

Российская Академия Наук
Институт Физики Твердого Тела

На правах рукописи

Прокофьев Андрей Сергеевич

**Когерентные состояния в планарных
структурах сверхпроводник-ферромагнетик.**

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 - 2005

Содержание

Введение.	3
1 Литературный обзор	7
1.1 Магнетосопротивление и многослойные SF -структуры	7
1.2 Влияние доменной структуры ферромагнетика на характеристики многослойных SF -систем и сверхпроводящих ферромагнетиков	12
1.3 Эффект близости в SF -системах	15
1.3.1 Немонотонное поведение сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике вблизи SF -границы	15
1.3.2 π -состояние в многослойных SF -структурах и π -связь в джозефсоновских SFS -сэндвичах	21
2 Экспериментальные методы исследования и технология приготовления планарных SF-структур	33
2.1 Тонкопленочная технология	34
2.1.1 Фотолитография	34
2.1.2 Электроннолучевая литография	37
2.1.3 Приготовление SF -структур	41
2.2 Методика эксперимента	46
2.3 Исследование магнитных характеристик Cu_xNi_{1-x} и $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ ферромагнитных слоёв	47
3 Экспериментальные результаты и их обсуждение	58
3.1 Пространственные осцилляции сверхпроводящего параметра порядка. Осцилляции критической температуры T_c	58
3.2 Планарные SF -структуры. Их свойства и особенности поведения	65

3.3	Исследование взаимодействия ферромагнитных слоев через тонкий сверхпроводник в FSF сэндвиче. Обнаружение спонтанной вихревой фазы	77
	Заключение.	87
	Литература.	91

Введение

В течение почти ста лет после открытия сверхпроводимости исследование фундаментальных и прикладных аспектов этого явления сделалось большой самостоятельной областью науки. В конце прошлого века началось активное исследование эффектов в гетероструктурах, основанных на свойствах различных классов материалов: металлов, сверхпроводников, полупроводников и магнетиков. В последнее время стало популярным направление, связанное с изучением сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма. Экспериментальные и теоретические исследования посвящены как сверхпроводящим соединениям с магнитными слоями (ферромагнитным сверхпроводникам или сверхпроводящим ферромагнетикам), так и искусственным многослойным структурам из сверхпроводящих и ферромагнитных металлов (SF -структурам), в которых ферромагнитные (F -) и сверхпроводящие (S -) слои взаимодействуют друг с другом через границу раздела.

Долгое время считалось, что сверхпроводимость и магнетизм не могут сосуществовать вместе в силу различной спиновой упорядоченности, но данные экспериментов и новые теоретические модели последних лет показали возможность и нетривиальные следствия такого сосуществования. В частности, появление сверхпроводимости в ферромагнетике приводит к необычному осциллирующему знакопеременному поведению сверхпроводящего параметра порядка, связанному с пространственными осцилляциями сверхпроводящей волновой функции [1, 2, 3]. Следствием знакопеременности параметра порядка в многослойных SF - структурах являются осцилляции критической температуры и возникновение π -состояния, характеризующегося разными знаками параметра порядка на соседних S -слоях [3, 4]. 'π-контакт' в SFS структуре был предсказан в [3] еще в 1982 году, однако попытки его реализации долгое время не были успешными [5, 6, 7, 8], главным образом, потому, что экспериментаторы, использовавшие сильные ферромагнитные материалы типа Fe , Ni , Co , имели массу проблем с тем, чтобы просто получить качественный (без 'закороток') джозефсоновский SFS -контакт или SF - многослойку, по-

сколькx приходилось делать чрезвычайно тонкие слои ферромагнетика порядка 2-3 атомных слоёв, чтобы не подавлять сверхпроводимость. Только в 2000 году SFS π -контакт был получен в Лаборатории сверхпроводимости ИФТТ [9] при использовании слабого ферромагнитного сплава Cu_xNi_{1-x} .

