

Большин Виталий Валериевич

Исследование  $\pi$ -контактов сверхпроводник-  
ферромагнетик-сверхпроводник и  
фазово-чувствительных структур на их  
основе.

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Черноголовка - 2006

Работа выполнена в Институте физики твердого тела  
Российской Академии Наук

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук  
Рязанов Валерий Владимирович

**Официальные оппоненты:** кандидат физико-математических наук  
Бараш Юрий Семёнович

профессор, доктор физико-математических наук  
Кошелец Валерий Павлович

**Ведущая организация:** Физический факультет Московского  
Государственного Университета (МГУ)

Защита состоится « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 200\_\_ года в 10 часов на  
заседании диссертационного совета Д 002.100.01 при ИФТТ РАН по адресу  
г. Черноголовка, Московская область, ул. Институтская, д.2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 200\_\_ года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физ.-мат. наук

Зверев В.Н.

© В.В. Больгинов, 2006.

© Институт физики твердого тела РАН, 2006.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Несмотря на то, что эффект Джозефсона [1] был открыт более 40 лет назад, постоянно обнаруживаются новые стороны этого явления. Исследуемые в диссертации  $\pi$ -контакты на основе джозефсоновских переходов сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник ( $SFS$ -переходы или  $SFS$ -контакты) обязаны своим существованием новому знакопеременному сверхпроводящему состоянию, возникающему в ферромагнетике за счет эффекта близости. Возникновение подобных нетривиальных сверхпроводящих состояний в «ферромагнитных сверхпроводниках» в присутствии обменного или сильного внешнего магнитного поля было предсказано Ларкиным и Овчинниковым [2] и независимо от них Фулде и Феррелом [3]. Позднее было показано [4], что аналогичные сверхпроводящие состояния могут возникнуть за счет эффекта близости в ферромагнетике, находящемся в контакте со сверхпроводником. В этом случае сверхпроводящая волновая функция (параметр порядка) будет затухать и осциллировать по мере удаления от  $SF$ -границы.

Указанные выше явления очень ярко проявляются в случае джозефсоновских переходов с ферромагнитной прослойкой. Как известно (см. например [5]), плотность бездиссипативного тока  $j$  через переход связана с разностью фаз  $\varphi$  между его сверхпроводящими берегами посредством нечетного  $2\pi$ -периодического соотношения. Простейшим и наиболее распространенным соотношением такого вида является синусоидальное:  $j(\varphi) = j_c \sin \varphi$ , где  $j_c > 0$  - критическая плотность тока, то есть максимальная плотность бездиссипативного тока через переход. Осцилляции сверхпроводящей волновой функции в ферромагнетике вблизи  $SF$ -границы позволяют получить джозефсоновские контакты с отрицательным знаком токо-фазового соотношения:  $j = -|j_c| \sin \varphi = |j_c| \sin(\varphi + \pi)$ . Важным свойством таких " $\pi$ -контактов" (или "джозефсоновских переходов в  $\pi$ -состоянии") является то, что в основном состоянии разность фаз между их сверхпроводящими берегами равна  $\pi$ , 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 [6]-[7]. При этом одним из важнейших требований к  $\pi$ -контактам является возможность протекания через них больших сверхпроводящих токов по сравнению с критическими токами других джозефсоновских переходов сверхпроводящей логической ячейки. Только в этом случае  $\pi$ -контакт является *стационарным* фазовым инвертором и необходимое вырождение достигается.

Переход джозефсоновского  $SFS$ -контакта из обычного 0-состояния в  $\pi$ -состояние был впервые экспериментально обнаружен в Лаборатории Сверхпроводимости ИФТТ РАН в 2000-2001 годах на переходах  $Nb$  –

$CuNi - Nb$  [8]. Однако на пути к практическому использованию  $SFS$ -контактов на первых порах возникли серьезные препятствия. Основное из них заключалось в малости критической плотности тока полученных  $\pi$ -контактов: менее  $1 \text{ A/cm}^2$ . 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  $\pi$ ) находится образец при данной толщине ферромагнетика и температуре. Еще один интересный вопрос касался процесса изменения знака токо-фазового соотношения  $SFS$ -контактов 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  $Nb - CuNi - Nb$  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.

**Научная новизна работы.** В диссертационной работе впервые получены следующие результаты, выносимые на защиту:

- 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  $\pi$ -состояние и обратно, а также наблюдается температурный  $0 - \pi$ -переход. Определены интервалы толщин, в которых  $SFS$ -переход является  $0$ - или  $\pi$ -контактом.
- Исследованы условия наблюдения температурных  $0 - \pi$  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 усилением 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  $\pi$ -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.

**Практическая ценность** работы определяется, в первую очередь, возможными применениями полученных результатов в активно развивающейся в настоящее время джозефсоновской электронике. В работе получены  $\pi$ -контакты с большой величиной критической плотности тока и открыта возможность для практического использования  $SFS$ -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. Урбана, 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.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснован выбор темы диссертации, сформулированы цели и основные результаты работы, описана структура диссертации.

**Глава 1** ("Литературный обзор") посвящена анализу  $\pi$ -состояния в  $SFS$ -контактах, выполненному на основе существующих теоретических моделей, обзору экспериментов по наблюдению перехода в  $\pi$ -состояние, а также свойствам фазово-чувствительных структур, содержащих  $\pi$ -контакты.

**1.1. Джозефсоновский  $\pi$ -контакт сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник.** В 1977 году Л.Н. Булаевский и соавторы показали [9], что джозефсоновский  $SI_M S$  переход ( $S$  - сверхпроводник,  $I_M$  - изолятор с нескоррелированными магнитными примесями) при определенных условиях может иметь отрицательный знак токо-фазового соотношения  $j = -|j_c| \sin \varphi = j_c \sin (\varphi + \pi)$ . Формально можно сказать, что критический ток в этом случае является отрицательным, а для обозначения переходов с  $j_c < 0$  используют термин " $\pi$ -контакт", или говорят о  $\pi$ -состоянии джозефсоновского перехода.  $SFS$ -контакт может перейти в  $\pi$ -состояние вследствие осциллирующего поведения сверхпроводящего параметра порядка в присутствии обменного взаимодействия. Впервые этот эффект был предсказан Буздиным и соавторами в 1982 г. [4] для чистого случая и подтвержден для грязных  $SFS$ -переходов в начале 90-х годов в работах Буздина, Куприянова и др. ([10]-[11]). Позднее Демлер и соавторы [12] предложили наглядную модель возникновения сверхпроводящего основного состояния с ненулевым импульсом пар в чистом ферромагнетике в окрестности границы со сверхпроводником, а также рассмотрели влияние спин-орбитального взаимодействия.

