

Российская Академия Наук
Институт Физики Твердого Тела

На правах рукописи

Больгинов Виталий Валерьевич

**Исследование π -контактов сверхпроводник -
ферромагнетик - сверхпроводник и
фазово-чувствительных структур на их
основе.**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
В.В. Рязанов

Черноголовка - 2006

Содержание

Введение.	3
Глава 1. Литературный обзор.	7
1.1. Джозефсоновский π -контакт сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник.	7
1.2. Эксперименты по изучению π -контактов SFS-типа.	20
1.3 Фазово-чувствительные эксперименты.	28
Глава 2. Приготовление образцов и методики эксперимента.	39
2.1. Приготовление SFS-сэндвичей.	39
2.2. Измерительные методики.	45
Глава 3. Исследование джозефсоновских характеристик SFS-контактов.	50
3.1. Джозефсоновские характеристики и зависимость критического тока SFS-контакта от толщины ферромагнетика.	50
3.2. Наблюдение температурного $0 - \pi$ перехода при разном составе ферромагнетика.	61
3.3. Обсуждение экспериментальных результатов при помощи микроскопической теории.	65
Глава 4. Фазово-чувствительные эксперименты.	74
4.1. Прямое наблюдение изменения знака токо-фазового соотношения при $0 - \pi$ -переходе.	74
4.2. Наблюдение спонтанных вихревых состояний в распределенных $0 - \pi$ контактах.	84
Заключение	100
Список Литературы	102

Введение

Несмотря на то, что эффект Джозефсона [1] был открыт более 40 лет назад, постоянно открываются новые стороны этого явления. Необычные свойства переходов сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник (*SFS*-контактов) связаны с возникновением нового сверхпроводящего состояния в ферромагнетике в окрестности *SF*-границы. Носителями бездиссипативного электрического тока в сверхпроводниках являются так называемые куперовские пары, которые состоят из двух электронов, имеющих равные по абсолютной величине и противоположно направленные импульсы и спины, причем общий импульс и спин пары в основном состоянии равен нулю. Однако в ферромагнетике вблизи *SF*-границы реализуются принципиально новые сверхпроводящие связанные состояния, такие, что суммарный импульс носителей сверхтока отличен от нуля.

Возможность нетривиальных сверхпроводящих состояний в присутствии обменного взаимодействия была впервые предсказана Ларкиным и Овчинниковым [2] и независимо от них Фулде и Феррелом [3] в 1964 году. Если энергия обменного взаимодействия в материале не очень велика и сравнима с величиной сверхпроводящей щели, то он может быть одновременно и сверхпроводником и ферромагнетиком, несмотря на антагонизм этих явлений в смысле спинового упорядочения. Из-за ненулевого импульса носителей сверхтока сверхпроводящий параметр порядка в таком "ферромагнитном сверхпроводнике" будет периодическим образом зависеть от координат. Позднее было показано [4], что аналогичные сверхпроводящие состояния могут возникнуть за счет эффекта близости в любом ферромагнетике, находящемся в контакте со сверхпроводником. В этом случае сверхпроводящая волновая функция будет затухать и осциллировать по мере удаления от *SF*-границы.

Осцилляции сверхпроводящей волновой функции в ферромагнетике

позволяют получить джозефсоновские *SFS*-переходы с отрицательным знаком токо-фазового соотношения: $j = -|j_c| \sin \varphi = |j_c| \sin(\varphi + \pi)$. Важным свойством таких "π-контактов" (или "джозефсоновских переходов в π-состоянии") является то, что в основном состоянии разность фаз между их сверхпроводящими берегами равна π , и они могут быть использованы в качестве источников постоянного фазового сдвига (инверторов фазы) в новейших модификациях цифровой и квантовой логики для реализации двукратно-вырожденных (само-фрустрированных) состояний [5]-[6]. При этом одним из важнейших требований к π-контактам является возможность протекания через них больших сверхпроводящих токов по сравнению с критическими токами других джозефсоновских переходов сверхпроводящей логической ячейки. Только в этом случае π-контакт является *стационарным* фазовым инвертором и необходимое вырождение достигается.

Переход джозефсоновского *SFS*-контакта из обычного 0-состояния в π-состояние был впервые экспериментально обнаружен в Лаборатории Сверхпроводимости ИФТТ РАН в 2000-2001 годах на переходах *Nb – CuNi – Nb* [7]. Однако на пути к практическому использованию *SFS*-контактов на первых порах возникли серьезные препятствия. Основное из них заключалось в малости критической плотности тока первых полученных π-контактов: менее 1 A/cm^2 . Вторая проблема заключалась в том, что в ходе транспортных экспериментов можно было зафиксировать лишь сам факт $0 - \pi$ перехода, но невозможно было определить в каком состоянии (0 или π) находится *SFS*-контакт при данной толщине ферромагнетика и температуре. Еще один интересный вопрос касался процесса изменения знака токо-фазового соотношения и был связан с возможностью доминирования в нем высших гармоник ($\sin(n\varphi)$) в окрестности $0 - \pi$ -перехода. Настоящая диссертационная работа посвящена решению этих и других задач посредством экспериментальных исследований свойств *SFS*-контактов с различной толщиной и составом ферромагнитного слоя, а также фазово-

чувствительных структур на их основе.

Цели работы состояли в следующем:

- Исследовать зависимость критической плотности тока джозефсоновских *SFS*-контактов $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ от толщины *F*-слоя и температуры в широком диапазоне толщин ферромагнетика.
- Исследовать процесс изменения знака токо-фазового соотношения *SFS*-контактов в области $0 - \pi$ -переходов.

Практическая ценность работы определяется, в первую очередь, возможными применениями полученных результатов в активно развивающейся в настоящее время джозефсоновской электронике. В работе получены π -контакты с большой величиной критической плотности тока и открыта возможность для практического использованию *SFS*-переходов в качестве инверторов сверхпроводящей фазы.

Личный вклад автора в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, является значительным и связан с участием в постановке задач, приготовлении структур, выполнении измерений и обработке результатов экспериментов.

Работа выполнена в 2000-2006 гг. в ИФТТ РАН (Черноголовка). Некоторые фазово-чувствительные измерения, результаты которых представлены в гл. 4, были выполнены совместно с Д.Дж. Ван Харлингеном и С.М. Фроловым (Университет шт. Иллинойс, г. Уrbana, США).

Публикации. Содержание работы отражено в 4 статьях, опубликованных в реферируемых физических журналах.

Объём и структура диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключения и Списка цитированной литературы. В первой главе (литературном обзоре) рассмотрена

природа сверхпроводящего состояния в окрестности SF -границы, основные свойства джозефсоновских SFS -контактов и фазово-чувствительных структур на их основе. В Главе 2 обсуждаются вопросы изготовления образцов и методика измерения джозефсоновских характеристик с помощью пиковольтметра на основе СКВИДа. Глава 3 посвящена изучению свойств SFS -контактов, в зависимости от толщины и магнетизма F -слоя, а также от температуры. В Главе 4 приведены результаты экспериментов, связанных с изучением процесса изменения знака токо-фазового соотношения, а также наблюдением спонтанных вихревых состояний в области $0 - \pi$ -перехода SFS -контактов $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$. В Заключении сформулированы основные результаты работы.

Глава 1. Литературный обзор.

1.1. Джозефсоновский π -контакт сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник.

Под джозефсоновским переходом, в общем смысле, понимаются сверхпроводящие слабосвязанные структуры, соотношение между током и фазой в которых определяется нечетной 2π -периодической функцией. В простейших случаях разность фаз φ на джозефсоновском контакте связана с плотностью сверхпроводящего тока через него соотношением

$$j = j_c \sin \varphi, \quad (1)$$

где $j_c > 0$ - критическая плотность тока, то есть максимальная плотность бездиссипативного тока через переход. Такое соотношение выполняется для разных типов джозефсоновских контактов при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода берегов T_c . В туннельных контактах типа сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (*SIS*-контакт) синусоидальное токо-фазовое соотношение имеет место при любых температурах. То же самое можно сказать о переходах типа сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (*SNS*-контакт), когда нормальный и сверхпроводящие слои находятся в "грязном" пределе, то есть длина свободного пробега электронов достаточно мала. В этом случае энергия, запасенная в джозефсоновском переходе может быть описана формулой $E = E_J(1 - \cos \varphi)$, где $E_J = |I_c|\Phi_0/2\pi$, I_c - критический ток, Φ_0 - квант магнитного потока. В 1977 году Булаевский с соавторами [8] рассмотрели туннелирование через изолятор (I_M), содержащий нескоррелированные магнитные примеси, и показали, что при определенных условиях токо-фазовое соотношение такого *SI_MS*-контакта может изменить знак:

$$j = -|j_c| \sin \varphi. \quad (2)$$

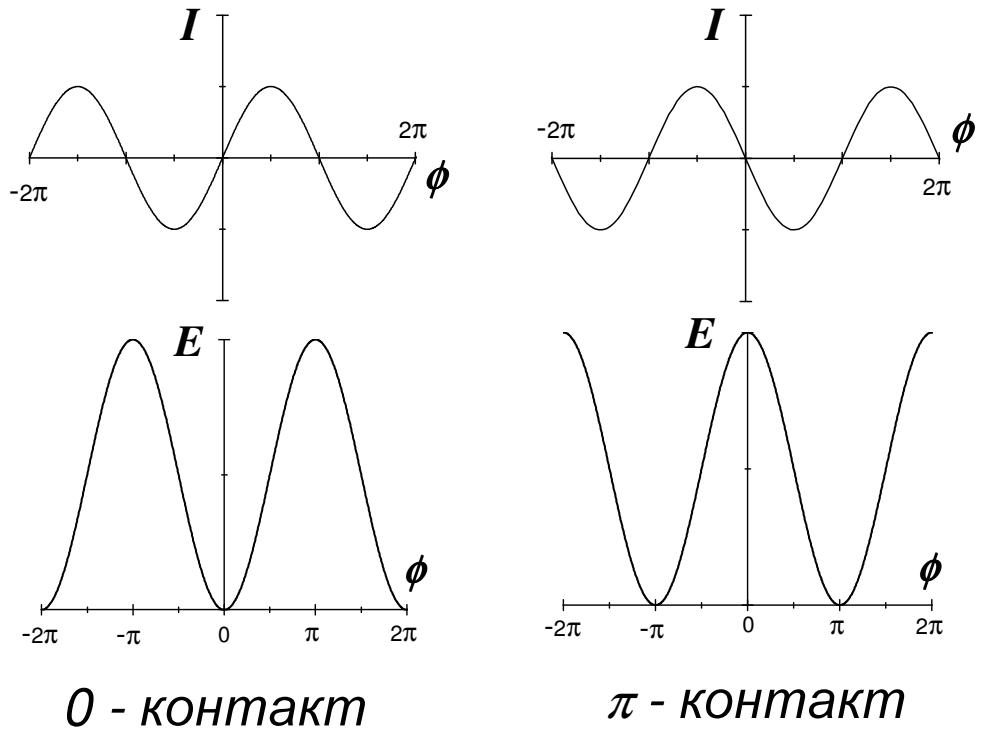


Рис. 1: Зависимость сверхпроводящего тока I через переход и свободной энергии перехода E от разности фаз между берегами для 0- и π -контакта.

Очевидно, что соотношение (2) является частным случаем ур. (1) при $j_c < 0$. Поэтому формально говорят, что критическая плотность тока такого контакта является отрицательной. Выражение для свободной энергии в этом случае имеет вид $E = E_J(1 + \cos \varphi)$. Из рис. 1 видно, что изменение знака j_c приводит к сдвигу зависимостей $I(\varphi)$ и $E(\varphi)$ на половину периода, и минимум свободной энергии достигается при разности фаз $\pm\pi$ между берегами контакта. В связи с этим такие переходы называют "π-контактами" или говорят о π-состоянии джозефсоновских переходов.

Туннельный джозефсоновский π-контакт с парамагнитными примесями, предложенный в [8], до сих пор так и не был реализован. Вместе с тем, начиная с 80-х годов было предложено несколько других разновидностей π-контактов. В частности, π-состояние возникает в джозефсоновских переходах, содержащих ферромагнитную прослойку ([4], [9]-[20], [7], [21], [22]), в переходах,

изготовленных на основе сверхпроводников с нетривиальной симметрией сверхпроводящего параметра порядка ([23]-[27]), а также в мезоскопических джозефсоновских *SNS*-переходах ([28]-[29]). Предметом рассмотрения данной диссертации являются джозефсоновские контакты сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник (*SFS*), в которых π -состояние возникает вследствие осциллирующего поведения сверхпроводящей волновой функции в присутствии обменного взаимодействия.

Изучение вопроса о сосуществовании ферромагнетизма и сверхпроводимости было начато в 60-х годах XX века ([30]-[32]). Носителями бездиссипативного электрического тока в обычных сверхпроводниках являются куперовские пары, состоящие из двух электронов с противоположными импульсами и спинами, так что суммарные спин и импульс пары в основном состоянии равны нулю. Ферромагнетики являются антагонистами сверхпроводников в смысле спинового упорядочения, поскольку в них существует выделенное направление намагниченности, и электронам проводимости энергетически выгодно иметь положительную проекцию спина на это направление. В 1964 году А.И. Ларкин и Ю.Н. Овчинников (LO) [2] и одновременно П. Фулде и Р.А. Феррел [3] (FF) показали, что в присутствии обменного взаимодействия могут существовать необычные сверхпроводящие состояния (LOFF-состояния), характеризующиеся отличным от нуля импульсом куперовских пар. Позднее было показано ([4],[9]-[10]), что LOFF-состояния могут возникать в окрестности границы сверхпроводника с ферромагнетиком за счет эффекта близости. Наглядную иллюстрацию сверхпроводящего состояния, возникающего в "чистом" ферромагнетике вблизи границы со сверхпроводником, предложили в 1997 году Е.А. Демлер и соавторы [11] (рис. 2). Если куперовская пара попадает из сверхпроводника в ферромагнетик, то энергия электрона, направление спина которого совпадает с направлением обменного поля, уменьшается на энергию обменного

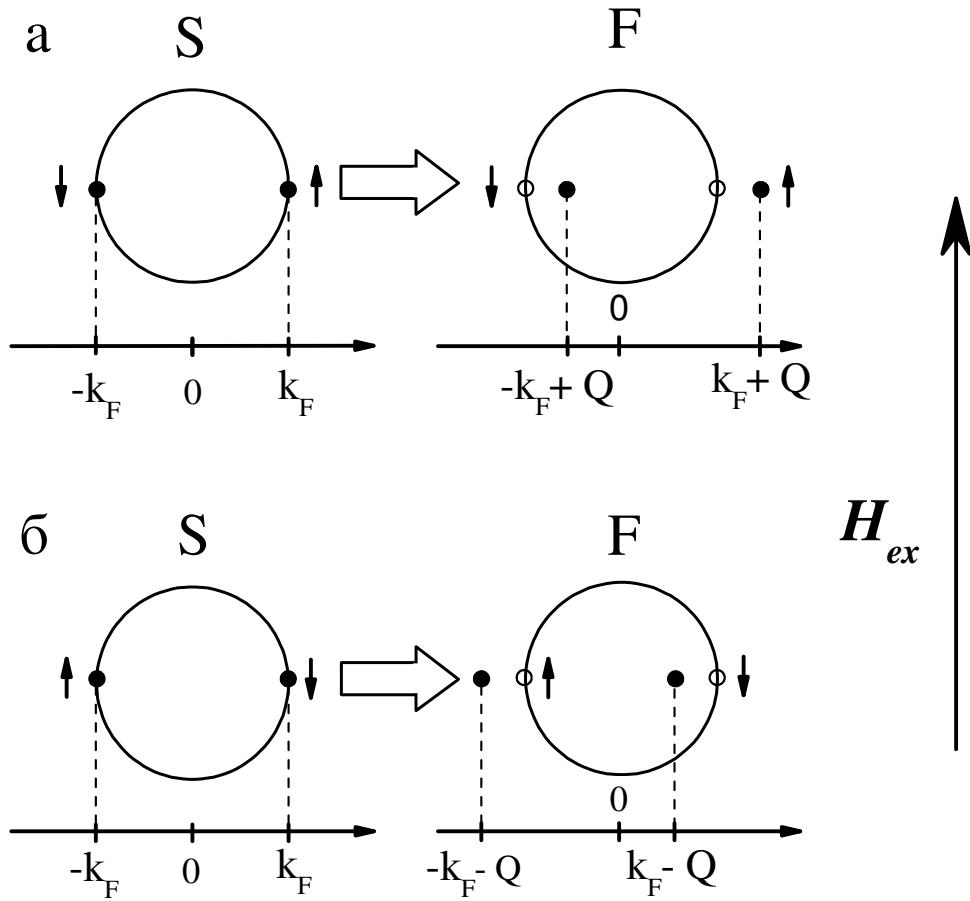


Рис. 2: Возникновение ненулевого импульса куперовской пары при попадании в ферромагнетик. Окружностью изображена поверхность Ферми. Рис. а и б соответствуют разным направлениям спина электронов, составляющих куперовскую пару [11]. H_{ex} - направление обменного поля в ферромагнетике.

взаимодействия E_{ex} , а энергия другого электрона пары увеличивается на ту же величину. Поскольку в рассматриваемых упругих процессах полная энергия каждого электрона сохраняется, изменение его потенциальной энергии должно быть компенсировано изменением кинетической энергии. Другими словами импульсы электронов станут разными по абсолютной величине (рис. 2 а), а их суммарный импульс будет отличен от нуля. Это означает, что волновая функция носителей сверхтока в ферромагнетике будет иметь вид:

$$\psi_{\perp} = \psi_0 e^{iQx}, \quad (3)$$

где \mathbf{Q} - волновой вектор куперовской пары, $Q = |\mathbf{Q}|$, а ψ_0 - величина волновой функции в ферромагнетике на границе со сверхпроводником. (Для простоты рассуждений здесь принято, что вектор \mathbf{Q} и ось x перпендикулярны SF -границе.) Чтобы оценить величину Q , рассмотрим изменение кинетической энергии электрона в присутствии обменного поля:

$$\Delta E_k = \frac{\hbar^2}{2m}(k^2 - k_F^2) \approx \frac{\hbar^2 k_F}{m}(k - k_F) = \hbar v_F \Delta k = \pm E_{ex}. \quad (4)$$

Здесь $\hbar k_F$ и v_F - импульс и скорость Ферми в ферромагнетике, Δk - изменение абсолютной величины волнового вектора электрона, а приближенное равенство имеет место, если величина $|\Delta E_k|$ мала по сравнению с энергией Ферми, что справедливо даже для самых сильных ферромагнетиков. Знак Δk определяется взаимной ориентацией спина электрона и направления обменного поля, поэтому он будет различным для электронов куперовской пары. Таким образом, абсолютная величина волнового вектора носителей сверхтока в ферромагнетике равна:

$$Q = 2|\Delta k| = 2E_{ex}/\hbar v_F. \quad (5)$$

Теперь рассмотрим куперовскую пару, отличающуюся от рассмотренной выше перестановкой электронов в k -пространстве (рис. 2 б). Эта операция эквивалентна одновременному изменению спина каждого из электронов пары на противоположный, а в присутствии обменного взаимодействия это приведет к изменению знака ΔE_k для каждого электрона. Согласно модели, изложенной выше, такая пара при попадании в ферромагнетик приобретет противоположный импульс $-\hbar\mathbf{Q}$. Обе куперовские пары, изображенные на рис. 2, должны описываться единой волновой функцией, симметричной по отношению к допустимым перестановкам электронов. Она равна полусумме функций вида (3) с разными знаками \mathbf{Q} :

$$\Psi_\perp = \psi_0 \cos(Qx), \quad (6)$$

Таким образом, волновая функция куперовских пар в ферромагнетике будет осциллировать вдоль направления вектора \mathbf{Q} . Обменное взаимодействие не разрушает отдельные носители сверхтока, однако косвенным образом все же приводит к затуханию сверхпроводящего параметра порядка. Если вектор \mathbf{Q} составляет угол θ с нормалью к SF -границе, то волновая функция куперовских пар будет иметь вид [11]:

$$\Psi_\theta = \psi_0 \cos(Qx / \cos \theta). \quad (7)$$

Выражение для общей сверхпроводящей волновой функции в полубесконечном ферромагнетике, находящемся в контакте с полубесконечным сверхпроводником, можно получить путем усреднения по всем возможным направлениям \mathbf{Q} :

$$\Psi \sim \int_0^1 d(\cos \theta) \cos(Qx / \cos \theta) \approx -\frac{\sin(Qx)}{Qx}. \quad (8)$$

Таким образом, сверхпроводящий параметр порядка, наведенный в чистом ферромагнетике за счет эффекта близости, осциллирует с пространственным периодом $\lambda_{ex} = \frac{2\pi}{Q}$ и затухает пропорционально расстоянию от SF -границы (рис. 3 а). Причина возникновения затухания связана с интерференцией куперовских пар, движущихся под различными углами θ . Приближенное равенство справедливо при $x \geq \pi/Q$, если отсутствуют иные распаривающие факторы, вызывающие разрушение куперовских пар [11]. Осциллирующее поведение функции Ψ делает возможной реализацию π -контакта сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник. Если сверхпроводящая волновая функция, наведенная F -слое одним из берегов контакта, изменяет знак при переходе к другому берегу, то в основном состоянии волновые функции S -слоев будут иметь разный знак, что эквивалентно возникновению на контакте спонтанной разности фаз π .

В тонкопленочных джозефсоновских структурах и сверхпроводящие берега, и нормальная прослойка контакта обычно находятся в грязном

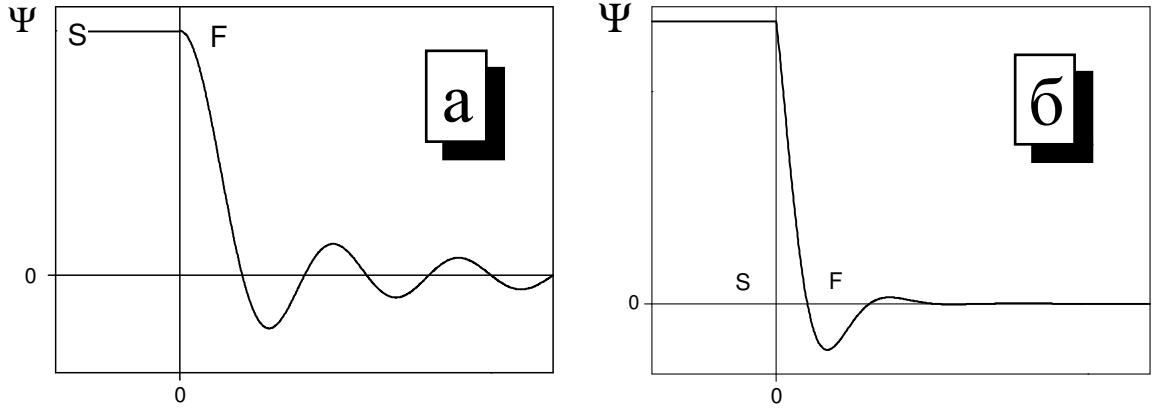


Рис. 3: Схематическое изображение осцилляций сверхпроводящей волновой функции в "чистом" (а) и "грязном" (б) ферромагнетике согласно ур. (8) и ур. (17) соответственно.

пределе, когда длина свободного пробега электронов мала, и движение куперовской пары может рассматриваться как диффузионное. В этом случае для оценки периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка удобно использовать соотношение неопределенностей:

$$E_{dp}\tau \sim \hbar. \quad (9)$$

Здесь E_{dp} – сумма распаривающих факторов (то есть характерных энергий процессов, вызывающих разрушение куперовских пар) и τ – время сохранения когерентности электронами куперовской пары. В случае немагнитного нормального металла (N -слой, $E_{ex} = 0$) единственным распаривающим фактором является температурный с характерной энергией $2\pi kT$. Сверхпроводящая волновая функция в окрестности границы NS -раздела имеет вид $\Psi \sim \exp(-x/\xi_N)$, причем пространственный масштаб затухания сверхпроводимости ξ_N определяется расстоянием, проходимым куперовской парой за характерное время жизни τ :

$$\xi_N = \sqrt{\hbar D/E_{dp}}. \quad (10)$$

Таким образом, в немагнитном нормальном металле величина ξ_N равна:

$$\xi_N = \sqrt{\hbar D/2\pi kT}, \quad (11)$$

где D - коэффициент диффузии в N -слое. Ур. (11) полностью согласуется с результатами микроскопической теории (см. например [33], [34]).

В ферромагнитных металлах наряду с температурным распариванием, решающую роль играет обменное взаимодействие, влияние которого связано со спиновым антагонизмом ферромагнетизма и сверхпроводимости в смысле спинового упорядочения. Поскольку сверхпроводящая волновая функция в ферромагнетике не только затухает, но и осциллирует, обменный распаривающий фактор является комплексным $E_{dp}^{(ex)} = 2iE_{ex}$ [7]. Обоснование этого утверждения может быть получено в рамках микроскопической теории (см. [4],[10]). Согласно соотношению (10) выражение для комплексной длины когерентности в диффузном ферромагнетике имеет вид:

$$\xi_F = \sqrt{\frac{\hbar D}{2(iE_{ex} + \pi kT)}}, \quad (12)$$

где D - коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике. В этом случае удобно ввести две другие длины $\xi_{F1,2}$ согласно следующему соотношению:

$$1/\xi_F = 1/\xi_{F1} + i/\xi_{F2}. \quad (13)$$

Выражение для сверхпроводящей волновой функции в окрестности SF -границы с использованием этих длин может быть записано в виде:

$$\Psi = \Psi_0 \exp(-x/\xi_F) = \Psi_0 \exp(-x/\xi_{F1}) \exp(-ix/\xi_{F2}),$$

где "вещественная" (или "действительная") длина когерентности ξ_{F1} описывает затухание волновой функции, а "мнимая" ξ_{F2} - определяет период ее пространственных осцилляций $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$. В диффузном пределе выражения для действительной и мнимой длин когерентности имеют вид:

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + (\pi kT)^2}} \pm \pi kT}. \quad (14)$$

В одноэлементных ферромагнетиках, таких как железо или никель, температура Кюри очень велика по сравнению с критической температурой обычных сверхпроводников, то есть $E_{ex} \gg kT_c$. В этом предельном случае действием температурного распаривающего фактора можно пренебречь, и комплексная длина когерентности равна

$$\xi_F = \sqrt{\frac{\hbar D}{E_{ex}}} \frac{1}{\sqrt{2i}} = \sqrt{\frac{\hbar D}{E_{ex}}} \frac{1}{1+i}.$$

При этом из формулы (13) следует, что в сильных диффузных магнетиках действительная и мнимая длины когерентности равны друг другу:

$$\xi_{F1} = \xi_{F2} = \xi_0 = \sqrt{\hbar D / E_{ex}} \quad (15)$$

Таким образом, с ослаблением магнетизма F -слоя (с уменьшением E_{ex}) характерная длина подавления сверхпроводимости ξ_{F1} и период осцилляций параметра порядка $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$ увеличиваются. В менее сильных ферромагнетиках, когда полностью пренебречь влиянием температуры нельзя, справедливо следующее приближенное выражение выражение для длин $\xi_{F1,2}$:

$$\xi_{F1,2} \approx \sqrt{\frac{\hbar D}{E_{ex}}} \left(1 \mp \frac{\pi kT}{2E_{ex}}\right). \quad (16)$$

Легко видеть, что с уменьшением температуры длины $\xi_{F1,2}$ изменяются разнонаправленно: длина подавления сверхпроводимости возрастает, а период осцилляций параметра порядка уменьшается.

Таким образом простейшее выражение для сверхпроводящей волновой функции, наведенной в диффузном ферромагнетике за счет эффекта близости, имеет вид (см. рис. 3 б):

$$\Psi = \Psi_0 e^{-x/\xi_{F1}} \cos(x/\xi_{F2}). \quad (17)$$

В случае реальных джозефсонских SFS -структур выражение для волновой функции будет более сложным, поскольку появление сверхпроводящей волновой функции в F -слое обусловлено влиянием

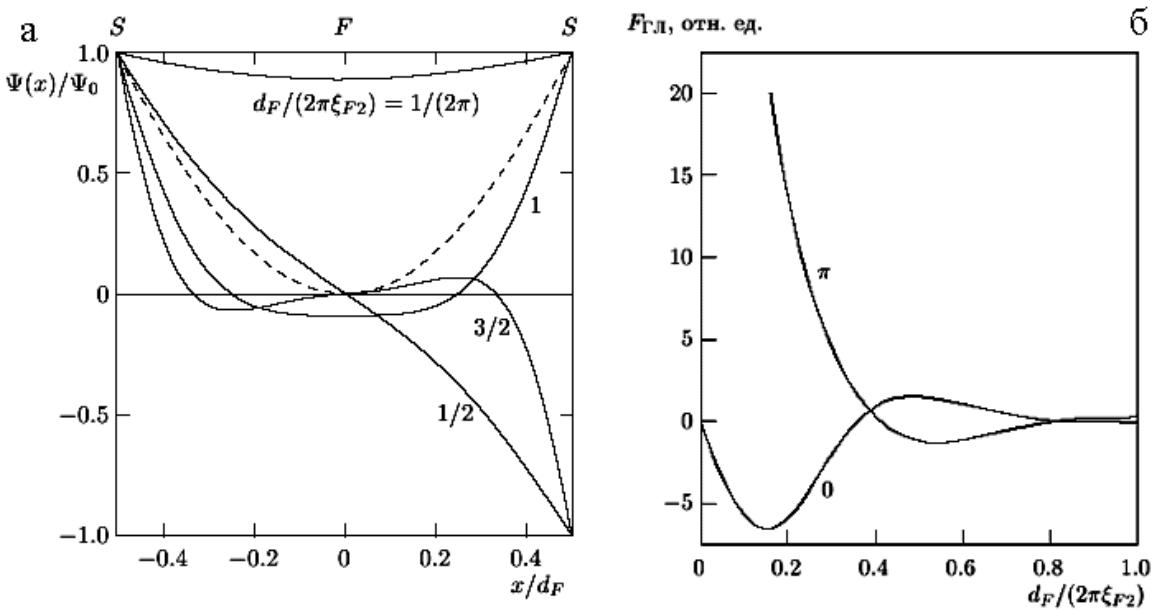


Рис. 4: а) Распределение сверхпроводящей волновой функции в ферромагнитном слое SFS -контакта при разных значениях отношения толщины F -слоя к периоду осцилляций. Пунктирная линия соответствует состоянию SFS -контакта при $d_F/2\pi\xi_{F2} = 1/2$ с нулевой разностью фаз, которое энергетически невыгодно. б) Зависимость свободной энергии состояния с разностью фаз 0 и π от толщины F -слоя. Все кривые были вычислены в рамках теории Гинзбурга-Ландау в работе [35].

не одного, а двух сверхпроводящих берегов. В 2001 году А. Голубов решил линеаризированные уравнения Гинзбурга-Ландау (см. например [33]) для параметра порядка в F -слое [35] и вычислил свободную энергию "грязного" SFS -перехода для разности фаз $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$, а также распределение сверхпроводящей волновой функции в F -слое (рис. 4). Из рис. 4 б видно, что в зависимости от толщины F -слоя разность фаз в основном состоянии может быть равна как нулю, так и π . Результаты расчетов хорошо согласуются с качественным анализом проведенным выше.

