функциональность элемента памяти, но повлияет на напряжение в состоянии «1» и характеристическую джозефсоновскую частоту. Максимальное напряжение в резистивном состоянии будет получено при выборе тока смещения чуть меньше 95% от максимального значения. При уменьшении ширины до 0.3 мкм относительный диапазон токов смещения уменьшается до 9%. При  $r_A = 50$  также получается ненулевое значение  $r_{BC} = 2\%$  (см. Рис. 68(a)). Таким образом, ширина прямоугольного джозефсоновского контакта длиной 10 мкм потенциально может быть уменьшена до 200 нм. Экспериментально измеренное значение  $r_{BC}$  для образца  $10 \times 3$  мкм<sup>2</sup> с соотношением сторон  $r_A = 3$  (см. Рис. 63(a)) больше расчетного на Рис. 68 (см. квадратную точку на на Рис. 68) для того же соотношения сторон. На первый взгляд, это благоприятствует возможности реализации миниатюрного прямоугольного элемента джозефсоновской магнитной памяти. Однако это также может быть связано с нелинейным масштабированием соотношения Фраунгофера при изменении  $r_A$ .

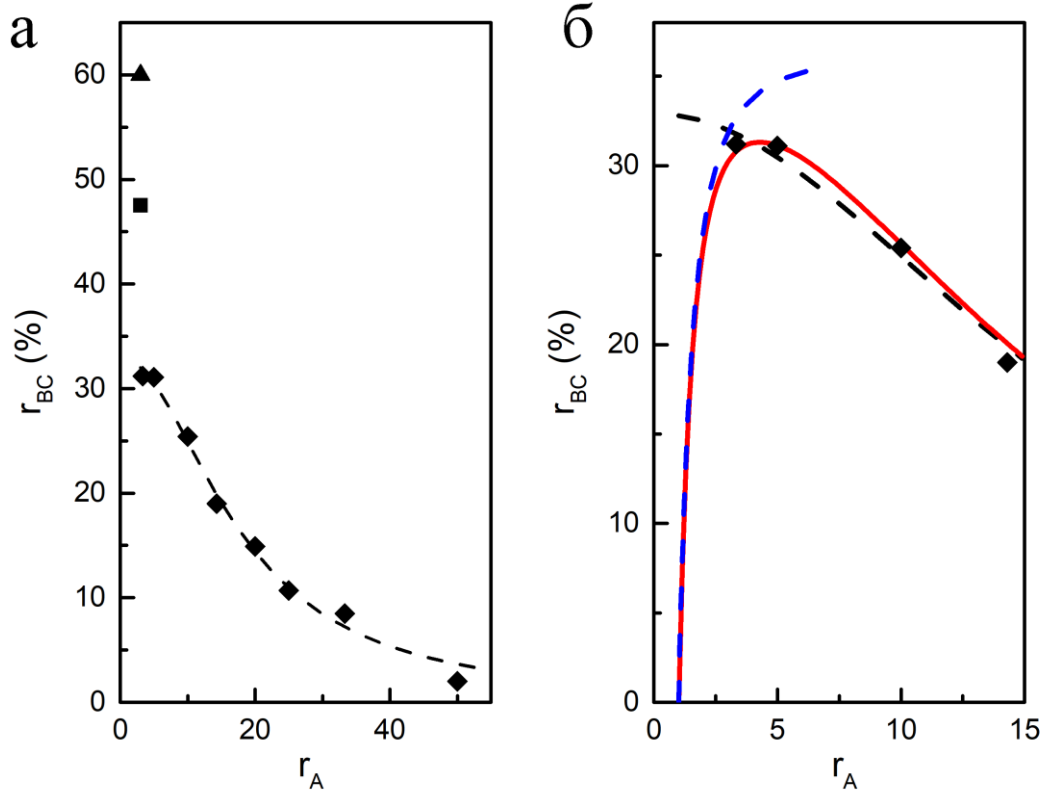


Рис. 68. (а) Относительный диапазон тока смещения  $r_{BC}$  в зависимости от соотношения сторон  $r_A$  для прямоугольного SIsFS-контакта длиной 10 мкм. Пунктирной линией показана функция Лоренца, проходящая через экспериментальные точки. Квадратная и треугольная точки соответствуют  $r_{BC}$  согласно Рис. 63(а) и работе [61] соответственно. (б) Та же зависимость при малых значениях  $r_A$ . Синяя пунктирная линия проведена в соответствии с формулой (33). Сплошная красная линия представляет собой аппроксимацию в полном диапазоне согласно уравнению (36).

Зависимость<sup>30</sup>  $r_{BC}(r_A)$  при  $r_A \geq 3$  может быть аппроксимирована функцией Лоренца:

$$r_{BC} = \frac{a}{1 + br_A^2} \quad (32)$$

как показано на Рис. 68(а) пунктирной линией. При малых значениях соотношения сторон ( $r_A < 3$ ) зависимость  $r_{BC}(r_A)$  будет немонотонной. Это ясно из того факта, что джозефсоновский контакт квадратной формы имеет отношение сторон  $r_A = 1$ , и  $r_{BC} = 0$ , поскольку остаточная намагниченность создает

<sup>30</sup> Имеется в виду зависимость  $r_{BC}(r_A)$  при фиксированной длинной стороне контакта 10 мкм. В этом случае соотношение сторон  $r_A$  меняется только за счет уменьшения ширины контакта.

одинаковый поток  $\Phi_r^{(L)} = \Phi_r^{(T)}$  через обе стороны мезы. Рассмотрим случай, когда петли гистерезиса одинаковы для обеих ориентаций и не зависят от  $r_A$ . Это приблизительно справедливо для значений  $r_A \leq 3$ , как следует из Рис. 66(а). В этом приближении потоки остаточной намагниченности для двух перпендикулярных направлений отличаются только из-за уменьшения ширины контакта, следовательно  $\Phi_r^{(L)} = \Phi_r^{(T)}/r_A$ . Используя соотношение Фраунгофера (см. ур. (9)), зависимость  $r_{BC}(r_A)$  можно оценить как

$$r_{BC} = i_c^{(L)} - i_c^{(T)} = \left| \frac{\sin \frac{\pi \Phi_r^{(T)}}{r_A \Phi_0}}{\frac{\pi \Phi_r^{(T)}}{r_A \Phi_0}} \right| - i_0 \quad (33)$$

где

$$i_0 = \left| \frac{\sin \frac{\pi \Phi_r^{(T)}}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi_r^{(T)}}{\Phi_0}} \right| \approx 0.64 \quad (34)$$

является критическим током для поперечного состояния, значение которого взято в соответствии с Рис. 67(а). Решение трансцендентного уравнения (34) дает значение  $\Phi_r^{(T)} \approx 0.5\Phi_0$ . На Рис. 68(б) (см. синюю пунктирную кривую) видно, что  $r_{BC}$  в этом случае быстро растет с ростом  $r_A$  от одного до примерно трех. При больших значениях  $r_A$  рост уже не значителен и  $r_{BC}$  асимптотически приближается к значению  $1 - i_0 \approx 0.34$ . Как было отмечено выше, при больших  $r_A$  основной причиной изменения  $r_{BC}$  становится изменение петли гистерезиса слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (см. черную пунктирную линию на Рис. 68(б)), поэтому для построения аппроксимирующей функции в полном диапазоне логично попробовать заменить асимптотическое значение на функцию Лоренца:

$$1 - i_0 \rightarrow \frac{\alpha}{1 + \beta r_A^2} \quad (35)$$

Подставляя замену (35) в (33) а также заменяя  $\Phi_r^{(T)}/\Phi_0 \rightarrow \varphi$  и используя  $\varphi$  в качестве параметра получаем:

$$r_{BC}(r_A) = \left| \frac{\sin \frac{\pi\varphi}{r_A}}{\frac{\pi\varphi}{r_A}} \right| - 1 + \frac{\alpha}{1 + \beta r_A^2} \quad (36)$$

Именно эта функция использовалась для аппроксимации зависимости  $r_{BC}(r_A)$  в полном диапазоне. На Рис. 68(б) и Рис. 69 красные кривые являются результатом аппроксимации функцией (36) с параметрами  $\varphi = 0.5$  и  $\beta = 3.8 \cdot 10^{-3}$ . Коэффициент  $\alpha = 0.36$  получается из условия  $r_{BC}(1) = 0$ . В настоящее время невозможно теоретически обосновать, что именно эту зависимость следует использовать для аппроксимации данных. Тем не менее, из Рис. 69 видно, что эта функция хорошо согласуется с данными моделирования. Полученный параметр аппроксимации  $\varphi$  совпал с оцененным ранее значением  $\Phi_r^{(T)}/\Phi_0 = 0.5$ . Однако на данный момент все совпадения следует рассматривать как случайные из-за отсутствия строгости в приведенных выше аргументах.

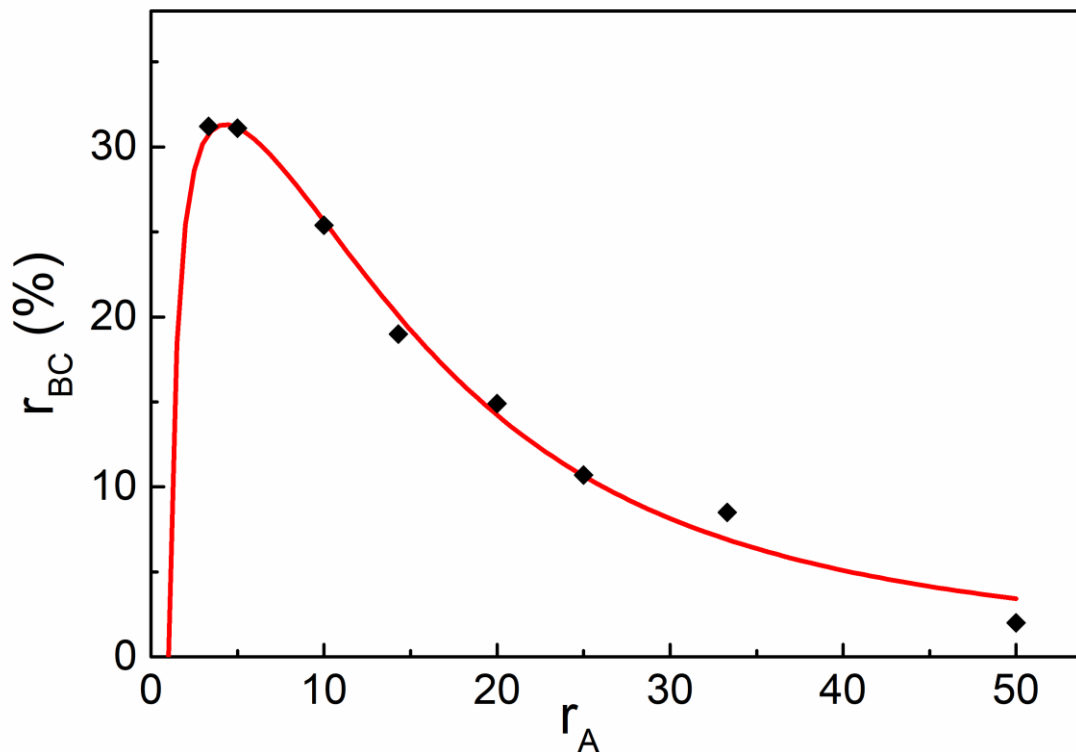


Рис. 69. Зависимость нормированного диапазона допустимых токов смещения  $r_{BC}$  от соотношения сторон  $r_A$ . Точки – результаты численного эксперимента, красная линия – аппроксимация функцией (36).

Построенная аппроксимирующая функция приближается к зависимости (32) или (33) в каждом предельном случае и имеет максимум при  $r_A \approx 3$ . Это значение выглядит оптимальным для прямоугольного джозефсоновского контакта. Однако требования к уменьшению размеров элементов памяти вынуждают использовать большее соотношение сторон в практических устройствах. На практике предельное значение  $r_A$  следует выбрать меньше 50, поскольку диапазон токов смещения  $r_{BC}$  должен быть больше, чем разброс критических токов SIsFS-переходов в будущих массивах джозефсоновской MRAM. Возможно, дальнейшая миниатюризация может быть достигнута за счет использования более сильных ферромагнетиков или более концентрированных сплавов  $Pd_{1-x}Fe_x$ . Для используемого ферромагнетика состава  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  увеличение  $r_{BC}$  может быть получено за счет использования более толстых слоев  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ , поскольку его ферромагнитные свойства усиливаются с увеличением толщины (см. раздел 1.1, а также раздел 5.1). Например,  $r_{BC}$  около 60% следует из моделирования в работе [61] для  $12 \times 4$  мкм<sup>2</sup> прямоугольного джозефсоновского контакта с толщиной слоя  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  15 нм (см. также треугольную точку на Рис. 68).

Очевидно, прямоугольные джозефсоновские контакты могут работать так же, как и квадратные. В этом случае цифровое состояние определяется наличием или отсутствием намагниченности F-слоя поперек длинной стороны контакта. Для такого элемента памяти требуется только одна линия управления, направленная вдоль контакта (например, только нижняя шина на Рис. 62). Цифровое состояние будет записываться биполярными импульсами магнитного поля разной амплитуды [30, 31]. Ограничение соотношения сторон  $r_A$ , очевидно, будет таким же, как показано выше (Рис. 68). Напротив, в настоящей работе важна ортогональность импульсов магнитного поля, используемого для записи различных цифровых состояний. Величина этих импульсов может быть одинаковой, но должна превышать поле насыщения для используемого направления. Потенциально, ортогональная запись цифровых состояний (см. раздел 4.1, 4.2) может облегчить решение проблемы половинного выбора,

уменьшить частоту битовых ошибок и т.д. Однако разработка конкретных схем является предметом будущих исследований.

#### 4.4. Заключение

Таким образом, в данном разделе была продемонстрирована работа прямоугольных SIsFS-контактов на основе  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  в качестве элементов джозефсоновской магнитной памяти. Информация может быть закодирована продольной или поперечной ориентацией остаточной намагниченности прямоугольного ферромагнитного барьера. Миниатюризации можно добиться, уменьшив короткую сторону прямоугольника, то есть, увеличив соотношение сторон. Ограничивающим фактором здесь является изменение петли гистерезиса прямоугольного ферромагнетика в поперечном направлении. При использовании разбавленного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  предсказано уменьшение площади прямоугольного элемента джозефсоновской магнитной памяти до  $2 \text{ мкм}^2$ . В пределе длинного контакта может быть реализован троичный элемент памяти, основанный на влиянии собственного поля тока смещения.