С точки зрения практических приложений наиболее важным является случай, когда и сверхпроводник, и ферромагнетик находятся в грязном пределе. Проникновение сверхпроводящей волновой функции в полубесконечный ферромагнетик описывается экспоненциальной зависимостью  $\psi \sim \exp(-x/\xi_F)$  ( $x$  - расстояние от  $SF$ -границы), где комплексная длина когерентности  $\xi_F$  в грязном (диффузном) случае может быть определена как  $\xi_F = \sqrt{\hbar D/E_{dp}}$ . Здесь  $D$  - коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике, и  $E_{dp}$  - сумма распаривающих факторов, то есть сумма характерных энергий процессов, вызывающих разрушение куперовских пар. Наряду с "тепловым" распариванием, характерным для нормального металла (его энергетический вклад равен  $2\pi kT$ ), в ферромагнетике решающую роль играет распаривание, связанное с обменным взаимодействием, которое антагонистично сверхпроводимости в смысле спинового упорядочения. Его вклад описывается мнимым слагаемым  $2iE_{ex}$  [11]. Таким образом длина когерентности  $\xi_F$  является комплексной, и важными параметрами являются величины  $\xi_{F1,2}$ , которые выражаются

следующим образом

$$\frac{1}{\xi_F} = \frac{1}{\xi_{F1}} + \frac{i}{\xi_{F2}}.$$

Сверхпроводящая волновая функция в окрестности  $SF$ -границы может быть представлена в виде

$$\psi \sim \exp(-x/\xi_{F1}) \exp(-ix/\xi_{F2}),$$

причем "действительная" характерная длина  $\xi_{F1}$  описывает экспоненциальное затухание сверхпроводимости, а "мнимая" длина  $\xi_{F2}$  определяет период осцилляций параметра порядка  $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$ . В присутствии только температурного и обменного распаривающих факторов эти длины выражаются как ([8],[13]):

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + (\pi kT)^2} \pm \pi kT}} \approx \sqrt{\frac{\hbar D}{E_{ex}}} \left(1 \mp \frac{\pi k_B T}{2E_{ex}}\right), \quad (1)$$

где верхний и нижний знаки соответствуют величинам  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$ , а приближенное равенство имеет место при условии  $E_{ex} \gg kT$ . В последнем случае действительная и мнимая длины когерентности приблизительно равны друг другу.

Задача о вычислении критического тока джозефсоновского  $SFS$ -контакта в диффузном пределе была впервые рассмотрена Буздиным, Куприяновым и др. ([10]-[11]) в начале 90-х годов прошлого века. Критический ток контакта вычислялся на основе решения лианеризованных уравнений Узаделя [14], 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  $d_F$  по сравнению с пространственным масштабом затухания сверхпроводимости  $\xi_{F1}$  [11] или плохой прозрачности  $SF$ -границы [8],[13] ( $\Gamma_B = R_B/R_F \gg 1$ , где  $R_B, R_F$  - граничное сопротивление и сопротивление ферромагнетика соответственно). В пределе  $d_F \gg \xi_{F1}$ , а также при большой энергии обменного взаимодействия  $E_{ex} \gg kT_c$ , когда вклад температурного распаривания мал (в этом случае из ур. (1) следует, что  $\xi_{F1} \approx \xi_{F2} \approx \xi_0 = \sqrt{\hbar D/E_{ex}}$ ), полученные в [11] и [8],[13] результаты могут быть сведены к следующей функциональной зависимости [A1]:

$$j_c = j_0 \exp(-d_F/\xi_0) [\cos(d_F/\xi_0) + \sin(d_F/\xi_0)]. \quad (2)$$

$\pi$ -состояние является основным в той области толщин, в которой  $j_c(d_F) < 0$ :  $\frac{3\pi}{4}\xi_0 < d_F < \frac{7\pi}{4}\xi_0$ .

График зависимости ур. (2) приведен на рис. 1 а. Поскольку в ходе транспортных экспериментов измеряется лишь абсолютное значение



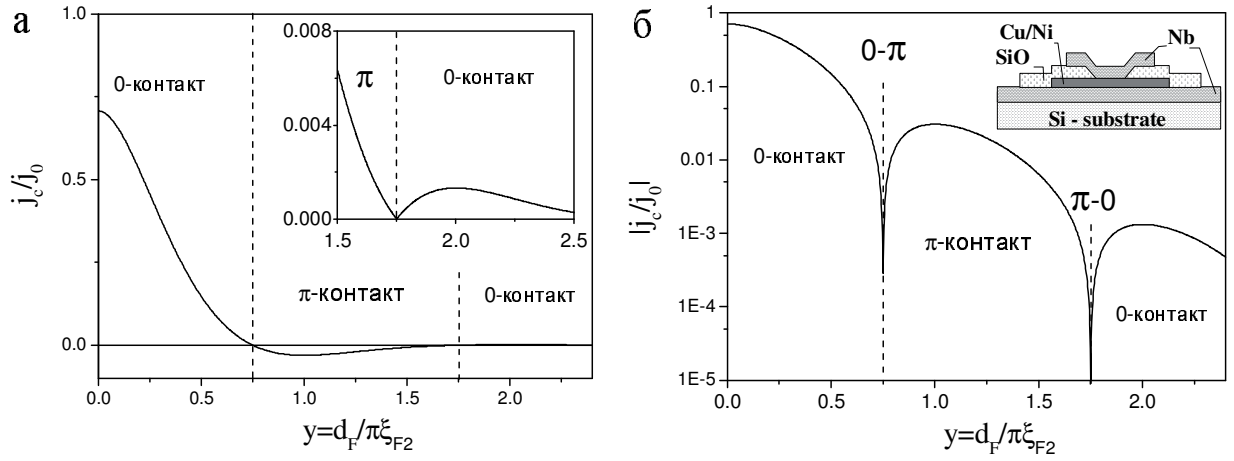


Рис. 1: а) Зависимость критической плотности тока от толщины ферромагнетика, согласно ур. (2). На вставке приведен участок зависимости  $|j_c(d_F)|$ . б) Зависимость абсолютного значения критической плотности тока от толщины ферромагнетика, согласно ур. (2) в логарифмическом масштабе. На вставке приведено схематическое поперечное сечение  $SFS$ -контакта (п. 2.1).

критической плотности тока, эта кривая будет иметь возвратный характер, так как ее отрицательная ветвь будет отражена в положительную полуплоскость (см. вставку к рис. 1 а). В логарифмическом масштабе зависимость  $|j_c(d_F)|$  имеет линейную огибающую, наклон которой определяется действительной длиной когерентности (см. рис. 1 б). Расстояние между нулями кривой, в которых происходит формальное изменение знака критической плотности сверхтока, определяется величиной  $\xi_{F2}$ . Наличие температурной зависимости  $\xi_{F2}(T)$  (см. ур. (1)), а значит и периода осцилляций параметра порядка  $\lambda_{ex}(T)$ , позволяет, в принципе, перевести контакт в  $\pi$ -состояние путем изменения температуры.

**1.2. Эксперименты по изучению  $\pi$ -контактов  $SFS$ -типа.** Первые успешные эксперименты по обнаружению  $\pi$ -состояния в джозефсоновских переходах сверхпроводник - ферромагнетик - сверхпроводник были проведены в 2000-2001 гг. в лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН [8]. Было обнаружено, что температурная зависимость критического тока ( $I_c$ )  $SFS$ -контактов  $Nb - Cu_{0.48}Ni_{0.52} - Nb$  с увеличением толщины становится немонотонной, а при  $d_F = 27$  нм демонстрирует возвратный характер. Такое поведение является признаком  $0 - \pi$ -перехода, однако области  $0$ - и  $\pi$ -состояния в этой работе, по-видимому, были идентифицированы неверно (см. гл. 3), поскольку, как уже упоминалось, в ходе транспортных экспериментов невозможно определить знак критической плотности тока. Позднее были детально исследованы зависимости  $I_c(d_F)$  для  $SFS$ -контактов  $Nb - Al/Al_2O_3 - Pd_{0.88}Ni_{0.12} - Nb$

([15]) и  $Nb - Cu_{0.52}Ni_{0.48} - Nb$  ([16]) в узкой окрестности  $0 - \pi$  перехода. При этом возникло следующее противоречие между пионерской работой [8] и более поздней работой [16]. Анализ ур. (1) показывает, что период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка увеличивается с ослаблением магнетизма  $F$ -слоя. Поэтому следовало ожидать, что при использовании в [16] менее магнитного сплава (с содержанием никеля 48 ат. %)  $0 - \pi$  переход будет наблюдаться при толщине ферромагнетика, большей 27 нм. Однако авторы [16] обнаружили возвратную температурную зависимость критического тока при гораздо меньшей толщине - около 17 нм. Разрешение этого противоречия являлось одной из целей экспериментов, описанных в гл. 3.