Задача о вычислении критического тока SFS -контакта была впервые рассмотрена в 1982 году А.И. Буздиным, Л.Н. Булаевским и С.В. Панюковым [4]. Ими было получено решение для джозефсоновского SFS -перехода в чистом пределе, причем толщина ферромагнитной

прослойки d_F и ее линейные размеры a (использованы обозначения, принятые в данной диссертации) предполагались малыми по сравнению с длиной когерентности сверхпроводника ξ_S и длиной свободного пробега l : $a \ll d_F \ll \xi_S \ll l$. Джозефсоновские свойства SFS -контакта в чистом пределе при $d_F \ll l \ll a$ также подробно рассматривались в работах З. Радовича и соавторов ([36]-[37]). Однако с точки зрения практических приложений наибольший интерес представляет задача о критическом токе SFS -контакта в диффузном пределе при $l \ll d_F \ll a$, которая была впервые рассмотрена А.И. Буздиным, Б. Вуйчичем и М.Ю. Куприяновым в 1992 году [10]. Критический ток контакта вычислялся на основе решения лианеризованных уравнений Узаделя [38], что подразумевает малость сверхпроводящей волновой функции в ферромагнетике. Это условие может быть выполнено при близости температуры эксперимента к критической температуре сверхпроводника T_c , большой толщине магнитного слоя по сравнению с пространственным масштабом затухания сверхпроводимости ξ_{F1} или плохой прозрачности SF -границ. Влияние обменного взаимодействия в работе [10] учитывалось путем замены мацубаровских частот $\omega = (2n + 1)\pi kT$ в уравнениях Узаделя на модифицированные частоты $\omega' = (2n + 1)\pi kT + iE_{ex}$. При вычислениях предполагалось, что энергия обменного взаимодействия очень велика ($E_{ex} \gg kT_c$, T_c - критическая температура сверхпроводящих слоев), и влиянием температурного распаривающего фактора можно было полностью пренебречь. Для температур, близких к критической температуре сверхпроводника, было получено следующее выражение для характерного джозефсоновского напряжения SFS -контакта $V_c = I_c R_n$:

$$I_c R_n = V_0 y \frac{\sinh y \cos y + \cosh y \sin y}{\sinh^2 y \cos^2 y + \cosh^2 y \sin^2 y}, \quad |T - T_c| \ll T_c, \quad (18)$$

где $y = d_F/\xi_0$, $V_0 = \pi \Delta^2(d_F)/4eT_c$, $\Delta(d_F)$ - величина сверхпроводящей щели на SF -границах. В случае больших толщин $d_F \gg \xi_0$ при любых

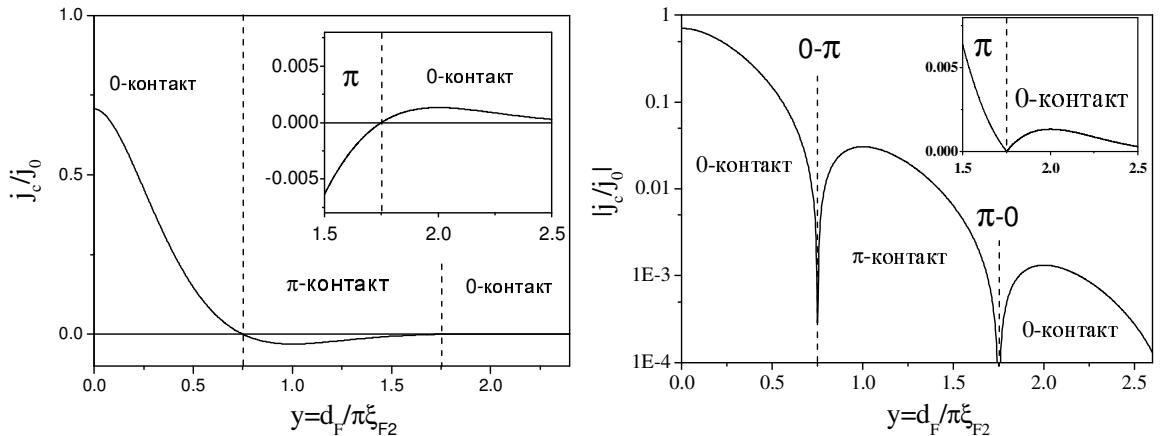


Рис. 5: а) Зависимость $j_c(d_F)$ согласно ур. (20). б) Зависимость $|j_c(d_F)|$ в логарифмическом масштабе, согласно ур. (20). На вставке приведен участок этой кривой в линейных координатах.

температурах зависимость $V_c(d_F)$ имеет вид

$$I_c R_n = 32\sqrt{2}(\Delta/e)F(\Delta/T)ye^{-y} \sin(y + \pi/4), \quad y \gg 1. \quad (19)$$

где

$$F(\Delta/T) = \pi kT \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{\Delta}{(\Omega + \omega)[(2\Omega)^{1/2} + (\Omega + \omega)^{1/2}]}, \quad \Omega = \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}.$$

В окрестности критической температуры $F(\Delta/T) = \frac{\pi}{128} \frac{\Delta}{T}$, и при большой толщине прослойки d_F формулы (18) и (19) переходят друг в друга. Чтобы в этом убедиться достаточно заметить, что $\sinh y \approx \cosh y \approx e^y$ при $y \gg 1$, а $\sin y + \cos y = \sqrt{2} \sin(y + \pi/4)$. Таким образом характер зависимости (19) является общим, присущим джозефсоновским SFS-контактам при $T \leq T_c$. Согласно этой формуле критический ток экспоненциально уменьшается при увеличении d_F с характерной длиной $\xi_{F1} = \sqrt{\hbar D/E_{ex}}$ и осциллирует с периодом $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$ ($\xi_{F2} = \xi_{F1} = \xi_0$), что согласуется с проведенными выше оценками длины когерентности для случая больших обменных энергий в грязном пределе (см. ур. (15)).

Для иллюстрации на рис. 5 а приведена зависимость критической

плотности тока j_c от толщины ферромагнетика согласно формуле (19):

$$j_c = j_0 \exp(-d_F/\xi_0) (\sin d_F/\xi_0 + \cos d_F/\xi_0). \quad (20)$$

Поскольку в ходе транспортных экспериментов измеряется лишь абсолютное значение критического тока, полученная в ходе эксперимента кривая будет иметь возвратный характер, так как ее отрицательная ветвь будет отражена в положительную полуплоскость (см. вставку к рис. 5 б). В логарифмическом масштабе зависимость $|j_c(d_F)|$ имеет линейную огибающую, наклон которой определяется действительной длиной когерентности ξ_{F1} (рис. 5 б). Расстояние между нулями кривой, в которых происходит формальное изменение знака критической плотности сверхтока, равно $\lambda_{ex}/2 = \pi\xi_{F2}$. В ур. (18, 19) длины когерентности $\xi_{F1,2}$ одинаковы, поскольку в работе [10] рассматривался случай очень сильного ферромагнетика $E_{ex} \gg kT$. Если же ферромагнетик не очень силен, и влияние температуры еще может быть обнаружено в ходе эксперимента, то наличие температурной зависимости $\xi_{F2}(T)$ согласно ур. (14, 16), а значит и периода осцилляций параметра порядка $\lambda_{ex}(T)$, позволяет, в принципе, перевести контакт в π -состояние путем изменения температуры (см. п. 1.2). Возможность существенного различия длин когерентности из-за присутствия дополнительных распаривающих факторов подробно рассматривается в гл. 3 настоящей диссертации.

Вычисление критического тока диффузного SFS -контакта в случае малой прозрачности SF -границ было проведено А. Голубовым в 2000 году ([7],[35]). Им было учтено влияние температуры, поскольку в случае слабых ферромагнетиков существенный интерес представляла температурная зависимость критического тока SFS -контакта. Прозрачность границы характеризовалась параметром Γ_B , который равен отношению сопротивления SF -границы R_B к сопротивлению магнитного слоя $\rho_F d_F / S$ [39]. Здесь ρ_F - удельное сопротивление магнитного слоя, а S - площадь контакта. Полученное выражение для

критического тока имело вид:

$$I_c = \frac{2\pi T}{eR_n} \frac{1}{\Gamma_B} \operatorname{Re} \sum_{\omega>0} \frac{\Delta_0^2}{(\omega^2 + \Delta_0^2)\beta \sinh 2\beta}, \quad (21)$$

где

$$\beta = \frac{d_F}{2\xi_F} = d_F \sqrt{\frac{(\omega + iE_{ex})}{2\hbar D}}, \quad (22)$$

R_n - нормальное сопротивление SFS -перехода с учетом сопротивления границ, и $\omega = (2n + 1)\pi kT$. Использованное приближение было справедливо при малой прозрачности SF -границы ($\Gamma_B \gg 1$) и при относительно высоких температурах $\pi T/T_c \gg 1/\Gamma_B$. В таком режиме температурное поведение I_c не чувствительно к величине Γ_B , и при ухудшении прозрачности изменяется только масштаб характерного напряжения $I_c R_n$. Формула (21) функционально переходит в ур. (19) в пределе больших толщин ($d_F \gg \xi_0$), сильного магнетизма F -слоя ($E_{ex} \gg 2\pi kT_c$) и достаточно высоких температур, когда можно отбросить все члены ряда (21), кроме нулевого.

В заключение необходимо отметить, что в последнее время свойства джозефсоновских структур, содержащих один или несколько ферромагнитных слоев, активно исследуются с теоретической точки зрения в различных аспектах (см. обзоры [19], [20]). Однако освещение этих работ выходит за рамки данного раздела, так как они не имеют отношения к экспериментальным данным, полученным в гл. 3.

1.2. Эксперименты по изучению π -контактов SFS -типа.

Экспериментальное наблюдение осцилляций сверхпроводящего параметра порядка удобно проводить на слабоферромагнитных сплавах, таких как $Cu_{1-x}Ni_x$ ($x \approx 0.5$) и $Pd_{1-x}Ni_x$ ($x \approx 0.1$). Использование традиционных одноэлементных ферромагнетиков ([40]-[44]), таких

как, например, Ni , обладающих сильным обменным взаимодействием ($T_{Curie}^{(Ni)} \approx 650$ K), влечет за собой трудности, связанные с малой величиной периода осцилляций $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$ (менее 1 нм), поскольку получение качественных пленок такой толщины представляет собой крайне сложную технологическую задачу. Применение ферромагнитных сплавов дает возможность регулировать величину обменной энергии E_{ex} путем изменения концентрации магнитного элемента. Например, в сплавах $Cu_{1-x}Ni_x$ ферромагнетизм плавно нарастает, начиная с $x_c = 0.44$, и существует возможность получить достаточно малую величину обменного взаимодействия в сплаве, изменяя концентрацию никеля в окрестности x_c . Это обстоятельство позволяет изготавливать SFS -контакты со сравнительно большой величиной d_F и получать экспериментальные кривые $j_c(d_F)$ с достаточной степенью детализации (см. гл. 3). Кроме того, слабый ферромагнетизм F -слоя делает возможным переход в π -состояние путем изменения температуры.

К началу работы над диссертацией механизм температурного $0 - \pi$ перехода SFS -контакта описывался авторами его экспериментального наблюдения ([7],[35]) следующим образом. Как было показано в п. 1.1 (см. ур. (14, 16)), в "грязном" ферромагнетике длины когерентности $\xi_{F1,2}$ являются функциями температуры. Этот эффект пренебрежимо мал в случае сильных ферромагнетиков ($E_{ex} \gg kT$), однако в слабоферромагнитных сплавах, в которых температурный и обменный распирающие факторы сравнимы по величине, температурная зависимость периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка становится существенной. Рассмотрим SFS -контакт в грязном пределе с толщиной F -слоя, близкой к критической толщине $0 - \pi$ перехода $d_c^{(1)} = \frac{3\pi}{4}\xi_{F2}$ (см. ур. (20)). Пусть при некоторой температуре T_1 толщина ферромагнетика недостаточно велика, чтобы сверхпроводящая волновая функция, наведенная одним из берегов, изменила свой знак при переходе к другому берегу (рис. 6). В этом случае в основном состоянии разность фаз на SFS -контакте будет равна нулю. С понижением

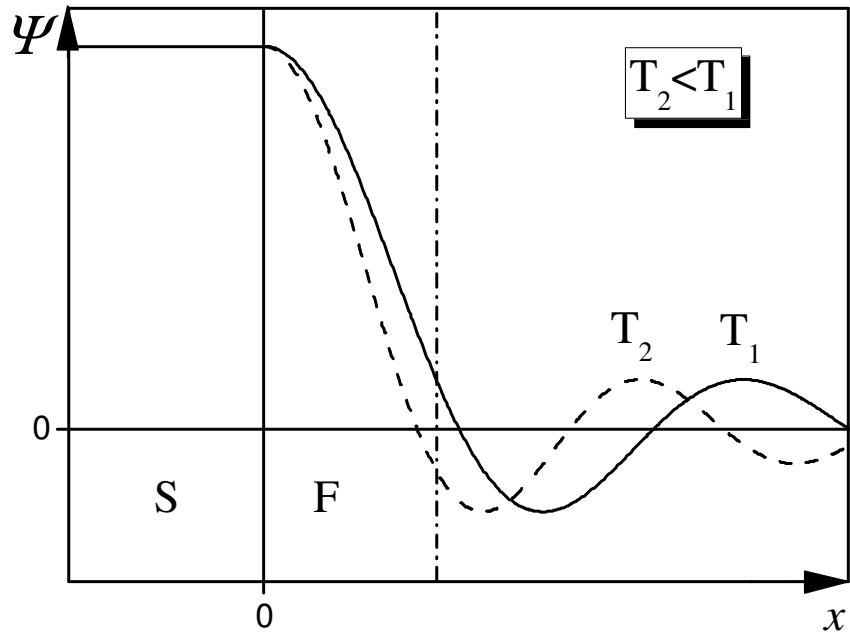


Рис. 6: Схематическое изображение осцилляций сверхпроводящей волновой функции в слабом ферромагнетике при разных значениях температуры в случае $d_F \approx d_c^{(1)}$. Штрих-пунктирной линией показано положение правой SF -границы в джозефсоновском SFS -контакте (см. обсуждение в тексте).

температуры мнимая длина когерентности уменьшается согласно ур. (14), что приводит к уменьшению периода осцилляций параметра порядка $\lambda_{ex}(T) = 2\pi\xi_{F2}(T)$. При этом значение сверхпроводящей волновой функции $\Psi(d_F)$, наведенной левым S -берегом контакта на противоположной стороне F -слоя, будет уменьшаться, что приведет к уменьшению критического тока контакта. При некоторой температуре T_π величина $\Psi(d_F)$ и критический ток контакта обратятся в ноль. При дальнейшем понижении температуры величина $\Psi(d_F)$ изменит свой знак, джозефсоновский переход станет π -контактом, а критический ток начнет возрастать по абсолютной величине. При этом зависимость $I_c(T)$ будет иметь возвратный характер, как показано на рис. 7 б. Очевидно, что подобные явления будут иметь место при всех d_F , достаточно близких к "критическим" значениям $d_c^{(n)} = \frac{3\pi}{4}\xi_{F2} + \pi n$.

Наблюдение температурного перехода в π -состояние очень важно

для экспериментального определения критической толщины F -слоя. На кривой $I_c(d_F)$ $0 - \pi$ переход проявляется в виде узкого минимума, который легко пропустить, не исследуя температурную зависимость критического тока при каждом значении d_F (см. п. 3.1). Более того, после обнаружения локального минимума на кривой $I_c(d_F)$ необходимо обосновать, что наблюдаемое уменьшение критического тока связано с осцилляциями сверхпроводящего параметра порядка, а не является следствием технологических проблем. Это особенно трудно сделать при использовании сильных ферромагнетиков ([40]-[44]) в силу малости периода осцилляций λ_{ex} . Однако, если в области минимума наблюдается возвратная температурная зависимость критического тока, то можно с уверенностью утверждать, что мы находимся в окрестности одной из критических толщин $d_c^{(n)}$, поскольку температурный $0 - \pi$ переход наблюдается на одном и том же образце, и результат не может быть связан с технологическими причинами. В п. 3.1 будет показано, что скорость изменения периода осцилляций $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$ с температурой составляет около 0.2 нм/К, что позволяет достаточно подробно исследовать кривую $I_c(d_F)$ на наличие $0 - \pi$ перехода в окрестности данной толщины. Изготовление серии джозефсоновских контактов $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ с шагом 1 нм по толщине $CuNi$ -слоя и исследование температурных зависимостей их критических токов в интервале от 1 К до 9 К (9 К - критическая температура ниобия) позволяет с необходимой точностью проанализировать зависимость $I_c(d_F)$ на наличие $0 - \pi$ переходов.

Первые успешные эксперименты по обнаружению перехода джозефсоновских контактов сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник в π -состояние в были проведены в 1999-2001 г. в лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН [7]. Сверхпроводящие берега контакта были изготовлены из Nb , а для изготовления магнитной прослойки использовался слабоферромагнитный сплав $Cu_{0.48}Ni_{0.52}$ с температурой Кюри около 20 К. Образцы, исследованные

в [7], представляли собой многослойные тонкопленочные структуры, изготовленные по послойной технологии, подробно описанной в п. 2.1. Размер джозефсоновских контактов составлял $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ при характерном нормальном сопротивлении переходов $R_n \approx 10^{-5} \Omega$. Однородность протекания сверхтока через образец в этой работе (а также в других работах, приведенных ниже) контролировалась путем изучения зависимости критического тока образца от магнитного поля $I_c(H)$. Экспериментальные кривые во всех работах описывались фраунгоферовой зависимостью (рис. 7 а), что говорило о высокой однородности толщины и магнетизма F -слоя вдоль плоскости переходов.

В ходе экспериментов было обнаружено, что с увеличением толщины ферромагнетика температурная зависимость критического тока становится немонотонной, а при определенной толщине на зависимости $I_c(T)$ наблюдается возвратное поведение (рис. 7 б). Критическая плотность тока при этой толщине не превышала $0.2 \text{ A}/\text{см}^2$ (по абсолютной величине). Диапазон толщин, в котором наблюдалась немонотонная зависимость $I_c(T)$, имел ширину около 1 нм. В работе [7] было проведено также сравнение экспериментальных кривых с теоретическими расчетами на основе ур. (21). Обменная энергия была принята равной $E_{ex} = 0.8\pi kT_c \approx 1.5 \text{ мeВ}$ или $E_{ex}/k = 22.6 \text{ K} \approx T_{Curie}$. Из рис. 7 б видно, что имеет место качественное совпадение между экспериментальными и численными кривыми. Характерным пространственным масштабом в расчетах являлась величина $\xi^* = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi kT_c}}$, где T_c - критическая температура сверхпроводящих электродов. Согласно расчетам возвратная температурная зависимость критического тока имеет место при толщине $d_F = 0.64\pi\xi^*$. Авторы оценили мнимую длину когерентности $\xi_{F2} \approx 10 \text{ нм}$.

В 2002 году Т. Контос с соавторами [21] исследовали джозефсоновские *SIFS*-переходы $Nb - Al/Al_2O_3 - Pd_{0.88}Ni_{0.12} - Nb$. Наличие туннельного слоя Al/Al_2O_3 позволяло увеличить характерное напряжение V_c и проводить исследования без использования

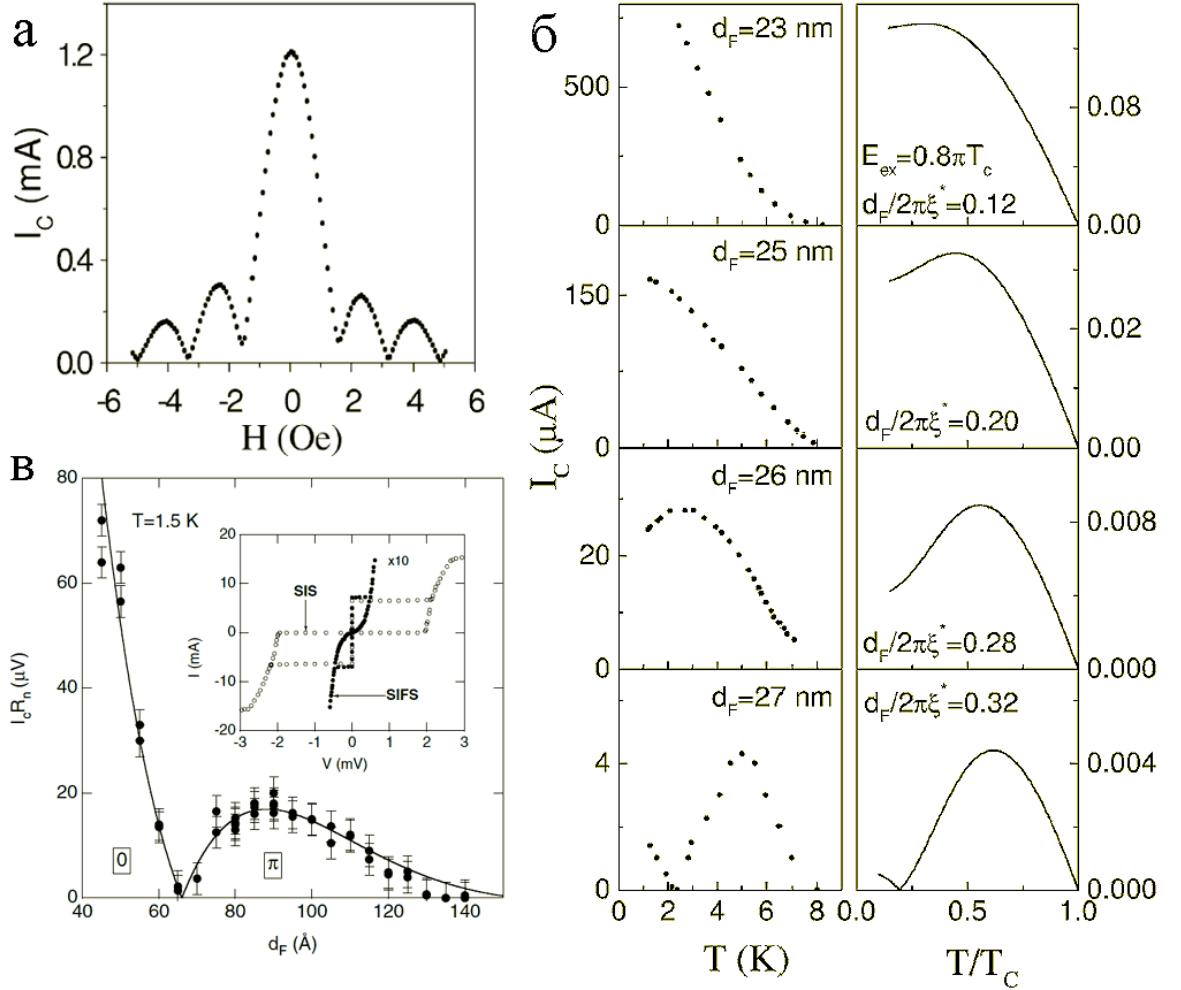


Рис. 7: а) Зависимость критического тока переходов $Nb - Cu_{0.48}Ni_{0.52} - Nb$, изготовленных в работе [7], от магнитного поля. б) Экспериментальные и теоретические зависимости критического тока SFS -контактов $Nb - Cu_{0.48}Ni_{0.52} - Nb$ от температуры (показаны точками и слошными линиями соответственно) при разной толщине ферромагнетика [7]. в) Зависимость джозефсоновского напряжения $V_c = I_c R_n$ от толщины ферромагнетика для переходов $Nb - Al/Al_2O_3 - Pd_{0.88}Ni_{0.12} - Nb$ [21]. На вставке приведены вольт-амперные характеристики некоторых изготовленных образцов.

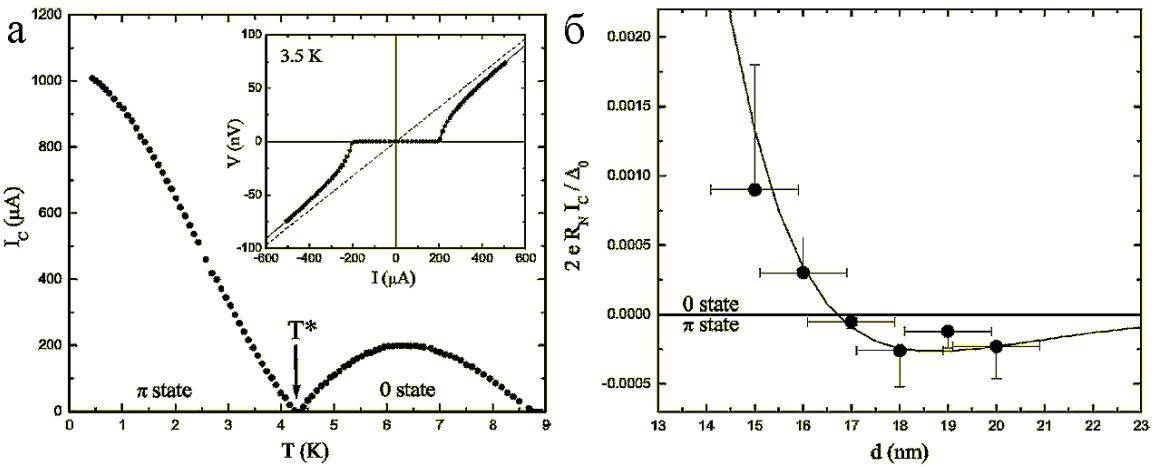


Рис. 8: а) Температурная зависимость критического тока переходов $Nb - Cu_{0.52}Ni_{0.48} - Nb$ при толщине $CuNi$ -слоя 17 нм [22]. На вставке приведена типичная вольт-амперная характеристика. б) Зависимость критического тока от толщины ферромагнетика в сравнении с расчетными кривыми. Точки в области π -состояния построены в отрицательной полуплоскости графика, хотя в эксперименте измерялись абсолютные значения критического тока.

сверхчувствительных СКВИД-вольтметров, применявшихся в работе [7]. Однако это привело к существенному уменьшению критической плотности тока: максимальная величина j_c , полученная в переходе $Nb - Al/Al_2O_3 - Nb$ (без ферромагнитного $PdNi$ -слоя), составляла $0.6 A/cm^2$, что было почти в 100 раз меньше максимальной плотности тока, полученной в [7] (при $d_F = 23$ нм). Было обнаружено, что толщинная зависимость критического напряжения $I_c R_n$, исследованная в интервале 4 – 14 нм, имеет возвратный характер при $d_F \simeq 6.5$ нм (рис. 7 в). В работе не был продемонстрирован температурный переход в π -состояние, поскольку для его наблюдения требовалось измерение напряжения с точностью лучше 1 мкВ, недоступной во время эксперимента. Однако достаточная степень детализации экспериментальной кривой дала авторам основание говорить о наблюдении перехода $SIFS$ -контакта в π -состояние.

В 2003 году Г. Селье (H. Sellier) с соавторами исследовали джозефсоновские SFS -переходы $Nb - Cu_{0.52}Ni_{0.48} - Nb$ [22]. Эта работа

представляет большой интерес с точки зрения данной диссертации, поскольку в ней, как и в п. 3.1 и [7], исследовались джозефсоновские контакты $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$, что позволяло сравнивать между собой полученные результаты. *SFS*-контакты в [22] имели размер $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ и толщину *F*-слоя от 15 до 20 нм. Согласно приведенным измерениям магнитного момента, магнитный слой имел температуру Кюри 20 - 35 К, причем кривая намагниченности не имела гистерезиса. Авторы оценили энергию обменного взаимодействия в магнитном материале $E_{ex} = 12 \text{ меВ} \sim 178 \text{ K}$. Нормальное сопротивление перехода с прослойкой 18 нм составляло $R_n = 1.6 \times 10^{-4} \Omega$; параметр Γ_B был равен 0.3, что говорило о хорошей прозрачности *SF*-границ. При толщине ферромагнетика от 17 до 19 нм наблюдался температурный $0 - \pi$ переход (рис. 8 а), причем температура $0 - \pi$ -перехода T_π изменялась от $0.15 T_c$ при 17 нм до $0.65 T_c$ при 19 нм.

Характерной особенностью описанных выше работ является относительно узкий диапазон исследованных толщин. Такие эксперименты дают возможность обнаружить факт $0 - \pi$ перехода, однако не позволяют надежно определить его порядковый номер (то есть определить знак токо-фазового соотношения при заданной толщине ферромагнетика), а также измерить характерную длину подавления сверхпроводимости ξ_{F1} и период осцилляций $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$. В частности, для определения величины ξ_{F1} необходимо получить данные о зависимости $I_c(d_F)$ вдали от критических значений толщины, когда осциллирующее поведение сверхпроводящей волновой функции слабо влияет на величину критического тока I_c . Что касается величины λ_{ex} , то ее можно экспериментально оценить, зная разность соседних критических толщин $0 - \pi$ переходов как $\lambda_{ex} = 2(d_c^{(i+1)} - d_c^i)$. По величине λ_{ex} в свою очередь можно определить порядковый номер $0 - \pi$ перехода и знак токо-фазового соотношения в заданном диапазоне толщин. Путаница в определении порядкового номера $0 - \pi$ перехода, как будет показано в п. 3.2, стала причиной противоречия между результатами

работ [7] и [22]. Согласно ур. (14, 15) с уменьшением обменного взаимодействия период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка $2\pi\xi_{F2}$ должен увеличиваться. Поэтому при использовании менее магнитного сплава должна увеличиваться толщина, при которой наблюдается температурный переход в π -состояние. Однако, несмотря на использование более слабого ферромагнетика $Cu_{0.52}Ni_{0.48}$, Г. Селлье и соавторы наблюдали температурный $0 - \pi$ переход при толщине d_F всего лишь 17 нм. Это в 1.6 раза меньше, чем в пионерских экспериментах [7], в которых использовался более сильный ферромагнитный сплав $Cu_{0.48}Ni_{0.52}$. Объяснению этого противоречия, а также решению других вопросов, связанных с протеканием сверхпроводящих токов через джозефсоновские SFS -контакты, посвящены эксперименты, описанные в гл. 3 данной диссертации.

1.3 Фазово-чувствительные эксперименты.

Для проведения фазово-чувствительных экспериментов используются джозефсоновские структуры, содержащие один или несколько замкнутых сверхпроводящих контуров. Однозначность сверхпроводящей волновой функции определяет связь между разностью фаз φ на джозефсоновских контактах в контуре и потоком магнитного поля Φ через него. Именно по этой причине такие объекты называются фазочувствительными. Включение π -контакта в такой контур приведет к изменению его полевых характеристик. В качестве примера рассмотрим одноконтактный интерферометр (сверхпроводящее кольцо, замкнутое джозефсоновским переходом - рис. 9 а) [45]. В силу однозначности сверхпроводящей волновой функции, полное изменение ее фазы (возникающее вследствие протекания экранирующего тока через джозефсоновский контакт и наличия магнитного потока через кольцо) должно быть кратно 2π при обходе по замкнутому контуру. Это

требование приводит к следующему соотношению между величинами φ и Φ (см. например [45]):

$$\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi n, \quad (23)$$

где Φ_0 - квант магнитного потока. С другой стороны, магнитный поток через кольцо складывается из потока внешнего магнитного поля Φ_e и экранирующего потока, создаваемого круговым током в кольце $I_r = I_c \sin \varphi$:

$$\Phi = \Phi_e - LI_c \sin \varphi,$$

где L - индуктивность кольца. График функции $\Phi(\Phi_e)$ показан на рис. 9 б. При больших значениях параметра $\beta_L = 2\pi L I_c / \Phi_0$ эта зависимость является гистерезисной, а величина Φ на устойчивых участках кривой близка к целому числу квантов потока.