## Глава 5. Магнеторезистивные явления и эффект магнитной памяти в планарных FSF-микромостиках Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>-Nb-Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>

### 5.1. Проектирование спиновых вентилях на основе гибридных FS-структур Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>-Nb

Основным объектом исследования в настоящей главе являются 3-слойные FSF-мостики Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>-Nb-Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>. Данный вид относится к сверхпроводящим псевдо спиновым вентилям, поскольку структура не содержит якорных слоев (см. раздел 1.3). В этом случае AP-состояние может образовываться в диапазоне магнитных полей  $H_{c_1} < H < H_{c_2}$ , где  $H_{c_{1,2}}$  – коэрцитивные поля F-слоев (см. например, [113]). В случае слабоферромагнитного сплава Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> для выполнения условия  $H_{c_1} \neq H_{c_2}$  достаточно выбрать разные толщины верхнего и нижнего слоев. Для примера, на Рис. 70 представлены кривые перемагничивания слоев Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> толщиной 15 нм, 20 нм и 25 нм, полученные методом джозефсоновской магнитометрии<sup>31</sup>. Видно, что уменьшение толщины F-слоя с 25 нм до 15 нм приводит к уменьшению коэрцитивного поля с 2 Э до 0.3 Э. Намагниченность насыщения при этом уменьшается в 2.3 раза. Увеличение толщины слоя Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> до 40 нм, наоборот, приводит к увеличению коэрцитивного поля примерно до 9 Э, как было показано в работе [57] (см. также Рис. 3(а) в разделе 1.1). Намагниченность насыщения при этом возрастает в 4.7 раз. Для начальных экспериментов по реализации сверхпроводящего псевдо спинового вентиля на основе сплава Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> были выбраны значения  $d_{F_1} \approx 25$  нм для тонкого (нижнего) и  $d_{F_2} \approx 40$  нм для толстого (верхнего) F-слоев. В реальности было изготовлено и исследовано большое количество образцов, в которых толщина верхнего

<sup>31</sup> Для измерений кривой перемагничивания были изготовлены квадратные SIsFS-контакты по технологии, приведенной в разделе 2.3. Процедура джозефсоновской магнитометрии подробно описана в разделе 1.3.

изменялась от 40 нм до 45 нм, а толщина нижнего изменялась от 20 нм до 30 нм. Однако какого-то качественного изменения свойств FSF-микромостиков при вариации толщин  $d_{F_{1,2}}$  на данном этапе исследования выявлено не было. Заметим, что точное значение толщин  $d_{F_{1,2}}$  в данной главе не имеет особого значения в силу демонстрационного характера описанных экспериментов.

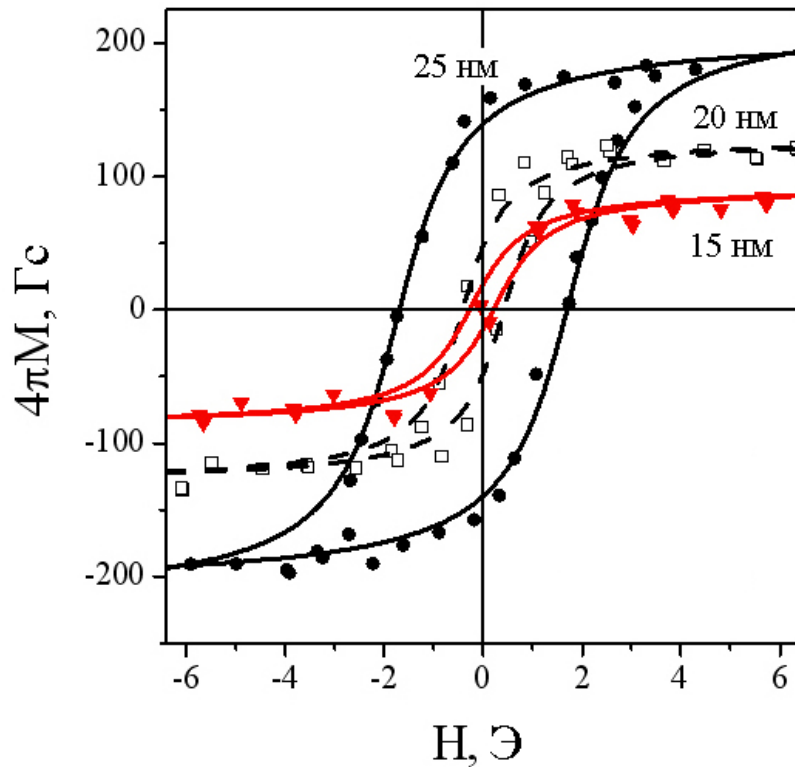


Рис. 70. Кривые перемагничивания, слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  размером  $10 \times 10 \text{ мкм}^2$  различной толщины, полученные с использованием метода джозефсоновской магнитометрии (см. раздел 1.3). Температура эксперимента 2.3 К.

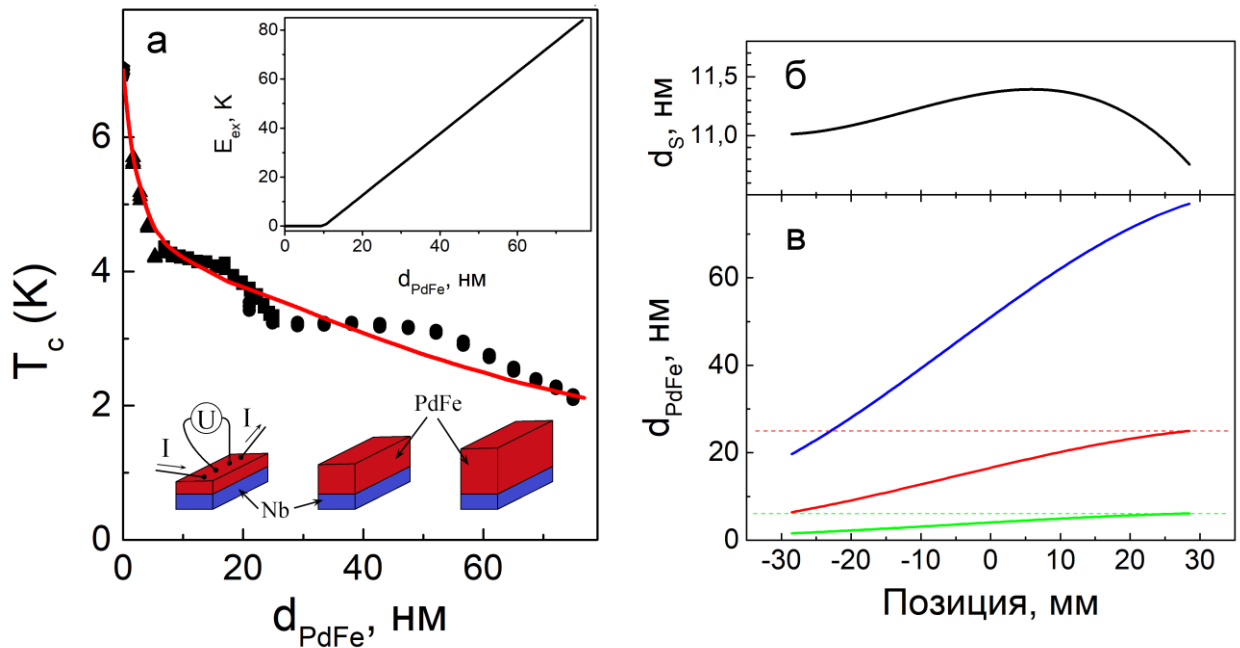
Выбор оптимальной толщины сверхпроводящего слоя  $d_S$  определяется следующими соображениями. Величина  $d_S$  должна быть достаточно мала, чтобы обеспечивать достаточное сильное воздействие ферромагнитных слоев на сверхпроводящий параметр порядка. Но при этом подавление критической температуры должно быть не слишком сильным, чтобы оставалась возможность исследования образцов в криостате  $^4\text{He}$ . В начале работы было неясно, насколько сильно будет подавляться критическая температура тонкой пленки ниобия ( $d_S \approx 10\text{--}20 \text{ нм}$ ) при выбранных толщинах F-слоев (25–40 нм), поскольку эффект близости в паре Nb–PdFe был исследован явно недостаточно (см. раздел 1.2)

Поэтому в данной главе была исследована зависимость  $T_c(d_{PdFe})$  для двухслойных образцов Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> в широком диапазоне толщин F-слоев  $0 < d_F < 75$  нм. Для этого было изготовлено 3 FS-клина (см. раздел 2.3), покрывающих разные части этого диапазона. Толщина слоя ниобия была выбрана равной 11 нм из технологических соображений. Эта величина является достаточно большой по сравнению со сверхпроводящей длиной когерентности в ниобии  $\xi_S \approx 7$  нм [91], однако использовалась в предыдущих работах по изучению гибридных FS-структур (см., например, [89]). Увеличенная толщина S-слоя обеспечивала достаточно высокую критическую температуру всех образцов, экспериментально измеримую с использованием криостата <sup>4</sup>He, вплоть до максимальных толщин слоя Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>.

Результаты выполненных экспериментов представлены на Рис. 71(а). В диапазоне толщин  $0 < d_{PdFe} < 7$  нм наблюдается резкое уменьшение критической температуры  $T_c$  от 7 К до 4.2 К. В диапазоне толщин  $7 < d_{PdFe} < 10$  нм критическая температура почти постоянна. В интервале от 10 нм до 75 нм (практически значимый диапазон толщин) критическая температура уменьшается еще на 2 К приблизительно по линейному закону. Волнообразные отклонения экспериментальных точек, скорее всего, связаны с пространственным изменением толщины сверхпроводящего слоя вдоль клина в пределах  $\pm 0.4$  нм, как это показано на Рис. 71(б). Толщина слоя Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> монотонно возрастала вдоль подложки для всех трех образцов с отношением толщин на «толстом» и «тонком» краях примерно 4:1 (см. раздел 2.2).

Наблюдение убывающей зависимости  $T_c(d_{PdFe})$  в очень широком диапазоне толщин (вплоть до 75 нм) является довольно неожиданным результатом. В ранее выполненных экспериментах (см. раздел 1.2) существенное изменение критической температуры двухслойных FS-структур наблюдалось только при достаточно малых толщинах F-слоя (менее 10 нм), что связано с малой глубиной проникновения куперовских пар в ферромагнетик  $\xi_{F_1}$  (см. определение в разделе 1.2). Например, величина  $\xi_{F_1}$  в слабоферромагнитном сплаве Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub>

составляет всего 1.3 нм [73]. Отметим, что в «немагнитном» диапазоне толщин  $d_{PdFe} < d_0 = 10$  нм (см. раздел 1.1) также наблюдается резкое падение критической температуры с выходом на плато при  $7 \text{ нм} < d_{PdFe} < 10$  нм (см. Рис. 71(a)). Это свидетельствует о малости «нормальной» («температурной») длины когерентности  $\xi_{PdFe} = \sqrt{\hbar D_{PdFe} / 2\pi k T_c}$  для изготовленных тонкопленочных слоев  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ . Здесь  $D_{PdFe}$  – коэффициент диффузии электронов в слое  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ , а  $T_c$  – критическая температура двухслойной FS-пленки. Дальнейшее уменьшение  $T_c$  в диапазоне  $10 \text{ нм} < d_{PdFe} < 75$  нм, скорее всего, связано с отмеченным ранее [30, 54] усилением ферромагнетизма в слое  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  за счет увеличения межкластерного обменного взаимодействия с ростом  $d_{PdFe}$ .



**Рис. 71.** (а) Зависимость критической температуры двухслойных FS-пленок Nb– $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  от толщины слоя ферромагнетика  $d_{PdFe}$  при толщине сверхпроводника около 11 нм (см. Рис. 71(б)). Точки различной формы соответствуют трем разным образцам, изготовленным с использованием метода клина. Красная линия показывает аппроксимацию экспериментальных данных на основе микроскопической теории (см. обсуждение в тексте). На вставке приведена зависимость эффективной обменной энергии от толщины ферромагнетика, использовавшаяся при расчете. (б) Зависимость толщины слоя ниобия ( $d_S$ ) от положения на подложке (профиль) для всех трех образцов. (в) Профили слоев  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ , осажденных с использованием метода клина (см. раздел 2.2) в составе трех двухслойных FS-пленок  $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$  (см. обсуждение в тексте).

Для проверки этой гипотезы, было выполнено численное моделирование на основе решения уравнений микроскопической теории (см раздел 1.2). Результат расчетов представлен сплошной кривой на Рис. 71(a). Видно, что удовлетворительное согласие с экспериментом может быть получено уже в предположении линейной зависимости эффективной обменной энергии  $E_{ex}$  в слое  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  от его толщины при  $d_{\text{PdFe}} > d_0$  (см. вставку к Рис. 71(a)):

$$E_{ex}(d_{\text{PdFe}})/k_B = \alpha(d_{\text{PdFe}} - d_0) \quad (37)$$

Параметрами аппроксимации являлись прозрачности FS-границы раздела  $\gamma \approx 0.35$  и  $\gamma_{\text{BFS}} \approx 0.2$  (см. определение в работе [32]); характерная длина  $\xi^* = \sqrt{\hbar D_{\text{PdFe}}/2\pi k T_c(0)} = 0.44\xi_S$ ; а также феноменологический параметр  $\alpha = 1.26$  К/нм, характеризующий скорость нарастания эффективной энергии обменного взаимодействия с толщиной слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Здесь  $T_c(0) = 7.0$  К – критическая температура отдельного слоя ниобия толщиной  $d_S \approx 11$  нм, а  $\xi_S = 6.68$  нм – длина когерентности в ниобиевом S-слое согласно статье [91]. Характерный пространственный масштаб  $\xi^* \approx 2.9$  нм соответствует минимальному значению «температурной» длины когерентности  $\xi_{\text{PdFe}}$  для слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  в немагнитном диапазоне ( $d_{\text{PdFe}} < 10$  нм). При больших толщинах ( $d_{\text{PdFe}} > 10$  нм)  $\xi^*$  является просто параметром микроскопической теории<sup>32</sup>, поскольку длина когерентности определяется эффективной энергией обменного взаимодействия  $E_{ex}$  и, возможно, другими распаривающими процессами (см., например, [72, 73] и раздел 1.2). Величина  $E_{ex}$  увеличивается вплоть до 80 К в температурных единицах (см. вставку на Рис. 71(a)), что качественно соответствует изменению температуры Кюри отдельных слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  согласно работе [30].

Таким образом, в диапазоне толщин 10–75 нм изменение магнитных свойств слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  оказывает заметное влияние на критическую температуру сверхпроводящего слоя ниобия толщиной 11 нм. Для характерных

---

<sup>32</sup>  $\xi^*$  характеризует диффузионное движение электронов в слое  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ .

толщин 40 нм и 25 нм критическая температура двухслойных FS-пленок составляет около 3 К. Трехслойный FSF-мостик можно качественно представить как объединение двух двуслойных FS-структур, соединенных по границе сверхпроводящего слоя. Поэтому для FSF-мостика можно ожидать такой же критической температуры (около 3 К) при толщине  $d_S = 22$  нм. Для усиления связи между ферромагнитными слоями и, как следствие, эффекта псевдоспинового вентиля было решено уменьшить  $d_S$  до 13–15 нм, что определялось доступными технологическими условиями. Оказалось, что критическая температура в этом случае уменьшается незначительно (примерно до 2.5 К), а искомый эффект действительно наблюдается при изучении магнетосопротивления изготовленных мостиков.

## **5.2. Магнетосопротивление микромостиков $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ в пределах сверхпроводящего перехода**

В настоящем разделе рассматривается магнетосопротивление FSF-мостиков различных размеров при температурах в пределах сверхпроводящего перехода. Исследовалось две серии образцов, в которых толщина ниобиевой прослойки составляла 13 и 15 нм. В каждой серии толщины ферромагнитных слоев варьировались в пределах 40–45 нм для верхнего и 20–30 нм для нижнего. Технология изготовления образцов приведена в разделе 2.2. На Рис. 72 приведены схематическое поперечное сечение и микрофотография одного из образцов.