**1.3. Фазово-чувствительные эксперименты.** Для проведения фазово-чувствительных экспериментов используются джозефсоновские структуры, содержащие один или несколько замкнутых сверхпроводящих контуров. Для однозначности сверхпроводящей волновой функции в таких структурах необходимо, чтобы выполнялось определенное соотношение между магнитным потоком  $\Phi$  и разностью фаз на джозефсоновских переходах. Включение нечетного числа  $\pi$ -контактов в такой контур приведет к изменению его полевых характеристик. Например, замена одного из джозефсоновских переходов двухконтактного интерферометра [5] на  $\pi$ -контакт приведет к полупериодическому сдвигу зависимости  $I_c(H)$  [9]. Впервые подобный сдвиг наблюдался на 5-контактном интерферометре, состоявшем из двух связанных ячеек, каждая из которых содержала по 3  $SFS$ -контакта  $Nb - Cu_{0.46}Ni_{0.54} - Nb$  [17]. Толщина ферромагнетика в них была такова, что они переходили в  $\pi$ -состояние при изменении температуры, причем зависимость  $I_c(H)$  при этом сдвигалась на  $1/2$  периода. Позднее было экспериментально обнаружено изменение полевых характеристик одноконтактных [18] и двухконтактных [19] интерферометров, содержащих  $\pi$ -контакт.

Таким образом, в целом ряде экспериментов наблюдались необычные явления, связанные с переходом  $SFS$ -контакта в  $\pi$ -состояние. Однако несмотря на достигнутые успехи, некоторые вопросы оставались нерешенными. Прежде всего, проведенные эксперименты не давали возможности определить знак токо-фазового соотношения, поэтому факт  $0 - \pi$  перехода в них определялся лишь по косвенным признакам. Кроме того, большой интерес в последнее время вызывает вопрос о процессе изменения знака токо-фазового соотношения  $j(\varphi)$   $SFS$ -контактов. В частности, в работах [20]-[21] было предсказано двукратное уменьшение периода зависимости  $j(\varphi)$  чистого  $SFS$ -контакта в окрестности  $0 - \pi$  перехода, что может быть обнаружено по изменению формы и периода полевых характеристик джозефсоновских интерферометров. В диффузном пределе токо-фазовое соотношение  $SFS$ -контактов является практически

синусоидальным, то есть в нем доминирует первая гармоника [22]. Однако в точке  $0 - \pi$  перехода ее амплитуда равна нулю, и в этом случае высшие гармоники (в частности, вторая) могут играть заметную роль [23]. Свидетельствами доминирования второй гармоники в токо-фазовом соотношении могут быть появление полуполных ступеней Шапиро [24] и уменьшение периода полевых характеристик сеток джозефсоновских контактов в окрестности  $0 - \pi$  перехода [25]. Однако результаты указанных экспериментов неоднозначны и допускают различные интерпретации. Поэтому Глава 4 настоящей диссертации посвящена более детальному изучению процесса изменения знака токо-фазового соотношения *SFS*-контактов.

**Глава 2** ("Приготовление образцов и методики эксперимента") содержит описание технологии приготовления образцов и методики высокочувствительных измерений с помощью СКВИД-вольтметра.

**2.1 Приготовление *SFS*-сэндвичей.** В данной работе были исследованы многослойные тонкопленочные джозефсоновские структуры, изготовленные в лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН. Процедура изготовления джозефсоновских *SFS*-сэндвичей включала в себя формирование нижнего сверхпроводящего электрода образца (*Nb*), ферромагнитного слоя (*CuNi*), слоя изолятора (*SiO*) и верхнего сверхпроводящего электрода (*Nb*). Осаждение металлических пленок происходило при помощи ионно-плазменного распыления, а изолирующего слоя - посредством термического испарения. Для формирования геометрии слоев использовалась прямая и взрывная (*lift-off*) фотолитография. В начале каждого последующего этапа производилась ионная очистка поверхности предыдущего слоя. Неоднородность толщины металлических пленок вдоль слоистой структуры составляла не более 1 нм. Размер *SFS*-контакта определялся размером окна в слое изолятора (см. вставку к рис. 1 б), который выбирался меньшим джозефсоновской длины перехода  $\lambda_J$  [5]. Таким образом протекание сверхпроводящего тока через контакт было однородным, что давало возможность вычислить критическую плотность тока. Для использованных в данной работе *SFS*-контактов *Nb - Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub> - Nb* это означало, что переходы с толщиной ферромагнетика менее 16 нм имели размер  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>, тогда как остальные имели размер  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>. Для подключения к токовым и потенциальным вводам экспериментальной установки каждый образец содержал большие (размером до 4 мм) ниобиевые контактные площадки, покрытые индием (*In*) с помощью ультразвукового паяльника. В ходе этой процедуры разрушались хрупкие окислы на поверхности *Nb*, обеспечивая хороший электрический контакт между *In* и *Nb*, так что контактное сопротивление не превышало  $10^{-7}$  Ом.

**2.2 Измерительные методики.** Исследования характеристик образцов производились при помощи СКВИД-вольтметра с

чувствительностью до  $10^{-13}$  В, калибровка которого осуществлялась по положению ступеней Шапиро [26]. При низкотемпературных экспериментах ( $T < 4.2$  К) температура образца изменялась посредством откачки паров гелия и стабилизировалась при помощи моностага Шарвина [27]. Для работы в области температур выше 4.2 К использовалась вакуумированная вставка, в которой температура изменялась нагревателем и измерялась термометром. Магнитное поле вдоль оси криостата создавалось при помощи сверхпроводящего соленоида, а в поперечных направлениях – с помощью катушек диаметром 8-10 мм, расположенных на держателе образца. Для экранировки и стабилизации внешних магнитных полей применялись пермаллоевые и сверхпроводящие экраны, что позволяло получить в рабочем объеме магнитный вакуум порядка  $10^{-3}$  Гс. Все измерения проводились в автоматическом режиме через интерфейс GPIB (General Purpose Interface Bus). Программы для проведения измерений были написаны в среде визуального программирования Labview.

**В Главе 3** ("Исследование джозефсоновских характеристик SFS-контактов") описаны эксперименты по изучению зависимости свойств *SFS*-контактов от толщины и магнетизма ферромагнетика ([A1],[A3]).

**3.1 Экспериментальное исследование *SFS*-контактов *Nb* – *Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub>* – *Nb* с разной толщиной ферромагнитной прослойки.** Зависимости критического тока переходов от магнитного поля (см. вставку к рис. 2 а) с большой точностью подчинялись соотношению Фраунгофера (показано линией), что говорило о хорошей однородности ферромагнитного слоя по толщине и составу, а также об отсутствии макроскопической намагниченности, зануляющейся за счет усреднения полей мелкодоменной ферромагнитной структуры. Вольт-амперные характеристики контактов хорошо описывались формулой  $V = R\sqrt{I^2 - I_c^2}$  (см. вставку к рис. 2 а), что позволяло определять сопротивление перехода  $R$ , используя его в качестве подгоночного параметра при аппроксимации экспериментальных кривых. Полученная таким образом зависимость  $R(d_F)$  (см. рис. 2 а) могла быть описана формулой  $R = 2R_B + \rho_F d_F / S$ , где  $\rho_F \approx 62 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  - поперечное удельное сопротивление *F*-слоя, а  $R_B$  - сопротивление *SF*-границ ( $R_B \approx 30 \mu\Omega$  для переходов с площадью  $S = 10 \times 10 \text{ мкм}^2$ ). Эти данные позволили оценить длину свободного пробега электронов в ферромагнетике  $l \approx 1$  нм, коэффициент диффузии электронов  $D_F \approx 5.2 \text{ см}^2/\text{с}$  и характерный пространственный масштаб в ферромагнетике  $\xi^* = \sqrt{\hbar D_F / 2\pi k T_c} \approx 9.4$  нм. Прозрачность *SF*-границ характеризуется параметром  $\gamma_B = (R_B S / \rho_F \xi^*)$ , который в нашем случае равен 0.52. Таким образом, исследованные *SFS*-контакты находились в диффузном пределе и имели хорошую прозрачность *SF*-границ.