Если джозефсоновский переход в кольце является π -контактом ($I_r = -|I_c| \sin \varphi$), то вид функции $\Phi(\Phi_e)$ изменится:

$$\Phi = \Phi_e + L|I_c| \sin \varphi.$$

Эта зависимость приведена на рис. 9 в. Как и в предыдущем случае, при достаточно большой индуктивности L ($\beta_L > 1$) кривая имеет гистерезисный характер, однако магнитный поток через кольцо на устойчивых участках кривой равен **полу**целому числу квантов. Таким образом, включение π -контакта в сверхпроводящее кольцо полностью эквивалентно приложению к нему магнитного потока равного $\Phi_0/2$. Интересно отметить, что даже при нулевом внешнем потоке Φ_e полный поток через кольцо может быть отличен от нуля [8]. Это связано с тем, что для однозначности сверхпроводящей волновой функции спонтанный фазовый сдвиг, создаваемый π -контактом, должен быть компенсирован посредством изменения разности фаз φ на джозефсоновском переходе, а также при помощи спонтанного магнитного потока в кольце. Кольцевой сверхток, протекающий через переход, не может превысить критическое значение, поэтому величина φ на переходе не может

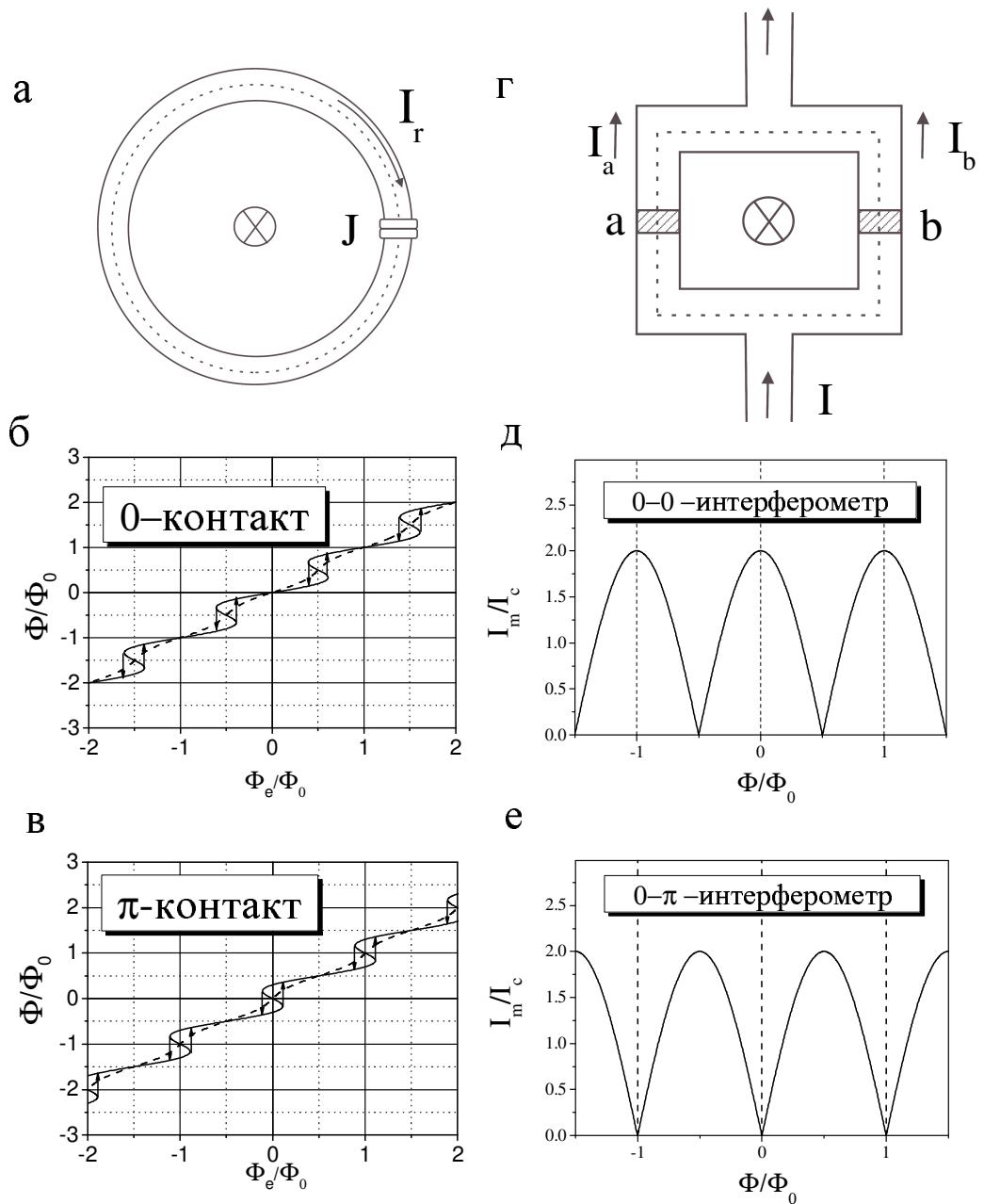


Рис. 9: а,г) Схематические изображения одноконтактного и двухконтактного интерферометров. Пунктиром показаны замкнутые сверхпроводящие контуры, стрелками показано направление сверхпроводящих токов, буквы a , b и J обозначают джозефсоновские переходы. б,в) Зависимости полного потока через одноконтактный интерферометр Φ от внешнего Φ_e для случая 0- и π -контакта. Сплошной и пунктирной линиями показаны кривые для случаев большой ($\beta_L = 2$) и малой ($\beta_L = 0.5$) индуктивности соответственно. д,е) Зависимости критического тока двухконтактного 0-0 интерферометра ($j_c^{(a,b)} > 0$) и 0 – π интерферометра ($j_c^{(a)} > 0$, $j_c^{(b)} < 0$) при малой индуктивности конутра ($\beta_L \ll 1$).

измениться на величину более $\pi/2$. Оставшаяся "расфазировка" должна компенсироваться возникновением магнитного потока в кольце $L|I_c| \sin \varphi$ даже в отсутствие внешнего приложенного магнитного поля. При малой индуктивности кольца в нулевом внешнем поле собственный поток не может достичь необходимой величины, поэтому спонтанная разность фаз на джозефсоновском переходе равна нулю, как и полный поток через кольцо. Стоит отметить, что состояние π -контакта ($j_c < 0$) с нулевой разностью фаз (так же, как и состояние 0 -контакта с разностью фаз π) является возможным, но оно энергетически невыгодно. В случае малой индуктивности интерферометра (в "безгистерезисном режиме") невыгодные для отдельного перехода состояния вынужденно реализуются, поскольку нет других возможностей выполнить условие однозначности волновой функции (23). При достаточно большой индуктивности контура ($\beta_L = 2\pi L I_c / \Phi_0 > 1$) в нем возникает спонтанный кольцевой ток, магнитное поле которого может быть обнаружено экспериментально.

Теперь рассмотрим сверхпроводящее кольцо, содержащее два джозефсоновских перехода a и b , через которое течет электрический ток I . Такой объект также называется двухконтактным интерферометром [45]. Разности фаз на контактах a и b связаны с магнитным потоком через кольцо соотношением:

$$\varphi_a - \varphi_b = 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi n. \quad (24)$$

Полный ток через интерферометр складывается из токов, текущих через каждый переход, и при равенстве критических токов контактов (симметричный интерферометр: $I_c^{(a)} = I_c^{(b)} = I_c$) имеет место следующее соотношение:

$$I = 2I_c \sin \frac{\varphi_a \pm \varphi_b}{2} \cos \frac{\varphi_a \mp \varphi_b}{2},$$

где нижний знак относится к тому случаю, когда переход b является π -контактом. При этом максимальный бездиссипативный ток через кольцо

равен:

$$I_m = 2I_c |\cos \pi\Phi/\Phi_0|, \quad (25)$$

если оба перехода находятся в 0-состоянии, и

$$I_m = 2I_c |\sin \pi\Phi/\Phi_0|. \quad (26)$$

когда один из переходов является π -контактом. Таким образом, полевая характеристика двухконтактного 0 – π интерферометра сдвинута на $\Phi_0/2$, как и в рассмотренном одноконтактного интерферометра (рис. 9 д,е). Нулевой критический ток структуры в отсутствие внешнего потока связан с тем, что в кольце протекает круговой ток I_r , равный критическому. Ток I_r изменяет разность фаз на каждом из переходов на $\pi/2$, компенсируя таким образом спонтанный набег фазы π на контакте b . Впервые полупериодический фазовый сдвиг в одноконтактном и двухконтактном интерферометрах был предсказан в 1977 году Л.Н. Булаевским с соавторами [8].

Если сверхпроводящий контур содержит нечетное $(2k + 1)$ число π -конактов (но более одного), спонтанный кольцевой ток в нем возникает при любой, даже бесконечно малой индуктивности. В качестве примера рассмотрим кольцо, содержащее три π -контакта с равными критическими токами I_c . При обходе по замкнутому контуру нескомпенсированный (некратный $2\pi n$) спонтанный набег фазы равен π . Если в контуре существует спонтанный вихревой ток

$$I_r = I_c \sin \frac{\pi}{3} < I_c,$$

то суммарное изменение разности фаз на каждом из контактов скомпенсирует "расфазировку", вызванную π -состоянием переходов. Если же контур содержит лишь один джозефсоновский переход (π -контакт), то полная компенсация "расфазировки" за счет вихревого тока возможна только при большой индуктивности контура, как это было показано выше. При четном числе π -контактов спонтанный набег фазы

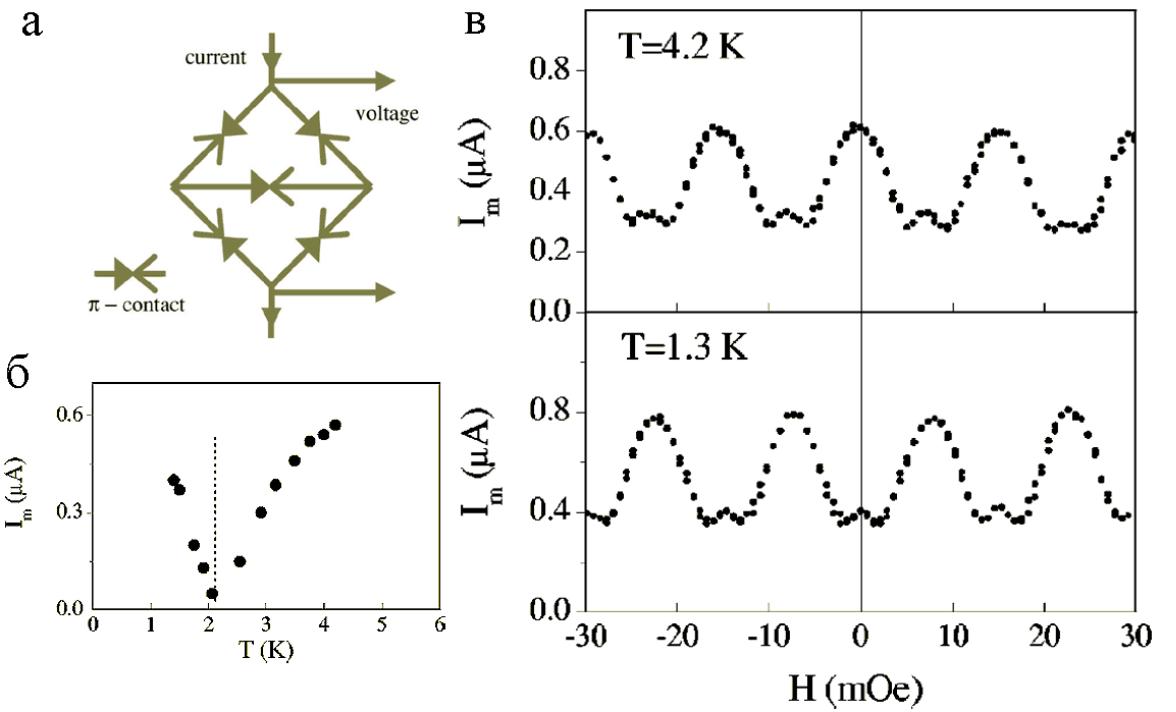


Рис. 10: а) Принципиальная схема 5-контактного интерферометра [46]. б) Зависимость критического тока 5-контактного интерферометра от температуры. в) Зависимость критического тока 5-контактного интерферометра от магнитного поля выше и ниже температуры $0 - \pi$ перехода $T_\pi \approx 2.2$ К.

при обходе по замкнутому контуру кратен 2π , и их присутствие никак не сказывается на полевых характеристиках структуры.

Возникновение спонтанного фазового сдвига полевой характеристики при переходе *SFS*-контактов в π -состояние было впервые обнаружено в 2002 году в ИФТТ РАН [46]. В работе исследовался 5-контактный интерферометр, содержащий два треугольных сверхпроводящих контура по 3 джозефсоновских *SFS*-перехода в каждом (рис. 10 а). В качестве π -контактов использовались джозефсоновские переходы $Nb - Cu_{0.46}Ni_{0.54} - Nb$ размером 10×10 мкм 2 , имевшие нормальное сопротивление 3×10^{-4} Ω и критический ток 0.3 мкА при температуре 4.2 К. Технология изготовления образцов была такой же, как и при изготовлении одиночных джозефсоновских переходов в [7] (см. также п. 2.1). Толщина ферромагнитного слоя $d_F = 19$ нм была выбрана

так, что *SFS*-контакты переходили в π -состояние при температуре 2.2 К (рис. 10 б). Таким образом, можно было исследовать полевые зависимости критического тока интерферометра в 0 и π -состояниях на одной структуре в ходе одного эксперимента. Это позволяло не учитывать побочные методические эффекты (например, изменение остаточного магнитного поля в криостате) при переходе от структуры с обычными джозефсоновскими переходами к структуре с π -контактами. Остаточное поле приводило к сдвигу полевых кривых $I_c(H)$, что не позволяло однозначно определить, в каком из состояний (0 или π) находился образец при данной температуре. Однако наблюдавшийся полупериодический сдвиг полевых кривых при температурах выше и ниже температуры перехода T_π (рис. 10 в) однозначно свидетельствовал о факте 0 – π перехода *SFS*-контактов и возникновении спонтанного фазового сдвига в сверхпроводящих контурах. Кроме того, в работе [46] был исследован интерферометр, джозефсоновские контакты которого имели меньшую толщину ферромагнитного слоя и не демонстрировали температурного перехода из 0- в π -состояние. Полевая характеристика такого образца не изменялась с температурой, подтверждая таким образом, что обнаруженное явление не было вызвано паразитными эффектами, а было обусловлено именно переходом *SFS*-контактов в π -состояние. Позднее был продемонстрирован полупериодический сдвиг полевой характеристики 2-контактного 0 – π интерферометра [47], а также возникновение спонтанного магнитного потока в кольце, содержавшем π -контакт [48].

Таким образом, в целом ряде экспериментов наблюдались необычные явления, связанные с переходом *SFS*-контакта в π -состояние. Однако несмотря на достигнутые успехи, некоторые вопросы остались нерешенными. Прежде всего, проведенные эксперименты не давали возможности определить знак токо-фазового соотношения, поэтому факт 0 – π перехода в них определялся лишь по косвенным признакам. Кроме того, большой интерес в последнее время вызывает вопрос

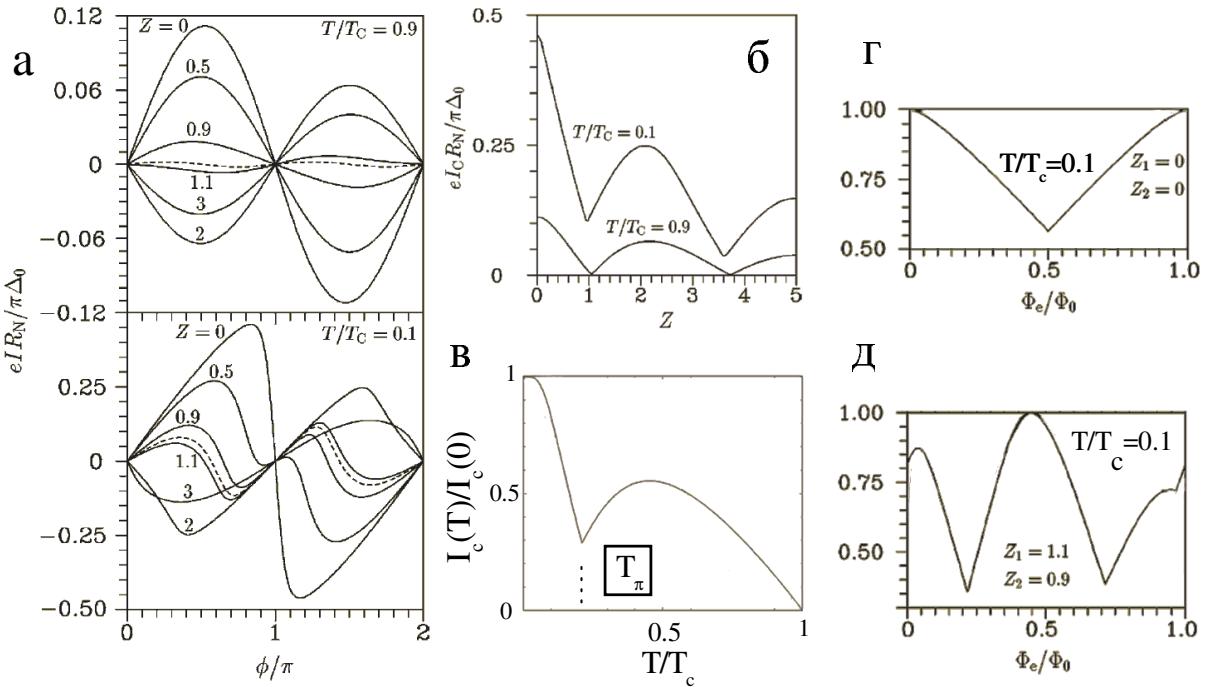


Рис. 11: а) Токо-фазовое соотношение *SFS*-контакта при разных значениях параметра $Z = Qd_F$ и температуры. б,в) Зависимость критического тока *SFS*-контакта от толщины ферромагнетика при разных температурах, а также от температуры при $Z = 1.2$. г,д) Зависимость критического тока двухконтактного интерферометра от магнитного потока в случае, когда оба джозефсоновских перехода являются 0-контактами ($Z = 0$), и в случае, когда толщины *F*-слоев обоих *SFS*-контактов близки к толщине $0 - \pi$ перехода. Кривые а-д были получены для *SFS*-переходов в чистом пределе в работах [36],[37].

о процессе изменения знака токо-фазового соотношения $I(\varphi)$ *SFS*-контактов. Вообще говоря, токо-фазовое соотношение джозефсоновского контакта может иметь и более сложный вид, нежели синусоидальное. В этом случае можно разложить его в ряд Фурье

$$j(\varphi) = j_{c1} \sin(\varphi) + j_{c2} \sin 2\varphi + j_{c3} \sin 3\varphi + \dots ,$$

и рассматривать отдельно первую, вторую, третью и остальные высшие гармоники. Влияние высших гармоник очень ярко проявляется в случае джозефсоновского перехода с немагнитной металлической прослойкой в чистом пределе ([49]-[51]). В частности, его токо-фазовое соотношение является синусоидальным только при $T \simeq T_c$ (T_c - критическая

температура берегов), а с понижением температуры его форма постепенно приближается к пилообразной (см. нижнюю панель рис. 11 а при $Z = 0$). Особенность джозефсоновских контактов с ферромагнитной прослойкой связана с тем, что в точке $0 - \pi$ перехода амплитуда первой гармоники обращается в ноль и высшие гармоники могут доминировать в токо-фазовом соотношении. Впервые такой эффект был предсказан в 2001-2003 гг в работах [36]-[37] для случая чистого *SFS*-контакта. Условием $0 - \pi$ перехода в чистом пределе является равенство параметра $Z = Qd_F = 2E_{ex}/\hbar v_F$ критическому значению $Z_c^{(1)} \simeq 1$ (или одному из критических значений $Z_c^{(n)} = \pi(n - 1)$ при $n > 1$). Расчеты показывают, что при высоких температурах ($T \simeq T_c$) токо-фазовое соотношение чистого *SFS*-перехода близко к синусоидальному при любых значениях параметра Z (верхняя панель на рис. 11 а). Однако при низких температурах период функции $I(\varphi)$ может измениться примерно в два раза, если параметр Z близок к критическому значению $Z_c^{(1)}$ (нижняя панель на рис. 11 а). Косвенными признаками доминирования второй гармоники в токо-фазовом соотношении *SFS*-контакта могут служить

- ненулевое значение критического тока в точке $0 - \pi$ перехода на кривой $I_c(d_F)$, снятой при низких температурах (рис. 11 б);
- ненулевое значение критического тока контакта при температуре $0 - \pi$ перехода T_π на кривой $I_c(T)$ (рис. 11 в);
- уменьшение периода полевых характеристик фазово-чувствительных структур (рис. 11 г,д).

Несмотря на то, что расчеты [36]-[37] были проведены для чистого случая, приведенная выше качественная модель применима и грязном пределе. Свидетельством доминирования второй гармоники в токо-фазовом соотношении диффузных *SFS*-контактов в окрестности $0 - \pi$ перехода может быть эксперимент [52], в котором наблюдалось изменение периода полевой характеристики двумерной сетки *SFS*-

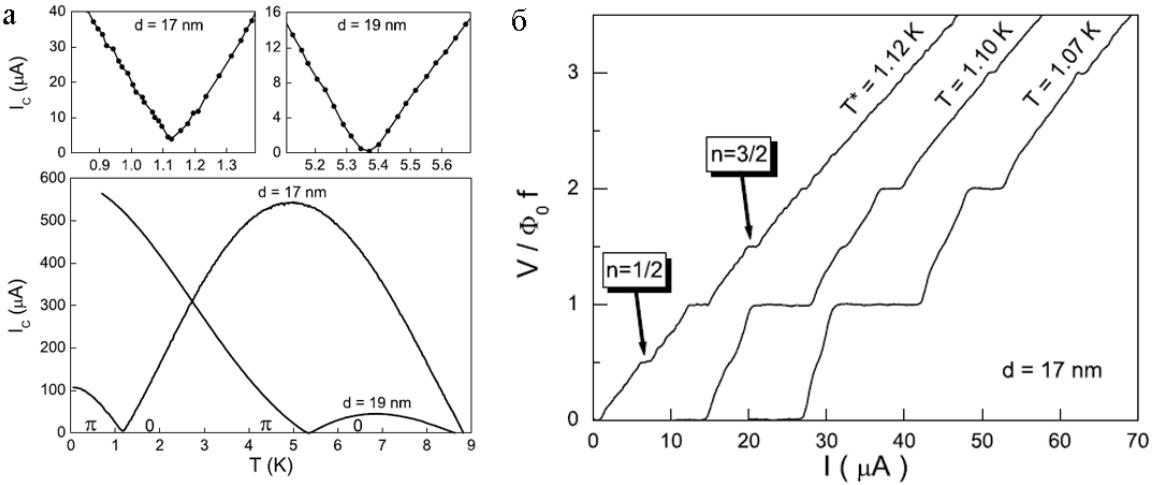


Рис. 12: а) Зависимости $I_c(T)$ для SFS -контактов $Nb - Cu_{0.52}Ni_{0.48} - Nb$ с толщиной ферромагнетика 17 нм и 19 нм согласно работе [53]. б) Наблюдение ступеней Шапиро при частоте переменной составляющей $f=800$ кГц. Толщина ферромагнетика равна $d_F = 17$ нм. Температуры экспериментов указаны на рисунке, стрелками показаны полуцелые ступени Шапиро.

контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$. Кроме того, вывод о доминировании второй гармоники функции $j(\varphi)$ в окрестности $0 - \pi$ перехода SFS -контактов был сделан в статье [53], которая является развитием работы [22] (см. п. 1.2), посвященной изучению джозефсоновских сэндвичей $Nb - Cu_{0.52}Ni_{0.48} - Nb$. Рассмотрим работу [53] более подробно, поскольку в ней наблюдались сразу два эффекта, указывающих на доминирование второй гармоники. Во-первых, было обнаружено, что критический ток SFS -контакта в точке $0 - \pi$ перехода может быть отличен от нуля (рис. 12 а). Этот эффект наблюдался только для образца с толщиной ферромагнетика $d_F = 17$ нм, температура $0 - \pi$ перехода которого была достаточно мала ($T_\pi \approx 0.15 T_c$) и влияние высших гармоник в окрестности T_π могло быть довольно значительным. Во-вторых, на этом образце наблюдались полуцелые ступени постоянного напряжения (ступени Шапиро [54]) в окрестности температуры T_π (рис. 12 б). Ступени Шапиро появляются на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода в том случае, если ток, протекающий через

него, содержит переменную составляющую $I_\omega \sim \cos \omega t$. Причиной возникновения этого эффекта является резонанс между частотой изменения напряжения на джозефсоновском переходе (см. [45])

$$\omega_J = \frac{2eR}{\hbar} \sqrt{I^2 - I_c^2}, \quad (27)$$

(R - сопротивление перехода, I_c - критический ток) и частотой переменного тока ω . В случае синусоидального токо-фазового соотношения положение ступеней Шапиро определяется соотношением:

$$V = \frac{\hbar\omega}{2e} n = \Phi_0 \nu n, \quad (28)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, а n - целое число. Если же токо-фазовое соотношение содержит высшие гармоники, то возможно также появление дробных ступеней (n - дробное). Авторы [53] объяснили появление полуцелых ступеней Шапиро доминированием второй гармоники функции $j(\varphi)$ в окрестности $0 - \pi$ перехода, причем согласно проведенным ими эмпирическим оценкам амплитуда второй гармоники в два раза превышала амплитуду первой:

$$j \sim \sin 2\varphi + 0.5 \sin \varphi.$$

Таким образом, существует ряд экспериментальных фактов, указывающих на доминирование второй гармоники в токо-фазовом соотношении SFS -контакта в окрестности $0 - \pi$ перехода. Однако полученные в [53], [52] результаты неоднозначны и допускают двойное толкование. Более того, как уже упоминалось выше, к началу работы над диссертацией сам факт $0 - \pi$ перехода (то есть изменения знака критического тока контакта) определялся лишь по косвенным признаком. Поэтому существует необходимость более детального изучения процесса изменения знака критического тока SFS -контактов в окрестности точек перехода в π -состояние. Решению этой задачи посвящены эксперименты, описанные в главе 4 настоящей диссертации.

Глава 2. Приготовление образцов и методики эксперимента.

2.1. Приготовление *SFS*-сэндвичей.

В данной работе исследовались многослойные тонкопленочные джозефсоновские структуры $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ с $x \approx 0.5$. Выбор материалов был обусловлен следующими обстоятельствами. Медь и никель образуют непрерывный ряд твердых растворов при всех x , в том числе ферромагнитных при $x > 0.44$. Как уже упоминалось в п. 1.3, в сплавах $Cu_{1-x}Ni_x$, начиная с $x_c = 0.44$, ферромагнетизм плавно нарастает ([55]-[57]), поэтому подбирая концентрацию никеля в области $x = 0.5$, можно получить слабо-ферромагнитные сплавы с малыми температурами Кюри и, как следствие, достаточно большими (десятки нанометров) периодами осцилляций параметра порядка в *SF*-структурках. Кроме того, *Cu* и *Ni* не образуют интерметаллических соединений с ниобием, который использовался в качестве сверхпроводника, и практически не растворяются в нем. Это обеспечивало хорошую прозрачность *SF*-границ $Nb - CuNi$. Медь и никель - пластичные металлы, они легко поддаются механической обработке при изготовлении мишней для магнетронного осаждения пленок. Наконец, такой выбор материалов для джозефсоновских *SFS*-структур позволяет провести сравнение экспериментальных результатов с ранее полученными данными [7],[22].

Образцы изготавливались на подложках размером 15×15 мм², вырезанных из кремниевых пластин марки КДБ-40 и покрытых аморфной пленкой *Al₂O₃* толщиной 100 нм методом ВЧ-катодного напыления. Процедура изготовления образцов включала в себя четыре

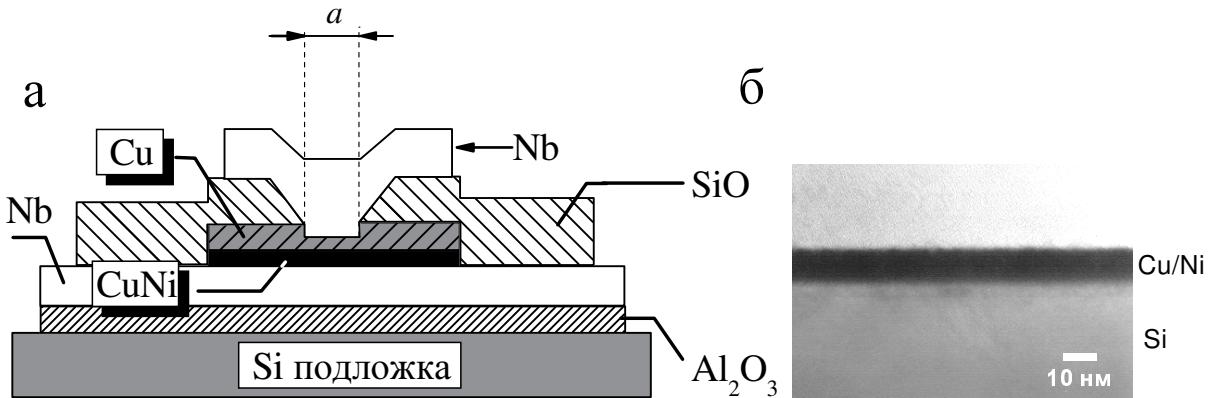


Рис. 13: а) Схематическое изображение джозефсоновского SFS-сэндвича в поперечном сечении. б) Поперечное сечение медно-никелевой (Cu/Ni) пленки, осажденной на кремниевую (Si) подложку. Фотография получена методом просвечивающей электронной микроскопии (см. обсуждение в тексте).

технологических этапа:

- 1. *Создание нижнего сверхпроводящего электрода образца.*

Слой ниобия толщиной 110 нм осаждался методом магнетронного напыления в разряде постоянного тока в атмосфере аргона. Давление аргона составляло $p_{Ar} = 6 \cdot 10^{-3}$ мбар, и скорость осаждения ниобия превышала 3 нм/сек. Далее при помощи фотолитографии с последующим химическим травлением в смеси плавиковой и азотной кислот нижнему электроду придавалась необходимая форма, которая определялась типом изготавливаемой структуры. Критическая температура полученных пленок ниобия была близка к 9 К.

- 2. *Осаждение слоя Cu/Ni толщиной до 30 нм методом ВЧ-катодного напыления.*

Ферромагнитный слой осаждался при давлении аргона $p_{Ar} = 4 \cdot 10^{-2}$ мбар и напряжении смещения на ВЧ-катоде $V_{dc} = 1$ кВ со скоростью 0.3 нм/сек. В работе использовались слабоферромагнитные сплавы $Cu_{1-x}Ni_x$ ($x = 0.53, 0.57$) с температурой Кюри около 60 К и 150 К соответственно ([A1], [58]).

Отличие концентраций компонентов в мишенях и в осажденных пленках было незначительным. Геометрия F -слоя формировалась фотолитографией и химическим травлением в сильноразбавленном растворе FeCl_3 .

- 3. *Создание слоя изоляции.*

Площадь джозефсоновского перехода определялась размером окна в слое изолятора $a \times a$ и была разной для образцов разных типов. В качестве изолятора использовался слой моноокиси кремния SiO толщиной 170 нм, осажденный методом термического вакуумного испарения. Для получения изолирующего слоя требуемой формы использовался процесс взрывной фотолитографии (lift-off).

- 4. *Осаждение верхнего сверхпроводящего электрода.*

Верхний слой ниobia толщиной 240 нм осаждался методом магнетронного напыления в разряде постоянного тока при тех же параметрах процесса, что и на первом этапе. Для формирования верхнего электрода образца использовался процесс взрывной фотолитографии. Предварительно проводилась ионная очистка поверхности ферромагнитного слоя (см. обсуждение ниже).

Схематическое поперечное сечение SFS -контактов показано на рис. 13 а. Об однородности осаждения металлических пленок можно судить по рис. 13 б, на котором представлена фотография поперечного сечения медно-никелевой пленки, осажденной на кремниевую подложку. Фотография была получена методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии в университете г. Хьюстон (США). Вариации толщины ферромагнитного слоя составляли не более 1 нм. Для удобства подключения образца к токовым и потенциальным линиям экспериментальной установки в процессе его приготовления формировались большие (размером 2-4 мм) ниобиевые контактные площадки. Эти площадки покрывались индием (In) с помощью

ультразвукового паяльника. Ультразвук разрушал хрупкие окислы на поверхности Nb , обеспечивая хороший электрический контакт между In и Nb , так что контактное сопротивление в ходе экспериментов не превышало 10^{-7} Ом.