Одной из важных задач диссертации являлось сравнение результатов, полученных на джозефсоновских SFS сэндвичах с результатами исследований эффекта близости на бислойных SF -структурах, начатых в 1995-2001 гг. в нескольких научных центрах [5, 6, 10, 11]. В настоящее время предложено несколько возможных направлений использования π -контакта в цифровой и квантовой логике. Это стимулировало продолжение исследований явлений, связанных с пространственными осцилляциями сверхпроводящего параметра порядка в SF - структурах, в том числе и в настоящей работе.

Наряду с π -состоянием и другими родственными эффектами вблизи SF - границ, не меньший интерес в процессе выполнения диссертации представляли также и другие эффекты взаимодействия сверхпроводимости и ферромагнетизма в SF - системах. Одним из стимулов для активного исследования магнеторезистивных явлений в структурах с ферромагнитными слоями явилось обнаружение, а затем и начало реального использования гигантского магнетосопротивления в многослойных структурах из ферромагнетиков и нормальных металлов [12, 13], а также предсказание эффекта спинового клапана для FSF -систем [14]. Важной научной и практической проблемой изученной в ходе выполнения диссертационной работы являлось также исследование влияния реальной доменной структуры ферромагнетика на свойства SF -структур и обратного влияния сверхпроводника на магнитную структуру ферромагнетика [15, 16, 17].

Таким образом, **цель данной работы** – изучение различных аспектов взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма, в том числе магнеторезистивных и джозефсоновских эффектов, а также явлений обусловленных пространственными осцилляциями сверхпроводящего параметра порядка вблизи границ раздела сверхпроводников и ферромагнетиков (SF -границ). В диссертации также исследовано влияние реальной доменной структуры ферромагнети-

ка на свойства SF -структур.

В качестве сверхпроводника в работе использовался Nb как наиболее удобный металл с высокой критической температурой $T_c = 9.2K$, а в качестве магнитных слоев - ферромагнитные сплавы Cu_xNi_{1-x} различной концентрации, обладающие тем преимуществом, что путем изменения концентрации x возможно было плавно менять температуру ферромагнитного перехода T_{Curie} в широком диапазоне ($20 - 120K$) и, следовательно, изменять магнитные свойства слоев при криогенных температурах. Особенностью этой диссертации, отличающей ее от других работ, ранее выполнявшихся в ИФТТ РАН, было исследование планарных переходов с целью изучения продольных (вдоль слоев) магнеторезистивных характеристик. Изучавшиеся образцы представляли собой SF -мостики для магнеторезистивных измерений и джозефсоновские структуры, приготовленные методом магнетронного распыления, с использованием фото- и электронной литографии для формирования геометрии структур.

Практическая ценность диссертации определяется тем, что результаты проведенных исследований представляют интерес для разработки приборов нового поколения (спинтронных устройств) на основе сверхпроводящих и ферромагнитных тонкоплёночных структур: инверторов сверхпроводящей фазы, спиновых клапанов и т.п.

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

Работа выполнена в основном в 2000-2005 гг. в ИФТТ РАН (Черноголовка). Некоторые из результатов экспериментов были получены совместно с Я.Аартсом и А.Ю. Русановым (Лейденский университет, Нидерланды) и группой В.М. Краснова (Чалмерский университет, Швеция).

Публикации. Содержание работы отражено в 3 статьях, опубликованных в реферируемых физических журналах.

Объём и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 3

глав, заключения и списка цитированной литературы.

1 Литературный обзор

Макроскопический квантовый характер сверхпроводимости проистекает из факта существования дальнедействующей когерентности в электронном конденсате ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c . Но фазовая когерентность характерна не только для областей, где сверхпроводимость является собственным состоянием, но и там где она связана с близостью сверхпроводящего резервуара, т.е. за счёт эффекта близости.

С появлением современных технологий создания многослойных металлических структур с малыми толщинами слоев стало возможным более детальное изучение эффекта близости в слоях даже со столь различными собственными состояниями как сверхпроводимость и ферромагнетизм, что инициировало большую исследовательскую активность в этом направлении.