Зависимость критической плотности тока *SFS*-контактов *Nb* –

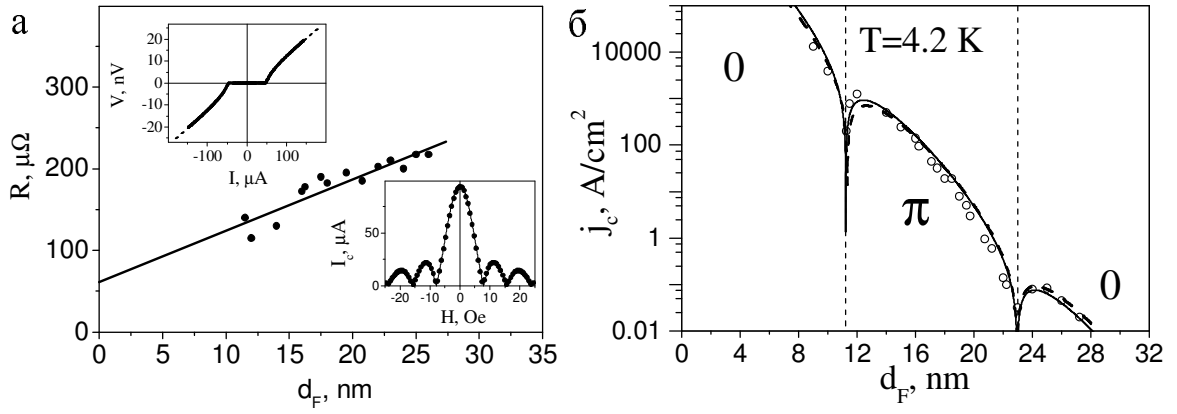


Рис. 2: а) Зависимость сопротивления  $SFS$ -контакта от толщины ферромагнетика, нормированная на размер перехода  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>. Прямая линия представляет собой линейную экстраполяцию к  $d_F = 0$ . На вставках показаны типичные вольт-амперная и полевая характеристики образцов. б) Зависимость критической плотности тока переходов  $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$  от толщины  $F$ -слоя при температуре 4.2 К. Кружками показаны экспериментальные результаты, сплошная и пунктирная линии показывают результаты модельных расчетов по ур. (6) и ур. (5) соответственно (см. п. 3.3).

$Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$  от толщины  $F$ -слоя приведена на рис. 2 б. При изменении толщины от 9 нм до 27 нм  $j_c$  уменьшается 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 наблюдаются узкие минимумы. Средний наклон огибающей зависимости  $\lg j_c(d_F)$  определяется действительной длиной когерентности  $\xi_{F1}$ , тогда как мнимая длина  $\xi_{F2}$  определяет расстояние между нулями  $j_c(d_F)$ , которое приблизительно равно половине периода пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка ( $\lambda_{ex}/2 = \pi\xi_{F2}$ ). Оценки, проведенные различными способами, показывают, что величины  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  для ферромагнитного сплава  $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$  составляют 1.3 нм и 3.5 нм соответственно, то есть отличаются примерно в 2.7 раза.

Для всех образцов была также исследована температурная зависимость критического тока (рис. 3), и таким образом получено обширное семейство температурных кривых  $j_c(d_F, T)$ . Для большинства образцов критический ток монотонно возрастал с понижением температуры. Однако при толщинах  $F$ -слоя, близких к одному из критических значений  $d_c^{(1,2)}$ , зависимость  $j_c(T)$  имела немонотонный, а для ряда толщин аномальный возвратный характер с явным обращением величины  $j_c$  в ноль при  $T = T_\pi^{(1,2)}$ . Это подтверждает данные, полученные из кривой  $I_c(d_F)$ , об изменении основного состояния  $SFS$ -контакта при этих толщинах. Температуры  $0 - \pi$  переходов  $T_\pi^{(1,2)}$  резко

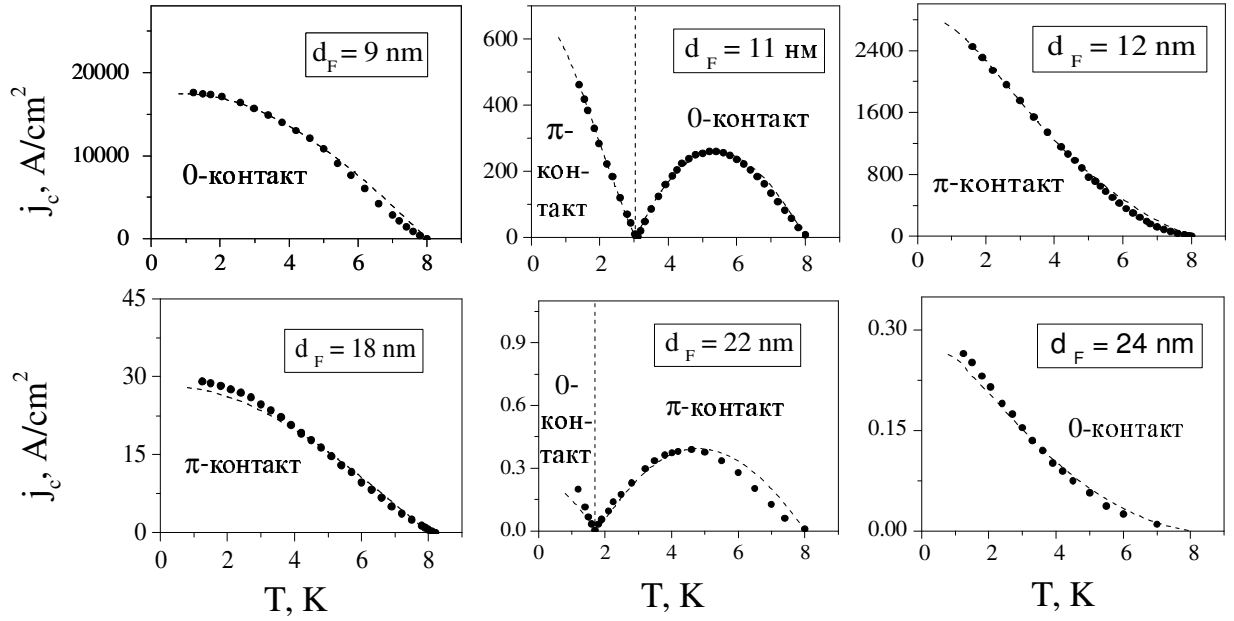


Рис. 3: Температурная зависимость критического тока  $SFS$ -контактов при разной толщине  $F$ -слоя. Пунктиром показаны результаты расчетов по ур. (6) (см. п. 3.3).

зависят от толщины  $F$ -слоя в окрестности каждого из критических значений: изменение  $d_F$  на 1-2 нм ведет к изменению  $T_{\pi}^{(1,2)}$  от 1 до 9 К.