Особенность описанной выше технологии состояла в том, что каждый слой осаждался в отдельном вакуумном цикле. В начале каждого последующего этапа производилось ионная очистка поверхности предыдущего слоя с целью удаления окислов и следов посторонних веществ, которые могли остаться после фотолитографии и химической обработки. Этот процесс представлял собой ВЧ-катодное травление поверхности образца при давлении аргона $p_{Ar} = 8 \cdot 10^{-3}$ мБар и $V_{dc}=1$ кВ. Такая процедура позволяла добиться лучшей прозрачности SF -границ, поскольку осаждение последующих металлических слоев проводилось в едином вакуумном цикле с очисткой поверхности предыдущих. Отдельную проблему представляла собой ионная очистка ферромагнитного слоя. Из-за различия скоростей травления меди и никеля (входивших в состав F -слоя) в ходе очистки поверхности было возможно образование приповерхностного слоя с другим составом сплава. Чтобы избежать связанных с этим неопределенностей, на слой $CuNi$ без разрыва вакуума осаждалась пленка чистой меди толщиной 50 нм, причем конечная толщина меди после ионной очистки составляла 20 нм. Поскольку длина затухания сверхпроводимости в осажденной меди (в нашем случае $\xi_{Cu} \approx 400$ нм) намного превышала толщину защитного слоя, его присутствие практически не сказывалось на джозефсоновских свойствах контакта. Исключение составляли лишь эксперименты на SFS -контактах с толщиной ферромагнитного слоя в окрестности $0 - \pi$ перехода, где зависимость критического тока от толщины ферромагнетика была очень резкой. При этих толщинах малейшие возмущения, возможно вносимые защитным слоем, приводили к радикальному изменению джозефсоновских характеристик. С целью повышения однородности образцов с $d_F \simeq d_c^{(1)}$ толщина осажденного

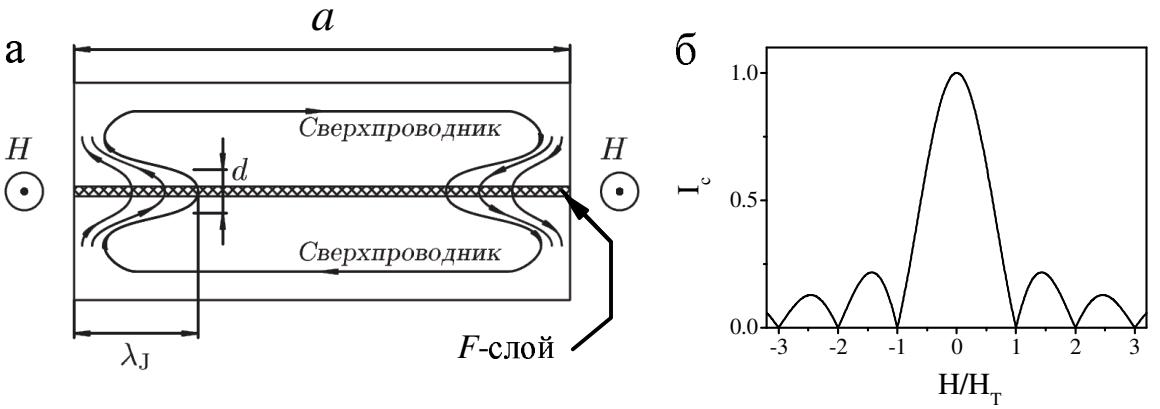


Рис. 14: а) Схематическое изображение джозефсоновского *SFS*-перехода, помещенного в магнитное поле H (стрелками показано распределение экранирующего мейснеровского тока). б) Зависимость $I_c(H)$ при однородном распределении критической плотности тока по площади контакта.

защитного слоя в этих случаях уменьшалась до 30 нм, причем его толщина после ионной очистки была также приблизительно равна 20 нм. При этом меньшее время ионного травления обеспечивало более высокую однородность джозефсоновской прослойки вдоль плоскости перехода.

Для проведения экспериментов, описанных в гл. 3 и гл. 4, было необходимо обеспечить однородное протекание сверхтока через площадь джозефсоновских контактов (в отсутствии внешнего магнитного поля). Как известно (см. например [45]), при токе ниже критического магнитное поле и сам сверхток проникают в переход на расстояние, равное джозефсоновской длине λ_J :

$$\lambda_J = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c d} \right)^{1/2}.$$

Здесь d - магнитная длина, то есть поперечный размер области, в которой существуют электрический ток и магнитное поле (рис. 14 а), а j_c - критическая плотность сверхтока. Распределение сверхтока по площади квадратного джозефсоновского контакта при нулевом магнитном поле является однородным, если линейный размер перехода a не превышает длины λ_J (в этом случае $I_c = |j_c| \times a^2$) [59]. Условие "малого контакта" удобно представлять в виде ограничения на максимальное значение его

критического тока:

$$I_c < I_0 = j_c \times \lambda_J^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d}. \quad (29)$$

Физический смысл ур. (29) состоит в том, что распределение сверхтока по площади перехода при $H = 0$ является однородным, если критический ток не превышает величину I_0 . Пороговое значение I_0 обратно пропорционально магнитной длине d , значение которой может быть получено из периода H_T зависимости $I_c(H)$ (рис. 14 б): изменение магнитного поля на величину H_T приводит к изменению магнитного потока через область слабой связи $\Phi = H \times a \times d$ на величину Φ_0 . Магнитная длина d в исследованных в данной работе переходах складывалась из толщины ферромагнетика d_F , остаточной толщины медного слоя d_{Cu} и удвоенной глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводящие берега $2\lambda_L$. Результаты, полученные в п. 3.1 показывают, что для джозефсоновского перехода с $d_F \approx 11$ нм величина d составляла около 260 нм. Таким образом, магнитная длина определялась в основном глубиной проникновения магнитного поля в сверхпроводящие берега, поэтому период кривой $I_c(H)$ и пороговое значение I_0 , равное для наших *SFS*-контактов примерно 2 мА, слабо зависели от d_F .

В заключении рассмотрим практическое применение полученного условия при исследовании зависимости $|j_c(d_F)|$ переходов $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57} - Nb$. При толщине ферромагнетика, равной 26 нм, критический ток контакта с размером окна $a = 50$ мкм составлял всего лишь несколько микроампер, и протекание сверхтока через него было заведомо однородным. При уменьшении d_F критический ток резко возрастал и достигал порогового значения 2 мА при $d_F \simeq 16 \div 17$ нм. Для исследования переходов с меньшей толщиной размер контакта уменьшался в 5 раз (до 10 мкм), что приводило к уменьшению критического тока в 25 раз и условие однородного протекания сверхтока вновь выполнялось. Стоит отметить, что характерное измеряемое

напряжение $V_c = I_c R_n$ не изменяется при изменении размеров контакта, поскольку уменьшение площади перехода приводит как к уменьшению критического тока, так и к пропорциональному росту его сопротивления.

2.2. Измерительные методики.

Для изучения джозефсоновских характеристик образцов в данной работе использовались пиковольтметры на основе СКВИДа [45],[59] с чувствительностью до 10^{-14} В (SQUID - Superconducting Quantum Interference Device, или СКИП – Сверхпроводящий Квантовый Интерферометрический Прибор). Принцип действия таких вольтметров основан на преобразовании измеряемой величины в магнитный поток и измерении этого потока датчиком СКВИДа. Для проведения эксперимента подложка с образцом закреплялась на массивном медном (или латунном) хвостовике криогенной вставки при помощи латунных клипс для обеспечения хорошего теплового контакта. Ток в образец I_s подавался с помощью программируемого источника тока Keithley 224 через систему фильтров. Образец R_x был подключен по 4-точечной схеме в цепь трансформатора магнитного потока (рис. 15), включавшую также эталонное сопротивление R_{et} и сверхпроводящую катушку L , которая преобразовывала ток, ответвляющийся в трансформатор, в магнитный поток Φ_x через датчик СКВИДа. (Исключение составляли эксперименты, описанные в п. 4.1, в которых трансформация потока производилась по другому принципу.) Изменение характеристик датчика, вызванное потоком Φ_x , преобразовывалось при помощи специального блока электроники в выходное напряжение V_{SQ} . В качестве датчика магнитного потока как правило использовался СКВИД конструкции Циммермана (см. например [45]) с блоком электроники, разработанным в Лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН [60], но часть экспериментов (более поздних) проводилась с использованием

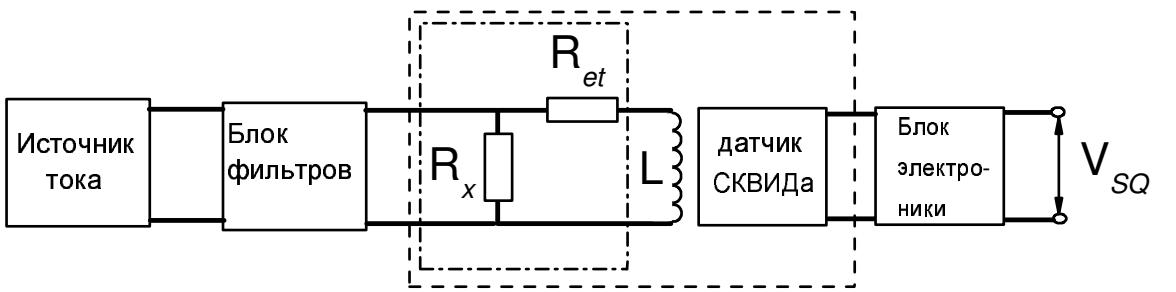


Рис. 15: Блок-схема эксперимента по изучению джозефсоновских характеристик SFS-контактов. Пунктирной линией ограничена криогенная часть установки, а штрих-пунктирной линией выделены элементы схемы, находившиеся в вакуумированном стакане при проведении высокотемпературных экспериментов.

фирменного комплекта СКВИДА с тонкопленочным датчиком и блоком электроники, изготовленными в г. Йена (Германия) фирмой *JeSEF* [61]. Связь между напряжением V_{SQ} и напряжением V_x на образце определялась большим количеством параметров, таких как эталонное сопротивление, взаимная индуктивность трансформатора потока и датчика СКВИДа и т.д. Поэтому для калибровки вольтметра использовалось наблюдение ступеней Шапиро [54], возникающих на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода при наличии переменной составляющей I_ν транспортного тока (рис. 16 а). Поскольку положение этих ступеней определяется только частотой переменного тока ν как $V_n = n \times \Phi_0\nu$ (n - порядковый номер ступени), их наблюдение позволяет определить искомый коэффициент пропорциональности между V_{SQ} и V_x .

Чувствительность вольтметра определялась величиной эталонного сопротивления, а также уровнем шумов в измерительных цепях. Величина R_{et} выбиралась намного большей сопротивления образца R_x , чтобы практически весь ток источника протекал через контакт. В ходе экспериментов эталонное сопротивление составляло $10^{-3} \div 10^{-4}\Omega$, в зависимости от R_x . Что касается шумов в измерительных цепях, то согласно опытным данным, наибольший вклад вносят шумы,

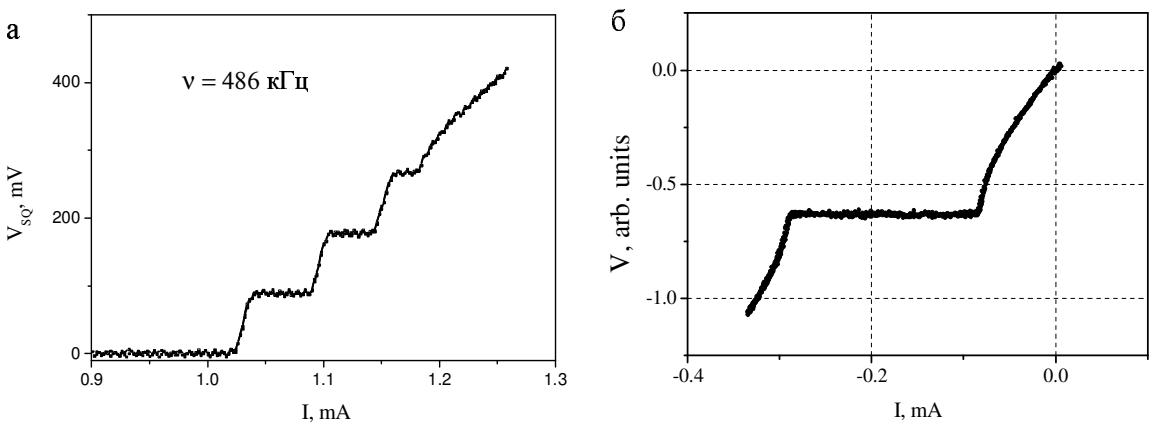


Рис. 16: а) Зависимость отклика СКВИДа от тока через *SFS*-контакт при наличии переменной составляющей транспортного тока с частотой 486 кГц. Высота ступеней Шапиро приблизительно равна 1 нВ. б) Вольт-амперная характеристика одного из *SFS*-контактов при температуре 7.2 К. Сдвиг кривой связан с протеканием паразитного электрического тока через контакт из-за наличия термоэдс в цепи трансформатора потока.

связанные с флюктуациями температуры криогенной части вставки: образца, держателя, эталонного сопротивления, датчика СКВИДа и т.д. При понижении T уровень шумов несколько возрастал с приближением к температуре сверхтекущего перехода гелия 2.17 К. Однако при $T < 2.17$ К уровень шумов резко падал и чувствительность вольтметра могла достигать уровня 10^{-14} В.

Изменение температуры образца производилось различным образом в температурных интервалах выше и ниже температуры конденсации гелия 4.2 К. При "низкотемпературных" экспериментах образец и датчик СКВИДа находились в гелиевой ванне при одинаковой температуре, а изменение температуры ванны производилось с помощью откачки паров гелия. Измерение давления над поверхностью гелиевой ванны (для измерения ее температуры) проводилось при помощи датчика давления Membranovac DM 11 фирмы Leybold, причем стабилизацию давления обеспечивал мембранный моностат Шарвина [62]. Для работы в области температур выше 4.2 К использовалась

специальная вставка, в которой подложкодержатель с образцом и эталонным сопротивлением помещались в латунный вакуумированный стакан (показан штрих-пунктиром на рис. 15). Образец располагался на специальном медном держателе, теплоизолированном от остальных частей установки капронитовой частью хвостовика. Изменение температуры образца производилось с помощью бифилярной катушки-нагревателя, расположенной на держателе, а контроль температуры осуществлялся с помощью термометра, также расположенного на держателе в непосредственной близости от образца. Для создания теплообмена с гелиевой ванной в вакуумный стакан напускалось небольшое количество газообразного гелия, давление которого подбиралось эмпирически. Датчик СКВИДа при этом находился вне вакуумированного стакана, в гелиевой ванне, при постоянной температуре. "Высокотемпературные" эксперименты проводились в основном для исследования температурной зависимости критического тока *SFS*-контактов в интервале от 4.2 К до 9 К. По мере увеличения температуры в цепи трансформатора потока возникали термо-ЭДС, которые сдвигали вольт-амперную характеристику по оси абсцисс, создавая ток смещения (рис. 16 б). Это обстоятельство, а также увеличение уровня шумов при работе нагревателя, понижали чувствительность экспериментов, поэтому наиболее подробно была исследована область "низких" температур от 1.22 К до 4.2 К.

Использованный в работе криостат был оборудован сверхпроводящим соленоидом, создавшим в области образца магнитное поле до $1.5 \cdot 10^3$ Гс, параллельное оси вставки и плоскости подложки. Это давало возможность измерять магнитные характеристики переходов $I_c(H)$. Для экранирования внешних магнитных полей, создававшихся окружающим оборудованием и естественным фоном Земли, 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 магнитных экранов. Первая, выполненная из специального криопермаллоя, находилась в гелиевой ванне, а вторая, внешняя, окружала весь криостат и была изготовлена из пермаллоя марки 81НМА. Использование такой системы экранов позволяло получить в рабочем объеме "магнитный вакуум" $H \leq 10^{-3}$ Гс.

Экспериментальная установка представляла собой интегрированную измерительную систему, позволявшую проводить автоматизированные измерения вольт-амперных характеристик и зависимостей $I_c(H)$ при различных температурах. Управление приборами осуществлялось через интерфейс GPIB (General Purpose Interface Bus). Программы для проведения измерений были написаны в среде визуального программирования Labview.

Глава 3. Исследование джозефсоновских характеристик SFS-контактов.

3.1. Джозефсоновские характеристики и зависимость критического тока SFS-контакта от толщины ферромагнетика.

В ходе экспериментов, описанных в данном разделе, изучалась зависимость критического тока I_c и критической плотности тока j_c SFS-контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ от магнитного поля H , толщины ферромагнетика d_F и температуры T , а также их вольт-амперные характеристики. Изучение кривых $I_c(H)$ позволяло контролировать однородность распределения критической плотности тока по площади контакта. Для всех исследованных образцов зависимость $I_c(H)$ с хорошей точностью описывалась соотношением Фраунгофера (см. рис. 17 а,б):

$$I_c(H) = I_m \frac{\sin \pi \Phi / \Phi_0}{\pi \Phi / \Phi_0}, \quad (30)$$

где $\Phi = H \times a \times d$ (здесь a - размер перехода, d - магнитная длина – см. п. 2.1) - поток магнитного поля через область слабой связи. Практически идеальное совпадение экспериментальных и теоретических кривых говорило об однородности распределения величины j_c по площади контакта, а также об отсутствии макроскопической намагниченности за счет усреднения полей мелкодоменной ферромагнитной структуры.

На рис. 17 приведены также характерные зависимости напряжения на SFS-контактах от транспортного тока. Вольт-амперные кривые были безгистерезисными, что говорило о пренебрежимо малой емкости SFS-контактов. Экспериментальные данные хорошо описывались

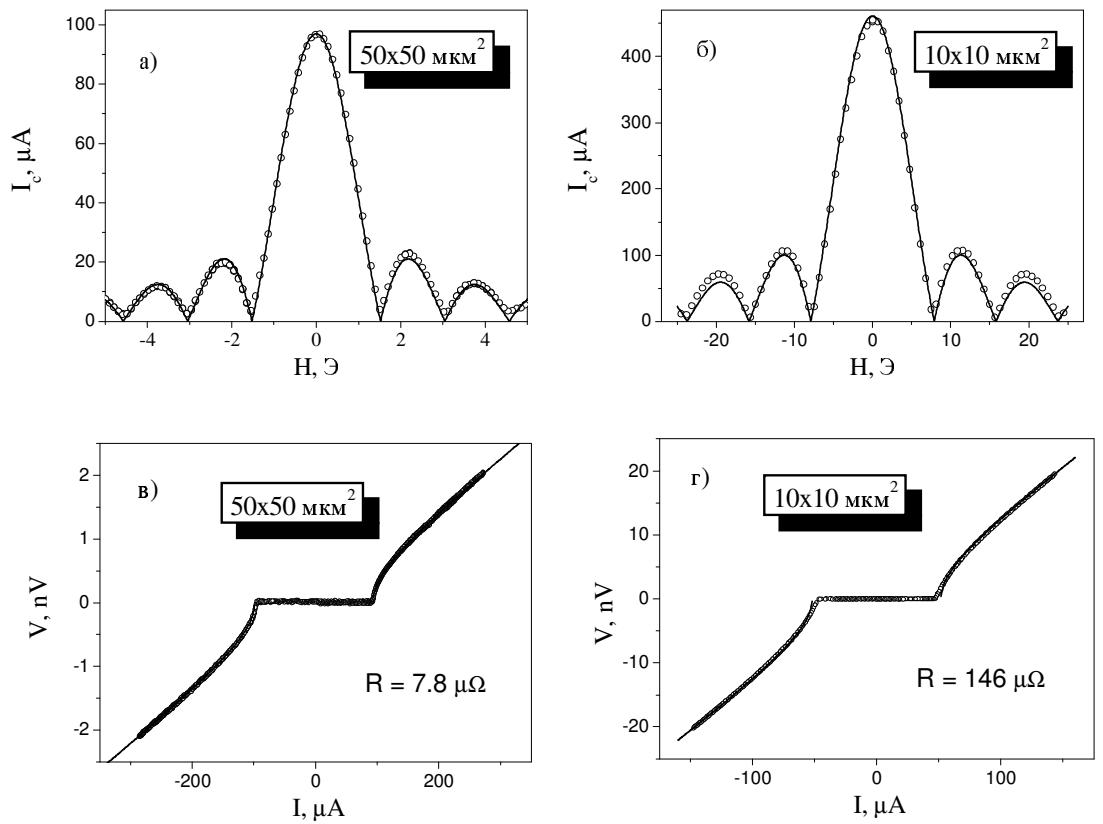


Рис. 17: Типичные зависимости критического тока от магнитного поля (рис. а,б) и вольт-амперные характеристики (рис. в,г) *SFS*-контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$. Кривые были получены при температуре жидкого гелия $T = 4.2$ К. Сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных стандартными джозефсоновскими соотношениями (30) и (31).

джозефсоновским соотношением

$$V = R\sqrt{I^2 - I_c^2}, \quad (31)$$

что позволяло определять нормальное сопротивление переходов R , используя его в качестве подгоночного параметра при аппроксимации экспериментальных кривых $V(I)$. Полученная таким образом зависимость $R(d_F)$ в интервале толщин ферромагнитного $CuNi$ -слоя d_F от 9 до 27 нм (см. рис. 18), могла быть описана формулой

$$R = 2R_B + \rho_F d_F / a^2, \quad (32)$$

где $\rho_F \approx 62.7 \mu\Omega \cdot \text{см}$ - поперечное удельное сопротивление F -слоя, a^2

- площадь контакта и R_B - сопротивление SF -границ. Величина R_B была приблизительно равна $30 \mu\Omega$ для переходов с размером $a = 10 \text{ мкм}^2$, или $R_BS \approx 3 \cdot 10^{-11} \Omega \cdot \text{см}^2$ (на единицу площади). Точность определения граничного сопротивления составляла около 20 %, что было вызвано, скорее всего, случайностью воздействия технологических факторов, определявших качество поверхности металлических слоев в различных образцах.

Полученные данные позволили оценить такие важные параметры ферромагнитного слоя, как длина свободного пробега l и коэффициент диффузии электронов D_F . Согласно литературным данным [63], произведение $\rho \cdot l$ для медных пленок составляет $[\rho \cdot l]_{Cu} \approx 5 * 10^{-12} \Omega \cdot \text{см}^2$. Приняв, что $[\rho \cdot l]_{CuNi} \approx [\rho \cdot l]_{Cu}$ получаем, что длина свободного пробега l в $CuNi$ составляла около 1 нм. Согласно полученным в данном разделе данным, величина l была меньше характерного пространственного масштаба затухания сверхпроводимости в ферромагнетике ξ_{F1} , а также существенно меньше толщины F -слоя всех исследованных в данной работе SFS -контактов ($d_F \geq 9 \text{ нм}$) и характерных длин λ_{ex} и ξ^* (см. ниже). Это означает, что все изготовленные образцы находились в грязном (то есть диффузном) пределе. Коэффициент диффузии в F -слое может быть оценен как $D = \frac{1}{3}lv_F \approx 5.2 \text{ см}^2/\text{с}$, где $v_F = 1.57 \cdot 10^8 \text{ см}/\text{с}$ - скорость Ферми для меди [63].

Важным параметром является прозрачность границ раздела сверхпроводник-ферромагнетик, поскольку он влияет на выбор приближения при построении микроскопической теории (см. п. 1.1, 3.3). Прозрачность SF -границ характеризуется параметром $\Gamma_B = R_B a^2 / \rho_F d_F$, равным отношению граничного сопротивления R_B к сопротивлению магнитного слоя [39]. Согласно полученным выше результатам при изменении d_F от 9 нм до 27 нм этот параметр уменьшался от 0.52 до 0.18. Однако при анализе зависимости критической плотности тока SFS -контакта от толщины ферромагнетика удобнее использовать независящий от d_F параметр $\gamma_B = (R_B a^2 / \rho_F \xi^*)$,

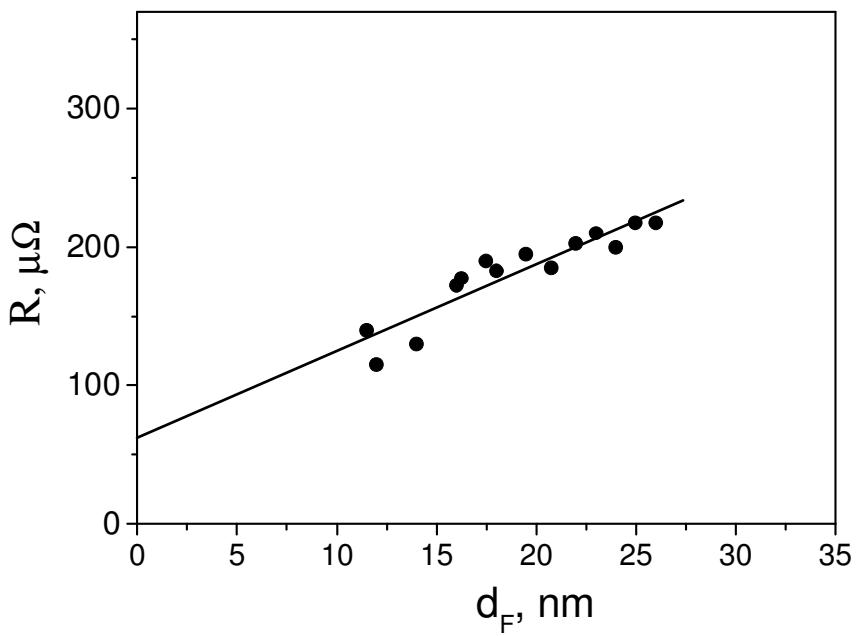


Рис. 18: Зависимость сопротивления *SFS*-контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ от толщины ферромагнитной прослойки, нормированная на размер перехода $a = 10$ мкм. Сплошной линией показана аппроксимация линейной зависимостью (32).

равный отношению граничного сопротивления к сопротивлению магнитного слоя с характерной толщиной $\xi^* = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi kT_c}} \approx 9.4$ нм, где T_c - критическая температура сверхпроводника. В нашем случае этот параметр составлял $\gamma_B \approx 0.52$. Таким образом, исследованные *SFS*-контакты имели хорошую прозрачность *SF*-границ ($\gamma_B < 1$).

Зависимость критической плотности тока *SFS*-контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ от толщины *F*-слоя приведена на рис. 19 для температуры $T=4.2$ К. Поскольку в ходе транспортных экспериментов измеряется лишь абсолютное значение критического тока, экспериментальная кривая имела возвратный характер, так как ее отрицательная ветвь была отражена в положительную полуплоскость. При изменении d_F от 9 нм до 27 нм величина $|j_c|$ уменьшалась почти на 6 порядков, причем в окрестности двух ("критических") значений толщины ферромагнетика $d_c^{(1)} \approx 11$ нм и $d_c^{(2)} \approx 23$ нм наблюдались узкие минимумы. В логарифмическом масштабе зависимость $|j_c(d_F)|$ имеет

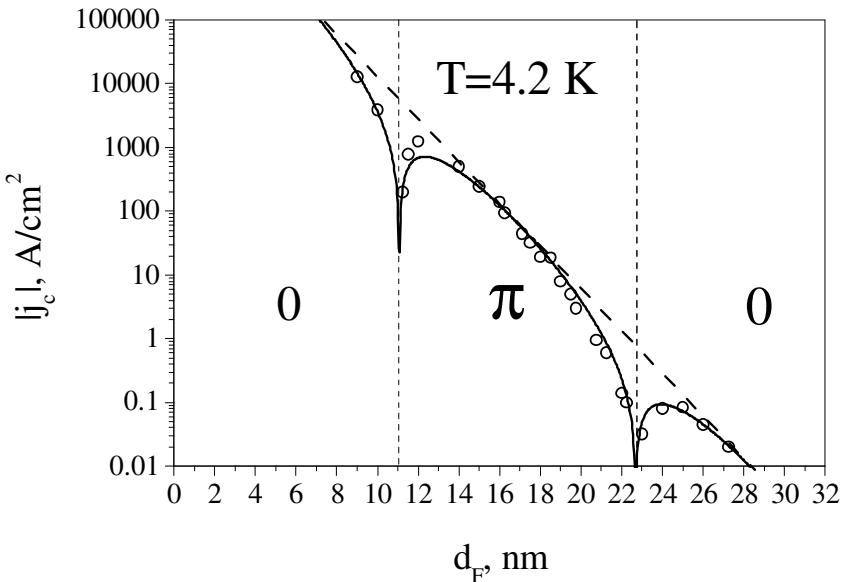


Рис. 19: Зависимость критической плотности тока SFS -контактов от толщины ферромагнитной прослойки в логарифмическом масштабе. Сплошной линией показана аппроксимация по формуле (33).

линейную огибающую, наклон которой определяется действительной длиной когерентности: $\xi_{F1} \approx 1.3$ нм. Расстояние между нулями кривой, в которых происходит формальное изменение знака критической плотности сверхтока, равно $\lambda_{ex}/2 = \pi\xi_{F2} \approx 11$ нм. Наличие температурной зависимости $\xi_{F2}(T)$ (см. ур. (14)), а значит и периода осцилляций параметра порядка $\lambda_{ex}(T)$, позволяло перевести контакт в π -состояние путем изменения температуры (см. п. 1.2). Именно наблюдение температурного $0 - \pi$ перехода при $d_F \approx d_c^{(1,2)}$ (см. обсуждение ниже) позволяло с уверенностью говорить о превращении образца из 0 -контакта в π -контакт и обратно при этих толщинах.

Согласно изложенным выше оценкам величина ξ_{F2} составляла приблизительно 3.5 нм, то есть она была примерно в 2.7 раза больше действительной длины ξ_{F1} . Это означает, что теоретическая модель, построенная в [10], в данном случае неприменима, поскольку из нее следует равенство длин $\xi_{F1,2}$. Тем не менее экспериментальные результаты вполне удовлетворительно могли быть описаны следующей

зависимостью:

$$j_c = j_0 \exp\left(-\frac{d_F - d_0}{\xi_{F1}}\right) \left(\sin \frac{d_F - d_0}{\xi_{F2}} + \cos \frac{d_F - d_0}{\xi_{F2}}\right), \quad (33)$$

которая представляет собой расширение ур. (20) (см. [10] и п. 1.1) на случай $\xi_{F1} \neq \xi_{F2}$ [A1]. Здесь $j_0 = 3.27 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ - амплитуда критической плотности тока, а $d_0 \approx 2.4 \text{ нм}$ - толщина немагнитных "dead"-слоев (см. обсуждение ниже). Расширение состоит в том, что для описания подавления сверхпроводимости в F -слое использовалась переменная $y_1 = d_F/\xi_{F1}$, а для описания осцилляций сверхпроводящего параметра порядка - переменная $y_2 = d_F/\xi_{F2}$. Длины когерентности, использованные при аппроксимации в качестве подгоночных параметров, также различались почти в три раза: $\xi_{F1} = 1.3 \text{ нм}$, $\xi_{F2} = 3.7 \text{ нм}$. Можно видеть, что эти значения хорошо согласуются с простыми оценками, проведенными выше. Таким образом ур. (33) могло быть использовано для качественного и полуколичественного анализа экспериментальных данных. Однако в п. 3.3 будет показано, что в случае $\xi_{F1} \neq \xi_{F2}$ изменение функциональной зависимости $j_c(d_F)$ будет более значительным. В связи с этим ур. (33) следует рассматривать как эмпирическое.