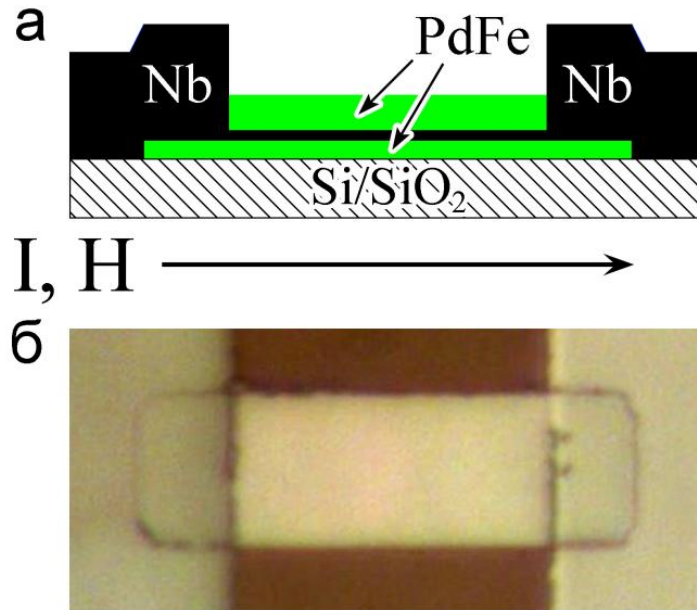


Рис. 72. (а) Схематическое изображение FSF-микромостика  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , соединяющего ниобиевые контактные площадки (не в масштабе). Стрелка показывает направление магнитного поля и тока смещения. (б) Микрофотография одного из мостиков размером  $8 \times 15 \text{ мкм}^2$  (вид сверху).

Эксперимент проводился следующим образом. В первую очередь измерялись температурные зависимости сопротивления FSF-мостиков в окрестности сверхпроводящего перехода в нулевом магнитном поле. На Рис. 73(а) представлен пример такой зависимости для мостика размером  $6 \times 15 \text{ мкм}^2$ . Затем производилась стабилизация температуры в разных точках перехода в сверхпроводящее состояние, и снимались зависимости сопротивления мостика от внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости структуры вдоль длинной стороны мостика. На Рис. 73(б)–(г) представлены типичные зависимости относительного магнитосопротивления  $\Delta R(H)/R_N$ , где  $\Delta R = R(H) - R(0)$ ,  $R_N$  – сопротивление образца в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии, магнитное поле  $H$  приложено в плоскости образца параллельно длинной стороне мостика (см. Рис. 72) при помощи сверхпроводящего соленоида. На графиках представлены две кривые, соответствующие развороткам магнитного поля в двух направлениях: от большого <sup>33</sup> положительного поля  $H$  до большого

<sup>33</sup> Имеется в виду заведомо превышающего поля насыщения обоих ферромагнитных слоев.

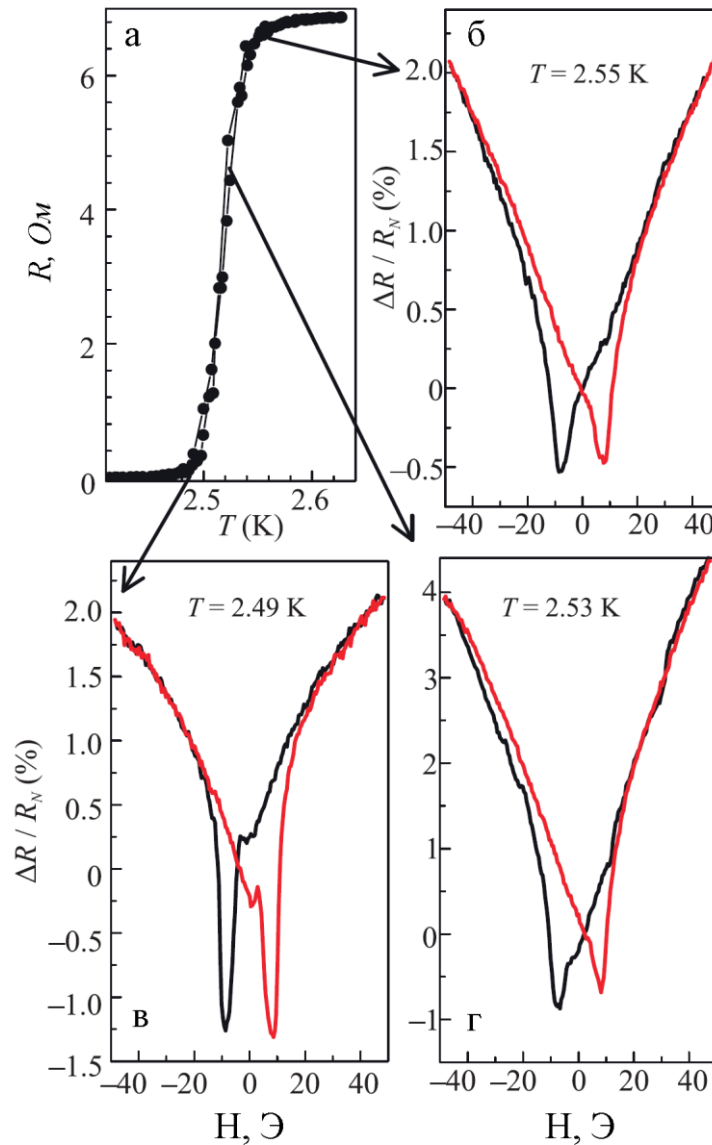
отрицательного  $H$  (черные кривые на Рис. 73(б)–(г)) и в обратном направлении (красные кривые на Рис. 73(б)–(г)). В целом, сопротивление мостиков росло с увеличением абсолютной величины приложенного магнитного поля. На фоне этой зависимости наблюдались гистерезисные провалы магнитосопротивления при двух магнитных полях  $\pm H_0 \approx 9$  Э, противоположных по знаку исходной намагниченности насыщения, что свидетельствует об усилении сверхпроводимости в слое ниобия.

Было обнаружено, что глубина провалов (т.е. значение  $\Delta R(H)/R_N$  в минимуме) возрастает по мере уменьшения температуры в пределах сверхпроводящего перехода  $T_c^{(e)} < T < T_c^{(b)}$ .<sup>34</sup> При  $T = 2.55$  К ( $T \approx T_c^{(b)}$ ) глубина провала составляет около 35 мОм, то есть около 0.5% от нормального сопротивления образца (Рис. 73(а)). При уменьшении температуры эффект увеличивается со скоростью примерно 0.85 мОм/мК. Максимальная величина эффекта 90 мОм (1.3% нормального сопротивления) достигается при  $T = 2.49$  К, то есть  $T \approx T_c^{(e)}$ . При этой температуре глубина провала составляет около 70% сопротивления в нулевом магнитном поле. При дальнейшем понижении температуры эффект постепенно исчезает, поскольку сопротивление в низкорезистивном состоянии, а затем и во всем измеряемом диапазоне полей становятся нулевым. В работах [93, 105, 107, 116, 122–127] эффект спинового вентилля оценивался в терминах изменения критической температуры. Можно примерно оценить, что провал на магниторезистивной кривой при  $T = 2.49$  К эквивалентен изменению  $T_c$  около 1 мК. Столь малое изменение сложно заметить в ходе измерения температурной зависимости сопротивления  $R(T)$ , однако оно отчетливо обнаруживается на экспериментальных кривых  $R(H)$ . Обнаруженная температурная зависимость указывает, что данный магниторезистивный эффект связан именно с усилением сверхпроводимости в тонком слое ниобия, а не вызван, например, магнитосопротивлением в слоях  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ .

---

<sup>34</sup> Здесь  $T_c^{(e)} = 2.49$  К и  $T_c^{(b)} = 2.55$  К обозначают температуры начала ( $R = 0.96R_N$ ) и конца ( $R = 0.04R_N$ ) сверхпроводящего перехода.

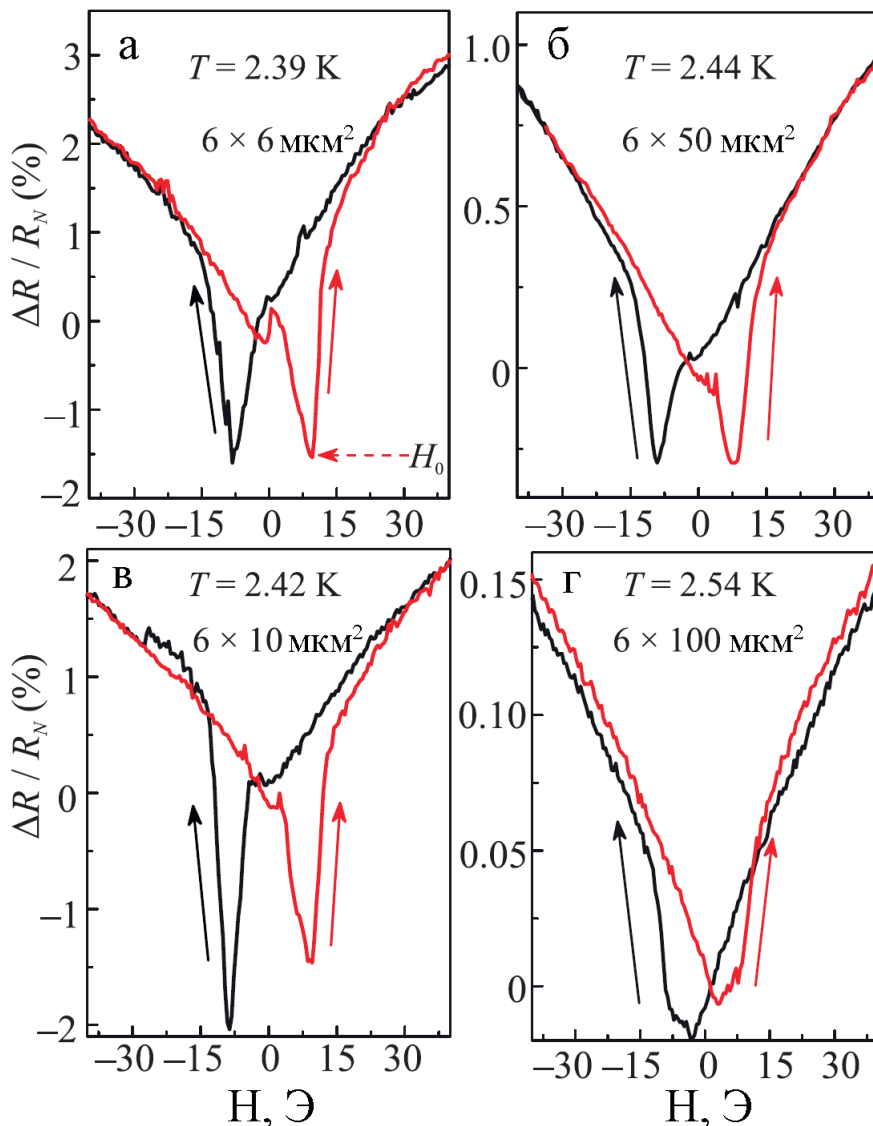




**Рис. 73.** (а) Резистивный переход в сверхпроводящее состояние FSF-мостика размером  $6 \times 15$  мкм<sup>2</sup>. (б)–(г) Магнитосопротивление данного мостика при различных температурах в пределах сверхпроводящего перехода. Приведена зависимость разности сопротивления  $R(H)$  и сопротивления при  $H = 0$ , нормированная на сопротивление в нормальном состоянии. Ток смещения 20 мкА.

Следующим шагом было изучение влияния геометрических размеров FSF-мостика на магниторезистивные кривые. В отличие от случая SISFS-контактов (см. главу 4), было обнаружено, что миниатюризация образцов не уменьшает эффект. Наоборот, наиболее показательные кривые наблюдались для образцов наименьших размеров. На Рис. 74 приведены примеры таких магниторезистивных кривых для мостиков шириной 6 мкм и длиной от 6 до 100 мкм. В целом,

наиболее выраженные отрицательные пики магнитосопротивления<sup>35</sup> наблюдались для самых маленьких образцов длиной 6–20 мкм и шириной 4–8 мкм. По мере увеличения размеров мостиков пики становились шире и постепенно сливались с магниторезистивной кривой, проявляясь в виде небольших искажений (см Рис. 74(г)). Это согласуется с предыдущими исследованиями [30], в которых наблюдался переход от квазиоднородного к магнитно-неоднородному состоянию квадратных джозефсоновских контактов Nb–Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>–Nb при увеличении размера от 10×10 мкм<sup>2</sup> до 30×30 мкм<sup>2</sup>.

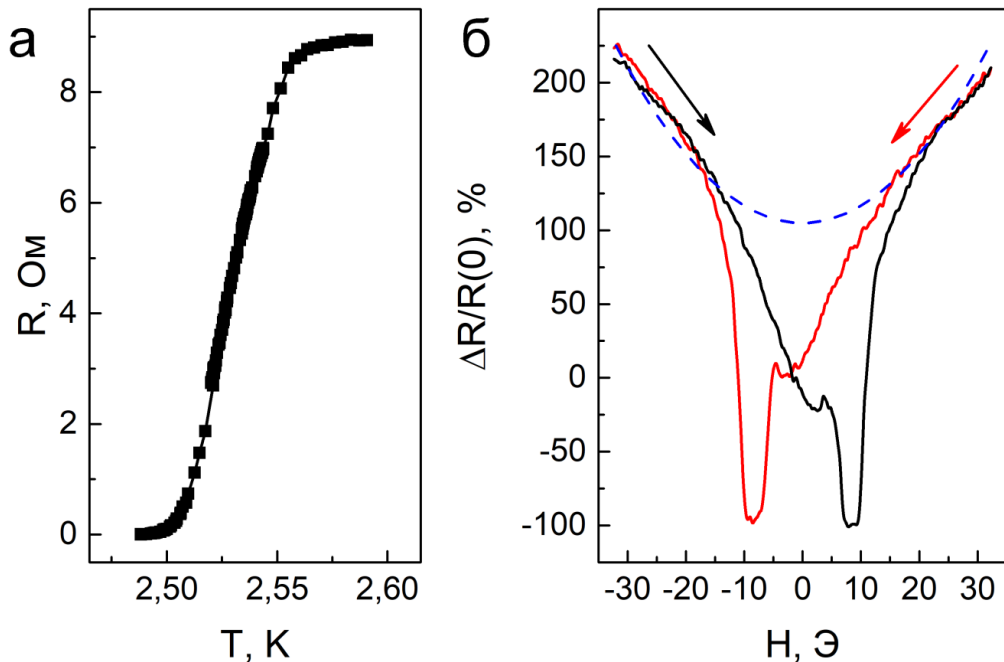


**Рис. 74.** Магнитосопротивление FSF-мостиков с одинаковой шириной 6 мкм но разной длиной. Длина указана для верхнего слоя Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>. Толщина верхнего слоя Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> равна 45 нм, а нижнего – 25 нм. Ток смещения 20 мкА.

<sup>35</sup> С наименьшей шириной и наибольшей глубиной.