Одним из важнейших качественных результатов настоящей работы является обнаружение сразу двух нулей функции  $j_c(d_F)$ , что наглядно демонстрирует осцилляции сверхпроводящей волновой функции в ферромагнитном слое. С ростом  $d_F$  при толщине  $d_c^{(1)}$  знак токо-фазового соотношения меняется с положительного на отрицательный, а при толщине  $d_c^{(2)}$  происходит обратное изменение. Таким образом в данной работе наблюдался полный период изменения свойств  $SFS$ -контакта с толщиной ферромагнетика. Максимальная критическая плотность тока изготовленных в данной работе  $\pi$ -контактов достигает значения, превышающего 2000 А/см<sup>2</sup>, что делает возможным их практическое использование в качестве инверторов фазы в элементах джозефсоновской электроники.

Изучение семейства кривых  $I_c(d_F, T)$  также дало возможность оценить температурное изменение длин когерентности. Оценки показывают, что при изменении температуры от 1 до 9 К эти длины изменяются не более, чем на 0.5 нм. Таким образом, продемонстрированное выше сильное различие величин  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  не может быть объяснено действием только температурного распаривающего фактора, введенного в ур. (1). Обсуждение этого результата являлось целью количественного анализа при помощи микроскопической теории (см. п. 3.3).

### 3.2 Наблюдение температурного 0 – $\pi$ перехода при разных

**составах ферромагнетика.** В работе были исследованы условия наблюдения температурных  $0 - \pi$  переходов на джозефсоновских контактах  $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$  при разном составе ферромагнитного сплава  $x = 0.53, 0.57$ . Ранее возвратная температурная зависимость критического тока наблюдалась также для  $x = 0.52$  [8] и  $x = 0.48$  [16]. Полученные в данной диссертации результаты позволили систематизировать результаты различных экспериментов по наблюдению осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике.

Как уже упоминалось в п. 1.2 (см. также ур. (1)), период осцилляций сверхпроводящего параметра порядка 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, а для  $x = 0.52$  - при толщине около 27 нм [8]. Важно отметить, что эти данные были получены при исследовании  $SFS$ -контактов, изготовленных по одинаковой технологии (см. п. 2.1), причем толщина ферромагнитного слоя была близка ко **второй** критической толщине  $d_c^{(2)}$  для каждого  $x$ .

Полученные в п. 3.1 результаты позволяют снять противоречие между результатами экспериментов [8] и [16], отмеченное в п. 1.2. Причина его возникновения состоит в том, что первое исследование проводилось в окрестности второй критической толщины  $d_c^{(2)}$  ( $\pi - 0$  перехода на рис. 1 б), а второе - в окрестности первой критической толщины  $d_c^{(1)}$  ( $0 - \pi$  перехода). Действительно, первая критическая толщина для переходов  $Nb - Cu_{0.48}Ni_{0.52} - Nb$  должна быть примерно вдвое меньше, чем  $d_c^{(2)} \approx 27$  нм. Так, при использовании немного более сильного ферромагнетика  $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$  она равна  $d_c^{(1)} \approx 11$  нм, и при понижении содержания никеля до  $x = 0.48$ , величина  $d_c^{(1)}$  могла только возрасти. Это и наблюдалось в работе [16], в которой  $0 - \pi$  переход был обнаружен при толщине ферромагнетика около 17 нм. 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.

Поскольку  $SFS$ -сэндвичи  $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57} - Nb$  изготавливались с помощью тех же технологических методов, что и двухслойные  $SF$ -структуры  $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57}$ , использованные для изучения немонотонной зависимости критической температуры  $T_c$  от толщины  $F$ -слоя в [A1], было возможно количественное сравнение величин периода пространственных осцилляций параметра порядка, извлеченных из двух различных типов экспериментов на  $SF$ -структурах. Минимум на кривой  $T_c(d_F)$  для бислоев наблюдался при толщине ферромагнетика, близкой к 5 нм, которая должна соответствовать четверти периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка. Таким

образом, оценка мнимой длины когерентности дает  $\xi_{F2} = 3.2$  нм. С другой стороны, температурный  $0 - \pi$ -переход в  $SFS$ -контактах  $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57} - Nb$  наблюдался в данной работе при критической толщине  $d_c^{(2)} = 15$  нм. Используя для проведения грубой оценки ур.(2), в соответствие с которым  $d_c^{(2)} = 7\pi\xi_{F2}/4$ , получим  $\xi_{F2} = 2.7$  нм. Учет зависимости магнетизма  $F$ -слоя от его толщины, в частности, учет влияния немагнитных "dead" - слоев (см. п. 3.3), еще более сближает эти оценки. Таким образом разные типы экспериментов на  $SF$ -структурах дают близкие оценки периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка.

**3.3 Обсуждение экспериментальных результатов на основе микроскопической модели.** В п. 3.1 было показано, что для объяснения сильного различия действительной и мнимой длин когерентности  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  (примерно в 2.7 раза) требуется модификация модели, описывающей поведение сверхпроводящей волновой функции в ферромагнитном слое. 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. В работе [12] было показано, что подобный эффект может быть вызван влиянием спин-орбитального рассеяния. Однако в нашем случае этот процесс не играет существенной роли, поскольку согласно проведенным оценкам характерная энергия спин-орбитального рассеяния  $\hbar/\tau_{SO}$  не превышает 20 К в температурных единицах, что во много раз меньше величины обменного взаимодействия  $E_{ex} \simeq 10^3$  К (см. ниже). По нашему мнению, одним из основных распаривающих механизмов, не рассмотренных ранее, но особенно существенным в случае грязных магнитных сплавов, является рассеяние с переворотом спина. В ферромагнитных сплавах  $Cu_{1-x}Ni_x$  при концентрации никеля  $x \approx 0.5$  (близкой к критической концентрации ферромагнетизма) неоднородность магнитной структуры ([28] - [29]) делает возможными процессы рассеяния с переворотом спина, которые запрещены в более сильных однородных ферромагнетиках, таких как одноэлементные  $Fe$ ,  $Co$ ,  $Ni$ . Поскольку концентрация парамагнитных атомов в  $F$ -слоях исследованных  $SFS$ -сэндвичей была велика, характерная энергия такого рассеяния  $\hbar/\tau_s$  могла быть порядка энергии обменного взаимодействия  $E_{ex}$  и даже больше.

Согласно теоретическому подходу, развитому А.И. Буздиным [А3] для объяснения полученных в данной работе результатов, распределение сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике может быть описано при помощи параметризованного уравнения Узаделя [14] для аномальной



функции Грина  $F = \sin \Theta$  и нормальной функции Грина  $G = \cos \Theta$ :

$$\left( \omega + 2iE_{ex} + \frac{\hbar \cos \Theta}{\tau_s} \right) \sin \Theta - \frac{\hbar D}{2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} = 0, \quad (3)$$

где  $\omega = \pi k_B T (2n + 1)$  - мацубаровские частоты. 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

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + (\hbar/\tau_s)^2} \pm \hbar/\tau_s}}, \quad (4)$$

в пределе  $E_{ex}, \hbar/\tau_s \gg 2\pi k_B T_c$ . Если  $\hbar/\tau_s \sim E_{ex}$ , то длины когерентности  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  могут существенно отличаться и ур. (2) уже не может применяться для анализа экспериментальных кривых. Функциональная зависимость критической плотности тока в случае  $d_F \gg \xi_{F1}$  имеет вид:

$$j_c = j_0 e^{-d_F/\xi_{F1}} (\cos d_F/\xi_{F2} + (\xi_{F1}/\xi_{F2}) \sin d_F/\xi_{F2}), \quad (5)$$

где величины  $\xi_{F1,2}$  определяются ур. (4). Отличие ур. (5) от ур. (2) 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 (пунктирная линия на рис. 2 б) с экспериментом показывает, что зависимость (5) удовлетворительно описывает экспериментальные результаты даже при достаточно низких температурах  $T \approx 0.5 T_c$ . Однако при аппроксимации температурных зависимостей критического тока (рис. 3) необходимо применять выражение, справедливое во всем экспериментально доступном диапазоне температур.