1.1 Магнетосопротивление и многослойные SF -структуры

Несомненно, одним из важных факторов активизации исследований многослойных структур с ферромагнетиками в последние 10-15 лет явился научный и инновационный прорыв в области технологии получения, изучения и применения структур с гигантским магнетосопротивлением (GMR). GMR-эффект связан с возможностью существенного изменения спин-поляризованного транспорта внешним приложенным магнитным полем в переходах ферромагнетик/нормальный металл (FN -структурах) [12, 18, 19]. В случае антипараллельного направления намагниченностей соседних F -слоёв сопротивление в таких структурах может достигать огромных величин в связи с большим спиновым рассеянием, тогда как в намагничивающем магнитном поле зоны с одинаковыми направлениями спинов оказываются напротив друг друга и сопротивление резко уменьшается. FN -структуры и магнитные туннельные переходы уже находят практическое применение в качестве элементов памяти в компьютерной технике. Активные исследования в области развития элементов MRAM-

памяти (Magnetoresistive random access memory) проводятся в исследовательских лабораториях Моторолы, NEC, Infineon и других компаний.

Следующим шагом в этом направлении является теоретическое и экспериментальное изучение многослойных структур с использованием сверхпроводящих и ферромагнитных слоёв. В последние годы прошлого века были предложены и начали исследоваться перспективные элементы на основе многослойных SF -структур, такие как спиновый FSF - клапан [14], джозефсоновский SFS π -контакт [9] и другие. Новые эффекты, предсказанные и обнаруженные в SF -структурах, связаны с особенностями эффекта близости между S и F электронными системами с различным спиновым упорядочением. "Спиновый антагонизм" ферромагнетизма и сверхпроводимости является причиной сильного подавления сверхпроводимости в области контактов S и F материалов [20], в связи с тем, что обменное взаимодействие разрушает куперовские пары, электроны которых имеют противоположные направления спинов. Этот эффект должен значительно уменьшаться в случае, когда тонкий сверхпроводящий слой зажат между ферромагнетиками с противоположными направлениями намагниченностей [14, 21], что может быть использовано для получения значительных магнеторезистивных эффектов, связанных с переключением FSF структуры из сверхпроводящего в резистивное состояние слабым магнитным полем.

Зависимость сверхпроводящей критической температуры FSF -структуры от взаимного направления намагниченностей F -слоев показана на рисунке 2, где T_c - критическая температура системы в отсутствие эффекта близости, d^* - эффективная толщина сверхпроводящей прослойки.

Одна из таких многослойных 'спиновых' SF -структур [14] показана на рисунке 3b. Она представляет собой четырёхслойный $A/F_1/S/F_2$ (антиферромагнетик/ ферромагнетик/ сверхпроводник/ ферромагнетик) спиновый переключатель. Теоретические расчёты показали, что если намагниченности ферромагнитных плёнок параллельны, то сверхпроводимость либо исчезает либо сверхпроводящий переход сдвигается в более низкие температуры по сравнению с антипараллельным направлением намагниченностей. Это связано с

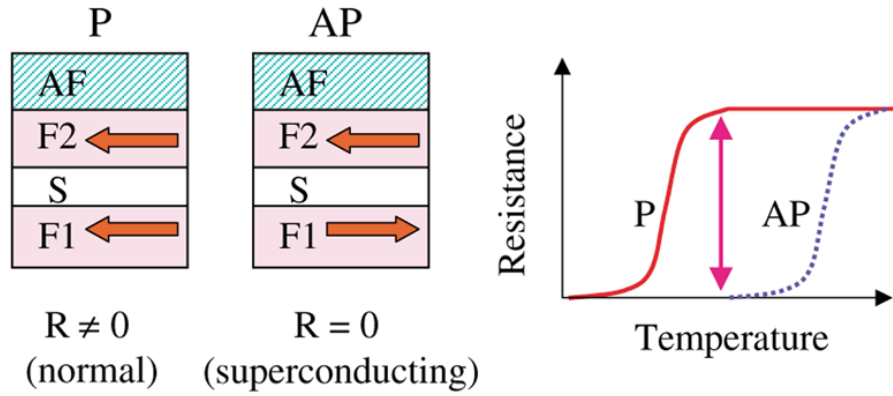


Рис. 1: Смещение сверхпроводящего перехода FSF -сэндвича при изменении взаимной ориентации намагниченностей в соседних ферромагнитных слоях.