Полученные выше зависимости от температуры и размеров мостика определяют наиболее благоприятные условия для проведения дальнейших экспериментов: температура, близкая к нижней границе сверхпроводящего перехода, и малый размер мостика. Прежде чем переходить далее, рассмотрим подробнее процесс перемагничивания микромостика в этих условиях. В качестве примера представлены результаты для образца размером  $6 \times 20$  мкм<sup>2</sup>, при  $T \approx 2.48$  К, близкой к нижней границе сверхпроводящего перехода (Рис. 75(а)). Толщины верхнего и нижнего F-слоев составляли 22 нм и 45 нм, соответственно, а толщиной сверхпроводящего слоя – 13 нм. На Рис. 75(б) показана полная магниторезистивная кривая при этой температуре. При больших полях, когда оба F-слоя намагничены до насыщения, сопротивление не зависит от предыстории: черная и красная ветви на Рис. 75(б), соответствующие противоположным направлениям развертки, практически совпадают при  $|H| = 20\text{--}30$  Э. Рост сопротивления в этом интервале полей качественно соответствует квадратичному закону подавления сверхпроводящего параметра порядка тонкой пленки параллельным магнитным полем согласно теории Гинзбурга-Ландау [71] (см. пунктирная линия на Рис. 75(б)). Изменение магниторезистивной кривой в диапазоне  $|H| < 20$  Э согласуется с результатами измерения кривых перемагничивания  $M(H)$  отдельных слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  с близкими толщинами (25 нм и 40 нм) [57] (см. Рис. 3(а) в разделе 1.1). 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 [54]. При таком же изменении поля  $H$  кривая магнитосопротивления F $\text{SF}$ мостика (см. черную кривую на Рис. 75(б)) идет ниже квадратичной огибающей, а затем достигает локального минимума при поле  $H = +2.3$  Э, соответствующем коэрцитивному полю тонкого F-слоя согласно [57]. Микромагнитное моделирование [61] показало, что перемагничивание кластерного ферромагнетика происходит через образование завихренного магнитного состояния. 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 [74] из-за появления неколлинеарных магнитных конфигураций относительно намагниченности более магнито жесткого верхнего F-слоя. При дальнейшем увеличении  $H$  более магнитомягкий нижний F-слой намагничивается в положительном направлении с возникновением антипараллельного (AP) состояния, т.к. при этом намагниченность верхнего F-слоя остается отрицательной и слабо изменяется в диапазоне полей  $|H| < 7-8$  Э [57]. Поэтому в диапазоне  $4.8$  Э  $< H < 8$  Э наблюдается падение сопротивления, связанное с прямым спинвентильным эффектом [109]. При увеличении  $H$  выше коэрцитивного поля верхнего слоя (около  $9$  Э [57]) 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.



**Рис. 75.** (а) Температурная зависимость сопротивления FSF-микромостика  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  размером  $6 \times 20$  мкм<sup>2</sup> в окрестности сверхпроводящего перехода. Толщины верхнего и нижнего F-слоев составляют 45 нм и 22 нм соответственно. Толщина разделительного слоя ниобия – 13 нм. (б) Кривые магнетосопротивления для того же микромостика при температуре 2.48 К. Стрелками показано направление развертки магнитного поля. Синей пунктирной кривой схематически показана параболическая огибающая магниторезистивной кривой (см. обсуждение в тексте). Ток смещения 20 мкА.

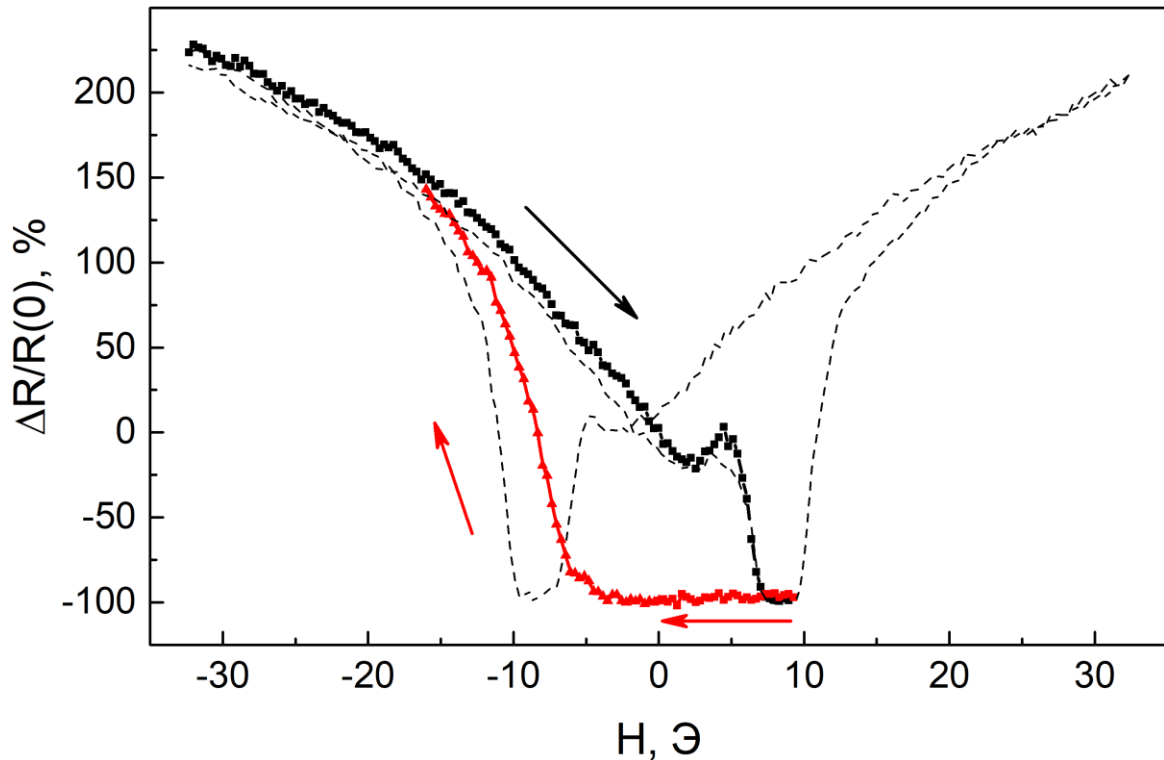
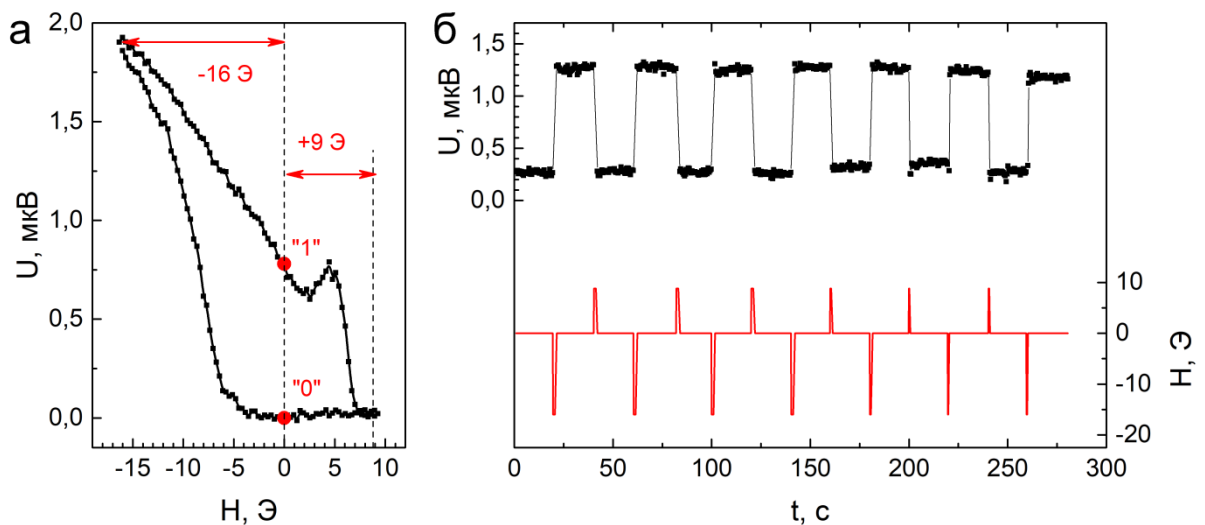


Рис. 76. Частная петля магнетосопротивления размером  $6 \times 20 \text{ мкм}^2$  при температуре 2.48 К (см. обсуждение в тексте). Стрелками показано направление развертки магнитного поля. Пунктиром показана полная петля магнетосопротивления этого микромостика, представленная на Рис. 75(б). Ток смещения 20 мкА.

Практический интерес представляет вопрос о возможности запоминания низкорезистивного состояния, достигаемого в полях  $\pm 9$  Э (Рис. 75(б)). Другими словами, сохраняется ли это состояние при выключении приложенного магнитного поля? Ответ представлен на Рис. 76, где приведена частная магниторезистивная кривая FSF-мостика. Исходное состояние образца соответствовало большому отрицательному магнитному полю ( $-32$  Э), в котором оба слоя были намагничены до насыщения в отрицательном направлении. При развертке поля в положительном направлении был достигнут минимум отрицательного пика магнетосопротивления 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 магнетосопротивление 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 наоборот.

Для практических приложений важно, что оба состояния (низко- и высокорезистивное) являются стабильными. Это позволяет использовать FSF мостик в качестве элемента сверхпроводниковой памяти. На Рис. 77(а) можно видеть, что импульса магнитного поля с амплитудой  $-16$  Э будет достаточно для 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 Рис. 77(б) показано, что последовательное приложение таких импульсов приводит к воспроизводимому переключению реализованного элемента памяти между состояниями «0» и «1». Стабильность напряжения в цифровых состояниях наблюдается на временах порядка десятков секунд.



**Рис. 77. (а)** Зависимость напряжения на FSF-мостике размером  $6 \times 20$  мкм<sup>2</sup> от магнитного поля полученная при токе смещения 20 мкА и температуре 2.48 К. Стрелками обозначены амплитуды импульсов, использованных для переключения цифрового состояния на панели (б). Цифровые состояния «0» и «1» схематически отмечены красными точками. **(б)** Временная диаграмма напряжения на FSF-микромостике (верхняя кривая), иллюстрирующая его переключение между цифровыми состояниями под действием импульсов магнитного поля (нижняя кривая). Температура  $T=2.50$  К. Ток смещения 15 мкА.

Таким образом, в данном разделе был реализован сверхпроводниковый элемент памяти с амплитудой переключения по напряжению  $U$  около 1 мкВ (Рис. 77(б)). Такая амплитуда соответствует характеристической джозефсоновской частоте  $f_c = U/\Phi_0$  около 0.5 ГГц ( $\Phi_0$  – квант магнитного потока). Обратная величина  $1/f_c \approx 2$  нс определяет время считывания цифрового состояния [31] в случае использования таких элементов памяти в устройствах быстрой одноквантовой (RSFQ) логики [157]. Полученная характеристическая частота близка к нижнему частотному пределу RSFQ-схем, что позволяет, в принципе, рассчитывать на практическое использование мостиков  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb-Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  в цифровой сверхпроводящей электронике. Энергопотребление в резистивном состоянии составляет около 15 пВт, что в 3000 раз меньше, полученного в главе 4 и на 2–4 порядка меньше энергопотребления КМОП элементов памяти, обсуждавшихся недавно в [153, 154]. Дальнейшее совершенствование предложенных элементов сверхпроводниковой памяти должно быть связано, прежде всего, с уменьшением их размеров, а также с увеличением уровня напряжения в резистивном состоянии (см. раздел 5.3).

### **5.3. Магнитные переключения FFSF-мостиков при низких температурах**

В предыдущем разделе было показано, что с уменьшением температуры в пределах сверхпроводящего перехода амплитуда магниторезистивного эффекта возрастает и достигает максимума в окрестности нижней границы перехода  $T_c^{(e)}$ . При дальнейшем понижении температуры эффект исчезает, поскольку мостик становится сверхпроводящим во всем использованном диапазоне магнитных полей. Другими словами, амплитуда магниторезистивного эффекта прекращает увеличиваться, когда критический ток мостика начинает превосходить выбранный ток смещения. Интересно проверить, сохранится ли эффект при более низких температурах и можно ли добиться увеличения амплитуды эффекта путем увеличения тока смещения.

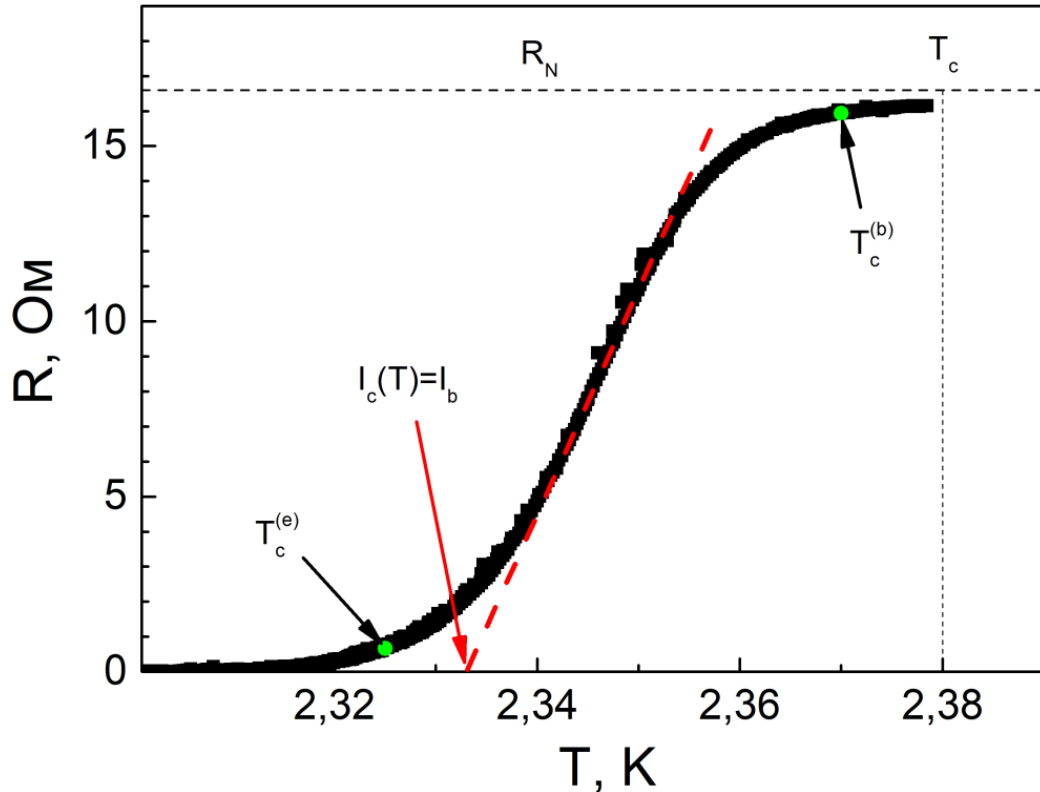


Рис. 78. Резистивный переход FSF-мостика размером  $4 \times 20 \text{ мкм}^2$ . Ток смещения 10 мкА. Зелеными точками отмечены температуры начала и конца перехода ( $T_c^{(b)}$  и  $T_c^{(e)}$  соответственно). Черными пунктирными линиями отмечены сопротивление в нормальном состоянии и критическая температура, определенная путем аппроксимации температурной зависимости критического тока (см. обсуждение в тексте). Красной стрелкой отмечена температура, при которой критический ток мостика равен току смещения.