Упомянутый выше подгоночный параметр $d_0 \approx 2.4 \text{ нм}$ представляет собой суммарную толщину немагнитных "dead"-слоев на верхней и нижней границах ферромагнетика, прилегающих к сверхпроводнику. Другими словами, предполагается, что пограничные слои ферромагнетика толщиной $d_0/2$ не обладают магнитными свойствами и не принимают участия в создании знакопеременной сверхпроводимости. Образование такого dead-слоя может быть вызвано ослаблением магнетизма F -слоя за счет близости со сверхпроводником, худшей (почти аморфной) структурой первых осаждаемых слоев ферромагнетика, осложняющей установление ферромагнитного упорядочения, а также другими причинами (см. обзор [64]). Ослабление магнетизма нижней части ферромагнитного слоя, находившейся в

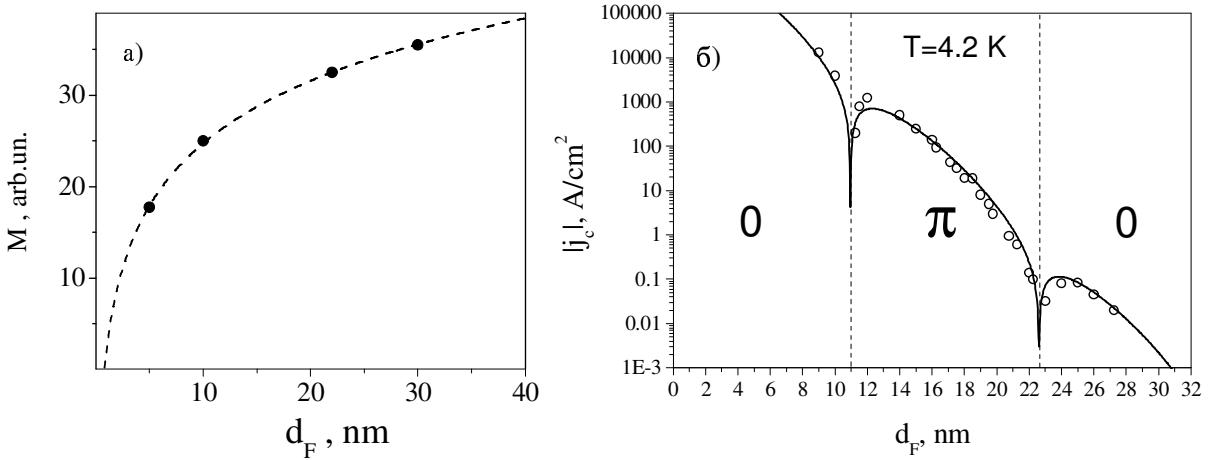


Рис. 20: а) Зависимость магнитного момента насыщения тонких пленок $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ от толщины ферромагнетика [68]. Пунктирной линией показана эмпирическая зависимость $M(d_F)$, полученная в [68]. б) Зависимость абсолютного значения критической плотности тока SFS -контактов от толщины ферромагнитной прослойки. Сплошной линией показана аппроксимация по ур. (34).

контакте со сверхпроводником, наблюдалось также в экспериментах на двухслойных SF -структурах [65]-[67].

Величина d_0 формально включает в себя неоднородность магнитных свойств ферромагнитной пленки по ее толщине. Наличие зависимости магнитного момента F -слоя от его толщины подтверждают эксперименты по наблюдению аномального эффекта Холла [68] в пленках $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$, полученных в тех же технологических условиях, что и в данной работе (см. п. 2.1). Данные, представленные на рис. 20 а показывают, что магнитные свойства F -слоя резко уменьшаются при толщине менее 10 нм. Правильный учет этой зависимости может позволить исключить подгоночный параметр d_0 . Предположим, что энергия обменного взаимодействия зависит от толщины d_F также, как и магнитный момент насыщения пленок $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ [68]:

$$E_{ex} \sim M(d_F) \sim f(d_F) = 0.209 + \ln(d_F),$$

а длины $\xi_{F1,2}$ зависят от E_{ex} согласно ур. (15) $\xi_{F1,2}(d_F) \sim 1/\sqrt{E_{ex}(d_F)} \sim 1/\sqrt{f(d_F)}$. Учет этих зависимостей в (20) приводит к следующей

функциональной зависимости критической плотности тока:

$$j_c(d_F) = j_0 \exp(-d_F/\xi_{F1}(d_F)) (\cos \frac{d_F}{\xi_{F2}(d_F)} + \sin \frac{d_F}{\xi_{F2}(d_F)}). \quad (34)$$

Как видно из рис. 20 б, ур. (34) позволяет получить хорошую аппроксимацию экспериментальных кривых без учета dead-слоев на *SF*-границах. Однако в п. 3.3, посвященном количественному анализу экспериментальных данных на основе микроскопической теории, подгоночный параметр d_0 будет сохранен. Как будет показано в п. 3.3, при протекании сверхтока через ферромагнитный *CuNi*-слой существенно рассеяние с переворотом спина, вызывающее разрушение куперовских пар. В настоящее время затруднительно сделать вывод о зависимости частоты таких процессов от толщины *F*-слоя, поэтому вопрос о более корректном и точном учете зависимости $E_{ex}(d_F)$ пока остается открытым.

В ходе экспериментов для каждого из изготовленных образцов была исследована температурная зависимость его критической плотности тока (рис. 21). Как правило величина $|j_c|$ монотонно возрастала с понижением температуры по закону, близкому к линейному, что гораздо слабее, чем для контактов с немагнитной прослойкой, демонстрирующих, как известно, в грязном пределе экспоненциальную зависимость $j_c(T) \sim \exp(-\kappa\sqrt{T})$. Однако при толщинах *F*-слоя, близких к одному из критических значений $d_c^{(1)}$ или $d_c^{(2)}$, зависимость $|j_c(T)|$ имела немонотонный, а для ряда толщин аномальный возвратный характер. Именно возможность наблюдать возвратные температурные зависимости критического тока позволяет надежно зафиксировать обращение j_c в ноль при толщине ферромагнетика равной $d_c^{(1)} \approx 11$ нм и $d_c^{(2)} \approx 23$ нм, а также изменение знака токо-фазового соотношения *SFS*-контактов при этих толщинах (см. п. 1.2). Температура $0 - \pi$ перехода $T_\pi^{(1,2)}$ сильно зависит от толщины *F*-слоя в окрестности каждого из критических значений: изменение d_F на 1-2 нм ведет к изменению $T_\pi^{(1,2)}$ на несколько градусов, что делает невозможным наблюдение

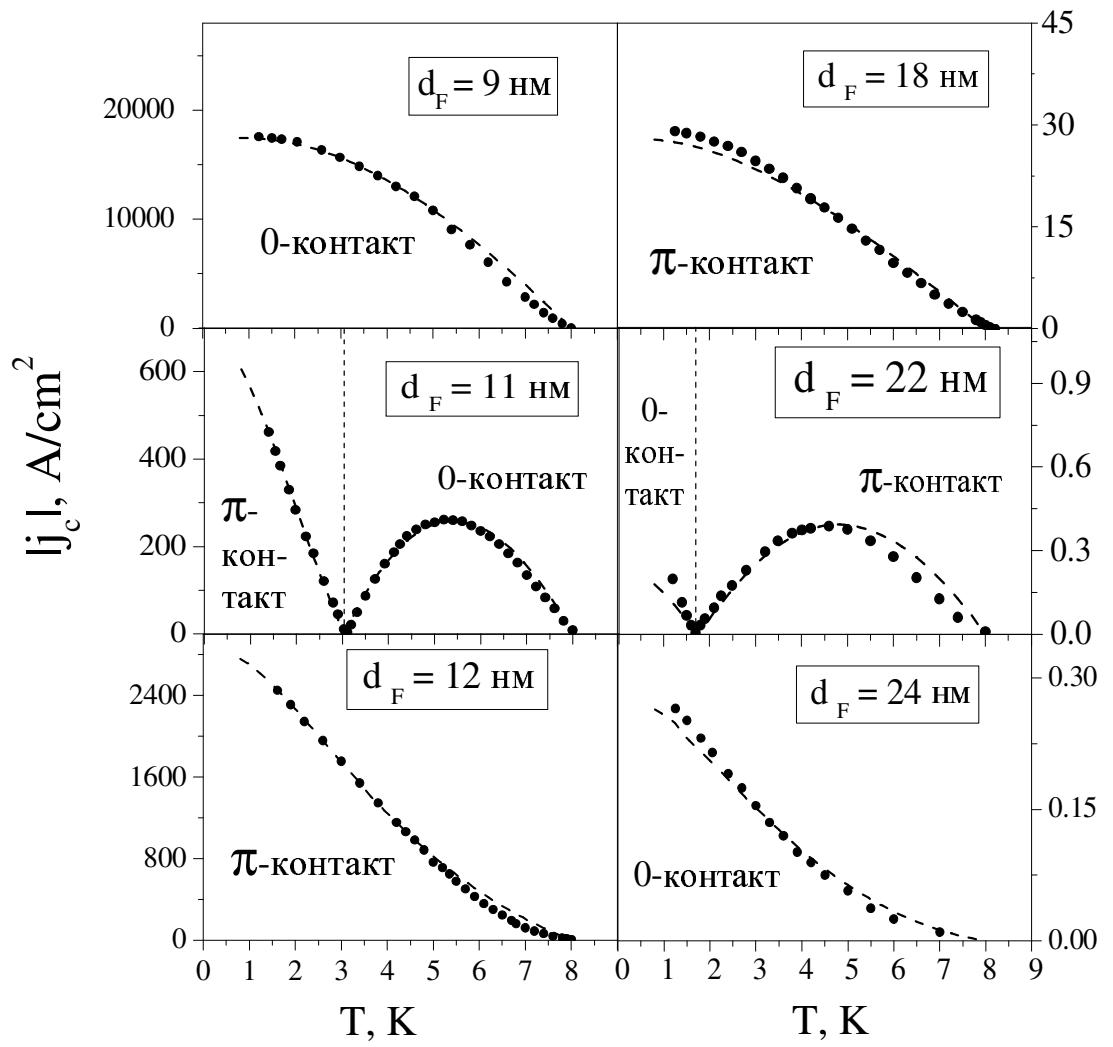


Рис. 21: Зависимость критической плотности тока SFS -контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ от температуры для разных толщин F -слоя. Пунктиром показана аппроксимация по формуле (43) (см. п. 3.3).

температурного $0 - \pi$ перехода при изменении температуры в пределах от 1 К до 9 К.

Одним из важнейших качественных результатов настоящей работы является обнаружение сразу двух нулей функции $j_c(d_F)$, что наглядно демонстрирует осцилляции сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнитном слое. Кроме того, полученные данные позволили определить, в каком состоянии находится SFS -контакт при заданной толщине F -слоя и температуре. Можно с уверенностью утверждать, что

при $d_F = d_c^{(1)} \approx 11$ нм происходит переход *SFS*-контакта из 0 в π -состояние с ростом d_F , а при $d_F = d_c^{(2)} \approx 23$ нм имеет место обратный переход из π в 0-состояние. Действительно, поскольку расстояние между нулями функции $j_c(d_F)$ составляет $\lambda_{ex}/2 \approx 11$ нм, не существует еще одного 0 – π перехода при $d_F < 11$ нм. Дополнительную уверенность придает тот факт, что при малых d_F магнетизм пленок *CuNi* ослабевает (рис. 20 а), то есть период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка еще более возрастет (см. п. 3.2). Таким образом, в диапазоне толщин $12 \text{ нм} \leq d_F < 22 \text{ нм}$ *SFS*-контакты *Nb – Cu_{0.47}Ni_{0.53} – Nb* находятся в π -состоянии при всех температурах $0 < T < T_c$. Таким образом максимальная критическая плотность тока изготовленных π -контактов составляет более 2000 A/cm^2 , что делает возможным их практическое использование в качестве инверторов сверхпроводящей фазы. Если толщина *F*-слоя менее 11 нм, или превышает 23 нм, то образцы находятся в 0-состоянии. При этом необходимо учитывать, что зависимость $j_c(d_F)$ является квазипериодической, так что при $d_F \approx 33$ нм должен существовать еще один 0 – π переход. Однако в данной работе он не наблюдался, из-за слишком малой критической плотности тока при таких толщинах. Особого рассмотрения требуют *SFS*-контакты с $d_F \simeq d_c^{(1,2)}$, которые демонстрируют температурный 0 – π переход (рис. 21). При d_F близких к $d_c^{(1)} \approx 11$ нм такие образцы становятся π -контактами при низких температурах $T < T_\pi^{(1)}$, а при d_F близких к $d_c^{(2)} \approx 23$ нм они являются π -контактами при высоких температурах $T > T_\pi^{(2)}$.

Изучение семейства кривых $I_c(d_F, T)$ также дало возможность оценить температурное изменение длин когерентности. На рис. 22 показана зависимость $|j_c(d_F)|$, полученная при температуре 1.2 К. Аппроксимация экспериментальной кривой по ур. (33) позволила получить следующие оценки подгоночных параметров: $\xi_{F1} = 1.37$ нм, $\xi_{F2} = 3.5$ нм, $d_0 = 2.35$ нм, $j_0 = 3.99 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$. Таким образом, при понижении температуры на 3 К длина ξ_{F1} увеличивалась на 0.07

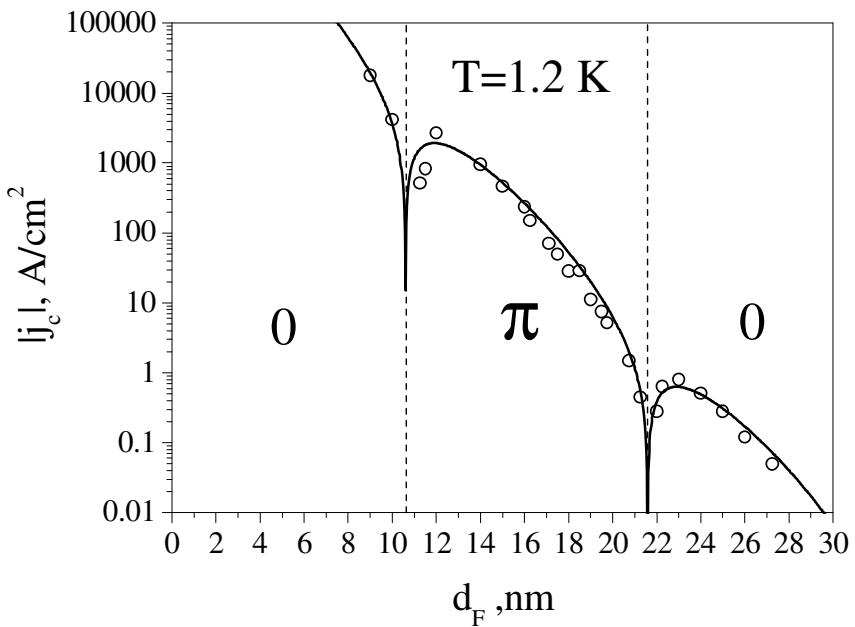


Рис. 22: Зависимость абсолютной величины критической плотности тока SFS -контактов от толщины ферромагнитной прослойки, полученная при $T = 1.2$ К. Сплошной линией показана аппроксимация по ур. (33).

нм, а длина ξ_{F2} - уменьшилась на 0.2 нм. Малость изменения длин когерентности позволяла предположить, что с изменением температуры от 0 до 9 К длины когерентности изменялись по приблизительно линейному закону (см. п. 3.3) на $\Delta\xi_{F1} \approx -0.21$ нм и $\Delta\xi_{F2} \approx +0.6$ нм. Оценку изменения мнимой длины когерентности можно было получить и другим образом. Эксперименты показали, что при изменении d_F на 1-2 нм температура $0 - \pi$ перехода изменялась от 0 до 9 К. Другими словами, при изменении температуры от 0 до 9 К период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка изменялся на 1-2 нм, а $\Delta\xi_{F2} \leq 0.3$ нм.

Таким образом, температурная зависимость длин когерентности незначительна и не может объяснить их сильного различия. Это противоречит модели, развитой в п. 1.1, согласно которой разрушение куперовских пар в ферромагнетике вызвано действием только температурного и обменного распаривания. Для объяснения

полученного результата необходима модификация модели, описывающей протекание сверхтока через ферромагнитный $CuNi$ -слой (см. п. 3.3).

3.2. Наблюдение температурного $0 - \pi$ перехода при разном составе ферромагнетика.

В данном разделе были исследованы условия наблюдения температурных $0 - \pi$ переходов на джозефсоновских контактах $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ при разном составе ферромагнитного сплава $x = 0.53, 0.57$. На рис. 23 а, б показаны возвратные зависимости $|j_c(T)|$, которые подтверждают факт $0 - \pi$ перехода при толщинах ферромагнитного слоя, близких к 15 нм и 23 нм для $x = 0.57, 0.53$ соответственно. Ранее возвратная температурная зависимость критического тока наблюдалась также для $x = 0.52$ (рис. 23 в) [7] и $x = 0.48$ (рис. 23 г) [22]. Результаты для SFS контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$, представленные в п. 3.1, позволяют систематизировать данные различных экспериментов по наблюдению осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике. Как уже упоминалось в п. 1.2, период осцилляций $\lambda_{ex} \approx 2\pi\sqrt{\hbar D/E_{ex}}$ увеличивается с ослаблением магнетизма F -слоя. Так, для $x = 0.57$ возвратная температурная зависимость критического тока наблюдалась при толщине ферромагнетика около 15 нм, для $x = 0.53$ – при толщине около 23 нм (22 нм - рис. 23 б), а для $x = 0.52$ - при толщине около 27 нм. Согласно результатам п. 3.1 (см. рис. (19), (21)) зависимость $|j_c(T)|$ для SFS -контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$, показанная на рис. 23 б, соответствует окрестности второй критической толщины $0 - \pi$ перехода $d_c^{(2)}$. Поскольку все SFS -контакты, данные для которых представлены на левой панели рис. 23, были изготовлены на одной установке по одинаковой технологии (см. п. 2.1), разумно предположить, что толщины их ферромагнитных прослоек были близки

Таблица 1: Критические толщины $0 - \pi$ переходов в SFS -контактах $Nb - Cu_x Ni_{1-x} - Nb$ при разных x , близких к 0.5.

x	$d_c^{(1)}$, нм	$d_c^{(2)}$, нм
0.48	17	-
0.52	-	27
0.53	11	22
0.57	-	15

ко второй критической толщине $d_c^{(2)}$ для каждого x . Такой вывод позволяет снять противоречие между результатами экспериментов [7] и [22], отмеченное в п. 1.2: несмотря на использование менее магнитного сплава, температурный $0 - \pi$ -переход в работе [22] наблюдался при меньших d_F , чем в работе [7], хотя авторы обеих работ полагали, что имеют дело с первым $0 - \pi$ переходом (из 0- в π -состояние при увеличении d_F). Данные п. 3.1 ясно показывают, что исследование [7] проводилось в окрестности второй критической толщины $d_c^{(2)}$, а работа [22] - окрестности первой критической толщины $d_c^{(1)}$ (положение этих толщин схематически изображено на рис. 23 е). В п. 3.1 удалось обнаружить первый $0 - \pi$ -переход для состава $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$, который происходит при величине d_F , близкой к 11 нм (см. также рис. 23 д). При понижении содержания никеля до $x = 0.48$, величина $d_c^{(1)}$ может только возрасти, что и наблюдалось в работе [22] (рис. 23 г). Таким образом все эксперименты по наблюдению температурного $0 - \pi$ перехода в SFS -контактах $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$, проведенные при разных x , близких к 0.5, свидетельствуют об уменьшении периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка с усилением магнетизма F -слоя (см. табл. 1).

Еще одним наглядным способом обнаружения осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике вблизи SF -границы является изучение немонотонной зависимости критической

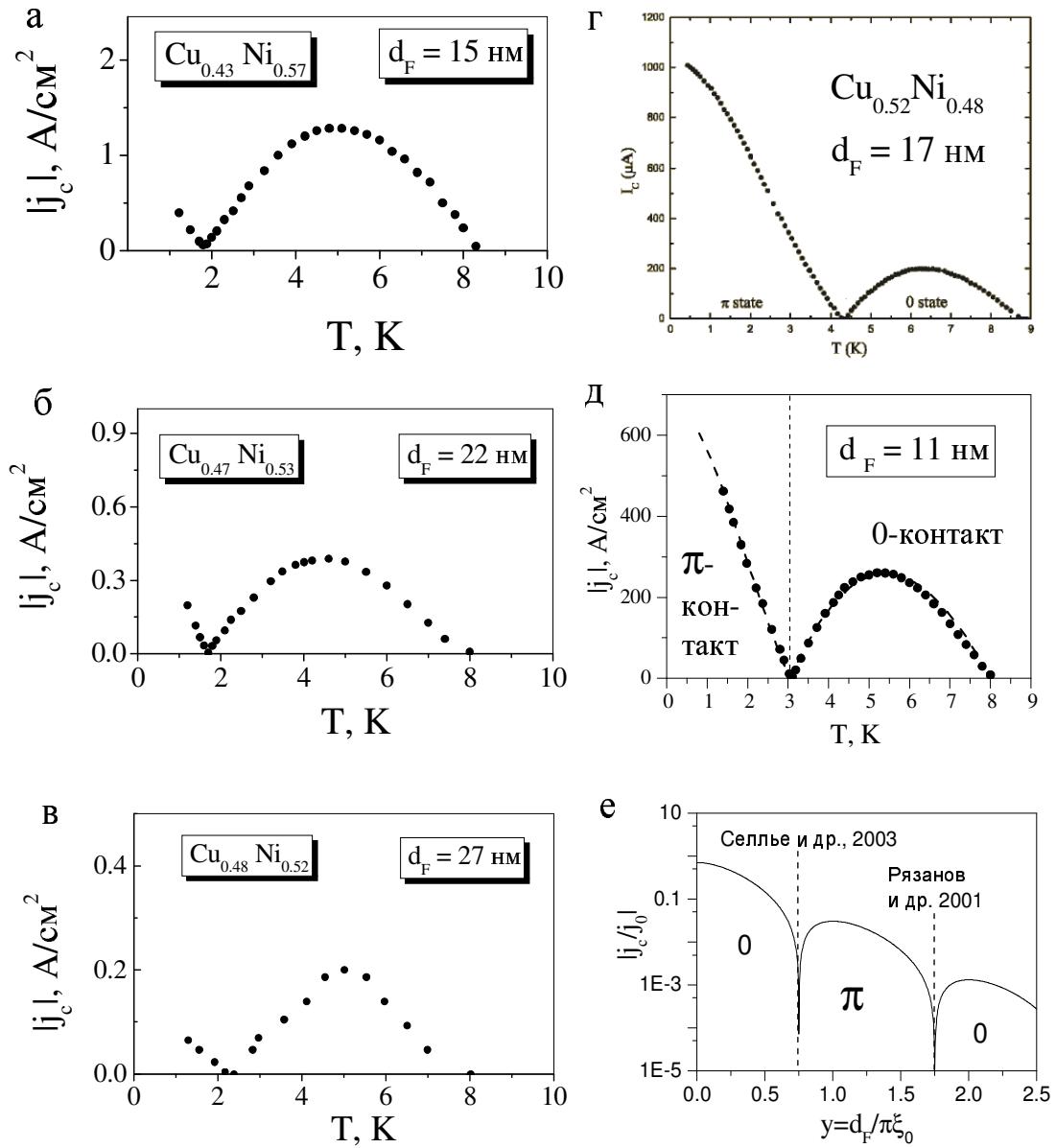


Рис. 23: а-в) Возвратная температурная зависимость критической плотности тока переходов $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ с разной концентрацией никеля вблизи $x = 0.5$ при толщинах F -слоев, соответствующих второй критической толщине $d_c^{(2)}$. Состав и толщина ферромагнитной прослойки приведены на рисунке. График для $x = 0.52$ взят из работы [7]. г,д) Возвратная температурная зависимость критического тока SFS -контактов $Nb - Cu_{0.52}Ni_{0.48} - Nb$ [22] и $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ соответственно при толщинах F -слоев, соответствующих первой критической толщине $d_c^{(1)}$. Размер переходов $10 \times 10 \text{ мкм}^2$. На рис. е) проиллюстрирована причина возникновения противоречия между работами [7] и [22].

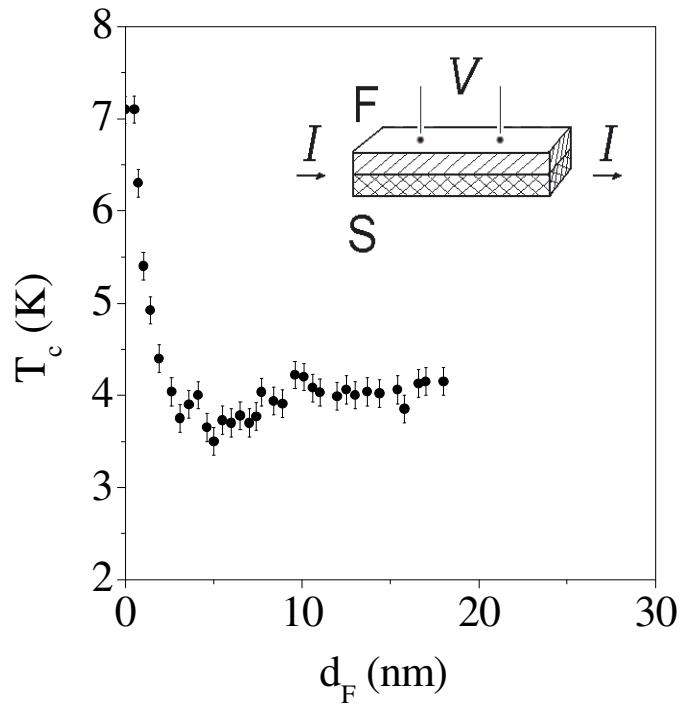


Рис. 24: Зависимость критической температуры бислоев $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57}$ от толщины ферромагнетика [68].

температуры двухслойных структур сверхпроводник-ферромагнетик от толщины F -слоя [69]-[73]. Краевые условия требуют, чтобы пространственная производная наведенной сверхпроводящей волновой функции на внешней границе ферромагнетика была равна нулю. Это условие при толщине F -слоя равной $d_F = \lambda_{ex}/4$ приводит к сильному подавлению сверхпроводимости на SF -границе. Если при этом толщина сверхпроводящего слоя в SF -структуре мала (сравнима с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау в сверхпроводнике), то при указанном значении d_F будет наблюдаться минимум критической температуры T_c SF -бислоя. Таким образом этот тип экспериментов также дает возможность оценить величину периода осцилляций параметра порядка λ_{ex} .

В работе [68] (см. также [A1]) были описаны эксперименты по исследованию двухслойных структур $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57}$, изготовленных в тех же технологических условиях, что и джозефсоновские переходы

$Nb - Cu_{0.43}Ni_{57} - Nb$ (см. п. 2.1). Таким образом имелась возможность сравнить величины λ_{ex} , полученные из двух различных типов экспериментов на гетероструктурах сверхпроводник-ферромагнетик. Минимум критической температуры бислойных SF -структур наблюдался при толщине ферромагнетика близкой к 5 нм, так что величина λ_{ex}^{SF} составляла около 20 нм, а мнимая длина когерентности была равна $\xi_{F2}^{SF} = 3.2$ нм. С другой стороны выше было показано, что толщина второго $0 - \pi$ перехода для SFS -контактов составляет около 15 нм. Используя ур. (33) при $d_0 = 0$, получаем следующую оценку мнимой длины когерентности $\xi_{F2}^{SFS} = 2.7$ нм и $\lambda_{ex}^{SFS} = 17$ нм. Различие величин λ_{ex}^{SF} и λ_{ex}^{SFS} относительно невелико и связано скорее всего с зависимостью магнетизма F -слоя от его толщины. В п. 3.1 уже упоминалось, что магнитные свойства пленок $Cu_{1-x}Ni_x$ с толщиной менее 10 нм существенно ослабевают (см. рис. 20 а), что приводит к завышению оценки периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка λ_{ex}^{SF} . С учетом этих соображений совпадение величин λ_{ex}^{SF} и λ_{ex}^{SFS} представляется вполне удовлетворительным. Таким образом, результаты различных типов экспериментов на слоистых структурах сверхпроводник-ферромагнетик находятся в хорошем согласии друг с другом.

3.3. Обсуждение экспериментальных результатов при помощи микроскопической теории.

Согласно результатам п. 3.1 сильное различие действительной и мнимой длин когерентности (примерно в 2.7 раза) не может быть объяснено действием исключительно температурного распаривающего фактора (см. ур. (14, 16)). Это означает, что необходимо модифицировать модель, описывающую протекание сверхпроводящих токов через ферромагнитный $CuNi$ -слой. Малость действительной длины

когерентности говорит о том, что помимо температурного и обменного распаривания в использованном в данной работе ферромагнетике существенную роль играют еще один или несколько процессов, вызывающих разрушение куперовских пар. Характерная энергия таких процессов должна быть сопоставима с энергией обменного взаимодействия.

Чтобы проиллюстрировать это утверждение, проведем оценки длин когерентности с использованием соотношения неопределенностей (см. п. 1.1). Будем считать, что разрушение куперовских пар в ферромагнетике обусловлено действием трех распаривающих процессов: обменного взаимодействия (с характерной энергией $2iE_{ex}$), температурного распаривания (с энергией $2\pi kT$), и дополнительного процесса неизвестной природы с характерной энергией $2A$. Предположим также, что последний процесс не влияет на знакопеременную сверхпроводимость, так что его распаривающий фактор является действительным. Согласно соотношению неопределенностей (9) время жизни куперовской пары τ в ферромагнетике обратно пропорционально сумме распаривающих факторов (то есть характерных энергий процессов, вызывающих разрушение куперовских пар), а для мнимой длины когерентности в грязном пределе получается следующее выражение:

$$\xi_F = \sqrt{D\tau} = \sqrt{\frac{\hbar D}{2(iE_{ex} + (A + \pi kT))}}. \quad (35)$$

Соответствующим образом изменяются выражения для действительной и мнимой длии когерентности:

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + (A + \pi kT)^2} \pm (A + \pi kT)}}. \quad (36)$$

Можно видеть, что дополнительный распаривающий процесс "усиливает" действие температурного распаривания. Если величина A сравнима с энергией обменного взаимодействия, то действительная и

мнимая длины когерентности могут сильно отличаться друг от друга. Уравнение (36) позволяет оценить величину A , в пределе $A, E_{ex} \gg kT$, когда вкладом температурного распаривания можно пренебречь. В этом случае отношение длин когерентности может быть выражено через отношение $\alpha = A/E_{ex}$ следующим образом:

$$\left(\frac{\xi_{F2}}{\xi_{F1}}\right)^2 = \frac{\sqrt{\alpha^2 + 1} + \alpha}{\sqrt{\alpha^2 + 1} - \alpha}. \quad (37)$$

Используя отношение длин когерентности $\xi_{F2}/\xi_{F1} \approx 2.7$, полученное в п. 3.1, можно получить, что $\alpha \approx 1.05$ и $A \approx 1.05 E_{ex}$. Подставляя последнее соотношение в ур. (36) и приняв, что $kT \approx 0$ и $D_F = 5.2 \text{ см}^2/\text{с}$ (п. 3.1), можно получить следующую оценку энергии обменного взаимодействия $E_{ex} \approx 106 \text{ мeВ}$ ($E_{ex}/k = 1020 \text{ К}$) и энергии дополнительного распаривающего фактора $A \approx 110 \text{ мeВ}$ ($A/k \approx 1070 \text{ К}$). Таким образом, энергия температурного распаривания действительно очень мала по сравнению характерными энергиями A, E_{ex} .