Для прояснения вопроса о точной температурной и толщинной зависимости критического тока  $SFS$ -контактов нелианеаризованное уравнение Узаделя (3) было решено в более общем случае. В этом уравнении помимо температурного вклада, входящего через мацубаровские частоты, учитывается влияние температурной зависимости нормальной функции Грина  $G$ . Из-за наличия большого множителя  $\hbar/\tau_s \sim E_{ex}$  этот вклад в зависимость  $j_c(T)$  может быть доминирующим. Выражение для критической плотности тока  $SFS$ -контакта с учетом рассеяния с переворотом спина имеет вид:

$$j_c(d_F, T) = \frac{64\sigma_n \pi k_B T_c}{e\xi_0} \operatorname{Re} \left( \sum_{n>0}^{\infty} \frac{\mathcal{F}(n) q \exp(-qy)}{[\sqrt{(1-p^2)\mathcal{F}(n)+1} + 1]^2} \right) \quad (6)$$

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  $y = d_F/\xi_0$ ,  $q = \sqrt{2i + 2\alpha + 2\tilde{\omega}}$ , 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  $\xi_0 = \sqrt{\hbar D/E_{ex}}$ . В пределе  $\alpha \rightarrow 0$  and  $k_B T_c \ll E_{ex}$  выражение (6) совпадает с полученным ранее в [11] (см. также ур. (2)). На рис. 2 б сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных на основе формулы (6). Хорошее согласие между теорией и экспериментом достигается при следующих параметрах:  $E_{ex}/k_B \approx 850$  K,  $\hbar/\tau_s \approx 1.33 E_{ex}$ ,  $\xi_0 = 2.16$  nm. Необходимо отметить также, что совмещение экспериментальной и теоретической кривых требует включения в джозефсоновскую *CuNi*-прослойку достаточно толстого немагнитного ("dead") слоя, который не принимает участия в знакопеременной сверхпроводимости:  $d_0 \approx 4.3$  нм. Возможно, толщина dead-слоя 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 *Nb - CuNi* [30] и *Nb - PdNi* [31] также демонстрируют довольно значительное подавление магнетизма *F*-слоя в окрестности границы раздела со сверхпроводником. Из рис. 3 видно, что соотношение (6) при указанных выше значениях подгоночных параметров удовлетворительно описывает температурные зависимости критического тока. Хорошее совпадение экспериментальных данных и теоретических кривых наблюдается как в окрестности толщин  $0 - \pi$  переходов, так и вдали от них.

**Глава 4** ("Фазово-чувствительные эксперименты") посвящена изучению процесса изменения знака токо-фазового соотношения [A2] и наблюдению спонтанных вихревых состояний [A4] в области  $0 - \pi$ -переходов *SFS*-контактов *Nb - Cu<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> - Nb*. Объектом исследований в описанных ниже экспериментах являлись джозефсоновские контакты *Nb - Cu<sub>0.47</sub>Ni<sub>0.53</sub> - Nb*, что позволяло использовать результаты, полученные в гл. 3.

**4.1 Прямое наблюдение изменения знака токо-фазового соотношения при  $0 - \pi$ -переходе.** Особенность транспортных экспериментов, описанных в гл. 3, состоит в том, что они дают возможность определить только абсолютное значение критического тока. Поэтому об изменении его знака можно судить лишь по косвенным признакам, таким как возвратная зависимость критического тока от толщины ферромагнетика или температуры. Напротив, эксперименты, описанные в данном разделе, позволяли полностью построить зависимость сверхтока через *SFS*-контакт

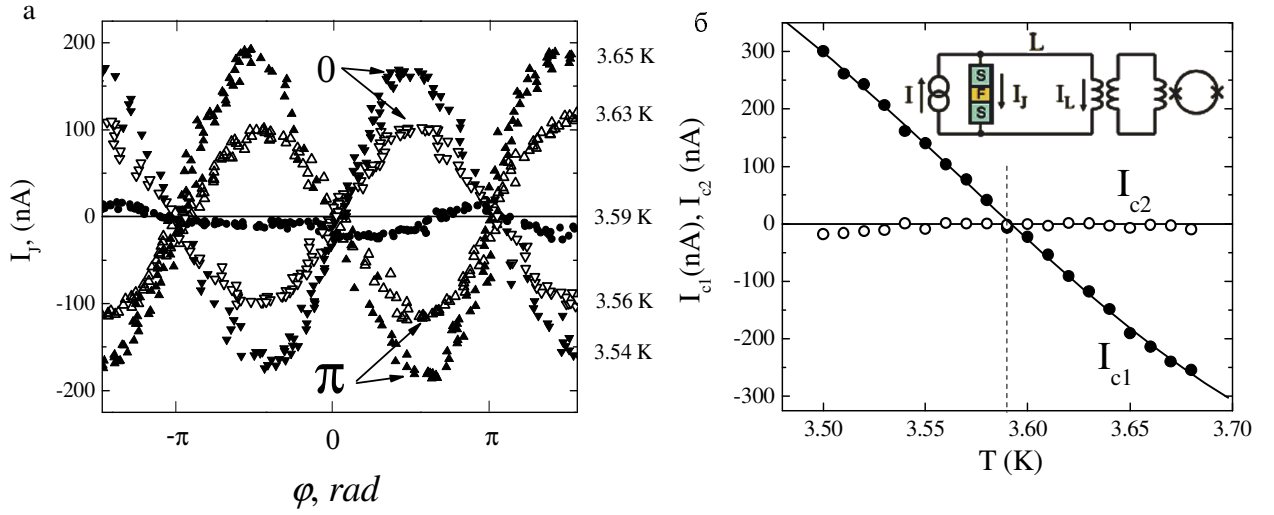


Рис. 4: а) Зависимость сверхпроводящего тока через  $SFS$ -контакт от разности фаз в окрестности температуры  $T_{\pi}^{(2)}$ . б) Зависимость амплитуд первой и второй гармоник токо-фазового соотношения в окрестности температуры  $T_{\pi 2}$ . На вставке показана схема эксперимента по изучению токо-фазового соотношения.

от разности фаз на нем и непосредственно наблюдать изменение знака критического тока в процессе  $0 - \pi$  перехода. Для изучения токо-фазового соотношения  $SFS$ -контакта, последний был заключен в сверхпроводящее кольцо (см. вставку к рис. 4 б и [32]). Электрический ток от источника частично протекал через джозефсоновский контакт (ток  $I_J$ ), а частично через сверхпроводящую петлю  $L$  (ток  $I_L$ ), создавая при этом магнитный поток  $\Phi$ . Участок кольца, содержащий  $SFS$ -контакт, был очень мал, так что магнитным полем тока  $I_J$  можно было пренебречь и считать, что магнитный поток через кольцо создается исключительно током  $I_L$ :  $\Phi \approx LI_L$ . Этот поток детектировался при помощи датчика СКВИДа, индуктивно связанного с образцом, причем величина  $\Phi$  была связана с разностью фаз  $\varphi$  соотношением [5]:  $\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi n$ , где  $n$ -целое. Ток  $I_J$  был равен разности тока источника  $I$  и тока  $I_L$ :  $I_J = I - I_L \approx I - \Phi/L$ . Таким образом, экспериментальное измерение зависимости  $\Phi(I)$  позволяло определить токо-фазовое соотношение  $SFS$ -контакта  $I_J(\varphi)$ .