В этом разделе рассмотрение будет производиться на примере FSF-мостика размером  $4 \times 20 \text{ мкм}^2$  с толщинами верхнего и нижнего F-слоев 22 нм и 45 нм соответственно и толщиной сверхпроводящего слоя 13 нм. На Рис. 78 представлена зависимость сопротивления образца от температуры, измеренная при токе смещения 10 мкА. Температуры  $T_c^{(e)}$  и  $T_c^{(b)}$  составляют 2.325 К и 2.370 К соответственно. Следующим шагом определялась зависимость критического тока микромостика от температуры. Для этого была измерена серия вольт-амперных характеристик при различных температурах, представленная Рис. 79. Видно, что форма ВАХ является нелинейной и содержит участок с нулевым напряжением. Ширина этого участка (или, другими словами, критический ток) увеличивается с понижением температуры. При уменьшении температуры ниже 2.216 К, на вольт-



амперной характеристике появляется гистерезис (см. черную кривую на Рис. 79), который, по-видимому, связан с перегревом мостика при переходе в резистивное состояние. При достижении критического тока вольт-амперная характеристика быстро выходит на линейный участок с большим дифференциальным сопротивлением  $dU/dI > R_N$ , а затем постепенно выходит на омический участок  $U = IR_N$ . Таким образом, форма ВАХ плохо описывается джозефсоновским соотношением вида  $U = R_N \sqrt{I^2 - I_c^2}$  (см. Рис. 80(a)). Поэтому, по-видимому, переход из сверхпроводящего состояния связан с достижением тока распаривания ниобиевого слоя. Это подтверждает температурная зависимость критического тока<sup>36</sup> FSF-мостика, которая подчиняется хорошо известному закону для тока распаривания тонкой пленки [71] (см. Рис. 79).

$$I_c = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (38)$$

Аппроксимация данных на Рис. 79 формулой (38) дает значение критической температуры  $T_c = 2.38$  К. Эта температура соответствует разрушению сверхпроводимости в слое ниобия FSF-микромостика. На Рис. 78 видно, что весь резистивный переход лежит ниже этой температуры ( $T_c^{(e)} < T_c^{(b)} < T_c$ ). Интересно отметить, что экстраполяция к нулю линейного участка перехода (см. красную пунктирную линию на Рис. 78) совпадает с температурой, при которой критический ток, определенный по формуле (38), равен току смещения 10 мкА. С практической точки зрения важно, что дифференциальное сопротивление  $dU/dI$  в окрестности критического тока ( $I \approx I_c$ ) увеличивается с понижением температуры. Это может приводить к увеличению разности уровней напряжения, если критический ток мостика зависит от взаимной ориентации намагниченностей F-слоев.

---

<sup>36</sup> Критический ток в данном разделе определялся линейной экстраполяцией (до уровня нулевого напряжения) линейного участка ВАХ с большим дифференциальным сопротивлением, как показано зеленой линией на Рис. 81 (б).

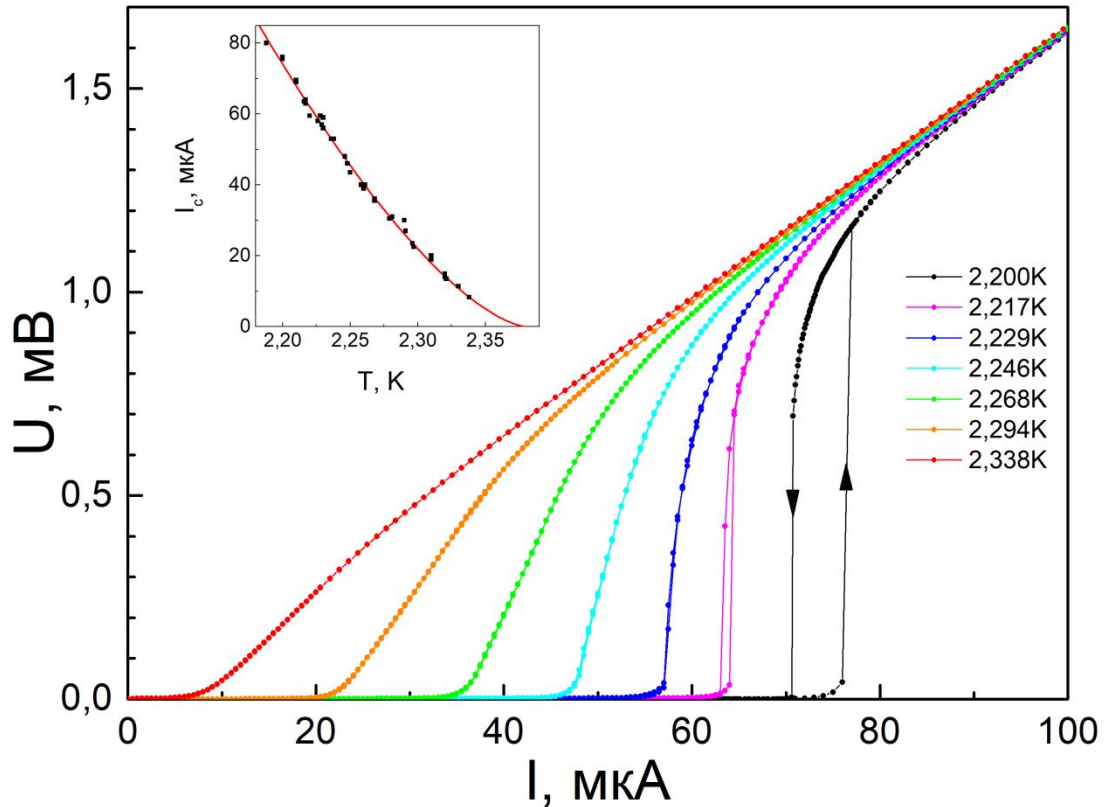


Рис. 79. Эволюция вольт-амперных характеристик FSF-мостика в зависимости от температуры. Стрелками показано направление развертки при температуре 2.200 К (черная кривая). На вставке показана температурная зависимость критического тока. Линия показывает аппроксимацию при помощи ур. (38).

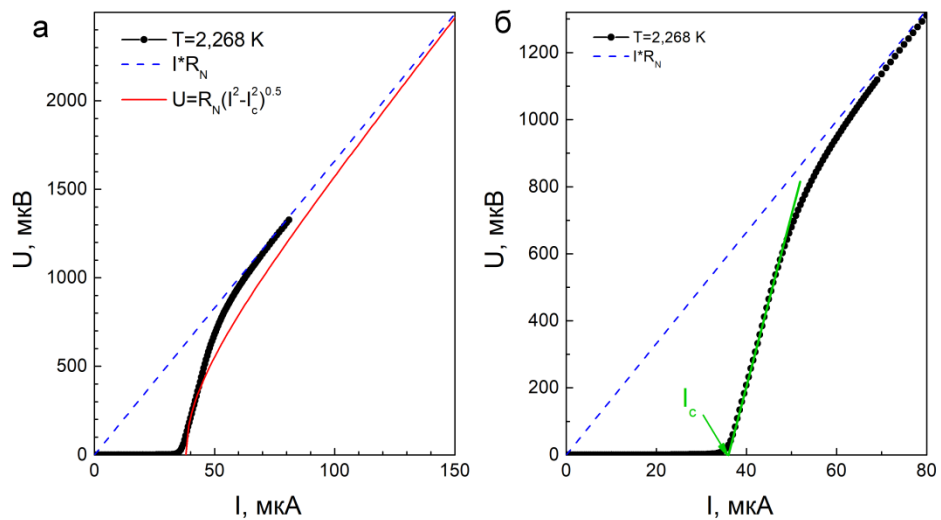
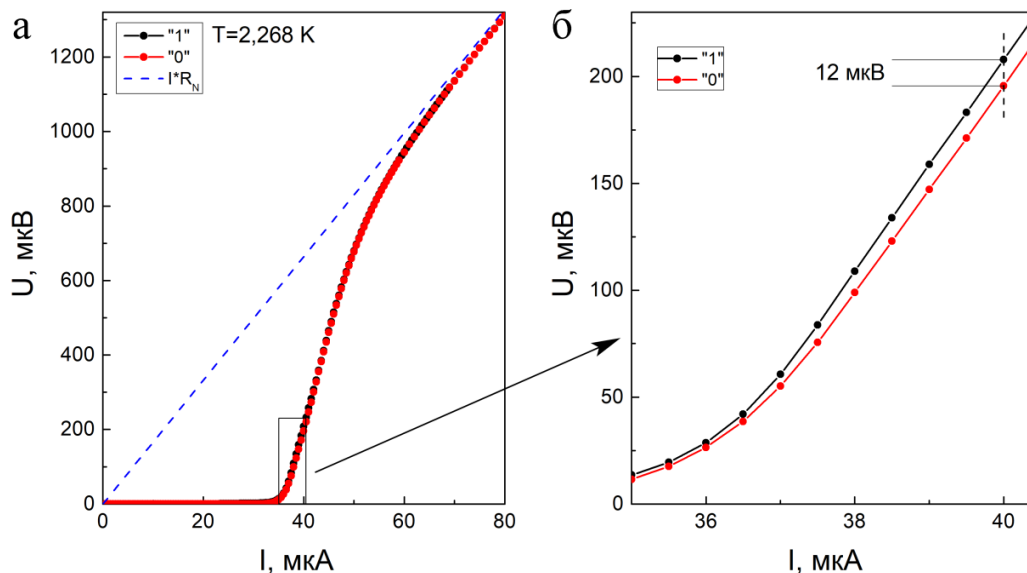
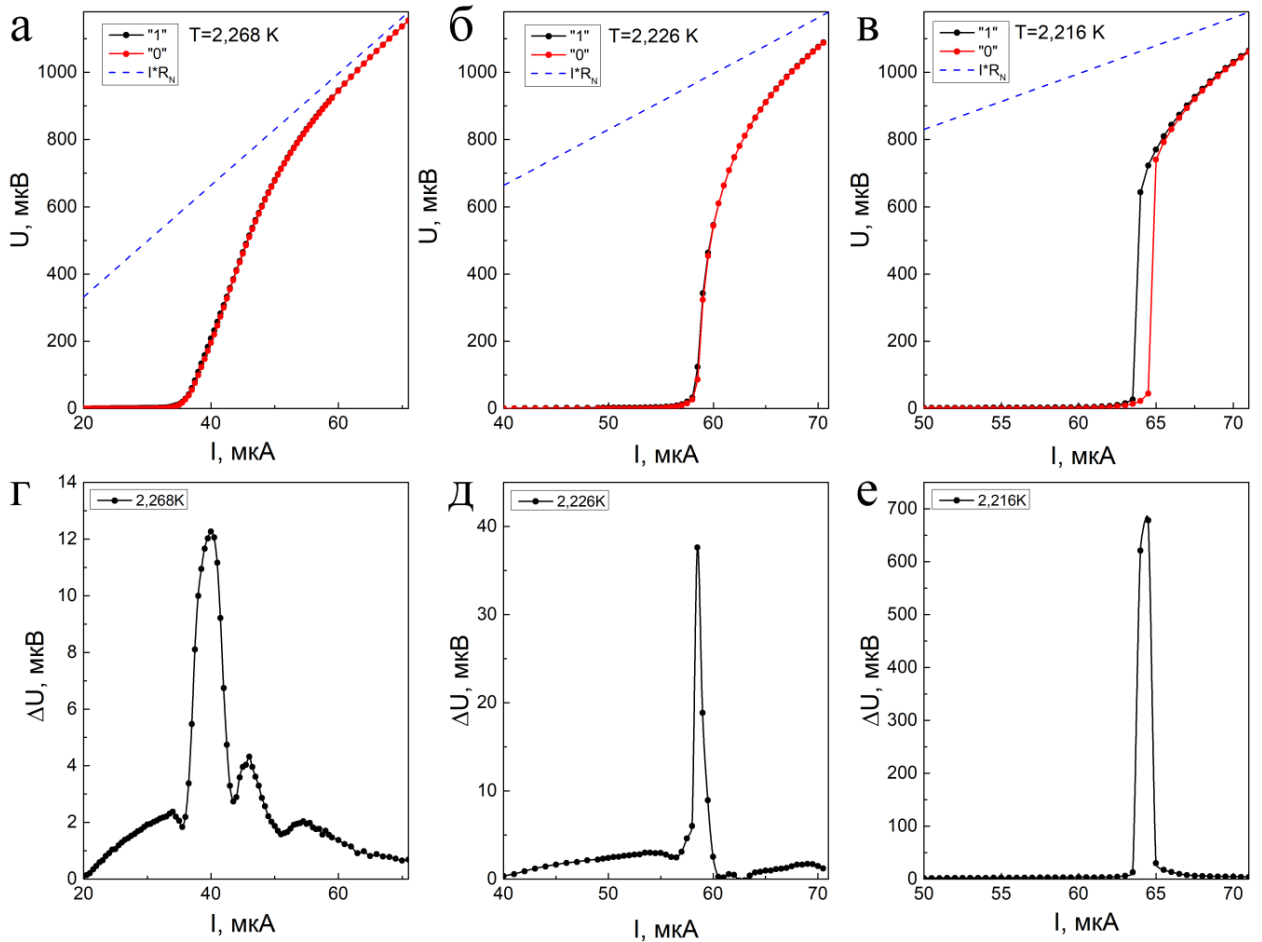


Рис. 80. (а) Пример аппроксимации вольт-амперной характеристики FSF-микромостика (черные точки) джозефсоновским соотношением  $U = R_N \sqrt{I^2 - I_c^2}$  (красная кривая). (б) Иллюстрация процедуры определения критического тока той же ВАХ по линейному участку с большим дифференциальным сопротивлением. Синим пунктиром на обеих панелях обозначена асимптота  $U = IR_N$ .

В разделе 5.2 определялся максимум магниторезистивного эффекта по температуре при фиксированном токе смещения. Исследуя вольт-амперные характеристики, удобнее искать максимум по току смещения при фиксированной температуре. Для этого последовательно снимались вольт-амперные характеристики сначала для одного, а потом для другого цифрового состояния. На Рис. 81 приведены вольт-амперные характеристики для состояний «0» и «1» при температуре 2.268 К, которая составляет  $0.95 T_c$  и лежит существенно ниже сверхпроводящего перехода на Рис. 78. Переключения между цифровыми состояниями производились импульсами магнитного поля, подобранными из частичных петель магнетосопротивления, как было описано в предыдущем разделе. На Рис. 81(а) кривые для двух цифровых состояний кажутся идентичными как по уровню критического тока, так и по сопротивлению в нормальном состоянии. Однако в увеличенном масштабе (Рис. 81(б)) видно, что в окрестности критического тока черная и красная кривые заметно расходятся. Поэтому, при увеличении тока смещения, например, до 40 мкА амплитуда эффекта возрастет до 12 мкВ. Это уже примерно на порядок больше, чем было получено в разделе 5.2 (см. Рис. 77(б)) при токе смещения 20 мкА.