Описанный выше феноменологический подход вполне может применяться для качественного и полуколичественного анализа экспериментальных данных, однако он не может дать ответов на некоторые вопросы. Например, ур. (36) не может объяснить температурную зависимость критического тока SFS -контактов. Согласно приведенным выше оценкам температурный распаривающий фактор является малым параметром, разложение по которому определяет линейный вид зависимостей $\xi_{F1,2}(T)$ (ср. ур. (16) в п. 1.1):

$$\xi_{F1,2}(T) \approx \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + A^2} \pm A}} \left(1 \mp \frac{\pi k T}{2\sqrt{E_{ex}^2 + A^2}}\right). \quad (38)$$

И действительно, зависимости $\xi_{F1,2}(T)$, полученные аппроксимацией кривых $|j_c(d_F)|$, снятых при разных температурах, были близки к линейным:

$$\xi_{F1} \approx 1.39 - 0.022 \times T, \quad \xi_{F2} \approx 3.42 + 0.067 \times T, \quad (39)$$

где длины когерентности измеряются в нанометрах, а температура - в Кельвинах. Однако оценки величин D , E_{ex} , A , полученные при анализе зависимостей $\xi_{F1,2}(T)$ согласно ур. (38), давали противоречивые результаты. Кроме того, подстановка зависимостей (39) в эмпирическое ур. (33) позволяла аппроксимировать кривые $|j_c(T)|$ только при достаточно низких температурах ($T \leq 4 \div 5$ К). Для более точного анализа было необходимо построить микроскопическую теорию, описывающую протекание сверхтока через ферромагнитный слой $Cu_{1-x}Ni_x$. При этом требовалось конкретизировать природу распаривающего фактора A . Влияние процессов спин-орбитального рассеяния на эффект близости в SF -структурах было проанализировано в 1997 году в работе [11]. Частота таких процессов τ_{so}^{-1} определяется выражением ([74])

$$\tau_{so}^{-1} = (Z\alpha)^4 \tau^{-1},$$

где $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, $Z = 28, 29$ - атомные номера элементов сплава, $\tau^{-1} = v_F/l = 1.57 \cdot 10^{15}$ с⁻¹ - частота процессов упругого рассеяния, $v_F \simeq v_F^{Cu} = 1.57 \cdot 10^8$ см/с - скорость Ферми для меди, $l \approx 1$ нм - длина свободного пробега (см. п. 3.1). Таким образом характерная энергия спин-орбитального рассеяния составляет около $\hbar/k\tau_{so} \simeq 12$ К в температурных единицах, что на два порядка меньше оценки энергии обменного взаимодействия. Таким образом влиянием спин-орбитального взаимодействия в сплаве $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ можно пренебречь.

По нашему мнению, одним из основных распаривающих механизмов, не рассмотренных ранее, но особенно существенных в случае грязных магнитных сплавов, является рассеяние с переворотом спина (*spin-flip* рассеяние). При таких процессах происходит переворот спина электрона с одновременным поворотом спина рассеивающего атома. В сильных однородных ферромагнетиках, таких как одноэлементные Fe , Co , Ni , такие процессы запрещены, поскольку они ведут к существенному повышению энергии системы. Однако в ферромагнитных сплавах

$Cu_{1-x}Ni_x$ при концентрации никеля $x \approx 0.5$ (близкой к критической концентрации ферромагнетизма) неоднородность магнитной структуры делает *spin – flip* рассеяние вполне возможным. Как известно (см. [75] - [76]), в таких сплавах средний магнитный момент атомов никеля $\langle \mu \rangle$ распределен не однородно, а в виде магнитных кластеров. В центре кластера величина $\langle \mu \rangle$ такая же, как и в чистом никеле, но она резко убывает с приближением к границе кластера. Границные атомы вполне способны принимать участие в процессах *spin – flip* рассеяния, поскольку поворот их спинов приводит к гораздо меньшему проигрышу в энергии, чем поворот спина центрального атома. Поскольку концентрация парамагнитных атомов в F -слоях наших образцов была велика, характерная энергия такого рассеяния \hbar/τ_s могла быть порядка энергии обменного взаимодействия E_{ex} и даже больше. Кроме того, неоднородность магнитной структуры сама по себе приводит к явлениям, которые с теоретической точки зрения эквивалентны *spin – flip* рассеянию [77].

Согласно теоретическому подходу, развитому А.И. Буздиным в [A3] для описания полученных в п. 3.1 результатов, распределение сверхпроводящего параметра порядка в F -слое при существенном влиянии рассеяния с переворотом спина и высокой прозрачности SF -границ может быть описано при помощи параметризованного уравнения Узаделя [38] для аномальной функции Грина $F = \sin \Theta$ и нормальной функции Грина $G = \cos \Theta$:

$$\left(\omega + 2iE_{ex} + \frac{\hbar \cos \Theta}{\tau_s} \right) \sin \Theta - \frac{\hbar D}{2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} = 0. \quad (40)$$

где $\omega = \pi k_B T (2n+1)$ - мацубаровские частоты и τ_s^{-1} - частота рассеяния с переворотом спина. Наиболее наглядные результаты получаются при температурах близких к T_c , когда $G \approx 1$. Распределение сверхпроводящей волновой функции в полубесконечном ферромагнетике в окрестности SF -границы при таких температурах имеет вид: $F \sim$

$\exp \{-x(1/\xi_{F1} + i/\xi_{F2})\}$, где

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + (\hbar/\tau_s)^2} \pm \hbar/\tau_s}}, \quad (41)$$

в пределе $E_{ex}, \hbar/\tau_s \gg k_B T_c$. Отметим, что ур. (41) совпадает с ур. (36) при $A = \hbar/\tau_s$ и $\hbar/\tau_s, E_{ex} \gg kT$. Как уже отмечалось выше, при $\hbar/\tau_s \sim E_{ex}$ длины когерентности ξ_{F1} и ξ_{F2} могут существенно отличаться друг от друга и выражения (20), (33) уже не могут применяться для анализа экспериментальных кривых. Функциональная зависимость критической плотности тока от толщины F -слоя в случае $d_F \gg \xi_{F1}$ и $\xi_{F1} \neq \xi_{F2}$ имеет вид:

$$j_c = j_0 e^{-d_F/\xi_{F1}} (\cos d_F/\xi_{F2} + (\xi_{F1}/\xi_{F2}) \sin d_F/\xi_{F2}), \quad (42)$$

где величины $\xi_{F1,2}$ определяются ур. (41). Отличие ур. (42) от ур. (20) состоит в том, что действительная и мнимая длины когерентности не равны друг другу и, как следствие, одно из слагаемых в скобках содержит множитель $\xi_{F1}/\xi_{F2} < 1$. Сравнение модельных расчетов с экспериментом, представленное на рис. 25, показывает, что зависимость (42) удовлетворительно описывает экспериментальные результаты даже при достаточно низких температурах $T \approx 0.5 T_c$. При аппроксимации получаются следующие значения подгоночных параметров: $\xi_{F1} = 1.3$ нм, $\xi_{F2} = 3.7$ нм, $d_0 \approx 4.3$ нм и $j_0 = 1.2 \cdot 10^6$ А/см². Можно заметить, что использование более точной функциональной зависимости $j_c(d_F)$ дало практически те же значения длин когерентности, что и ур. (33). Толщина dead-слоя возможно является завышенной, что может быть связано с неполным соответствием модели и реальной системы. С другой стороны, эксперименты по исследованию эффекта близости в двухслойных SF -структурах [65] - [67] также демонстрируют довольно значительное подавление магнетизма F -слоя в окрестности границы раздела со сверхпроводником.

Для прояснения вопроса о точной температурной и толщинной зависимости критического тока SFS -контактов нелианеаризованное

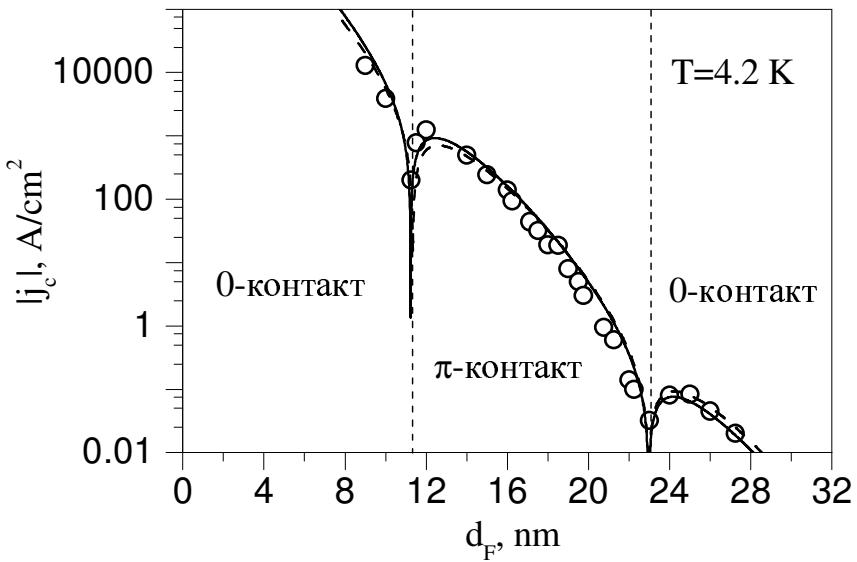


Рис. 25: Зависимость абсолютного значения критической плотности тока *SFS*-контактов от толщины ферромагнитной прослойки, полученная при $T = 4.2$ К. Сплошной линией показана аппроксимация по ур. (43), пунктирной - по ур. (42).

уравнение Узаделя (40) было решено в более общем случае. В это уравнение помимо температурного вклада, входящего через мацубаровские частоты, и члена, связанного с влиянием обменной энергии, включен член с температурно-зависящей нормальной функцией Грина $G(T) = \cos \Theta$. Из-за наличия большого множителя $\hbar/\tau_s \sim E_{ex}$ последний вклад может быть доминирующим. Выражение для критической плотности тока *SFS*-контакта с учетом рассеяния с переворотом спина имеет вид:

$$j_c(d_F, T) = \frac{64\sigma_n \pi k_B T_c}{e\xi_0} \operatorname{Re} \left(\sum_{n>0}^{\infty} \frac{\mathcal{F}(n) q \exp(-qy)}{\left[\sqrt{(1-p^2)\mathcal{F}(n)+1} + 1 \right]^2} \right) \quad (43)$$

с функцией

$$\mathcal{F}(n) = \frac{(\Delta / (2\pi k_B T))^2}{\left[n + 1/2 + \sqrt{(n + 1/2)^2 + (\Delta / (2\pi k_B T))^2} \right]^2},$$

и $y = d_F/\xi_0$, $\xi_0 = \sqrt{\hbar D/E_{ex}}$, $q = \sqrt{2i + 2\alpha + 2\tilde{\omega}}$, где $\alpha = \hbar/(\tau_s E_{ex})$,

$\tilde{\omega} = \omega/E_{ex} = \frac{2\pi(n+1/2)(T/T_c)}{E_{ex}/k_B T_c}$, $1 - p^2 = (i + \tilde{\omega})/(\alpha + i + \tilde{\omega})$ и Δ – величина сверхпроводящей щели в сверхпроводнике ([10], [20]). В пределе $\alpha \rightarrow 0$ и $kT_c \ll E_{ex}$ выражение (43) совпадает с полученным ранее в [10] (см. ур. (20)). На рис. 25 сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных на основе формулы (43). Хорошее согласие между теорией и экспериментом достигается при следующих параметрах: $\hbar/\tau_s \approx 1.33 E_{ex}$, $\xi_0 = 2.16$ нм, $d_0 \approx 4.3$ нм. Оценка энергии обменного взаимодействия дает значение $E_{ex}/k = \hbar D/k\xi_0^2 \approx 850$ K. Поскольку величина E_{ex} намного превышает критическую температуру сверхпроводящих берегов T_c , при проведении аппроксимаций мы пренебрегали вкладом мацубаровских частот $\tilde{\omega}$. Отметим, что соотношение (43) при тех же значениях подгоночных параметров удовлетворительно описывает и температурные зависимости критического тока (рис. 21), причем хорошее совпадение наблюдается как в окрестности толщин $0 - \pi$ переходов, так и вдали от них. Таким образом, учет рассеяния с переворотом спина позволяет объяснить всю совокупность экспериментальных зависимостей $j_c(d_F, T)$, полученных в п. 3.1.

Как упоминалось во введении, практическое применение *SFS*-контактов в качестве источников постоянного фазового сдвига (инверторов сверхпроводящей фазы) требует, чтобы их критический ток заметно превышал критические токи остальных элементов сверхпроводящей логической ячейки. При этом важнейшей задачей является повышение критической плотности тока π -контактов, поскольку необходимость миниатюризации микроэлектронных схем накладывает жесткие ограничения на размер переходов. Результаты, полученные в данном разделе показывают, что для повышения критической плотности тока π -контактов $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ необходимо использовать по возможности более сильные ферромагнитные сплавы $Cu_{1-x}Ni_x$, поскольку это позволяет уменьшить критическую толщину первого $0 - \pi$ перехода $d_c^{(1)}$ и получить π -контакты

при меньшей величине d_F . Согласно модели, развитой до начала работы над диссертацией (см. п. 1.1 и ур. (15, 16)), усиление магнетизма F -слоя не должно было приводить к повышению критического тока SFS -контактов в π -состоянии, поскольку увеличение E_{ex} приводит также к уменьшению действительной длины когерентности. Однако данные, полученные в гл. 3, позволяют предположить, что с ростом содержания никеля величина ξ_{F1} уменьшится незначительно, поскольку увеличение концентрации x делает магнитную структуру сплавов $Cu_{1-x}Ni_x$ однороднее и уменьшает роль рассеяния с переворотом спина. Более того, увеличение критического тока π -контактов с усилением магнетизма F -слоя наблюдалось экспериментально в п. 3.2 (ср. критические плотности токов SFS -контактов на рис. 23 а-в). Еще один резерв связан с переходом от технологии послойного изготовления, описанной в п. 2.1, к "трехслойной" технологии, при которой джозефсоновский сэндвич $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ осаждается на первом этапе в едином вакуумном цикле. В этом случае возможно повышение j_c за счет лучшей прозрачности границ раздела сверхпроводник - ферромагнетик. В настоящее время рассматриваются и другие способы увеличения критической плотности тока π -контактов сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник, связанные, например, с использованием более чистых магнитных сплавов на основе Pd или Pt (которые являются ферромагнетиками при очень малых концентрациях парамагнитных примесей) или интерметаллических соединений типа Ni_3Al (см. обзор [64]).

Глава 4.

Фазово-чувствительные эксперименты.

4.1. Прямое наблюдение изменения знака токо-фазового соотношения при $0 - \pi$ -переходе.

Особенность транспортных экспериментов, описанных в гл. 3, состояла в том, они давали возможность определить только абсолютное значение критического тока. Поэтому об изменении его знака можно было судить лишь по косвенным признакам, таким как возвратная зависимость $|j_c|$ от толщины ферромагнетика или температуры. Напротив, эксперименты, описанные в данном разделе, позволяли полностью построить зависимость сверхтока через *SFS*-контакт от разности фаз на нем и непосредственно наблюдать изменение знака токо-фазового соотношения в процессе $0 - \pi$ перехода. Для этого была использована схема, изображенная на рис. 26 а ([78]). Берега джозефсоновского контакта замыкались при помощи сверхпроводящей петли с индуктивностью L . Ток источника частично протекал через джозефсоновский переход, создавая разность фаз φ , а частично - через сверхпроводящую петлю, создавая магнитный поток Φ . Данная схема содержала сверхпроводящее кольцо с джозефсоновским контактом (одноконтактный интерферометр), ограниченное пунктирной линией на рис. 26 а. В одноконтактном интерферометре разность фаз на переходе связана с потоком магнитного поля через кольцо следующим соотношением [45]:

$$\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi n. \quad (44)$$

Участок кольца, содержащий *SFS*-контакт, был сделан предельно

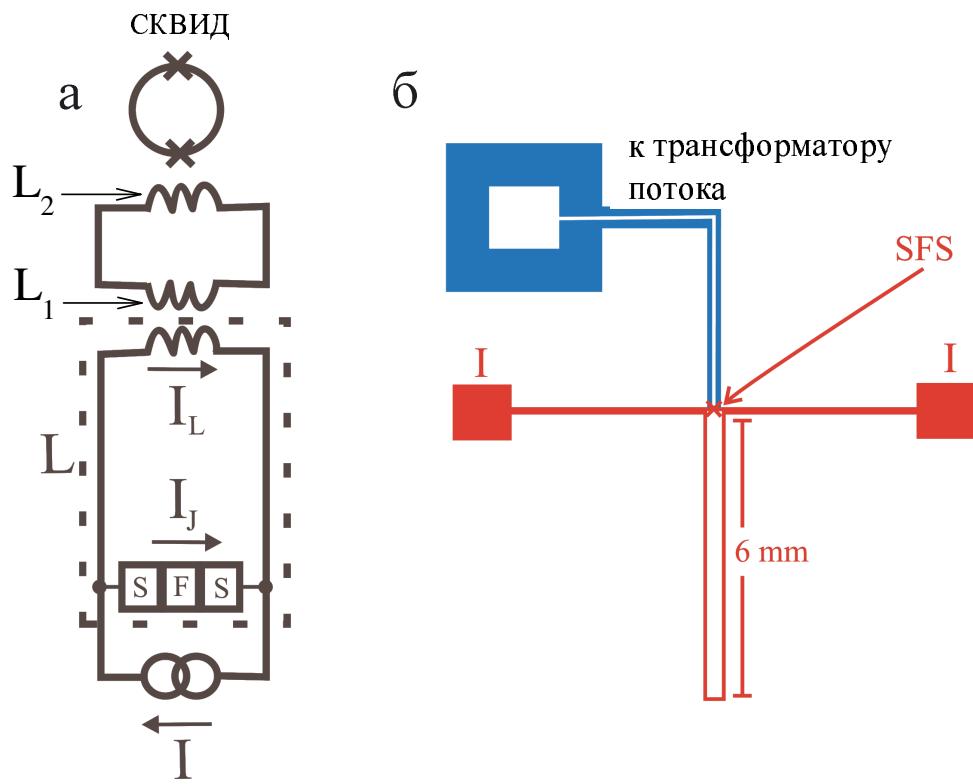


Рис. 26: а) Принципиальная схема эксперимента по измерению токо-фазового соотношения. Пунктирной линией ограничен одноконтактный интерферометр, являвшийся составной частью схемы. б) Схематический внешний вид образца.

малым, чтобы его магнитным полем можно было пренебречь и считать, что магнитный поток создавался исключительно током I_L , протекавшим по сверхпроводящей петле: $\Phi \approx LI_L$. Это означало, что джозефсоновский ток I_J мог быть выражен через ток источника I , магнитный поток и индуктивность L :

$$I_J = I - \Phi/L. \quad (45)$$

Таким образом, уравнения (44), (45) задавали зависимость $I_J(\varphi)$ через параметры Φ и I . Однако последние величины не являются независимыми, поскольку магнитный поток Φ определяется частью тока источника I , протекающего через сверхпроводящую петлю L . Поэтому экспериментальное измерение зависимости $\Phi(I)$ позволяло построить полный период токо-фазового соотношения SFS -контакта. Для измерения величины Φ использовался трансформатор потока,

состоявший из двух сверхпроводящих катушек L_1 и L_2 . Появление магнитного потока в одноконтактном интерферометре приводило к возникновению экранирующего сверхтока в приемной катушке L_1 , индуктивно связанной с петлей L . Этот ток посредством второй катушки трансформатора L_2 , задавал магнитный поток в датчике СКВИДа. Таким образом, отклик СКВИДа был пропорционален величине Φ .

В качестве иллюстрации рассмотрим зависимость $\Phi(I)$ в случае синусоидального токо-фазового соотношения. Если поток через кольцо близок к целому числу квантов и разность фаз на джозефсоновском переходе мала, имеет место следующее приближенное выражение:

$$\frac{I_J}{I_c} = \sin \varphi \approx \varphi = \frac{2\pi L I_L}{\Phi_0}.$$

Из него следует, что отношение токов через джозефсоновский контакт I_J и сверхпроводящую петлю I_L при малой разности фаз равно индуктивному параметру интерферометра β_L (см. п. 1.3):

$$\frac{I_J}{I_L} = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0} = \beta_L.$$

При произвольной разности фаз в случае синусоидального токо-фазового соотношения формула (45) имеет вид:

$$i = \pm \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) + \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \frac{1}{\beta_L}, \quad (46)$$

где $i = I/I_c$, а нижний знак соответствует отрицательному токо-фазовому соотношению (то есть π -контакту). Выражение (46) неявно определяет зависимость магнитного потока через кольцо от нормированного тока источника i . Эта зависимость для разных β_L и разных знаков токо-фазового соотношения представлена графически на рис. 27 а-г. При $\beta_L > 1$ зависимость $\Phi(i)$ является гистерезисной: при определенных значениях i происходят скачкообразные переходы на соседние устойчивые участки (направление переходов при прямой и обратной развертке тока показано на рисунке стрелками). Если

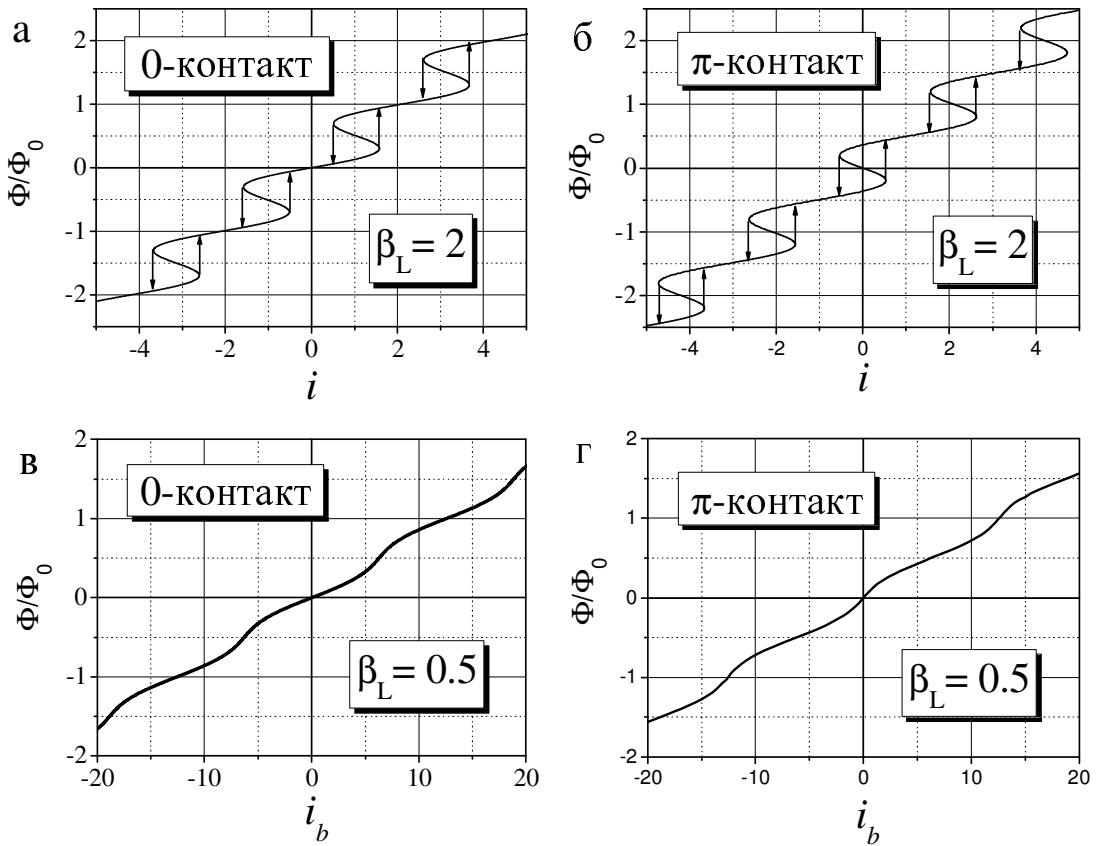


Рис. 27: Зависимость магнитного потока в кольце от нормированного тока источника $i = I/I_c$ для разных β_L в случае, когда SFS -переход является 0- и π -контактом.

SFS -переход является 0-контактом, то на устойчивых участках кривой магнитный поток приближенно равен целому числу квантов (рис. 27 а). В случае π -контакта зависимость $\Phi(I)$ также является гистерезисной (рис. 27 б), но величина Φ на устойчивых участках кривой близка к *полуцелому* числу квантов, а при нулевом токе источника возможно существование спонтанного магнитного потока в кольце. В пределе $\beta_L < 1$ кривая $\Phi(I)$ является однозначной (рис. 27 в,г), что позволяет построить полный период токо-фазового соотношения. Полупериодический сдвиг кривых $\Phi(I)$ для 0- и π -контакта был использован для детектирования $0 - \pi$ перехода в описанном ниже эксперименте. Изменение потока за период во всех случаях равно одному кванту, что позволяет независимо откалибровать ось потока на

экспериментальных кривых.

Для исследования токо-фазовой характеристики *SFS*-контакта был изготовлен образец, внешний вид которого схематически показан на рис. 26 б. Джозефсоновский переход находился в центре сверхпроводящей шины из *Nb*, соединявшей контактные площадки *I*, к которым подключался источник тока при проведении эксперимента. Берега *SFS*-контакта замыкались при помощи двух петель, поэтому в схеме можно было выделить сразу два сверхпроводящих кольца, содержащих джозефсоновский переход. Поскольку магнитный поток через каждый из интерферометров был связан с разностью фаз на *SFS*-контакте соотношением (44), ток источника распределялся таким образом, чтобы магнитный поток через верхнюю петлю $\Phi_{up} \approx L_{up}I_{up}$ был равен потоку через нижнюю $\Phi_{down} \approx L_{down}I_{down}$:

$$\Phi_{up} = \Phi_{down} = \Phi.$$

Как видно из рис. 26 б, участок шины, содержавший *SFS*-контакт, был действительно очень мал, поэтому магнитным полем, связанным с протеканием тока через него, можно было пренебречь. Тогда ток *I_J* легко выражается через ток источника, магнитный поток через каждую из петель Φ и индуктивности петель L_{up} , L_{down} :

$$I_J = I - \Phi(1/L_{up} + 1/L_{down}).$$

Сравнивая полученное выражение с ур. (45) можно заметить, что две петли работают как одна с эффективной индуктивностью *L*, равной

$$1/L = 1/L_{up} + 1/L_{down}, \quad L = L_{up}L_{down}/(L_{up} + L_{down}).$$

Верхняя петля содержала квадратный виток больших размеров (3×3 мм^2 с отверстием 1×1 мм^2), на который наклеивалась одна из катушек трансформатора потока. Нижняя петля позволяла уменьшить суммарную индуктивность образца и тем самым увеличить

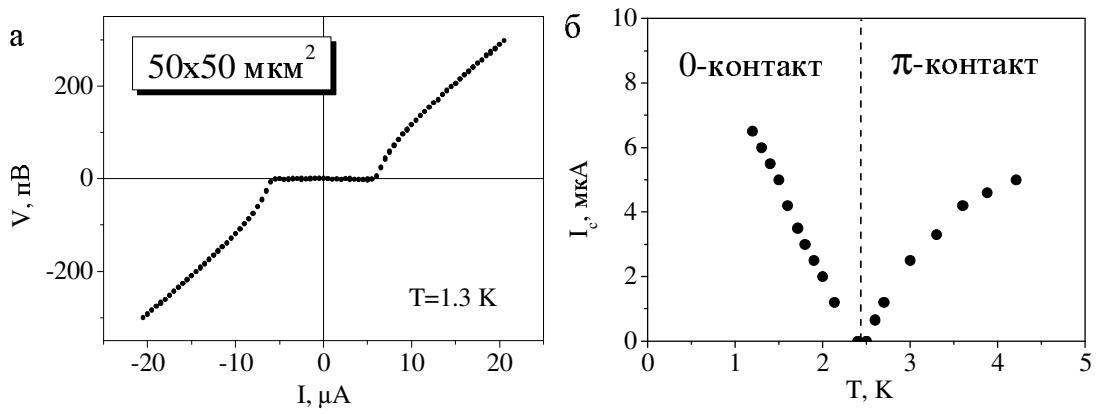


Рис. 28: а) Вольт амперная характеристика и б) температурная зависимость критического тока тестового SFS-контакта $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$.

температурный диапазон, в котором экспериментальные кривые $\Phi(I)$ были однозначными (см. ниже).

Исследованные образцы включали себя джозефсоновский переход $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$, изготовленный по технологии, описанной в п. 2.1. Линейные размеры контакта составляли $6 \times 6 \text{ мкм}^2$, а толщина магнитной прослойки составляла $d_F \approx 22 \text{ нм}$. Согласно данным п. 3.1 выбранная величина d_F была очень близка к толщине второго $0 - \pi$ перехода $d_c^{(2)}$, поэтому такие контакты демонстрировали температурный $0 - \pi$ переход при $T < 4.2 \text{ K}$. Помимо образцов для измерения токо-фазового соотношения, схематически изображенных на рис. 26 б, было изготовлено и исследовано несколько изолированных SFS-контактов с заданной толщиной F -слоя $d_F \approx 22 \text{ нм}$ и размером $50 \times 50 \text{ мкм}^2$. Эксперименты подтвердили высокую воспроизводимость использованной технологии: все тестовые образцы демонстрировали $0 - \pi$ переход в температурном диапазоне от 2 К до 4 К (рис. 28). Согласно данным п. 3.1 это означает, что воспроизводимость толщины ферромагнитного слоя от образца к образцу составляла около 2 Å. Как было показано в гл. 3, при такой величине d_F SFS-контакт находится в π -состоянии при высокой температуре $T > T_\pi$ и в 0-состоянии при $T < T_\pi$.

На рис. 29 а приведены экспериментальные зависимости магнитного

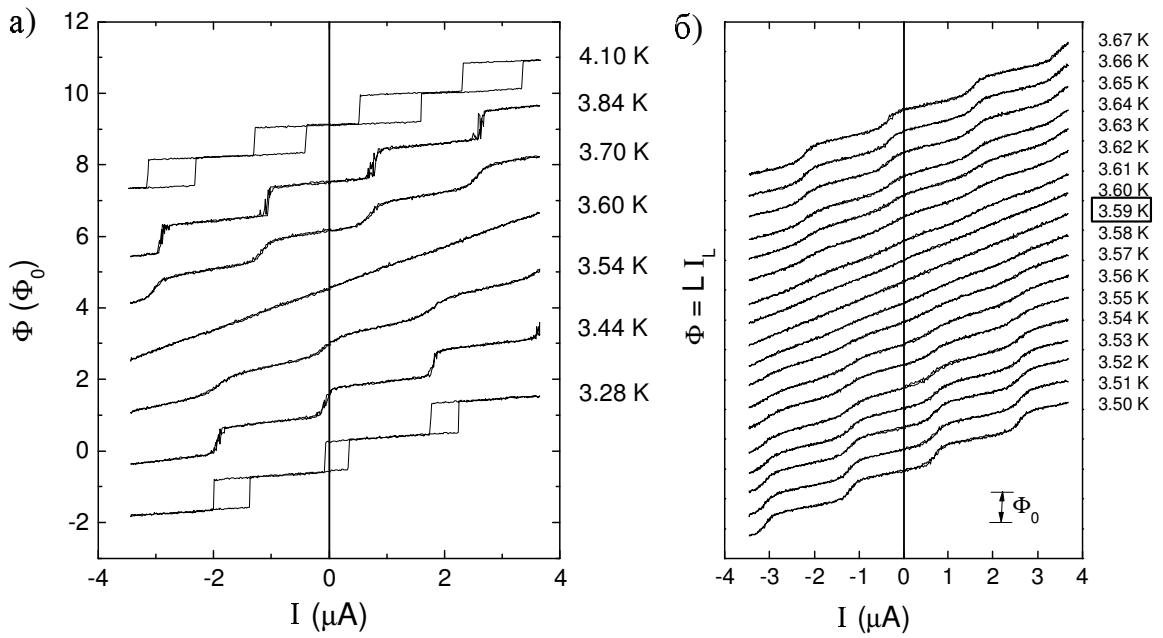


Рис. 29: Кривые $\Phi(I)$ в широком и узком температурном диапазонах. Температура $0 - \pi$ перехода равна $T_\pi = 3.59$ К (выделена рамкой).