При изготовлении образца толщина ферромагнитной прослойки  $SFS$ -контакта была выбрана близкой к  $d_c^{(2)} = 23$  нм, что позволяло изменять знак его критического тока путем изменения температуры. Согласно данным гл. 3 при такой величине  $d_F$   $SFS$ -переход находится в  $\pi$ -состоянии при  $T > T_{\pi}^{(2)}$  и в  $0$ -состоянии при  $T < T_{\pi}^{(2)}$ . Зависимости  $I_J(\varphi)$  для ряда температур в окрестности  $0-\pi$  перехода показаны на рис. 4 а. Легко видеть, что кривые для температур выше и ниже  $T_{\pi}^{(2)} = 3.59$  К действительно имеют разный знак,

подтверждая тем самым существование знакопеременной сверхпроводимости в присутствии обменного поля. Для изучения вопроса о возможном наличии высших гармоник в токо-фазовом соотношении  $SFS$ -контакта (см. п. 1.3) была проведена аппроксимация экспериментальных кривых  $\Phi(I)$ , в ходе которой предполагалась следующая форма токо-фазового соотношения:  $I_J(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin 2\varphi$ , где амплитуды первой и второй гармоник  $I_{c1}$ ,  $I_{c2}$  являлись подгоночными параметрами (см. рис. 4 б). Из результатов аппроксимации следует, что вторая гармоника отсутствует в токо-фазовом соотношении  $SFS$ -контакта в окрестности температуры  $0 - \pi$  перехода, поскольку ее амплитуда не превышает точности проведенных экспериментов (около 10 нА). При этом важно отметить, что описанные выше эксперименты проводились в окрестности *второго*  $0 - \pi$  перехода ( $\pi - 0$  перехода на рис. 1 б). В работе [23] было показано, что амплитуда второй гармоники экспоненциально убывает с толщиной ферромагнетика, причем характерная длина ее затухания равна  $\xi_{F1}/2$  (то есть в два раза меньше, чем для первой гармоники). Поэтому существует вероятность того, что в ходе экспериментов в окрестности *первого*  $0 - \pi$  перехода ( $d_F \approx d_c^{(1)}$ ) влияние второй гармоники будет более заметным. При проведении таких исследований 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  $I_c(\Phi)$ , которая в идеальном случае описывается фраунгоферовой зависимостью. Для большинства значений  $d_F$  экспериментальные и теоретические кривые совпадали с высокой точностью (см. вставку к рис. 2 а). Однако в окрестности критической толщины  $0 - \pi$  перехода  $d_c^{(1)}$  было обнаружено, что форма зависимости  $I_c(\Phi)$  может сильно зависеть от температуры. Пример эволюции полевой характеристики  $SFS$ -контакта показан на рис. 5 а. При  $T = 4.2$  К форма кривой  $I_c(\Phi)$  близка к стандартной фраунгоферовой, однако с понижением температуры центральный пик кривой постепенно уменьшается, и при  $T = 1.9$  К появляется локальный минимум ("провал") в нулевом магнитном поле. При дальнейшем уменьшении  $T$  глубина провала растет и проходит через максимум при температуре около 1.5 К. Дальнейшее охлаждение образца приводит к уменьшению глубины провала и постепенному восстановлению стандартной формы полевой характеристики. При этом температурная зависимость критического тока в нулевом магнитном поле имеет возвратный характер именно при  $T = T_\pi \simeq 1.5$  К (рис. 5 б).

Появление провала при  $\Phi = 0$  на полевой характеристике  $SFS$ -

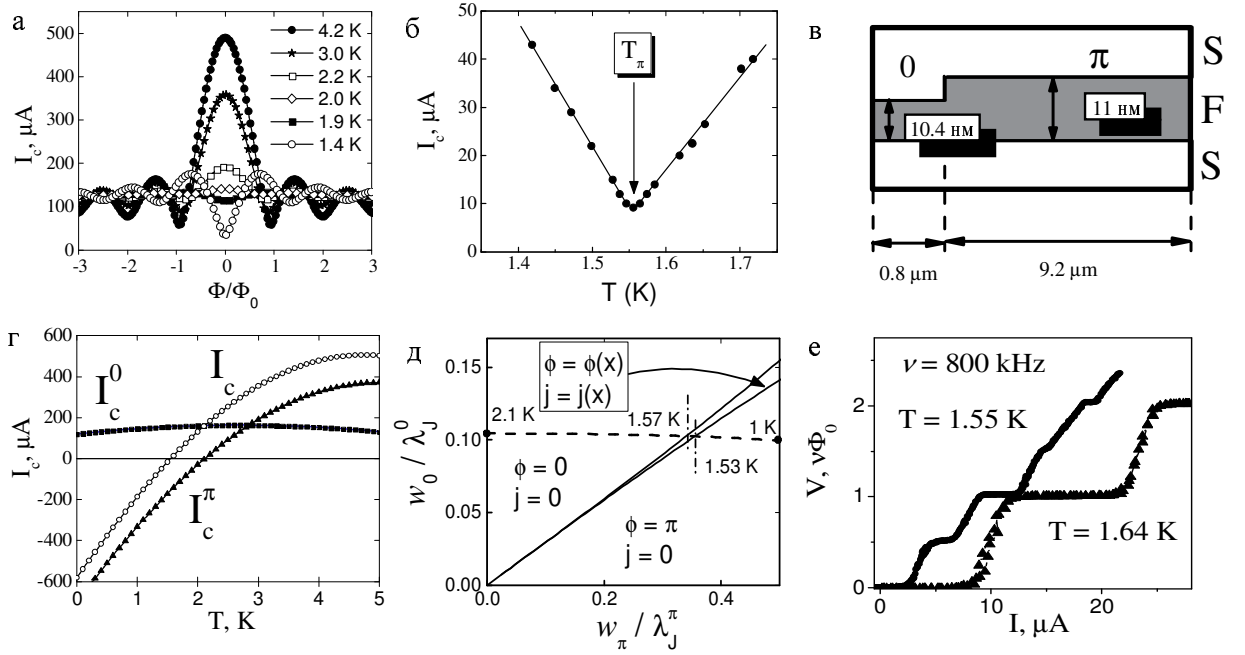


Рис. 5: а) Эволюция полевой характеристики  $I_c(H)$  распределенного  $0 - \pi$ -контакта. Сплошными линиями показаны результаты численного моделирования. б) Экспериментальная температурная зависимость абсолютной величины критического тока  $0 - \pi$ -контакта в нулевом магнитном поле. в) Схема разделения распределенного  $SFS$ -контакта на  $0$  и  $\pi$ -области. г) Температурная зависимость критического тока  $0$  и  $\pi$ -областей, а также всего распределенного  $0 - \pi$ -контакта. д) Фазовая диаграмма существования вихря вокруг границы раздела  $0$  и  $\pi$ -областей. Пунктирной линией показана траектория, проходимая  $0 - \pi$ -контактом при изменении температуры. е) Наблюдение полувцелых ступеней Шапиро при  $T \simeq T_\pi$ .