**Рис. 81. (а) Пример вольт-амперных характеристик мостика в двух цифровых состояниях: «1» – черные точки и «0» – красные точки. Синим пунктиром обозначена асимптота  $U = IR_N$ . (б) Те же вольт-амперные характеристики в увеличенном масштабе, отмеченном прямоугольником на панели (а).**

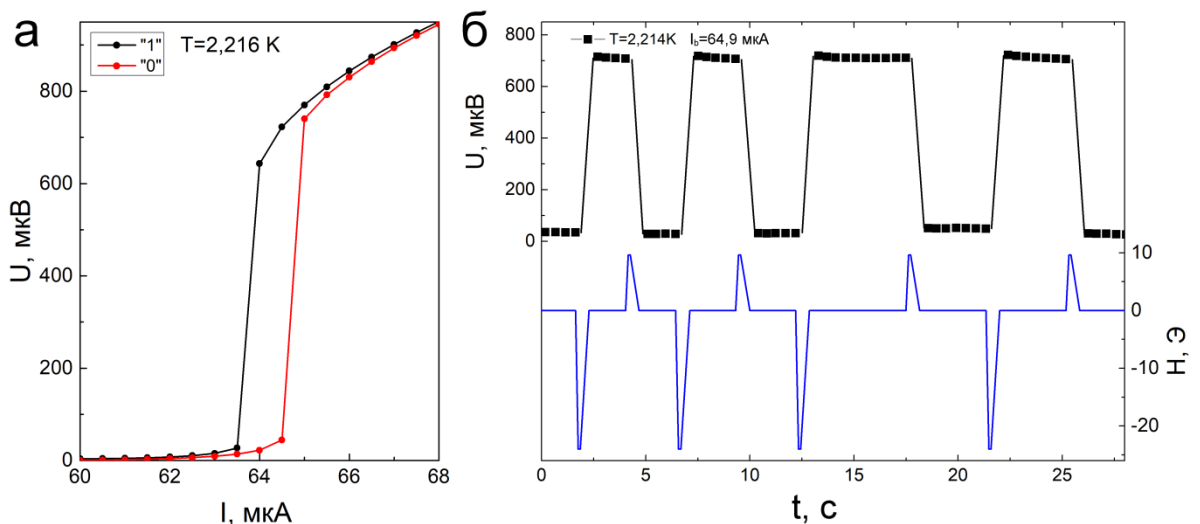


**Рис. 82. (а)–(в) Изменение вольт-амперных характеристик в двух цифровых состояниях мостика: («1» – черные точки и «0» – красные точки) с понижением температуры. Пунктирными линиями обозначена асимптота  $U = IR_N$ . (г)–(д) Разность этих же вольт-амперных характеристик.**

Более наглядное представление зависимости амплитуды магниторезистивного эффекта от выбора тока смещения может быть получено путем вычитания вольт-амперных характеристик, полученных для состояний «0» и «1». Результат этой процедуры представлен на Рис. 82 для трех температур 2.268 К, 2.228 К и 2.216 К. Видно, что разностная кривая (Рис. 82(г)–(е)) имеет выраженный пик. Максимальная высота пика достигается в окрестности критического тока образца при выбранной температуре. Поэтому оптимальная величина тока смещения при понижении температуры растет. Ширина пика, или, другими словами, допустимый диапазон токов смещения уменьшается с понижением температуры: от примерно 13%  $I_c$  на Рис. 82(г), до 1.5–2%  $I_c$  на Рис. 82(е) и Рис. 82(д) соответственно. Увеличение дифференциального сопротивления

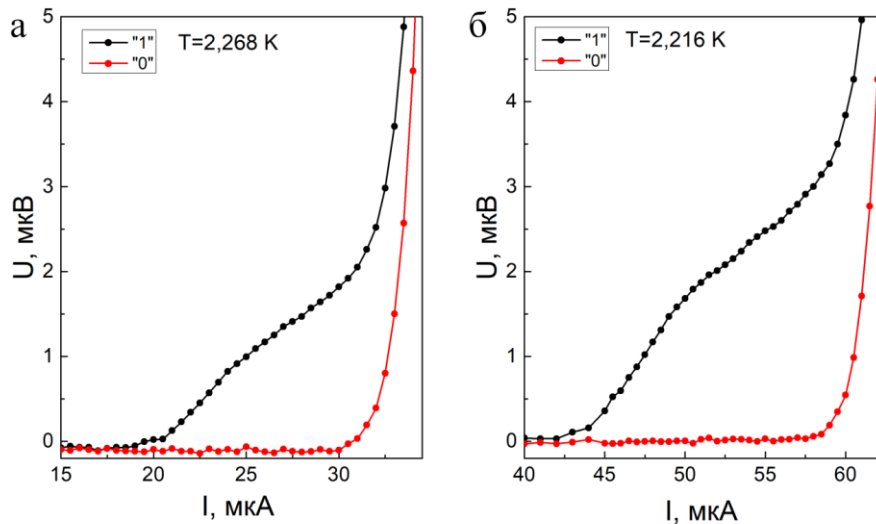
при понижении температуры приводит к увеличению высоты разностного пика (см. Рис. 81): от 12 мкВ при  $T = 2.268$  К до 40 мкВ при  $T = 2.228$  К и далее вплоть до 675 мкВ при 2.216 К (см. Рис. 81, панели (г), (д) и (е) соответственно). Максимальное значение (675 мкВ) соответствует минимальной рабочей температуре изучаемого FSF-микромостика как элемента памяти, которая определяется условием однозначности вольт-амперной характеристики (см. Рис. 79). 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, исследуемый образец может при ней функционировать в качестве элемента памяти. На Рис. 83 представлена временная диаграмма напряжения на микромостике, переключаемого между цифровыми состояниями (Рис. 83(б)) происходит под действиями импульсов приложенного магнитного поля (Рис. 83(в)). Уровни напряжения составляют 30 мкВ и 710 мкВ. Напряжение в состоянии «1» соответствует характеристической частоте примерно 340 ГГц. Стабильность цифровых состояний наблюдается на временах не менее десятков секунд.



**Рис. 83.** (а) Увеличенный участок вольт-амперных кривых мостика в двух цифровых состояниях вблизи критического тока.  $T = 2.216$  К. (б) Верхняя кривая: переключение FSF-мостика между двумя логическими состояниями импульсами внешнего магнитного поля, показанными ниже.  $T = 2.214$  К,  $I_b = 64.9$  мкА.

Интересные явления наблюдаются в диапазоне малых напряжений – единиц микровольт. В этой области форма вольт-амперных кривых существенно отличается для Р- и АР-состояний. На Рис. 84(а) и (б) показаны те же вольт-амперные характеристики, что и на Рис. 82(а) и (в) соответственно, но в увеличенном масштабе. Видно, что в АР-состоянии нулевое напряжение сохраняется практически до величины критического тока, тогда как в Р-состоянии наблюдается незначительный рост напряжения («низковольтное Р-состояние») даже при токах, меньших  $I_c$  на 30–40%. Поэтому в этом диапазоне токов возможны логические переключения с амплитудой до 2.5 мкВ, что соответствует характеристической частоте около 1 ГГц. Это не очень большая величина, однако, она способна обеспечить частотную совместимость исследованных мостиков с элементами быстрой одноквантовой логики.



**Рис. 84.** Вольт-амперные характеристики мостика в двух цифровых состояниях («1» – черные точки и «0» – красные точки) в диапазоне низких напряжений. Панель (а) соответствует Рис. 82(а), а панель (б) – Рис. 82(в).

Выяснение природы низковольтного Р-состояния FSF-микромостиков будет решаться на следующих этапах научной работы. Например, напряжение в этом состоянии может быть связано с движением вихрей (flux-flow режим), созданных в тонком слое ниобия полями рассеяния слоев  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ . Похожие явления наблюдались в работе [89]. Основным преимуществом низковольтного режима является 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%  $I_c$  согласно Рис. 84). Поэтому вероятность ошибочного считывания (bit error rate) в этом режиме должна быть гораздо ниже. Преимуществом высоковольтного режима (Рис. 83(б)) 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.

## 5.4. Заключение

Таким образом, в данной главе продемонстрирована работа планарных трехслойных FSF-микромостиков  $Pd_{0,99}Fe_{0,01}-Nb-Pd_{0,99}Fe_{0,01}$  в качестве элемента магнитной памяти. Был обнаружен заметный магниторезистивный эффект, который представляет собой резкое уменьшение его сопротивления в магнитных полях, противоположных по направлению к изначальной намагниченности. Анализ результатов для мостиков разных размеров показал, что микроструктурирование не разрушает эффект: наиболее выраженные кривые наблюдались при наименьших размерах мостиков 5–20 мкм. Низкорезистивное состояние FSF-микромостика обладает эффектом магнитной памяти. Благодаря этому была продемонстрирована возможность переключения такого образца между цифровыми состояниями под действием импульсов магнитного поля.

При понижении температуры магниторезистивный эффект усиливается, что связано с зависимостью критического тока и дифференциального сопротивления микромостика от его магнитного состояния. Ограничивающим фактором является появление на вольт-амперной характеристике гистерезиса, связанного с перегревом микромостика в резистивном состоянии. Была получена амплитуда переключения напряжения около 700 мкВ, что соответствует характерному частотному диапазону цифровой сверхпроводниковой электроники.

## Заключение

В данной работе были рассмотрены свойства гибридных структур ферромагнетик-сверхпроводник (FS) на основе сверхпроводящего ниобия (S) и слабоферромагнитного сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  (F). Рассматривались образцы трех типов: неструктурированные двухслойные FS-пленки  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$  (см. раздел 5.1), планарные FSF-микромостики (см. разделы 5.2, 5.3) и многослойные джозефсоновские SIsFS-контакты сверхпроводник (S) – изолятор (I) – разделительный сверхпроводник (s) – ферромагнетик (F)– сверхпроводник (S) (главы 3 и 4). Были получены следующие результаты.

1. Обнаружен эффект микроволнового стимулирования процесса перемагничивания слоя  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ , входящего в состав джозефсоновского барьера SIsFS-элемента сверхпроводниковой магнитной памяти. Продемонстрировано существование оптимальной амплитуды перемагничивающего импульса магнитного поля, заметно меньшего, чем поле насыщения.
2. Впервые реализованы и исследованы элементы джозефсоновской магнитной памяти прямоугольной формы на основе многослойных SIsFS-контактов.
3. Показано, что при использовании SIsFS-контактов прямоугольной формы с большим отношением сторон могут быть реализованы троичные элементы памяти.
4. Проанализированы перспективы миниатюризации прямоугольных SIsFS-элементов памяти. Показано, что площадь прямоугольных SIsFS-элементов джозефсоновской магнитной памяти на основе сплава  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$  потенциально может быть уменьшена до  $2 \text{ мкм}^2$  при длине  $10 \text{ мкм}$  и отношении сторон около 50.
5. Исследована зависимость критической температуры двухслойных FS-пленок  $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}\text{-Nb}$  при изменении толщины F-слоя в широком диапазоне, который является практически значимым для реализации элементов джозефсоновской магнитной памяти. Обнаружено, что критическая



температура монотонно уменьшается вплоть до неожиданно больших толщин (не менее 75 нм), что коррелирует с увеличением температуры Кюри используемого слабоферромагнитного сплава.

6. Обнаружен заметный магниторезистивный эффект в трехслойных планарных FSF-микромостиках  $\text{Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}\text{-Nb-Pd}_{0,99}\text{Fe}_{0,01}$ , который представляет собой резкое уменьшение его сопротивления в магнитных полях, противоположных по направлению к изначальной намагниченности. Показано, что микроструктурирование не разрушает эффект: наиболее выраженные кривые наблюдались при наименьших размерах мостиков 5–20 мкм. Обнаружено, что низкорезистивное состояние FSF-микромостика обладает эффектом магнитной памяти. Продемонстрировано переключение такого образца между цифровыми состояниями под действием импульсов магнитного поля.
7. Обнаружено усиление магниторезистивного эффекта при понижении температуры, связанное с зависимостью критического тока микромостика от его магнитного состояния. Показано, что ограничивающим фактором является появление на вольт-амперной характеристике гистерезиса, связанного с перегревом микромостика в резистивном состоянии. Получена амплитуда переключения напряжения около 700 мкВ, что соответствует характерному частотному диапазону цифровой сверхпроводниковой электроники.
8. Проведенные исследования позволяют продвинуться в решении задач миниатюризации и адресации разрабатываемых элементов сверхпроводниковой магнитной памяти на основе слабоферромагнитных сплавов  $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ .

### **Благодарности**

Автор выражает признательность Валерию Владимировичу Рязанову и Виталию Валериевичу Больгинову за научное руководство и неоценимую помощь, а также всему коллективу лаборатории сверхпроводимости ИФТТ, особенно В.Н. Шилову за помощь в изготовлении образцов и Н.С. Степакову за помощь в проведении экспериментов.

Автор благодарит коллег из Неаполитанского Университета имени Фридриха II за проведение экспериментов по микроволновому стимулированию, а также коллег из МИСиС за проведение численных экспериментов по перемагничиванию.

Отдельно хотелось бы поблагодарить Н.С. Шуравина за всестороннюю поддержку.

## Список публикаций

A1. RF assisted switching in magnetic Josephson junctions / R. Caruso, D. Massarotti, V. V. Bolginov [et al.] // J. Appl. Phys. – 2018. – Vol. 123. – P. 133901.

A2. Properties of ferromagnetic Josephson junctions for memory applications / R. Caruso, D. Massarotti, A. Miano [et al.] // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2018. – Vol. 28. – P. 1–6.

A3. Магнитосопротивление микромостиков ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe / Л. Н. Карелина, В. В. Больгинов, Ш. А. Эркенов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2020. – Т. 112. – С. 743–748.

A4. Scalable memory elements based on rectangular SIsFS junctions / L. N. Karelina, R. A. Novhannisyanyan, I. A. Golovchanskiy [et al.] // J. Appl. Phys. – 2021. – Vol. 130. – P. 173901.

A5. Эффект магнитной памяти в планарных микромостиках ферромагнетик / сверхпроводник / ферромагнетик на основе сильно разбавленного сплава PdFe / Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, А. С. Ионин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2022. – Т. 116. – С. 108–115.

## Список цитированной литературы

1. Gross, R. Applied Superconductivity: Josephson Effect and Superconducting Electronics. / R. Gross, A. Marx, F. Deppe. – Walter de Gruyter, 2017. – 480 p.
2. Ильичев, Е. В. Введение в электродинамику сверхпроводниковых квантовых цепей. Глава 2 / Е. В. Ильичев. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2018. – 174 с.
3. Nahum, M. Electronic microrefrigerator based on a normal-insulator-superconductor tunnel junction / M. Nahum, T. M. Eiles, J. M. Martinis // Appl. Phys. Lett. – 1994. – Vol. 65. – P. 3123–3125.
4. Ultrafast superconducting single-photon detector / G. Goltsman, A. Korneev, A. Divochiy [et al.] // J. Mod. Opt. – 2009. – Vol. 56. – P. 1670–1680.
5. Nahum, M. Ultrasensitive-hot-electron microbolometer / M. Nahum, J. M. Martinis // Appl. Phys. Lett. – 1993. – Vol. 63. – P. 3075–3077.
6. Photon-noise-limited cold-electron bolometer based on strong electron self-cooling for high-performance cosmology missions / L. S. Kuzmin, A. L. Pankratov, A. V. Gordeeva [et al.] // Commun. Phys. – 2019. – Vol. 2. – P. 104.
7. Superconductor analog-to-digital converters / O. A. Mukhanov, D. Gupta, A. M. Kadin, V. K. Semenov // Proc. IEEE. – 2004. – Vol. 92. – P. 1564–1584.
8. Bunyk, P. RSFQ technology: physics and devices / P. Bunyk, K. K. Likharev, D. Zinoviev // Int. J. High Speed Electron. Syst. – 2001. – Vol. 11. – P. 257–305.
9. Superconducting Quantum Computing: A Review / H. L. Huang, D. Wu, D. Fan, X. Zhu // Sci. China Inf. Sci. – 2020. – Vol. 63. – P. 180501.
10. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor / F. Arute, K. Arya, R. Babbush [et al.] // Nature. – 2019. – Vol. 574. – P. 505–510.
11. Beyond Moore’s technologies: Operation principles of a superconductor alternative / I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy [et al.] // Beilstein J. Nanotechnol. – 2017. – Vol. 8. – P. 2689–2710.