потока Φ от тока источника, которые качественно согласуются с результатами, приведенными на рис. 27. При температурах, существенно отличавшихся от T_π , критический ток контакта был достаточно велик, и кривые $\Phi(I)$ имели гистерезисный характер. При $T \simeq T_\pi$ экспериментальные зависимости были однозначными, что позволяло построить полный период токо-фазового соотношения. Кривые при $T > T_\pi$ и $T < T_\pi$ сдвинуты на половину периода, что подтверждает факт $0 - \pi$ перехода при $T = 3.59$ К. При температуре $T_\pi \approx 3.59$ К зависимость $\Phi(I)$ являлась линейной, что говорило об обращении критического тока контакта в ноль. При этом весь ток источника протекал через сверхпроводящую петлю, а по наклону прямой можно было определить эффективную индуктивность $L = 1.28$ нГн. Для независимой калибровки оси ординат использовался тот факт, что изменение потока за период кривой $\Phi(I)$ равно одному кванту (см. рис. 27). Используя приведенное выше условие $\beta_L < 1$, можно получить, что экспериментальные кривые были однозначными, при $I_c \geq 0.3$ мкА.

Экспериментальные зависимости смешены вдоль оси абсцисс на -0.3 мкА (с точностью до целого числа периодов экспериментальной кривой) из-за наличия в криостате остаточного магнитного поля до 1 мГс.

Как было показано выше, токо-фазовое соотношение SFS -контакта может быть получено с помощью следующих уравнений:

$$I_J(\varphi) = I - \frac{\Phi(I)}{L}, \quad (47)$$

$$\varphi = \frac{2\pi\Phi(I)}{\Phi_0}. \quad (48)$$

График зависимости $I_J(\varphi)$ показан на рис. 30 а для ряда температур в исследованном диапазоне. Можно видеть, что при прохождении температуры $0 - \pi$ перехода токо-фазовое соотношение образца действительно изменяет свой знак, иллюстрируя тем самым существование знакопеременной сверхпроводимости в ферромагнитном слое. В области температуры $0-\pi$ перехода ($|T - T_\pi|$) не было обнаружено проявлений второй гармоники токо-фазового соотношения, а наблюдались лишь апериодические флюктуации тока, определяющие точность проведенных измерений (~ 10 нА). Форма кривых $I(\varphi)$ близка к синусоидальной при $T \neq T_\pi$. Амплитуды первой и второй гармоник как функции температуры могли быть получены аппроксимацией зависимостей $I_J(\varphi)$, однако более точным способом является аппроксимация экспериментальных кривых $\Phi(I)$ согласно ур. (45). При проведении аппроксимации предполагалось, что токо-фазовое соотношение джозефсоновского контакта имеет вид:

$$I_J(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin 2\varphi,$$

где амплитуды первой и второй гармоник $I_{c1,2}$ являлись подгоночными параметрами. Полученные зависимости представлены на рис. 30 б. На графике хорошо видно изменение амплитуды I_{c1} с температурой и изменение ее знака, тогда как величина I_{c2} при любых температурах не

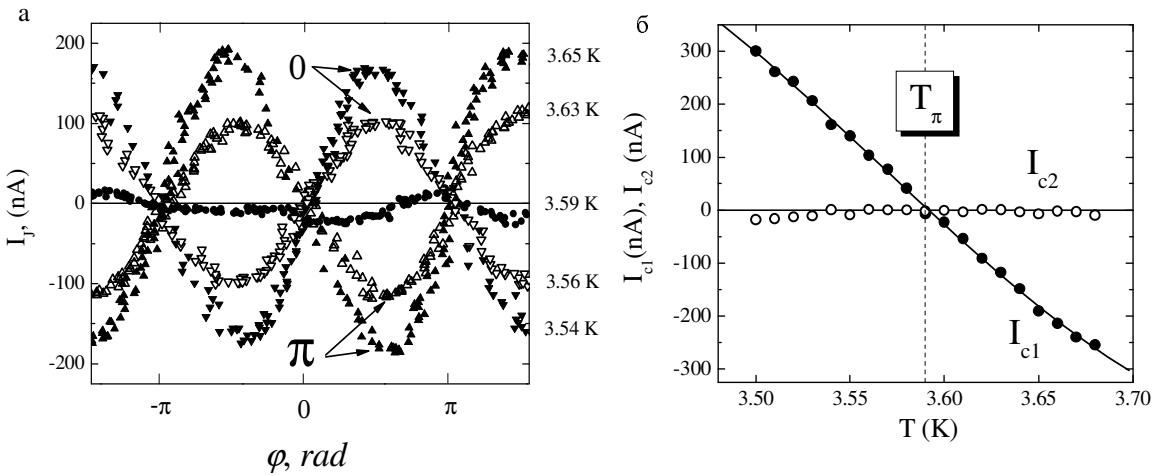


Рис. 30: а) Зависимость сверхпроводящего тока через SFS -контакт от разности фаз в окрестности температуры $0 - \pi$ перехода $T_\pi = 3,59$ К. б) Температурная зависимость амплитуд первой и второй гармоник в токо-фазовом соотношении SFS -контакта в окрестности температуры T_π .

превышает точности проведенных экспериментов. Таким образом, токо-фазовое соотношение SFS -контакта в окрестности температуры $0 - \pi$ перехода является строго синусоидальным.

В п. 1.3 было отмечено, что одним из косвенных признаков доминирования второй гармоники функции $I(\varphi)$ является изменение формы и периода полевых характеристик фазово-чувствительных структур с SFS -контактами. Подобный эффект наблюдался в работе [52], в которой изучались зависимости $I_c(H)$ для двумерной квазитреугольной сетки из 240 ячеек, содержащей 465 SFS -контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ с $d_F \approx d_c^{(2)} = 23$ нм. Было обнаружено, что в окрестности температуры $0 - \pi$ перехода ($|T - T_\pi| < 0.5$ К) период зависимостей критического тока структур от магнитного поля уменьшался в два, и даже в четыре раза по сравнению с кривыми, снятыми при более высоких и более низких температурах. Однако прямое изучение токо-фазового соотношения переходов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ с $d_F \approx d_c^{(2)} = 23$ нм, проведенное в данном разделе, не выявило доминирования высших гармоник при $T \approx T_\pi$.

Поэтому эффект, обнаруженный в работе [52] должен, по-видимому, иметь другое объяснение.

В заключении отметим, что уже после опубликования результатов данных экспериментов (см. [A2]) появилась работа [79], в которой вопрос о токо-фазовом соотношении "грязных" *SFS*-контактов анализировался с теоретической точки зрения. В ней было показано, что зависимость $I(\varphi)$ таких переходов содержит как первую, так и вторую гармонику, причем изменение их амплитуд с толщиной d_F описывается схожими функциональными зависимостями:

$$I_{c1}(d_F) = I_1^0(T) \exp(-d_F/\xi_{F1}) \sin(d_F/\xi_{F2} + \delta_1(T)),$$

$$I_{c2}(d_F) = I_2^0(T) \exp(-2d_F/\xi_{F1}) \sin(2d_F/\xi_{F2} + \delta_2(T)),$$

где $I_2^0 \ll I_1^0$, а $\delta_1 \neq \delta_2$ - не зависящие от d_F фазовые сдвиги. Легко видеть, что практически при любых толщинах амплитуда второй гармоники очень мала и токо-фазовое соотношение является практически синусоидальным. Однако из-за различных периодов осцилляций и, что еще важно, различных фазовых сдвигов δ_1 , δ_2 амплитуды первой и второй гармоник обращаются в ноль при разных значениях d_F . Поэтому в окрестности критических толщин $0 - \pi$ перехода, где амплитуда первой гармоники обращается в ноль, вторая гармоника все же может доминировать. При этом надо иметь в виду, что амплитуда I_{c2} очень резко зависит от толщины ферромагнетика. В частности, она экспоненциально убывает с ростом d_F , но характерная длина ее убывания в два раза меньше, чем для первой гармоники. Это обстоятельство было очень существенно в наших исследованиях, которые проводились в окрестности *второго* $0 - \pi$ перехода, то есть при больших значениях d_F . Согласно оценкам, проведенным в [79], при таких толщинах амплитуда второй гармоники может быть на восемь порядков меньше амплитуды первой, что заведомо ниже точности проведенных экспериментов. Поэтому существует вероятность того, что в ходе исследований в окрестности *первого* $0 - \pi$ перехода

$(d_F \approx d_c^{(1)})$ влияние второй гармоники будет более заметным. При проведении таких экспериментов необходимо учитывать возможность возникновения спонтанных вихревых состояний, наблюдавшихся в п. 4.2.

4.2. Наблюдение спонтанных вихревых состояний в распределенных $0 - \pi$ контактах.

В ходе экспериментов, описанных в гл. 3, большое значение имело постоянство критической плотности тока по площади *SFS*-контакта. Выполнение этого условия контролировалось путем изучения полевой характеристики $I_c(H)$, которая в идеальном случае описывается фраунгоферовой зависимостью

$$I_c(H) = I_m \frac{\sin \pi \Phi / \Phi_0}{\pi \Phi / \Phi_0}, \quad (49)$$

где $\Phi = H \times a \times d$ (здесь a - размер перехода, d - магнитная длина - п. 2.1) – поток магнитного поля через область слабой связи. Для большинства значений d_F экспериментальные и теоретическая кривые совпадали с высокой точностью (см. рис. 17 а,б). Однако мы обнаружили, что образцы с $d_F \approx d_c^{(1)}$ крайне чувствительны к неоднородностям толщины *F*-слоя. Причина такой чувствительности состоит в том, что в окрестности толщины $0 - \pi$ перехода зависимость $j_c(d_F)$ является очень резкой. В этих условиях очень малые флуктуации величин d_F или λ_{ex} могут привести к знакопеременному распределению критической плотности тока по площади перехода, что, в первую очередь, вызовет резкое изменение формы кривых $I_c(H)$. Эволюция полевой характеристики слабо-неоднородного *SFS*-контакта *Nb* – *Cu_{0.47}Ni_{0.53}* – *Nb* проиллюстрирована на рис. 31, где показано семейство экспериментальных кривых $I_c(\Phi)$ для одного из образцов с толщиной $d_F \approx d_c^{(1)} = 11$ нм. При температуре жидкого гелия $T = 4.2$ К полевая характеристика уже не является точно фраунгоферовой (рис. 31 а),

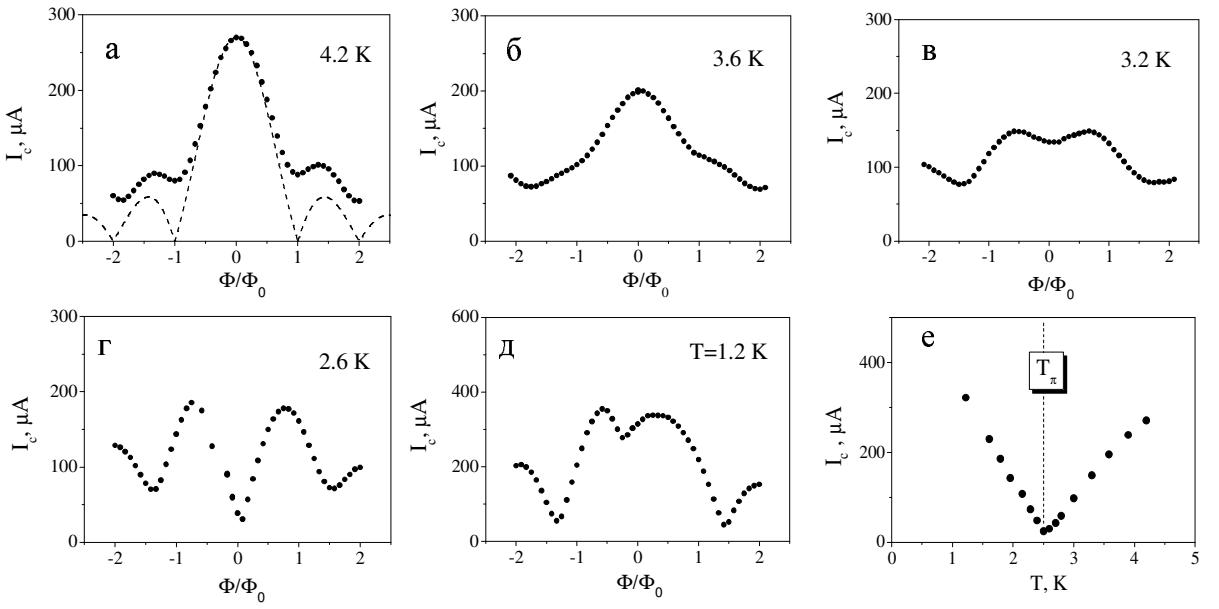


Рис. 31: а-д) Эволюция полевой характеристики *SFS*-контакта $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ с $d_F \approx d_c^{(1)} = 11$ нм при изменении температуры. Пунктиром показана фраунгоферова зависимость (49). е) Температурная зависимость $I_c(T)$ для этого образца, снятая в нулевом магнитном поле.

однако она имеет минимум при целом значении магнитного потока и максимум в нулевом магнитном поле. Отклонение от зависимости (49) говорит о неоднородном распределении критической плотности тока по площади контакта. При дальнейшем приближении к температуре $0 - \pi$ перехода это отклонение усиливается (рис. 31 б,в), и при $T \approx 3.2$ К на зависимости $I_c(\Phi)$ появляется локальный минимум ("провал") в нулевом магнитном поле. Это свидетельствует о разбиении образца на облати 0- и π -состояния, характеризующиеся разным знаком критической плотности тока [26]. С понижением температуры провал становится глубже, причем его максимальная глубина (то есть минимальное значение критического тока при $\Phi = 0$) достигается при $T_\pi = 2.6$ К (рис. 31 г). Как будет показано ниже, при этой температуре критические токи 0- и π -областей равны друг другу. Дальнейшее понижение температуры приводит к уменьшению глубины провала (рис. 31 д) и зависимость $I_c(\Phi)$ постепенно возвращается к стандартной фраунгоферовой форме (49). При этом

температурная кривая $I_c(T)$, полученная в нулевом магнитном поле (рис. 31 е), имеет типичный возвратный характер (ср. рис. 21), однако в отличие от случая более однородных переходов значение критического тока при $T = T_\pi$ отлично от нуля.

Важно отметить, что температурная эволюция полевых характеристик наблюдалась лишь на нескольких SFS -контактатах, с толщиной ферромагнитной прослойки очень близкой к толщине первого $0 - \pi$ -перехода $d_c^{(1)}$, где зависимость $j_c(d_F)$ является очень резкой и знакопеременной. В таких образцах небольшие неоднородности толщины ферромагнетика d_F или периода осцилляций параметра порядка λ_{ex} , которые никак не проявляются при других толщинах, приводят к разбиению контакта на области, находящиеся в 0 - и π -состоянии и имеющие разные знаки критической плотности тока. Именно знакопеременное распределение j_c по площади контакта приводит к экзотическому виду полевых характеристик $I_c(\Phi)$. Вопрос о природе возникновения флюктуаций d_F или λ_{ex} пока остается открытым. Ниже будет показано, что эти флюктуации представляли собой перепад (или градиент) величин d_F или λ_{ex} в направлении, перпендикулярном магнитному полю (рис. 32). Согласно технологическим условиям изготовления образцов, появление такой "ступени" в ферромагнитном слое маловероятно. Однако было обнаружено, что появление температурной эволюции кривой $I_c(\Phi)$ коррелировало с интенсивностью ионной очистки медного слоя перед напылением верхнего сверхпроводящего электрода (п. 2.1). Этот процесс состоит в удалении медного слоя фиксированной толщины d_i , находящегося в окне слоя изолятора. Уменьшая исходную толщину медного слоя от 50 нм до 30 нм, а величину d_i от 30 нм до 10 нм можно было существенно повысить однородность образцов, и добиться стандартной фраунгоферовой формы полевых характеристик при любых температурах.

Чтобы количественно проанализировать распределение критической

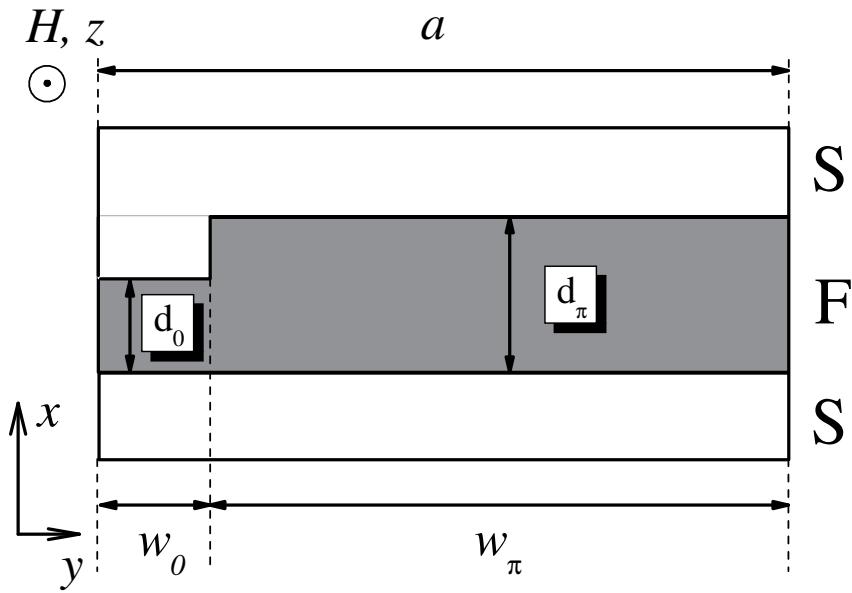


Рис. 32: Схематическое поперечное сечение SFS-контакта с неоднородным F-слоем. Магнитное поле направлено вдоль оси z , перпендикулярной плоскости рисунка; $a = 10$ мкм - размер контакта.

плотности тока, была проведена аппроксимация полевых характеристик распределенных $0 - \pi$ контактов. Для определенности было предположено, что пространственная неоднородность была связана с существованием ступени в ферромагнитном слое (рис. 32). Если ферромагнитный барьер содержит лишь одну ступень, то распределение критической плотности тока может быть описано формулой:

$$j_c(y) = j_c^{(0)}\theta(w_0 - y) + j_c^{(\pi)}\theta(y - w_0) = j_c^{(0)}\theta(-Y) + j_c^{(\pi)}\theta(Y),$$

где w_0 - размер области с меньшей толщиной ферромагнетика, $y = 0$ на левом краю перехода, $Y = y - w_0$, и $\theta(Y)$ - ступенчатая функция ($\theta(Y) = 1$ при $Y > 0$ и $\theta(Y) = 0$ при $Y < 0$). Выражение для сверхпроводящего тока через образец в пределе малого контакта имеет вид [45]:

$$I_s = a \int_0^a j_c(y) \sin \left(\frac{2\pi Hyd}{\Phi_0} + C \right) dy. \quad (50)$$

Здесь $a = 10$ мкм - размер перехода, d - магнитная длина (см. п. 2.1), и C - постоянная интегрирования, имеющая физический смысл разности

фаз на краю контакта при $y = 0$. При увеличении транспортного тока I_s величина C изменяется таким образом, чтобы выполнялось соотношение (50). Путем несложных математических преобразований можно показать, что максимальный бездиссипативный ток через контакт выражается как $I_c = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$, где величины $\varepsilon_{1,2}$ равны:

$$\varepsilon_1 = a^2 \int_0^1 j_c(y_1) \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}y_1\right) dy_1, \quad \varepsilon_2 = a^2 \int_0^1 j_c(y_1) \cos\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}y_1\right) dy_1.$$

Здесь $y_1 = y/a$, и Φ - магнитный поток через область слабой связи. Вычисление величины I_c проводилось с использованием программного комплекса *Mathcad 2000*. Форма экспериментальных кривых была такова, что позволяла довольно точно определить величины $j_c^{(0,\pi)}$ и $w_{0,\pi}$ в качестве подгоночных параметров. Получив значения критической плотности тока 0- и π -частей при разных температурах, мы использовали эмпирические зависимости $j_c(d_F)$, $\xi_{F1,2}(T)$, полученные в гл. 3 (см. ур. (33, 39)), чтобы определить эффективную толщину ферромагнетика в каждой из областей, а также построить более детальные температурные зависимости их критических токов $I_c^{0,\pi} = j_c^{(0,\pi)} \times w_{0,\pi} \times a$. Использованная методика позволяла анализировать и более сложные профили ферромагнитного слоя путем выбора подходящей функции $j_c(y)$.

На рис. 33 приведены полевые характеристики трех неоднородных *SFS*-переходов для ряда температур ниже 4.2 К, а на рис. 34 соответствующие профили, полученные в результате численного моделирования. Необходимо обратить внимание, что перепад эффективной толщины *F*-слоя очень мал и составляет около 0.5 нм. Размеры 0- и π -областей также сильно отличаются друг от друга: величины w_0 для образцов А, В и w_π для образца Б не превышали 10% от размера контакта. Однако даже столь малое изменение толщины на относительно небольшом участке вызывает радикальное изменение полевой характеристики *SFS*-контакта. Причиной, как уже упоминалось, является чрезвычайно резкая (более 10^3 A/см² на 1 нм)

Эксперимент

Теория

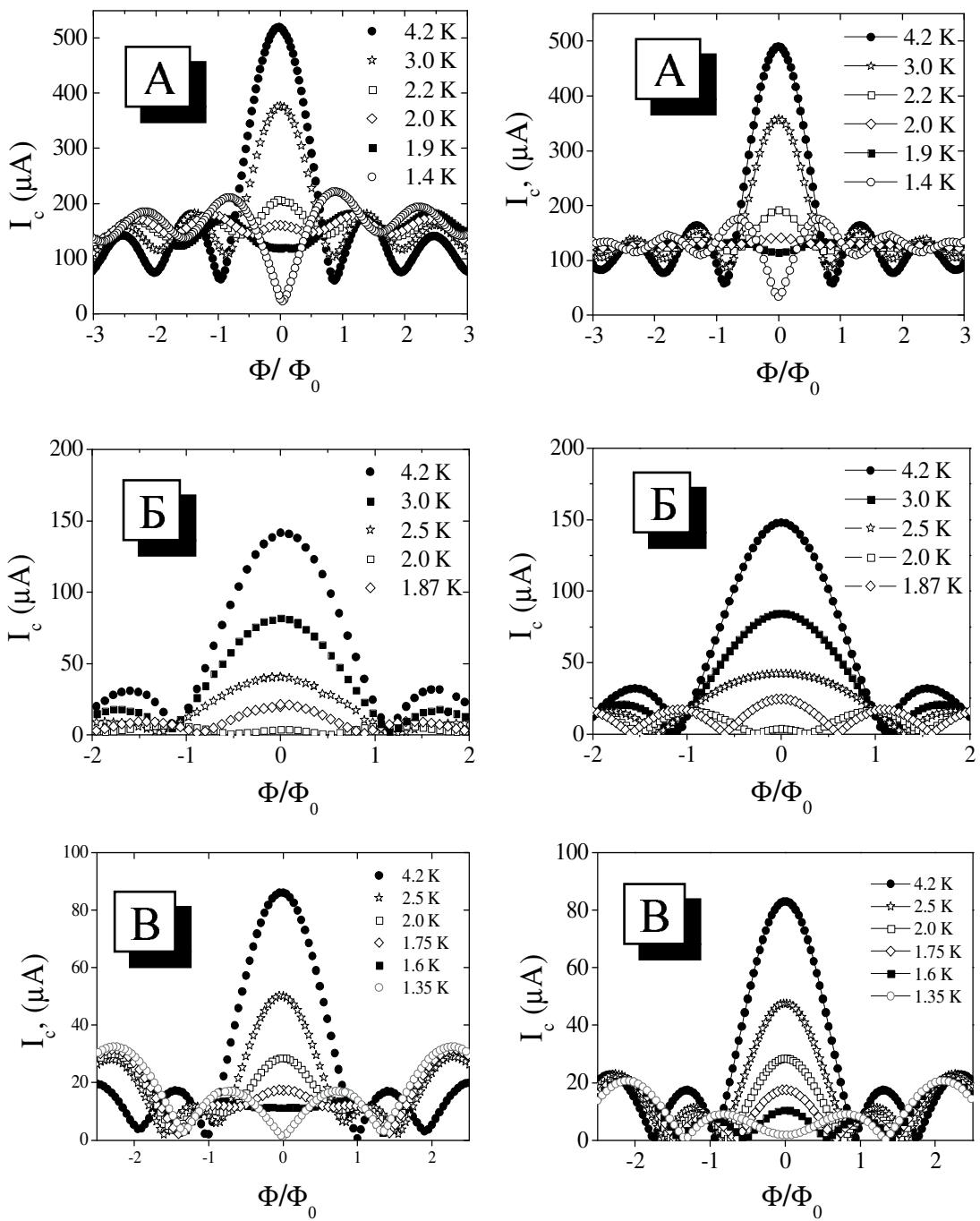


Рис. 33: Эволюции полевых кривых $I_c(\Phi)$ неоднородных SFS -контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ с $d_F \approx d_c^{(1)}$.

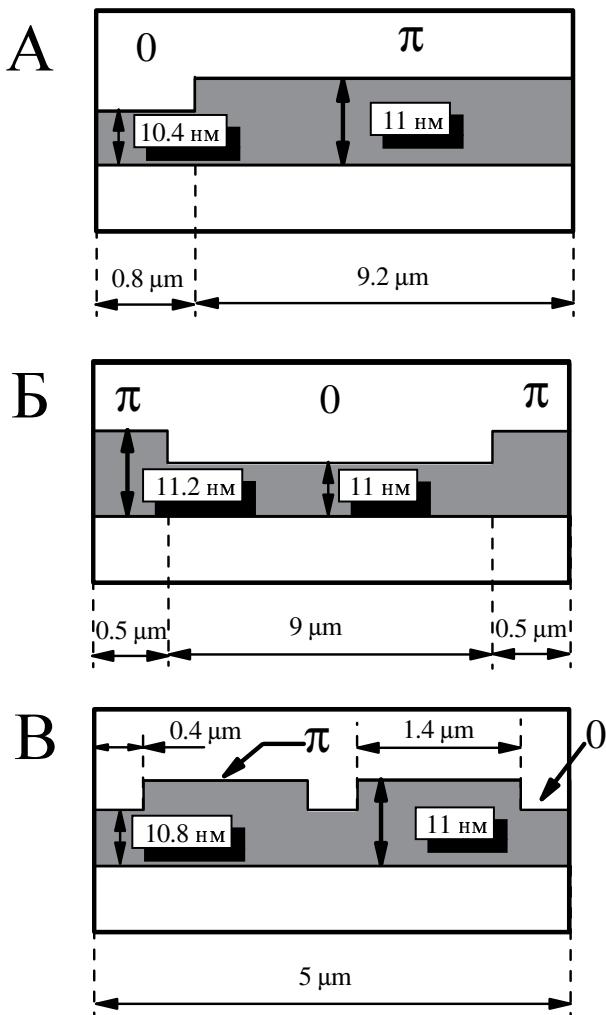


Рис. 34: Профили эффективной толщины ферромагнитного слоя, полученные по результатам численного моделирования для образцов А-В (см. рис. 33).

и знакопеременная зависимость критической плотности тока от d_F в окрестности $d_c^{(1)} \approx 11$ нм. На рис. 35 приведены температурные зависимости критических токов 0- и π -областей для образцов А-В. Из графиков видно, что зависимости $I_c(T)$ отдельных частей перехода существенно отличались друг от друга. Так критические токи 0-областей (I_c^0) для образцов А, В и π -областей (I_c^π) для образца Б относительно слабо зависели от температуры, тогда как критический ток другой части изменял свой знак в диапазоне температур $1.2 \text{ K} < T < 4.2 \text{ K}$. Другими словами, в определенном диапазоне температур джозефсоновский переход разбивался на области с разным знаком

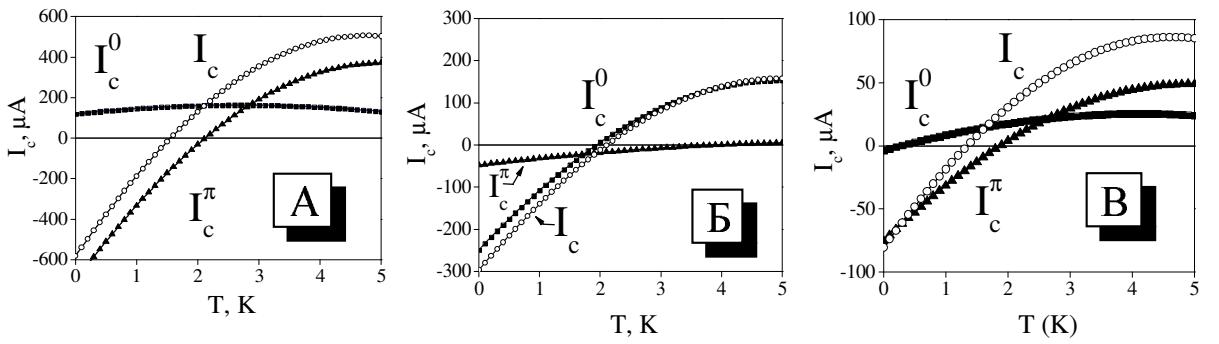


Рис. 35: Температурные зависимости критических токов 0- и π -частей (см. рис. 33), а также критических токов I_c образцов А-В в целом при нулевом магнитном поле, полученные по результатам численного моделирования.

токо-фазового соотношения, что приводило к существенному изменению формы полевых характеристик (в частности к появлению провала при $H = 0$). Критический ток I_c распределенного $0 - \pi$ контакта в нулевом магнитном поле, как это следует из ур. (50), равен сумме критических токов 0- и π -областей. Минимальное значение тока I_c достигается при температуре T_π , при которой сумма токов 0-областей равна сумме токов π -областей по абсолютной величине. В этом состоит отличие распределенных $0 - \pi$ контактов от однородных образцов, критический ток каждой части которых равен нулю при $T = T_\pi$. Одной из особенностей симметричных 0- π контактов ($I_c^0 = I_c^\pi$) является протекание спонтанного вихревого тока вокруг границы раздела 0- и π -областей [9]. Это может привести к появлению при $T \simeq T_\pi$ других необычных явлений (помимо искажения полевых характеристик), одно из которых будет рассмотрено ниже.