контакта свидетельствует о его разделении на области с положительным и отрицательным критическим током ( $0$ - и  $\pi$ -области) в направлении, перпендикулярном магнитному полю [33]. Причина образования такого "распределенного  $0 - \pi$ -контакта" состояла в чрезвычайно сильной зависимости  $j_c$  от  $d_F$  в окрестности толщины  $0 - \pi$  перехода, где критическая плотность тока изменяется на 3 порядка при изменении толщины всего лишь на 1 нм, а также изменяет свой знак. В этих условиях минимальная (около 5 Å) флуктуация величин  $d_F$  или  $\lambda_{ex}$ , возникающая в силу тех или иных технологических причин, может привести к сильно неоднородному знакопеременному распределению критической плотности тока  $j_c$  по площади контакта и, как следствие, резкому искажению полевых характеристик. Поэтому для проведения качественных экспериментов в п. 3.1 приходилось принимать специальные меры для повышения однородности образцов с  $d_F \approx d_c^{(1)} \approx 11$  нм.

На рис. 5 в показана схема разделения образца на 0- и  $\pi$ -области, полученная по результатам численного моделирования. Для наглядности здесь считается, что распределенный 0 –  $\pi$  контакт возникает вследствие перепада толщины ферромагнитного слоя. Критический ток левой части контакта является положительным, а критический ток правой части изменяет знак при  $T = 2.1$  К (рис. 5 г). Таким образом, распределение критической плотности тока при  $T < 2.1$  К становится знакопеременным, что позволяет рассматривать образец как фазово-чувствительную структуру: двухконтактный интерферометр [5], содержащий 0- и  $\pi$ -контакт. Критический ток такого 0 –  $\pi$  интерферометра принимает минимальное значение при целочисленном потоке через контур, что объясняет появление провала на кривой  $I_c(H)$  в нулевом магнитном поле. Характерной особенностью симметричного 0 –  $\pi$  интерферометра при  $\Phi = 0$  является протекание спонтанного вихревого тока (полуфлаксона [35]), создающего дополнительное изменение фазы сверхпроводящей волновой функции  $\pi$  и обеспечивающего тем самым ее однозначность. Влиянием собственного поля этого вихря объясняется тот факт, что минимальное значение критического тока на рис. 5 б отлично от нуля.

В работе [A4] было показано, что полуфлаксон может существовать только в симметричном 0 –  $\pi$  интерферометре, в котором критические токи 0– и  $\pi$ -контактов приблизительно равны по абсолютной величине. В противном случае протекание вихревого тока не может обеспечить однозначности сверхпроводящей волновой функции. Условия возникновения полуфлаксона в 0 –  $\pi$  контакте были получены в 1977 году в работе [36]. Их удобно изображать в виде фазовой диаграммы, где по осям отложено отношение размеров 0- и  $\pi$  областей  $w_{0,\pi}$  к соответствующим джозефсоновским длинам  $\lambda_J^{0,\pi}(T)$ . При заданной температуре 0 –  $\pi$  контакту соответствует определенная точка на фазовой плоскости (рис. 5 д). Область существования вихря ограничена линиями

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

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

С изменением температуры изменяются критические плотности тока 0- и  $\pi$  областей, что приводит к изменению джозефсоновских длин  $\lambda_J^{0,\pi}(T)$ . Поэтому точка, описывающая распределенный 0 –  $\pi$  контакт, движется по траектории, показанной пунктиром на рис. 5 д. Можно видеть, что полуфлаксон существует в узком температурном диапазоне 1.53 - 1.57 К.

Протекание спонтанного вихревого тока может приводить к появлению полуцелых ступеней Шапиро в окрестности температуры 0 –  $\pi$  перехода (рис. 5 е). Впервые такой эффект наблюдался для двухконтактного 0-0 интерферометра при  $\Phi = \Phi_0/2$  [34], эквивалентного 0 –  $\pi$  интерферометру

при  $\Phi = 0$ , который в свою очередь эквивалентен распределенному  $0 - \pi$  контакту. В данной работе полуцелые ступени наблюдались в узком температурном диапазоне 1.5 - 1.56 К, который коррелирует с диапазоном существования спонтанного вихревого тока, что подтверждает взаимосвязь этих явлений. Появление полуцелых ступеней Шапиро в работе [24] (см. п. 1.3) также может быть вызвано возникновением полуфлаксона в окрестности температуры  $0 - \pi$  перехода. К сожалению, в [24] не приведены кривые  $I_c(H)$  в актуальном температурном диапазоне, что не позволяет судить об однородности исследованных образцов. В связи с этим важно отметить, что возможность образования распределенного  $0 - \pi$  контакта необходимо учитывать при планировании экспериментов в окрестности  $0 - \pi$  перехода и анализе экспериментальных данных.

**В Заключение** сформулированы основные результаты диссертации.

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  $\pi$ - 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  $\pi$  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).

#### **Цитированная литература:**

- [1] Josephson B.D. *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [2] Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
- [3] Fulde P. and Ferrel R.A. *Phys. Rev.* **135**, A550 (1964).

- [4] Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. *Письма в ЖЭТФ* **35**, 147 (1982).
- [5] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000.
- [6] 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).
- [7] Y. Makhlin, G. Shon, A. Shnirman *Rev. Mod. Phys.* **73**, 357 (2001).
- [8] V.V. Ryazanov et. al. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
- [9] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А. *Письма в ЖЭТФ* **25**, 314 (1977).
- [10] А.И. Буздин и М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 308 (1991).
- [11] Буздин А.И., Вуйчич В., Куприянов М.Ю. *ЖЭТФ* **101**, 231 (1992).
- [12] Demler E.A., Arnold G.B., and Beasley M.R. *Phys. Rev. B* **55**, 15174 (1997).
- [13] V. V. Ryazanov et. al. Suppl. to Usp. Fiz. Nauk **171**, 81 (2001).
- [14] Usadel K. *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
- [15] T. Kontos et. al. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
- [16] H. Sellier et. al. *Phys. Rev. B* **68**, 054531 (2003).
- [17] V. V. Ryazanov et. al. *Phys. Rev. B* **65**, 020501 (2002).
- [18] A. Bauer et. al. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 217001 (2004).
- [19] W. Guichard et. al. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167001 (2003).
- [20] Z. Radovic, L. Dobrosavljevic-Grujic, and B. Vujicic *Phys. Rev. B* **63**, 214512 (2001).
- [21] Z. Radovic, N. Lazarides, and N. Flytzanis *Phys. Rev. B* **68**, 014501 (2003).
- [22] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
- [23] A.I. Buzdin, V.V. Ryazanov. *C.R. Physique* **7** (2006).
- [24] H. Sellier et. al. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 257005 (2004).



- [25] V.V. Ryazanov et. al. *Microelectronic Engineering* **69**, 341 (2003).
- [26] Shapiro S. *Phys. Rev. Lett.* **11**, 80 (1963).
- [27] Шарвин Ю.В. *Заводская лаборатория* **10**, 1261 (1995).
- [28] T.J. Hicks et. al. *Phys. Rev. Lett.* **22**, 531 (1970).
- [29] A.T. Aldred et. al. *Phys. Rev. B* **7**, 218 (1973).
- [30] L. Cretinon et. al. *Phys. Rev. B* **72**, 024511 (2005).
- [31] T. Kontos et. al. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 304 (2001).
- [32] J. R. Waldram and J. M. Lumley, *Rev. Phys. Appl.* **10**, 7 (1975).
- [33] D.J. van Harlingen *Rev. Mod. Phys.* **67**, 515 (1995).
- [34] C. Vanneste et. al. *J. Appl. Phys.* **64**, 242 (1988).
- [35] Andreev A. V., Buzdin A. I., and Osgood R. M. *Phys. Rev. B* **43**, 10124 (1991).
- [36] L.N. Bulaevsky et. al. *Solid State Commun.* **25**, 1053 (1978).