12. Likharev, K. K. Resistive single flux quantum logic for Josephson junction technology / K. K. Likharev, O. A. Mukhanov, V. K. Semenov // SQUID '85 Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications. – Walter de Gruyter, 1985. – P. 1103–1108.
13. Mukhanov, O. A. Ultimate performance of RSFQ logic circuits / O. A. Mukhanov, V. K. Semenov, K. K. Likharev // IEEE Trans. Magn. – 1987. – Vol. 23. – P. 759–762.
14. Experimental study of the RSFQ logic elements / V. K. Kaplunenko, M. I. Kharibov, V. P. Koshelets [et al.] // IEEE Trans. Magn. – 1989. – Vol. 25. – P. 861–864.
15. Experimental realization of a resistive single flux quantum logic circuit / V. P. Koshelets, K. K. Likharev, v v Migulin [et al.] // IEEE Trans. Magn. – 1987. – Vol. 23. – P. 755–758.
16. Yoshikawa, N. Reduction of power consumption of RSFQ circuits by inductance-load biasing / N. Yoshikawa, Y. Kato // Supercond. Sci. Technol. – 1999. – Vol. 12. – P. 918–920.
17. Yamanashi, Y. Study of LR-loading technique for low-power single flux quantum circuits / Y. Yamanashi, T. Nishigai, N. Yoshikawa // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2007. – Vol. 17. – P. 150–153.
18. 18-GHz, 4.0-aJ/bit operation of ultra-low-energy rapid single-flux-quantum shift registers / M. Tanaka, M. Ito, A. Kitayama [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 51. – P. 053102.
19. Low-energy consumption RSFQ circuits driven by low voltages / M. Tanaka, A. Kitayama, T. Koketsu [et al.] // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2013. – Vol. 23. – P. 1701104.
20. Ultra-low-power superconductor logic / Q. P. Herr, A. Y. Herr, O. T. Oberg, A. G. Ioannidis // J. Appl. Phys. – 2011. – Vol. 109. – P. 103903.
21. Kirichenko, D. E. Zero static power dissipation biasing of RSFQ circuits / D. E. Kirichenko, S. Sarwana, A. F. Kirichenko // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2011. – Vol. 21. – P. 776–779.

22. Mukhanov, O. A. Energy-Efficient single flux quantum technology / O. A. Mukhanov // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2011. – Vol. 21. – P. 760–769.
23. Implementation of energy efficient single flux quantum digital circuits with sub-aJ/bit operation / M. H. Volkmann, A. Sahu, C. J. Fourie, O. A. Mukhanov // *Supercond. Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 26. – P. 015002.
24. An adiabatic quantum flux parametron as an ultra-low-power logic device / N. Takeuchi, D. Ozawa, Y. Yamanashi, N. Yoshikawa // *Supercond. Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 26. – P. 035010.
25. Takeuchi, N. Energy efficiency of adiabatic superconductor logic / N. Takeuchi, Y. Yamanashi, N. Yoshikawa // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 28. – P. 15003.
26. ERSFQ 8-bit parallel adders as a process benchmark / A. F. Kirichenko, I. V. Vernik, J. A. Vivalda [et al.] // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2015. – Vol. 25. – P. 1300505.
27. Holmes, D. S. Energy-Efficient Superconducting Computing — Power Budgets and Requirements / D. S. Holmes, A. L. Ripple, M. A. Manheimer // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2013. – Vol. 23. – P. 1701610.
28. Suzuki, H. A Capacitively Coupled SFQ Josephson Memory Cell / H. Suzuki, S. Hasuo // *IEEE Trans. Electron Devices.* – 1988. – Vol. 35. – P. 1137–1143.
29. Ortlepp, T. Access Time and Power Dissipation of a Model 256-Bit Single Flux Quantum RAM / T. Ortlepp, T. Van Duzer // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2014. – Vol. 24. – P. 1300307.
30. Magnetic switches based on Nb-PdFe-Nb Josephson junctions with a magnetically soft ferromagnetic interlayer / V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, D. S. Sobanin [et al.] // *JETP Lett.* – 2012. – Vol. 95. – P. 366–371.
31. Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage / T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 100. – P. 222601.
32. Theoretical model of superconducting spintronic SISFS devices / S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 102. –

P. 192603.

33. Josephson magnetic memory cell system / O. Naaman, D. L. Miller, A. Y. Herr, N. O. Birge // Patent US 9013916 B2. – 2015.

34. Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters / B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz [et al.] // Nat. Commun. – 2014. – Vol. 5. – P. 3888.

35. Memory effect and triplet pairing generation in the superconducting exchange biased Co/CoOx/Cu41Ni59/Nb/Cu41Ni59 layered heterostructure / V. I. Zdravkov, D. Lenk, R. Morari [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2013. – Vol. 103. – P. 062604.

36. Controllable  $0-\pi$  Josephson junctions containing a ferromagnetic spin valve / E. C. Gingrich, B. M. Niedzielski, J. A. Glick [et al.] // Nat. Phys. – 2016. – Vol. 12. – P. 564–567.

37. Experimental demonstration of a Josephson magnetic memory cell with a programmable  $\pi$ -junction / I. M. Dayton, T. Sage, E. C. Gingrich [et al.] // IEEE Magn. Lett. – 2018. – Vol. 9. – P. 1–5.

38. Memory cell based on a  $\phi$  Josephson junction / E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2013. – Vol. 102. – P. 242602.

39. Golod, T. Single Abrikosov vortices as quantized information bits / T. Golod, A. Iovan, V. M. Krasnov // Nat. Commun. – 2015. – Vol. 6. – P. 8628.

40. Crangle, J. Dilute ferromagnetic alloys / J. Crangle, W. R. Scott // J. Appl. Phys. – 1965. – Vol. 36. – P. 921–928.

41. Ferromagnetic transition in dilute Pd-Fe alloys / C. Büscher, T. Auerswald, E. Scheer [et al.] // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol. 46. – P. 983–989.

42. Palladium-Iron: A Giant-Moment Spin-Glass at Ultralow Temperatures / R. P. Peters, C. Buchal, M. Kubota [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol. 53. – P. 1108–1111.

43. Hicks, T. J. Distribution of the ferromagnetic polarization in a PdFe single crystal / T. J. Hicks, T. M. Holden, G. G. Low // J. Phys. C. – 1968. – Vol. 1. – P. 528–532.

44. Giovannini, B. Long-range Polarization in High Susceptibility Metals / B. Giovannini, M. Peter, J. R. Schrieffer // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 12. – P. 736–738.
45. Moriya, T. Spin Polarization in Dilute Magnetic Alloys: With Particular Reference to Palladium Alloys / T. Moriya // *Prog. Theor. Phys.* – 1965. – Vol. 34. – P. 329–356.
46. Low, G. G. Distribution of the ferromagnetic polarization induced by iron and cobalt atoms in palladium / G. G. Low, T. M. Holden // *Proc. Phys. Soc.* – 1966. – Vol. 89. – P. 119–127.
47. Kittel, C. *Quantum Theory of Solids* / C. Kittel. – John Wiley & Sons, Inc., 1963. – 453 p.
48. Korenblit, I. Y. Ferromagnetism of disordered systems / I. Y. Korenblit, E. F. Shender // *Sov. Phys. Uspekhi.* – 1978. – Vol. 21. – P. 832–851.
49. Nieuwenhuys, G. J. Magnetic behaviour of cobalt, iron and manganese dissolved in palladium / G. J. Nieuwenhuys // *Adv. Phys.* – 1975. – Vol. 24. – P. 515–591.
50. Kupriyanov, M. Y. Josephson junctions with ferromagnetic materials / M. Y. Kupriyanov, A. A. Golubov, M. Siegel // *Proc. SPIE.* – 2006. – Vol. 6260. – P. 62600S.
51. Taniyama, T. Magnetic properties of Pd-2.9 at. % Fe fine particles / T. Taniyama, E. Ohta, T. Sato // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* – 1997. – Vol. 55. – P. 977–982.
52. Size dependent magnetization of PdFe fine particles / T. Shinohara, T. Sato, T. Taniyama, I. Nakatani // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vols. 196–197. – P. 94–95.
53. Epitaxial thin-film Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub> alloy: a tunable ferromagnet for superconducting spintronics / A. Esmaeili, I. V. Yanilkin, A. I. Gumarov [et al.] // *Sci. China Mater.* – 2021. – Vol. 64. – P. 1246–1255.
54. Magnetic patterns and flux pinning in Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub>-Nb hybrid structures / L. S. Uspenskaya, A. L. Rakhmanov, L. A. Dorosinskii [et al.] // *JETP Lett.* – 2013. –



Vol. 97. – P. 155–158.

55. Magnetism of ultrathin Pd<sub>99</sub>Fe<sub>01</sub> films grown on niobium / L. S. Uspenskaya, A. L. Rakhmanov, L. A. Dorosinskii [et al.] // Mater. Res. Express. – 2014. – Vol. 1. – P. 036104.

56. Magnetization dynamics in dilute Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub> thin films and patterned microstructures considered for superconducting electronics / I. A. Golovchanskiy, V. V. Bolginov, N. N. Abramov [et al.] // J. Appl. Phys. – 2016. – Vol. 120. – P. 163902.

57. Uspenskaya, L. S. Anomalous magnetic relaxation in thin Pd<sub>0.99</sub>Fe<sub>0.01</sub> films / L. S. Uspenskaya, I. N. Khlyustikov // J. Exp. Theor. Phys. – 2017. – Vol. 125. – P. 875–878.

58. Bol'ginov, V. V. Two-component magnetization in Pd<sub>99</sub>Fe<sub>01</sub> thin films / V. V. Bol'ginov, O. A. Tikhomirov, L. S. Uspenskaya // JETP Lett. – 2017. – Vol. 105. – P. 169–173.

59. Transient field measurement in the giant moment PdFe alloy / B. Heller, K. H. Speidel, R. Ernst [et al.] // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. B. – 1998. – Vol. 142. – P. 133–138.

60. Observation of the Magnetic Domain Structure in Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub> Thin Films at Low Temperatures / I. S. Veshchunov, V. A. Oboznov, A. N. Rossolenko [et al.] // JETP Lett. – 2008. – Vol. 88. – P. 758–761.

61. Micromagnetic modeling of critical current oscillations in magnetic Josephson junctions / I. A. Golovchanskiy, V. V. Bolginov, V. S. Stolyarov [et al.] // Phys. Rev. B. – 2016. – Vol. 94. – P. 214514.

62. Miltat, J. Numerical micromagnetic: finite difference methods / J. Miltat, M. Donahue // Handbook of magnetism and advanced magnetic materials, volume micromagnetism. – Wiley London, 2007. – P. 44.

63. Chi, M. C. Hysteresis curves and magnetization processes in a model for an amorphous magnet with random uniaxial anisotropy / M. C. Chi, R. Alben // J. Appl. Phys. – 1977. – Vol. 48. – P. 2987.

64. Alben, R. Random anisotropy in amorphous ferromagnets / R. Alben, J. J. Becker, M. C. Chi // J. Appl. Phys. – 1978. – Vol. 49. – P. 1653.

65. Fidler, J. Micromagnetic modelling — the current state of the art / J. Fidler, T. Schrefl // *J. Phys. D. Appl. Phys.* – 2000. – Vol. 33. – P. R135–R156.
66. Schöck, M. Superconducting and magnetic properties of Nb/Pd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>/Nb triple layers / M. Schöck, C. Sürgers, H. Von Löhneysen // *Eur. Phys. J. B.* – 2000. – Vol. 14. – P. 1–10.
67. Measurement of spin memory lengths in PdNi and PdFe ferromagnetic alloys / H. Z. Arham, T. S. Khaire, R. Loloee [et al.] // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* – 2009. – Vol. 80. – P. 174515.
68. Epitaxial growth and superconducting properties of thin-film PdFe/VN and VN/PdFe bilayers on MgO(001) substrates / W. M. Mohammed, I. V. Yanilkin, A. I. Gumarov [et al.] // *Beilstein J. Nanotechnol.* – 2020. – Vol. 11. – P. 807–813.
69. Synthesis , Characterization , and Magnetoresistive Properties of Spin-Valve Heterostructure / I. Yanilkin, W. Mohammed, A. Gumarov [et al.] // *Nanomaterials.* – 2021. – Vol. 11. – P. 64.
70. Demler, E. Superconducting proximity effects in magnetic metals / E. Demler, G. Arnold, M. Beasley // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 55. – P. 15174–15182.
71. Schmidt, V. V. *The Physics of Superconductors* / V. V. Schmidt. – Springer Berlin, Heidelberg, 1997. – 207 p.
72. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  junction / V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 86. – P. 2427–2430.
73. Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions / V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96. – P. 197003.
74. Bergeret, F. S. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – Vol. 77. – P. 1321–1373.
75. Usadel, K. D. Generalized diffusion equation for superconducting alloys / K. D. Usadel // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – Vol. 25. – P. 507–509.
76. Golubov, A. A. The current-phase relation in Josephson junctions / A. A.

Golubov, M. Y. Kupriyanov, E. Il'ichev // *Rev. Mod. Phys.* – 2004. – Vol. 76. – P. 411–469.

77. Buzdin, A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. I. Buzdin // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – Vol. 77. – P. 935–976.

78. Kupriyanov, M. Y. Effect of boundary transparency on critical current in dirty SS's structures / M. Y. Kupriyanov, V. F. Lukichev // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1988. – Vol. 94. – P. 139.

79. Protected  $0-\pi$  states in SIsFS junctions for Josephson memory and logic / S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2018. – Vol. 113. – P. 082602.

80. Izyumov, Y. A. Competition between superconductivity and magnetism in ferromagnet / superconductor heterostructures / Y. A. Izyumov, Y. N. Proshin, M. G. Khusainov // *Phys. - Uspekhi.* – 2002. – Vol. 45. – P. 109.

81. Oscillation phenomenon of transition temperatures in Nb/Co and V/Co superconductor / ferromagnet multilayers / Y. Obi, M. Ikebe, T. Kubo, H. Fujimori // *Phys. C.* – 1999. – Vols. 317–318. – P. 149–153.

82. Interplay between magnetism and superconductivity in Nb/Co multilayers / F. Y. Ogrin, S. L. Lee, A. D. Hillier, A. Mitchell // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 62. – P. 6021–6026.