После исследования полевых характеристик было проведено наблюдение ступеней Шапиро на переходах А-В (см. рис. 33-35) при разных температурах в нулевом магнитном поле. Интерес к таким исследованиям был вызван статьей [53], в которой наблюдалось появление полуцелых ступеней постоянного напряжения в узкой окрестности температуры $0 - \pi$ перехода SFS -контактов

$Nb - Cu_{0.52}Ni_{0.48} - Nb$ (см. п. 1.3). Авторы [53] объяснили этот эффект доминированием второй гармоники в токо-фазовом соотношении SFS -контакта в окрестности температуры T_π , причем согласно проведенным ими эмпирическим оценкам амплитуда второй гармоники была в два раза больше амплитуды первой:

$$I \sim \sin 2\varphi + 0.5 \sin \varphi.$$

Однако в проведенных нами экспериментах полуцелые ступени Шапиро в окрестности $0 - \pi$ перехода были обнаружены только на образце А который характеризовался максимальным перепадом эффективной толщины F -слоя - около 6 Å. На рис. 36 показаны результаты наблюдения ступеней постоянного напряжения на частоте $\nu = 800$ кГц при разной амплитуде переменной составляющей. Если температура эксперимента отличается от T_π^A более, чем на 0.03 K, то наблюдаются только целые ступени (рис. 36 а), высота которых при использованной частоте составляет $\nu\Phi_0 = 1.65$ нВ. Однако в точке минимума критического тока ($T = T_\pi^A \approx 1.53$ K) расстояние между ступенями становится в два раза меньше - около 0.8 нВ (рис. 36 б). На рис. 37 а показана зависимость максимальной ширины целых и полуцелых ступеней от температуры в сравнении с температурной зависимостью критического тока всего распределенного $0 - \pi$ контакта I_c^A . (Максимальная амплитуда ступеней определялась при изменении амплитуды переменного сигнала.) Можно видеть, что ширина целых ступеней уменьшается с приближением к T_π^A вместе с величиной I_c^A , тогда как амплитуда полуцелых ступеней напротив максимальна при $T = T_\pi^A$. Еще раз отметим, что образец А характеризовался наибольшим перепадом толщины d_F . На более однородных образцах (Б, В) с меньшим перепадом d_F (и, как следствие, меньшим температурным интервалом искажения кривых $I_c(H)$) этот эффект не наблюдался. Зависимость условий наблюдения полуцелых ступеней Шапиро от степени неоднородности образца говорит о том, что, по крайней мере

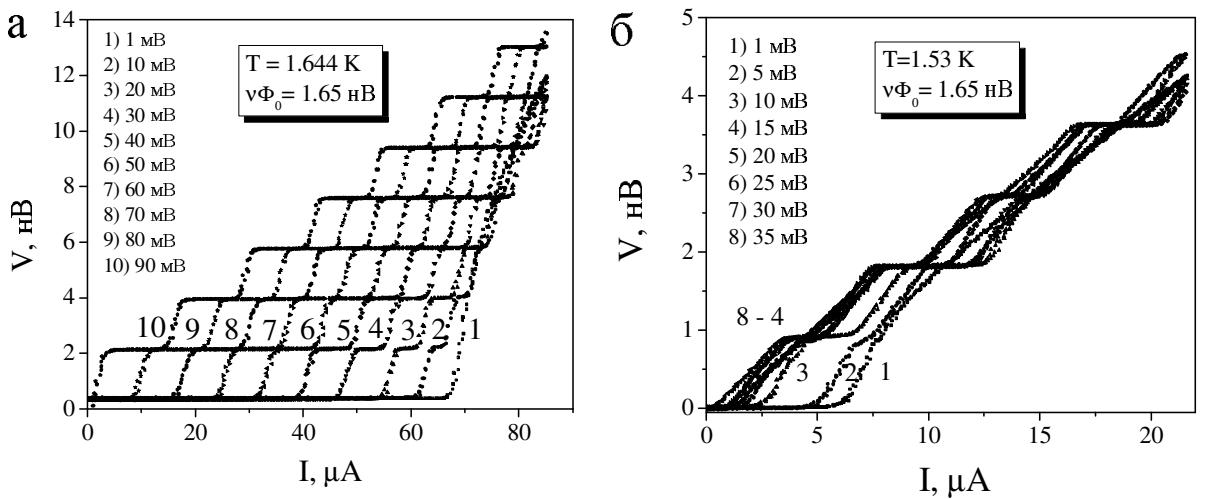


Рис. 36: Наблюдение ступеней Шапиро на образце А (см. рис. 33-35) вдали (а) и в окрестности (б) температуры T_π при разной амплитуде переменной составляющей транспортного тока (на рисунках приведено напряжение на выходе генератора ВЧ-сигнала в мВ). Частота переменного сигнала ν равна 800 кГц.

в нашем случае, этот эффект не может быть вызван доминированием второй гармоники в токо-фазовом соотношении, а связан, скорее всего, со знакопеременным распределением критической плотности тока по площади образца.

Разделение перехода на области 0- и π -состояния позволяет рассматривать 0 – π контакт как фазово-чувствительную структуру: двухконтактный 0 – π интерферометр с конечной индуктивностью (для простейшего профиля, изображенного на рис. 32). В п. 1.3 было показано, что симметричный 0 – π интерферометр (с равными абсолютными значениями критических токов 0- и π -контактов) в нулевом магнитном поле эквивалентен симметричному 0-0 интерферометру при магнитном потоке через контур $\Phi_0/2$. Одним из свойств обычных двухконтактных интерферометров (рис. 37 б) является протекание кольцевого тока I_r при отличном от нуля потоке магнитного поля через него. Этот ток создает на джозефсоновских переходах a и b интерферометра разности фаз φ_a и $\varphi_b = -\varphi_a$ и обеспечивает тем самым выполнение условия однозначности

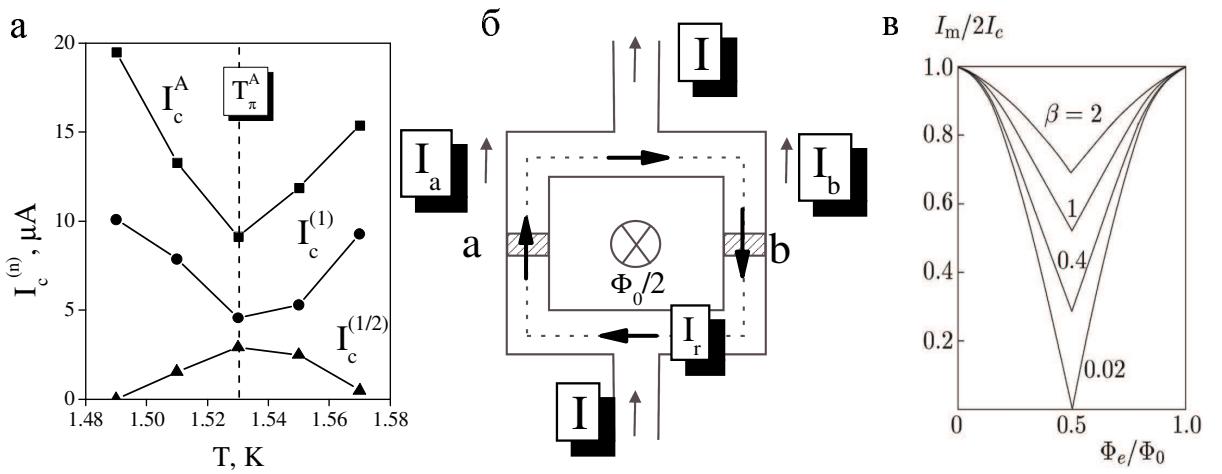


Рис. 37: а) Температурная зависимость максимальной ширины целых $I_c^{(1)}$ и полуцелых $I_c^{(1/2)}$ ступеней Шапиро для образца А (рис. 33-35) при частоте 800 кГц. Максимальная ширина ступеней определялась при изменении амплитуды переменного сигнала (см. рис. 36). Для сравнения приведена также температурная зависимость критического тока контакта I_c^A . б) Схематическое изображение двухконтактного интерферометра. Стрелки иллюстрируют протекание сверхпроводящих токов (см. обсуждение в тексте). в) Зависимость критического тока двухконтактного 0-0-интерферометра от внешнего магнитного потока для разных значений параметра индуктивности $\beta = \beta_L/\pi = 2LI_c/\Phi_0$ [45].

волновой функции в замкнутом сверхпроводящем контуре [45]:

$$\varphi_a - \varphi_b = 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi n. \quad (51)$$

Максимальное значение I_r , равное критическому току контактов, достигается в кольце малой индуктивности ($\beta_L = 2\pi LI_c/\Phi_0 \ll 1$) при потоке внешнего магнитного поля $\Phi_e = \Phi_0/2$. В этом случае изменение разности фаз на каждом из джозефсоновских переходов составляет $\pi/2$, то есть возникает набег фазы π при обходе по замкнутому контуру. Такой ток можно называть полуфлаксоном (*semifluxon*), поскольку его воздействие на фазу сверхпроводящей волновой функции аналогично магнитному потоку $\Phi_0/2$. Если же индуктивность кольца не слишком мала, то необходимо учитывать собственное поле кольцевого тока, которое уменьшает суммарный магнитный поток Φ через кольцо и позволяет выполнить условие фазировки (51) при меньшем значении

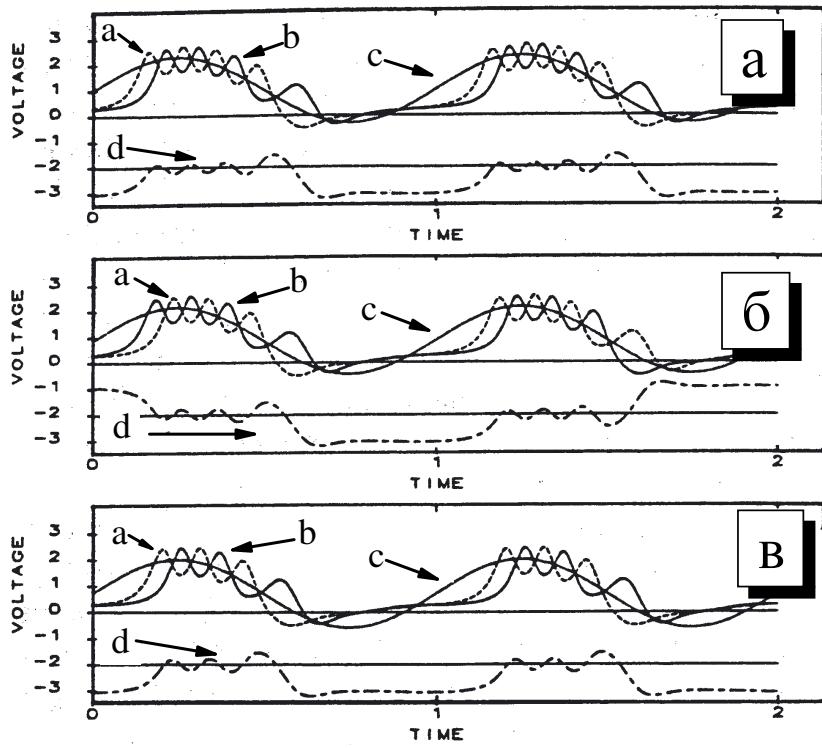


Рис. 38: Изменение напряжение на джозефсоновских переходах интерферометра со временем (кривые a , b на каждом из графиков) [80]. Кривая c - изменение со временем переменной составляющей транспортного тока. Штрих-пунктирная линия (d) - изменение вихревого тока (смещена относительно нуля на 2 ед.). Рис. а-в соответствуют возрастающим значениям постоянной составляющей транспортного тока.

I_r . Это означает, что максимальное значение бездиссиативного тока через интерферометр I_m будет отлично от нуля (рис. 37 в). Именно с влиянием собственного поля вихревого тока, протекающего вокруг границы раздела 0- и π -областей [9], мы связываем ненулевое значение критического тока 0 – π контакта при температуре T_π (рис. 31 е).

В 1988 году С. Ваннесте и др. [80] провели наблюдение ступеней Шапиро на двухконтактном интерферометре и обнаружили, что при потоке внешнего магнитного поля через контур $\Phi_0/2$ на вольт-амперной характеристике появляются не только целые, но и полуцелые ступени постоянного напряжения (при приложении переменного сигнала). Авторы предложили следующее объяснение

этому эффекту. Если транспортный ток I через джозефсоновский переход превышает критическое значение I_m (см. ур. (25)), на переходе появляется напряжение, пульсирующее с джозефсоновской частотой $\omega_J \sim \sqrt{I^2 - I_m^2}$. Изменение напряжения на джозефсоновских переходах интерферометра со временем при некоторых значениях постоянной составляющей транспортного тока I через образец проиллюстрировано на рис. 38. Порядок ступени Шапиро определяется количеством пульсаций напряжения за один период переменной составляющей приложенного тока $T_\omega = 2\pi/\omega$ (ω - частота переменного тока). Например, рис. 38 а соответствует ступени четвертого порядка, а рис. 38 в - третьего. При промежуточном значении величины I из-за несинхронного изменения напряжения на переходах может сложиться ситуация, когда на переходе a произойдет три пульсации, а на переходе b - четыре (рис. 38 б). В этом случае в конце первого периода состояния интерферометра будет уже не тем же, что в начале, поскольку изменится направление кольцевого тока I_r . За следующий период переменной составляющей переходы a и b поменяются ролями: на первом будет четыре пульсации, на втором три, и кольцевой ток примет первоначальное значение. Таким образом полный период изменения состояния интерферометра равен двум периодам переменной составляющей T_ω , и на каждом переходе за это время происходит по семь пульсаций. В среднем за один период T_ω на джозефсоновских контактах происходит по 3.5 пульсации, что и определяет положение ступени.

Таким образом появление полуцелых ступеней Шапиро в случае двухконтактного интерферометра связано с протеканием в нем кольцевого тока I_r . В симметричном интерферометре ($I_c^a = I_c^b$) при $\Phi_e = \Phi_0/2$ ток I_r возникает при любом, даже бесконечно малом, значении β_L . В несимметричном случае (например $I_c^a > I_c^b$) ситуация сложнее. Максимальное значение кольцевого тока, достигаемое при нулевой индуктивности несимметричного интерферометра, равно I_c^b . При этом набег фазы на контакте b составляет $\varphi_b = \pm\pi/2$ (в зависимости

от направления I_r). Согласно условию (51) суммарное изменение фазы на джозефсоновских переходах при обходе по сверхпроводящему контуру интерферометра в случае $\Phi \approx \Phi_e = \Phi_0/2$ должно быть равно π . Поэтому недостающее изменение фазы $\pi/2$ должно быть скомпенсировано разностью фаз на контакте a . Однако $\varphi_a < \pi/2$ (так как $I_r = I_c^b < I_c^a$) и условие (51) не может быть выполнено только за счет изменения разности фаз на переходах a, b . Если индуктивный параметр контура β_L достаточно велик, то необходимо учитывать собственное поле тока I_r , которое уменьшает магнитный поток через кольцо $\Phi = \Phi_e - LI_r$ и позволяет тем самым выполнить условие (51). В случае очень малого β_L кольцевой ток в несимметричном интерферометре не будет существовать, а условие однозначности сверхпроводящей волновой функции будет выполнено путем установления разности фаз $\pm\pi$ на переходе b . Поскольку распределенные $0 - \pi$ контакты (являющиеся предметом рассмотрения данного раздела) представляют собой многослойные тонкопленочные структуры (а их индуктивность заведомо мала), спонтанный вихревой ток и полуцелые ступени Шапиро существуют лишь в очень узкой окрестности температуры T_π , в которой критические токи 0 - и π -областей примерно одинаковы.

Более точные условия существования спонтанного вихревого тока в $0 - \pi$ контакте были получены в 1978 году Булаевским и соавторами [81]. Эти условия удобно изобразить в виде фазовой диаграммы, где по осям отложено отношение размеров 0 и π областей $w_{0,\pi}$ к соответствующим джозефсоновским длинам $\lambda_J^{0,\pi}(T)$:

$$\lambda_J^{0,\pi} = \left(\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c^{(0,\pi)}(T)d} \right)^{1/2}.$$

Фазовые диаграммы для образцов А-В приведены на рис. 39, причем область существования вихря согласно [81] ограничена линиями

$$\lambda_J^\pi \tanh w_0 / \lambda_J^0 = \lambda_J^0 \tan w_\pi / \lambda_J^\pi, \quad \lambda_J^0 \tanh w_\pi / \lambda_J^\pi = \lambda_J^\pi \tan w_0 / \lambda_J^0.$$

С изменением температуры изменяется критическая плотность

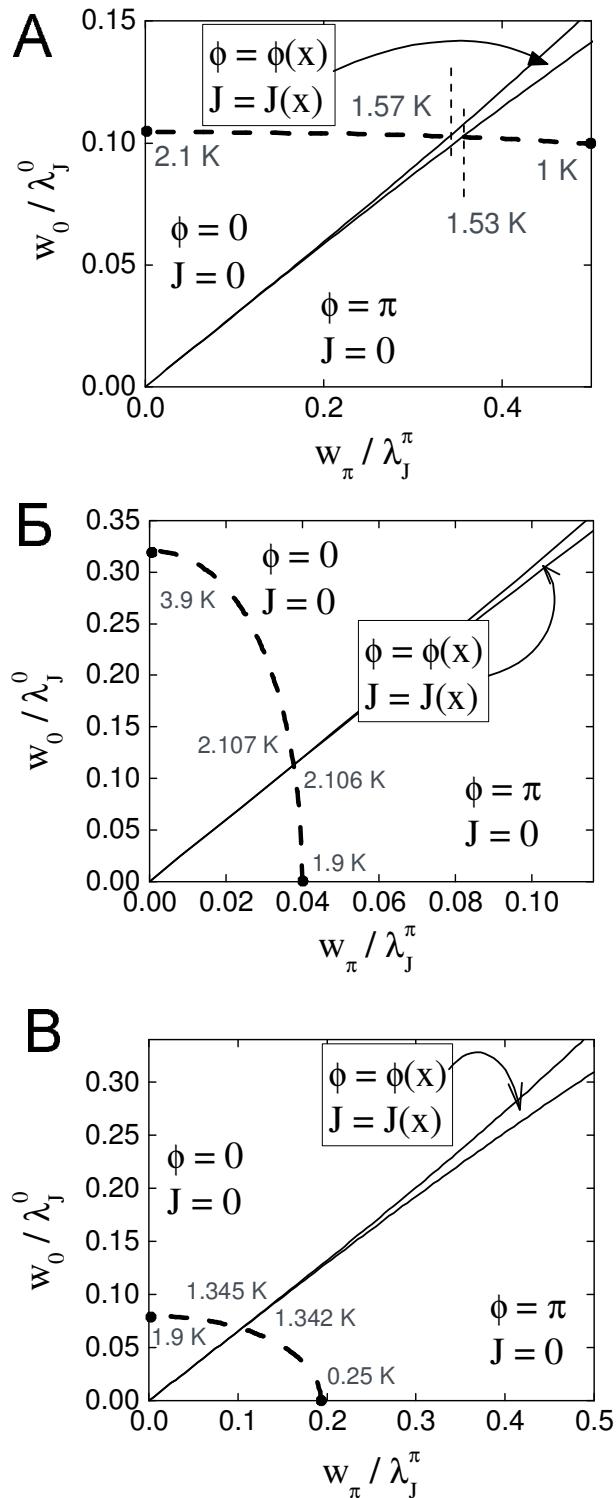


Рис. 39: Фазовая диаграмма существования спонтанного вихревого тока в распределенных $0 - \pi$ контактах.

тока 0 и π областей и, как следствие, длины $\lambda_j^{0,\pi}(T)$. На рис. 39 а-в пунктиром показана траектория, проходимая каждым из исследованных $0 - \pi$ контактов при изменении температуры согласно численному моделированию. Для образца А вихревой ток существует в узком температурном диапазоне 1.53-1.57 К, что коррелирует с температурным диапазоном существования полуцелых ступеней 1.5-1.56 К и подтверждает тем самым взаимосвязь этих явлений. Для более однородных образцов Б, В температурный диапазон существования спонтанного вихревого тока еще более узок (несколько мК), поэтому в этих (более однородных) образцах наблюдались только целые ступени Шапиро.

Появление полуцелых ступеней Шапиро в обсуждавшейся выше работе [53] (см. также п. 1.3) также могло быть вызвано пространственной неоднородностью образца и возникновением спонтанного вихревого тока в окрестности температуры $0 - \pi$ перехода. Косвенным подтверждением служит тот факт, что эффект наблюдался только при низких температурах, когда критические токи 0 - и π -областей могут быть достаточно велики. Отличное от нуля значение критического тока при $T = T_\pi$ (рис. 12 а), как было показано выше, также может быть следствием протекания спонтанного вихревого тока вокруг границы $0 - \pi$ раздела. К сожалению, в [53] не приведены кривые $I_c(H)$ в актуальном температурном диапазоне, что не позволяет судить об однородности исследованных *SFS*-контактов. В связи с этим важно отметить, что возможность образования распределенного $0 - \pi$ контакта необходимо учитывать при проведении экспериментов в окрестности $0 - \pi$ переходов и анализе экспериментальных данных.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

- Исследована зависимость критического тока джозефсоновских *SFS*-контактов $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$ от толщины ферромагнетика в широком интервале толщин, сопоставимом с полным периодом осцилляций сверхпроводящего параметра порядка. Обнаружены два критических значения толщины *F*-слоя $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$, при которых происходит переход из обычного 0-состояния в π -состояние и обратно, а также наблюдается температурный 0 – π -переход. Определены интервалы толщин, в которых *SFS*-переход является 0- или π -контактом.
- Исследованы условия наблюдения температурных 0 – π переходов на джозефсоновских контактах $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$ при разном составе и магнетизме *CuNi*-сплава ($x = 0.53, 0.57$). Экспериментально подтверждено, что период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка уменьшается с увеличением магнетизма ферромагнитного слоя.
- Определены значения действительной и мнимой длин когерентности наведенной сверхпроводимости для ферромагнитного сплава $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$. Показано, что для описания протекания сверхпроводящих токов через ферромагнитный *CuNi*-слой требуется рассмотрение дополнительного процесса, вызывающего разрушение куперовских пар в ферромагнетике (помимо температурного и обменного распаривания). Проведено сравнение экспериментальных результатов с данными численного моделирования на основе микроскопической теории, учитывающей влияние рассеяния электронов с переворотом спина в ферромагнитном сплаве.

- Исследована зависимость токо-фазового соотношения джозефсоновского *SFS*-контакта от температуры в окрестности $0 - \pi$ перехода. Непосредственно экспериментально обнаружено изменение знака токо-фазового соотношения при прохождении температуры $0 - \pi$ перехода. Этот результат надежно доказывает возникновение необычной знакопеременной сверхпроводимости в присутствии обменного поля.
- Продемонстрировано, что токо-фазовое соотношение *SFS*-контакта при толщине *F*-слоя, близкой ко второй критической толщине, остается синусоидальным вплоть до температур, отличающихся не более чем на 0.01 К от температуры $0 - \pi$ -перехода. Амплитуды высших гармоник, если они и присутствуют в токо-фазовом соотношении, не превышают нескольких процентов от критического тока контакта.
- Обнаружено разделение неоднородных *SFS*-контактов в окрестности $0 - \pi$ перехода на области 0 - и π -состояния. Проведено наблюдение резонансных ступеней постоянного напряжения (ступеней Шапиро), возникающих при приложении к такому контакту высокочастотных сигналов. Показано, что в окрестности $0 - \pi$ перехода появляются полуцелые ступени, связанные с возникновением спонтанного вихревого тока (вихря) вокруг границы раздела. Причиной появления полуцелых ступеней является переключение направления вихря под действием переменной составляющей транспортного тока.

Содержание диссертации опубликовано в работах:

- A1** В. В. Рязанов, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, В. В. Больгинов, А. К. Феофанов. Сверхпроводящие токи через ферромагнетик. Инверсия фазы в структурах с джозефсоновскими π -контактами. *УФН*, **174**, 795 (2004)

- A2** S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, and V. V. Ryazanov. Measurement of the current-phase relation of superconductor/ferromagnet/superconductor π Josephson junctions. *Phys. Rev. B* **70**, 144505 (2004).
- A3** V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov, A.I. Buzdin. Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197003 (2006).
- A4** S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. V. Bolginov, V. A. Oboznov, and V. V. Ryazanov. Josephson interferometry and Shapiro step measurements of superconductor-ferromagnet-superconductor $0-\pi$ junctions. *Phys. Rev. B* **74**, 020503 (2006).

В заключение мне хотелось бы поблагодарить моего научного руководителя В.В. Рязанова, а также В.А. Обознова и Н.С. Степакова за неоценимую помощь при сборе материалов для диссертационной работы. Кроме того, хотелось бы поблагодарить Я. Фоминова, И. Бобкову и А. Бобкова за полезные обсуждения, и мою жену Анну за помощь при оформлении диссертации.

Список литературы

- [1] Josephson B.D. *Phys. Rev.* **1(7)** 251 (1962).
- [2] Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964).
- [3] Fulde P. and Ferrel R.A. *Phys. Rev.* **135 A** 550(1964).
- [4] Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. *Письма в ЖЭТФ* **35** 147 (1982).

- [5] G. Blatter, V.B. Geshkenbein, L.B. Ioffe, Phys. Rev. B **63**, 174511 (2001); E. Terzioglu, and M. R. Beasley, IEEE Trans. On Appl. Supercond. **8** 48 (1998); A. V. Ustinov, V. K. Kaplunenko, J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).
- [6] Y. Makhlin, G. Shon, A. Shnirman *Rev. Mod. Phys.* **73** 357 (2001).
- [7] V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov et. al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2427 (2001).
- [8] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А. *Письма в ЖЭТФ* **25** 314 (1977).
- [9] Andreev A. V., Buzdin A. I., and Osgood R. M. *Phys. Rev. B* **43** 10124 (1991).
- [10] Буздин А.И., Вуйчич В., Куприянов М.Ю. *ЖЭТФ* **101** 231 (1992).
- [11] Demler E.A., Arnold G.B., and Beasley M.R. *Phys. Rev. B* **55** 15174 (1997).
- [12] А. Буздин *Письма в ЖЭТФ* **78** 1073 (2003).
- [13] M. Fogelstrom *Phys. Rev. B* **62** 11812 (2000).
- [14] Yu.S. Barash and I.V. Bobkova *Phys. Rev. B* **65** 144502 (2002).
- [15] Elena Koshina and Vladimir Krivoruchko *Phys. Rev. B* **63** 224515 (2001).
- [16] V.N. Krivoruchko and E.A. Koshina *Phys. Rev. B* **64** 172511 (2001).
- [17] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov *Phys. Rev. B* **64** 134506 (2001).
- [18] А.А. Голубов, М.Ю. Куприянов, Я.В. Фоминов *Письма в ЖЭТФ* **75** 223 (2002).

- [19] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev *Rev. Mod. Phys.* **76** 411 (2004).
- [20] A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* July (2005).
- [21] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et. al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 137007 (2002).
- [22] H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch et. al. *Phys. Rev. B* **68** 054531 (2003).
- [23] V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, A. Barone *Phys. Rev. B* **36** 235 (1987).
- [24] Wollman D. A., Van Harlingen D. J., Lee W. C. et. al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2134 (1993).
- [25] Wollman D. A., Van Harlingen D. J., Giapintzakis J., and Ginsberg D. M. *Phys. Rev. Lett.* **74** 797 (1995).
- [26] D.J. van Harlingen *Rev. Mod. Phys.* **67** No 2, 515 (1995).
- [27] Tsuei C. C., Kirtley J. R., Chi C. C et al *Phys. Rev. Lett.* **73** 593 (1994).
- [28] A.F Volkov *Phys. Rev. Lett.* **74** 4730 (1995).
- [29] Baselmans J.A., Morpurgo A.F., van Wees B.J., and Klapwijk T.M. *Nature* **397** 43 (1999).
- [30] P. G. de Gennes and G. Sarma, *J. Appl. Phys.* **34**, 1380 (1963).
- [31] J. J. Hauser, H. C. Theuerer, and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **142**, 118 (1966).
- [32] N. V. Zavaritskii and V. N. Grigor'ev, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 112 (1971) [JETP Lett. 14, 73 (1971)].
- [33] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000, гл. 3.

- [34] Deutscher G., De Gennes P.G. Superconductivity. Ed. Parks R.D. Marsel Dekker, Inc., New York, 1969, v. 2, 1005.
- [35] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, et. al. Suppl. to *Usp. Fiz. Nauk Journal*, **171**, 81 (2001).
- [36] Z. Radovic, L. Dobrosavljevic-Grujic, and B. Vujicic *Phys. Rev. B* **63** 214512 (2001).
- [37] Z. Radovic, N. Lazarides, and N. Flytzanis *Phys. Rev. B* **68** 014501 (2003).
- [38] Usadel K. *Phys. Rev. Lett.* **25** 507 (1970).
- [39] Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф. *ЖЭТФ* **94** 139 (1988).
- [40] Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski et. al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 054531 (2002).
- [41] C. Bell, R. Loloee, G. Burnell et. al. *Phys. Rev. B* **71**, 180501, (2005).
- [42] V. Shelukhin, A. Tsukernik, M. Karpovski et. al. *Phys. Rev. B* **73**, 174506 (2006).
- [43] F. Born, M. Siegel, E. K. Hollmann et. al. *Phys. Rev. B* **74**, 140501 (2006).
- [44] J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell et. al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 177003 (2006)
- [45] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000, гл. 4.
- [46] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov et. al. *Phys. Rev. B* **65** 020501 (2002).

- [47] W. Guichard, M. Aprili, O. Bourgeois et. al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 167001 (2003).
- [48] A. Bauer, J. Bentner, M. Aprili et. al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 217001 (2004).
- [49] И.О. Кулик *ЖЭТФ* **57** 1746 (1969).
- [50] C. Ishii *Progr. Teor. Phys.* **44** 1525 (1970).
- [51] J. Bardeen, J.L. Johnson *Phys. Rev. B* **5** 72 (1972).
- [52] V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.V. Timofeev et. al. *Microelectronic Engineering* **69**, 341 (2003).
- [53] H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch et. al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 257005 (2004).
- [54] Shapiro S. *Phys. Rev. Lett.* **11** 80 (1963).
- [55] Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. М.: Металлургиздат, 1962, т. 2, стр. 644–647.
- [56] Вол А.Е., Каган И.К. Строение и свойства двойных металлических систем. М.: Наука, 1979, т.2.
- [57] Двойные и многокомпонентные сплавы на основе меди. М.: Наука, 1979.
- [58] A. Rusanov, R. Boogaard, M. Hesselberth et. al. *Physica C* **369** 300 (2002).
- [59] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984.
- [60] А.В. Веретенников, диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. ИФТТ, Черноголовка (2001).
- [61] <http://www.ipht-jena.de/abt31/abt31.html>

- [62] Шарвин Ю.В. *Заводская лаборатория* **10** 1261 (1995).
- [63] Гершензон М. Е. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. ИРЭ, Москва (1986).
- [64] M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, M. Siegel, *Proc. SPIE* **6260**, 227-238, Micro- and Nanoelectronics (2005); М.Ю. Куприянов, частные сообщения.
- [65] L. Cretinon, A.K. Gupta, H. Sellier et. al. *Phys. Rev. B* **72**, 024511 (2005).
- [66] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et. al. *Phys. Rev. Lett.*, **86** 304 (2001).
- [67] J. Kim, J.H. Kwon, K. Char et. al. *Phys. Rev. B.*, **72** 14518 (2005).
- [68] А.С. Прокофьев, диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. ИФТТ, Черноголовка (2001).
- [69] Jiang J. S., Davidovic D., Reich D. H., and Chien C. L. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 314 (1995).
- [70] J. Aarts, J. M. E. Geers, E. Bruck et. al. *Phys. Rev. B* **56**, 2779 (1997).
- [71] L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel et. al. *Phys. Rev. B* **61**, 3711 (2000).
- [72] Z. Radovic, L. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic et. al. *Phys. Rev. B* **44**, 759 (1991).
- [73] L. R. Tagirov, *Physica C* **307**, 145 (1998).
- [74] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. - М: Наука (1984), гл. 13.
- [75] T.J. Hicks, B.D. Rainford, J.S. Kouvel et. al. *Phys. Rev. Lett.* **22** 531 (1970).
- [76] A.T. Aldred, B.D. Rainford, T.J. Hicks et. al. *Phys. Rev. B* **7** 218 (1973).

- [77] D.A. Ivanov, Ya.V. Fominov. *Phys. Rev. B* **73** 214524 (2006).
- [78] J. R. Waldram and J. M. Lumley, *Rev. Phys. Appl.* **10**, 7 (1975).
- [79] A.I. Buzdin. *Phys. Rev. B* **72** 100501 (2005).
- [80] C. Vanneste, C.C. Chi, W.J. Gallagher et. al. *J. Appl. Phys.* **64**, 242 (1988).
- [81] L.N. Bulaevsky, V.V. Kuzii and A.A. Sobyanin, *Solid State Commun.* **25**, 1053 (1978).