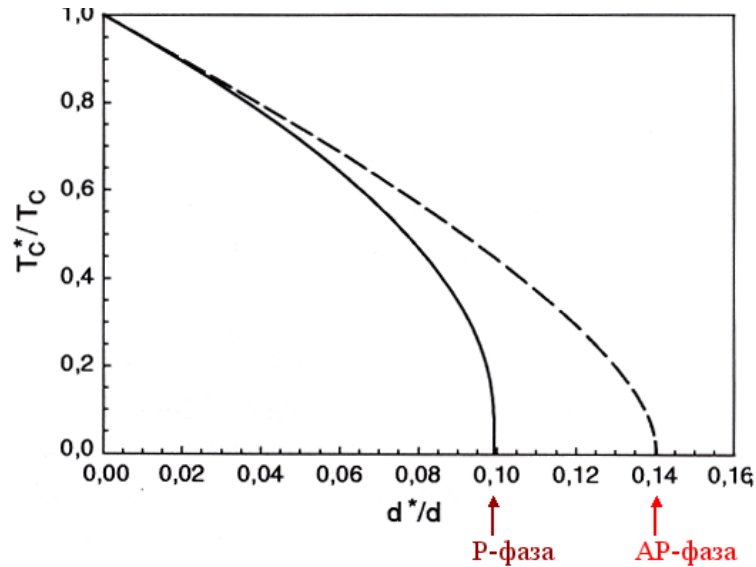


Рис. 2: Теоретические зависимости сверхпроводящей критической температуры FSF -сэндвича от обратной полутолщины S -слоя для параллельного и антипараллельного направлений намагниченностей F -слоев [21].

тем, что инжекция в тонкую сверхпроводящую плёнку электронов со спинами обоих направлений (антипараллельное расположение намагниченностей в соседних слоях ферромагнетика, разделённых плёнкой сверхпроводника) более благоприятна для сверхпроводника, чем инжекция электронов со спинами одного направления, препятствующая возникновению куперовских пар с антипа-

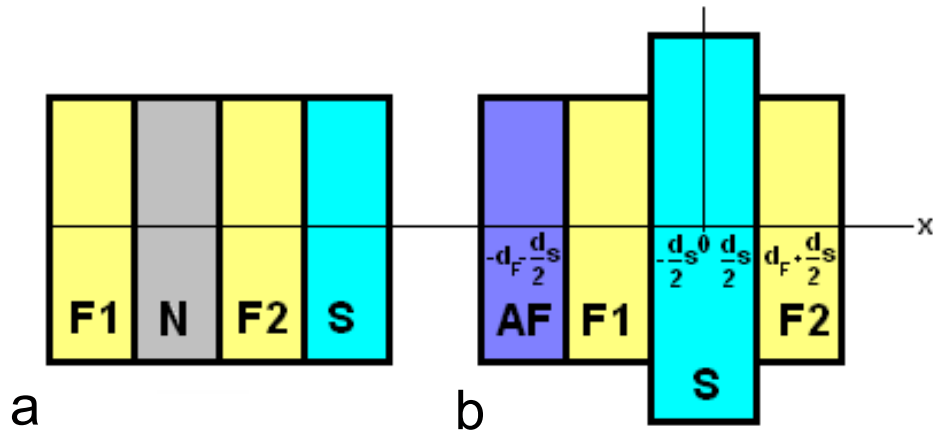


Рис. 3: Структуры 'спиновых клапанов', предложенные в теоретических работах (a) - [22], (b) - [14]. Изменение критической температуры структур и переход их в резистивное состояние происходит при изменении взаимной намагниченности слоев внешним полем.

параллельными спинами (при параллельном расположении намагниченностей). Таким образом, величина сопротивления в этой структуре может меняться от нуля до некоторого конечного значения вращением намагниченности верхнего свободного ферромагнитного слоя слабым внешним магнитным полем. При этом намагниченность нижнего ферромагнитного слоя закреплена антиферромагнетиком. То есть относительное изменение сопротивления (коэффициент магнетосопротивления) будет равно бесконечности.