83. Oscillatory superconducting transition temperature in Nb/Gd multilayers / J. S. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich, C. L. Chien // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 74. – P. 314–317.

84. Proximity and coupling effects in superconductor/ferromagnet multilayers ( invited ) / C. L. Chien, J. S. Jiang, J. Q. Xiao [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1997. – Vol. 81. – P. 5358.

85. Kim, J. Quantitative analysis of the proximity effect in Nb/Co<sub>60</sub>Fe<sub>40</sub> , Nb/Ni , and Nb/Cu<sub>40</sub>Ni<sub>60</sub> bilayers / J. Kim, J. H. Kwon, K. Char // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – P. 014518.

86. Influence of superconductivity on magnetic properties of superconductor/ferromagnet epitaxial bilayers / T. Mühge, N. N. Garif'yanov, Y. V.

Goryunov [et al.] // Phys. C. – 1998. – Vol. 296. – P. 325–336.

87. Influence of magnetism on superconductivity in epitaxial Fe/Nb bilayer systems / T. Mühge, K. Theis-Bröhl, K. Westerholt [et al.] // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 57. – P. 5071–5074.

88. Superconducting-critical-temperature oscillations in Nb/CuMn multilayers / L. Mercaldo, C. Attanasio, C. Coccorese [et al.] // Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. – 1996. – Vol. 53. – P. 14040–14042.

89. Proximity effect and spontaneous vortex phase in planar SF structures / V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokof'ev, S. V. Dubonos // JETP Lett. – 2003. – Vol. 77. – P. 39–43.

90. Reentrant superconductivity in Nb/Cu<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> bilayers / V. Zdravkov, A. Sidorenko, G. Obermeier [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 057004.

91. Reentrant superconductivity in superconductor/ferromagnetic-alloy bilayers / V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier [et al.] // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 82. – P. 054517.

92. Reentrant superconductivity and superconducting critical temperature oscillations in F/S/F trilayers of Cu<sub>41</sub>Ni<sub>59</sub>/Nb/Cu<sub>41</sub>Ni<sub>59</sub> grown on cobalt oxide / V. I. Zdravkov, J. Kehrle, D. Lenk [et al.] // J. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 114. – P. 033903.

93. Magnetization-Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet / J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 89. – P. 267001.

94. Potenza, A. Superconductor-ferromagnet CuNi/Nb/CuNi trilayers as superconducting spin-valve core structures / A. Potenza, C. H. Marrows // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – P. 25–28.

95. Possible origin for oscillatory superconducting transition temperature in superconductor/ferromagnet multilayers / T. H. Mühge, N. N. Garif'yanov, Y. U. V. Goryunov [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – P. 1857–1860.

96. Re-entrant superconductivity in the superconductor/ferromagnet V/Fe layered system / I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov [et al.] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – P. 0205051(R).

97. Josephson interferometry and Shapiro step measurements of superconductor-ferromagnet-superconductor  $0-\pi$  junctions / S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. V Bolginov [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 74. – P. 020503(R).
98. Gueret, P. Investigations for a Josephson Computer Main Memory / P. Gueret, A. Moser, P. Wolf // *IBM J. Res. Dev.* – 1980. – Vol. 24. – P. 155–166.
99. A 1-kbit Josephson Random Access / I. Kurosawa, H. Nakagawa, S. Kosaka [et al.] // *IEEE J. Explor. Solid-State Comput. Devices Circuits.* – 1989. – Vol. 24. – P. 1034–1040.
100. Suzuki, H. A 4k Josephson Memory / H. Suzuki, N. Fujimaki, H. Tamura // *IEEE Trans. Magn.* – 1989. – Vol. 25. – P. 783–788.
101. 4-Kbit Josephson Nondestructive Read-Out RAM Operated at 580 psec and 6.7 mW / S. Tahara, I. Ishida, S. Nagasawa [et al.] // *IEEE Trans. Magn.* – 1991. – Vol. 27. – P. 2626–2632.
102. A 380 ps, 9.5 mW Josephson 4-Kbit RAM Operated at a High Bit Yield / S. Nagasawa, Y. Hashimoto, H. Numata, S. Tahara // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 1995. – Vol. 5. – P. 2447–2452.
103. Design of all-dc-powered high-speed single flux quantum random access memory based on a pipeline structure for memory cell arrays / S. Nagasawa, K. Hinode, T. Satoh [et al.] // *Supercond. Sci. Technol.* – 2006. – Vol. 19. – P. 325–330.
104. Magnetic Josephson junction technology for digital and memory applications / V. V Ryazanov, V. V Bol'ginov, D. S. Sobanin [et al.] // *Phys. Procedia.* – 2012. – Vol. 36. – P. 35–41.
105. Deutscher, G. Coupling Between Ferromagnetic Layers Through a Superconductor / G. Deutscher, F. Meunier // *Phys. Rev. Lett.* – 1969. – Vol. 22. – P. 395–396.
106. Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature and magnetoresistance in the ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayer system: CuNi/Nb/CuNi / J. Y. Gu, C. Y. You, J. S. Jiang, S. D. Bader // *J. Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 93. – P. 7696.
107. Moraru, I. C. Magnetization-dependent  $T_c$  shift in

ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers with a strong ferromagnet / I. C. Moraru, W. P. Pratt, N. O. Birge // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96. – P. 037004.

108. Tsymbal, E. Y. Perspectives of giant magnetoresistance / E. Y. Tsymbal, D. G. Pettifor // *Solid State Physics.* – Academic Press, 2001. – Vol. 56. – P. 113–237.

109. Tagirov, L. R. Low-field superconducting spin switch based on a superconductor/ferromagnet multilayer / L. R. Tagirov // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 83. – P. 2058–2061.

110. Buzdin, A. I. Spin-orientation – dependent superconductivity in F/S/F structures / A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, N. V. Ryzhanova // *Europhys. Lett.* – 1999. – Vol. 48. – P. 686.

111. Oh, S. A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction / S. Oh, D. Youm, M. R. Beasley // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – Vol. 71. – P. 2376–2378.

112. Kim, D. H. Domain stability effect on magnetoresistance in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers / D. H. Kim, T. J. Hwang // *Phys. C Supercond. its Appl.* – 2007. – Vol. 455. – P. 58–62.

113. Rusanov, A. Y. Inverse spin switch effects in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers with strong ferromagnets / A. Y. Rusanov, S. Habraken, J. Aarts // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 73. – P. 060505(R).

114. Rusanov, A. Y. Change in the sign of the magnetoresistance effect in bilayer superconductor/ferromagnet structures under change in the type of the domain structure in the ferromagnet / A. Y. Rusanov, T. E. Golikova, S. V. Egorov // *JETP Lett.* – 2008. – Vol. 87. – P. 175–180.

115. Large Superconducting Spin Valve Effect and Ultrasmall Exchange Splitting in Epitaxial Rare-Earth-Niobium Trilayers / Y. Gu, G. Halász, J. W. A. Robinson, M. G. Blamire // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 115. – P. 067201.

116. Physical properties of the superconducting spin-valve Fe/Cu/Fe/In heterostructure / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 85. – P. 024502.

117. Superconducting triplet spin valve / Y. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Y.

Karminskaya [et al.] // JETP Lett. – 2010. – Vol. 91. – P. 308–313.

118. Enhancement of the superconducting transition temperature in Nb/permalloy bilayers by controlling the domain state of the ferromagnet / A. Y. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts, A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – P. 057002.

119. Hwang, T.-J. Influence of stray fields and the proximity effect in ferromagnet/superconductor/ferromagnet spin valves / T.-J. Hwang, D. H. Kim // J. Korean Phys. Soc. – 2012. – Vol. 61. – P. 1628–1632.

120. Fominov, Y. V. Triplet proximity effect in FSF trilayers / Y. V. Fominov, A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov // JETP Lett. – 2003. – Vol. 77. – P. 510–515.

121. Karminskaya, T. Y. Anomalous proximity effect in spin-valve superconductor/ferromagnetic metal/ferromagnetic metal structures / T. Y. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – P. 064531.

122. Angular dependence of the superconducting transition temperature in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers / J. Zhu, I. N. Krivorotov, K. Halterman, O. T. Valls // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105. – P. 207002.

123. Evidence for triplet superconductivity in a superconductor-ferromagnet spin valve / P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – P. 057005.

124. Experimental observation of the triplet spin-valve effect in a superconductor-ferromagnet heterostructure / V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier [et al.] // Phys. Rev. B. – 2013. – Vol. 87. – P. 144507.

125. Giant triplet proximity effect in superconducting pseudo spin valves with engineered anisotropy / X. L. Wang, A. Di Bernardo, N. Banerjee [et al.] // Phys. Rev. B. – 2014. – Vol. 89. – P. 140508.

126. Angular dependence of superconductivity in superconductor/spin-valve heterostructures / A. A. Jara, C. Safranski, I. N. Krivorotov [et al.] // Phys. Rev. B. – 2014. – Vol. 89. – P. 184502.

127. Colossal proximity effect in a superconducting triplet spin valve based on

the half-metallic ferromagnet CrO<sub>2</sub> / A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, J. Aarts // *Phys. Rev. X.* – 2015. – Vol. 5. – P. 021019.

128. Controlled suppression of superconductivity by the generation of polarized Cooper pairs in spin-valve structures / M. G. Flokstra, T. C. Cunningham, J. Kim [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2015. – Vol. 91. – P. 060501.

129. Full-switching FSF-type superconducting spin-triplet magnetic random access memory element / D. Lenk, R. Morari, V. I. Zdravkov [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96. – P. 184521.

130. Effects of Nb buffer layer on superconducting and magnetic behavior of IrMn/NiFe/Nb/NiFe spin-valves / U. D. Chacón Hernandez, M. A. Sousa, F. J. Litterst [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2015. – Vol. 390. – P. 114–117.

131. Voltan, S. Triplet generation and upper critical field in superconducting spin valves based on CrO<sub>2</sub> / S. Voltan, A. Singh, J. Aarts // *Phys. Rev. B.* – 2016. – Vol. 94. – P. 054503.

132. Periodic Co/Nb pseudo spin valve for cryogenic memory / N. V. Klenov, Y. N. Khaydukov, S. V. Bakurskiy [et al.] // *Beilstein J. Nanotechnol.* – 2019. – Vol. 10. – P. 833–839.

133. Magnetic Josephson Junctions with Superconducting Interlayer for Cryogenic Memory / I. V. Vernik, V. V. Bol'ginov, S. V. Bakurskiy [et al.] // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2013. – Vol. 23. – P. 1701208.

134. Josephson tunnel junctions with a strong ferromagnetic interlayer / A. A. Bannykh, J. Pfeiffer, V. S. Stolyarov [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2009. – Vol. 79. – P. 054501.

135. Characterization of scalable Josephson memory element containing a strong ferromagnet / L. Parlato, R. Caruso, A. Vettoliere [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2020. – Vol. 127. – P. 193901.

136. Bagguley, D. M. S. Resonance and magnetic anisotropy in dilute alloys of Pd, Pt with Fe, Co and Ni / D. M. S. Bagguley, J. A. Robertson // *J. Phys. F Met. Phys.* – 1974. – Vol. 4. – P. 2282–2296.

137. Thirion, C. Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in



single nanoparticles / C. Thirion, W. Wernsdorfer, D. Mailly // *Nat. Mater.* – 2003. – Vol. 2. – P. 524–527.

138. Magnetic force microscopy study of microwave-assisted magnetization reversal in submicron-scale ferromagnetic particles / Y. Nozaki, M. Ohta, S. Taharazako [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – P. 082510.

139. Woltersdorf, G. Microwave assisted switching of single domain Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> elements / G. Woltersdorf, C. H. Back // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 99. – P. 227207.

140. Microwave assisted magnetic recording technologies and related physics / S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami // *J. Phys. D. Appl. Phys.* – 2015. – Vol. 48. – P. 353001.

141. Nozaki, Y. Microwave-Assisted Magnetization Reversal in Exchange-Coupled Composite Media Using Linearly Polarized Microwave Fields / Y. Nozaki, S. Kasai // *IEEE Trans. Magn.* – 2016. – Vol. 52. – P. 3100207.

142. Advantage of MAMR Read-Write Performance / I. Tagawa, M. Shiimoto, M. Matsubara [et al.] // *IEEE Trans. Magn.* – 2016. – Vol. 52. – P. 1–4.

143. Microwave-Assisted Magnetization Reversal in Individual Isolated Clusters of Cobalt / C. Raufast, A. Tamion, E. Bernstein [et al.] // *IEEE Trans. Magn.* – 2008. – Vol. 44. – P. 2812–2815.

144. Demonstration of microwave assisted magnetic reversal in perpendicular media / C. T. Boone, J. A. Katine, E. E. Marinero [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2012. – Vol. 111. – P. 07B907.

145. Layer-Selective Switching of a Double-Layer Perpendicular Magnetic Nanodot Using Microwave Assistance / H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo [et al.] // *Phys. Rev. Appl.* – 2016. – Vol. 5. – P. 014003.

146. A quantum engineer's guide to superconducting qubits / P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan [et al.] // *Appl. Phys. Rev.* – 2019. – Vol. 6. – P. 021318.

147. Oscillations of the critical temperature in superconducting Nb/Ni bilayers / A. S. Sidorenko, V. I. Zdravkov, A. A. Prepelitsa [et al.] // *Ann. Phys.* – 2003. – Vol. 12. – P. 37–50.

148. Characterization of HYPRES' 4.5 kA/cm<sup>2</sup> and 8 kA/cm<sup>2</sup> Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb fabrication processes / D. Yohannes, S. Sarwana, S. K. Tolpygo [et al.] // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2005. – Vol. 15. – P. 90–93.
149. Quantum crossover in moderately damped epitaxial NbN/MgO/NbN junctions with low critical current density / L. Longobardi, D. Massarotti, G. Rotoli [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 99. – P. 062510.
150. Barone, A. Physics and applications of the Josephson effect / A. Barone, G. Paterno. – New York: Wiley, 1982. – 525 p.
151. Likharev, K. K. Dynamics of Josephson junctions and circuits / K. K. Likharev. – Gordon and Breach Science Publishers, 1986. – 640 p.
152. Supercurrent-Controlled Kinetic Inductance Superconducting Memory / E. Ilin, X. Song, I. Burkova [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2021. – Vol. 118. – P. 112603.
153. Wang, C. C. 67.5-fJ per access 1-kb SRAM using 40-nm logic CMOS process / C. C. Wang, C. P. Kuo // Proc. - IEEE Int. Symp. Circuits Syst. – 2021. – P. 1–4.
154. Mishra, A. K. A Partially Static High Frequency 18T Hybrid Topological Flip-Flop Design for Low Power Application / A. K. Mishra, U. Chopra, D. Vaithyanathan // IEEE Trans. Circuits Syst. II Express Briefs. – 2022. – Vol. 69. – P. 1592–1596.
155. Vonsovskii, S. V. Magnetism / S. V. Vonsovskii. – New York: Wiley, 1974. – 1256 p.
156. Osborn, J. A. Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid / J. A. Osborn // Phys. Rev. – 1945. – Vol. 67. – P. 351–357.
157. Likharev, K. K. RSFQ logic/memory family: a new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems / K. K. Likharev, V. K. Semenov // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 1991. – Vol. 1. – P. 3–28.