Наблюдению этого явления посвящена работа [23] (независимо, аналогичные исследования выполнялись в настоящей работе, см. Главу 3). В эксперименте [23] использовалась геометрия, аналогичная предложенной в работе Тагирова (см. рисунок 3а. Однако, вместо четырёхслойного $A/F/S/F$ сэндвича авторы изготовили $A/F_1/F_2/S/F_1/F_2$ шестислойный 'пирог', поскольку был использован двухслойный ферромагнетик $Pu/Cu_{0.82}Ni_{0.18}$. Достоинством этого ферромагнетика является то, что слой пермаллоя уменьшает коэрцитивную силу $CuNi$, а следовательно (при достаточно малых толщинах Pu и $CuNi$) увеличивается интервал доступных магнитных полей, при ко-

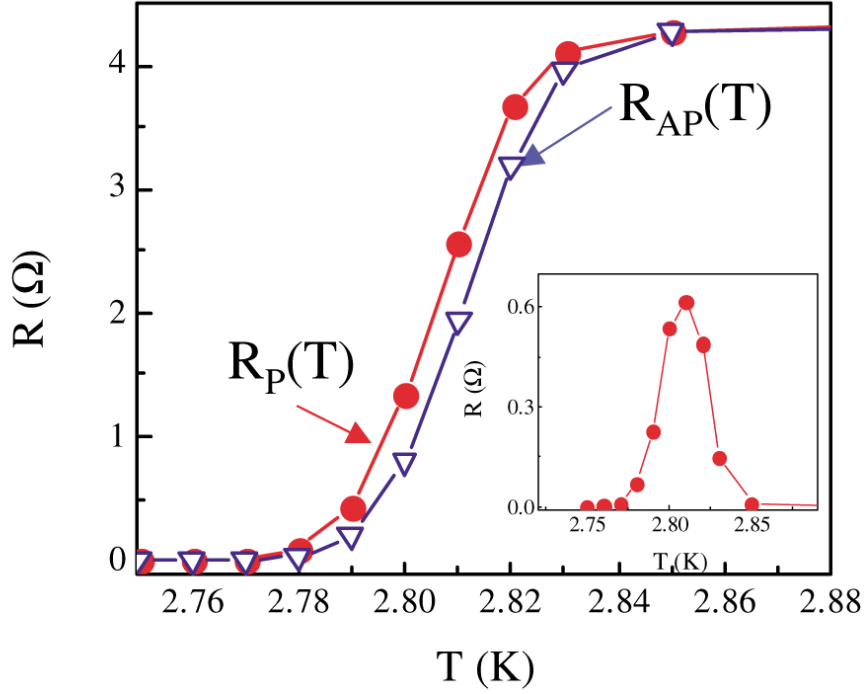


Рис. 4: Зависимость положения сверхпроводящего перехода от взаимного расположения намагниченностей в ферромагнитных слоях для FSF -сэндвича. На вставке показана зависимость $\Delta R(T) = R_{AP}(T) - R_P(T)$, где R_P и R_{AP} соответствуют параллельной и антипараллельной ориентациям намагниченностей.

торых можно свободно вращать намагниченность верхнего ферромагнитного слоя, оставляя в неизменном состоянии нижний и реализуя, таким образом, параллельное или антипараллельное состояние. В качестве антиферромагнитного ('пиннирующего') слоя использовался $FeMn$. Толщина сверхпроводящего ниобиевого слоя варьировалась в разных образцах в интервале $18 - 35\text{ nm}$. На рисунке 4 представлена полученная зависимость сопротивления перехода от температуры для параллельного $R_P(T)$ и антипараллельного $R_{AP}(T)$ направления внешнего магнитного поля. Можно видеть, что наблюдался небольшой, но вполне измеримый эффект. Величина наблюдаемого увеличения критической температуры T_c для антипараллельного направления намагниченностей Cu/Ni -слоев составила $\Delta T_c \simeq 6\text{ mK}$, что гораздо ниже предсказанных значе-

ний. Авторы указывают на то, что для наблюдения большого эффекта нужно довольно точно угадать соотношение толщин ферромагнетика и сверхпроводника, кроме того, требуется высокое качество SF границ. Наш альтернативный подход, развитый в Главе 3, связан с тем, что в связи с сильным непосредственным воздействием магнитного поля намагничивания на тонкий сверхпроводящий слой в FSF структуре лучше исследовать этот эффект в области малых полей, где, однако, нельзя пренебречь влиянием доменной структуры.

1.2 Влияние доменной структуры ферромагнетика на характеристики многослойных SF -систем и сверхпроводящих ферромагнетиков

Влияние доменной структуры F -слоев на магнеторезистивные явления в SF -системах часто не учитывается в теоретических работах и слабо изучено экспериментально. Вместе с тем, наличие доменной структуры является характерной особенностью ферромагнитных материалов, в том числе и когда они находятся в близком соседстве со сверхпроводником. Присутствие доменов делает $S - F$ - взаимодействие ещё более интересным и является основой новых необычных эффектов.

Одним из немногих экспериментов, исследующих воздействие изменения доменной структуры F -слоя на критическую температуру SF - структуры, является работа Kinsey et.al. [24]. Авторы исследовали Nb/Co бислои в слабом магнитном поле, приложенном в плоскости структуры. Изменяя поле в пределах ± 80 кА/м при температуре ≈ 5.40 К близкой к T_c бислоя равной 5.24 К они получили два положительных пика критического тока справа и слева от нуля поля, при этом в нулевом поле образец находился в нормальном состоянии. Сравнение результатов этого эксперимента с измерениями намагниченности бислоя в различных внешних полях показывает, что максимумы соответствуют значениям коэрцитивных полей слоя кобальта. Это означает, что величины критической температуры (и критического тока) максимальны при максимальном числе доменов и доменных границ в ферромагнитной плёнке. Объяснение

эффекта основано на том факте, что в области доменной границы присутствуют спины различных направлений, и поэтому подавление сверхпроводимости под доменной стенкой меньше [25].

Ещё одним фактором, обеспечивающим влияние ферромагнетика на сверхпроводник является возникновение абрикосовских вихрей в сверхпроводящем слое SF -структуры под действием магнитных моментов и рассеянного поля доменной структуры ферромагнетика даже в отсутствие внешнего магнитного поля. На возможность появления такой спонтанной вихревой фазы в сверхпроводнике недавно обратили внимание авторы работ [16, 17, 26], теоретически и экспериментально исследующие ферромагнитные сверхпроводники, т.е. соединения, в которых сверхпроводимость возникает в присутствии слабого ферромагнитного упорядочения. В теоретической работе Laiho et.al. [17] исследовался вопрос о том как проникают абрикосовские вихри в сверхпроводник 2-го рода в SF -системе, когда ферромагнитный слой имеет перпендикулярную магнитную анизотропию. Авторы предложили вихри двух типов (см. рис. 5): обычные вихри, пронизывающие насквозь плёнку сверхпроводника, образующиеся напротив сердцевин домена, и вихревые полукольца, которые связывают два домена вблизи доменной стенки между ними. Образование той или другой вихревой структуры связано с выгодностью по энергии. В толстых плёнках первоначально образуются вихри-полукольца, которые при повышении температуры или при наложении внешнего магнитного поля могут разрываться на два обычных вихря разного знака. В тонких же плёнках сразу выгоднее образование обычных вихрей, так как полю довольно просто проткнуть сверхпроводник. При определённых условиях и те и другие вихри могут существовать совместно друг с другом в смешанном состоянии.

Не так давно был создан и исследован ряд материалов, таких как $R_{1.5}Ce_{0.5}RuSr_2Cu_2O_{10}$, $R_{1.4}Ce_{0.6}RuSr_2Cu_2O_{10-\delta}$, $RuSr_2GdCu_2O_8$ (где R - это Gd или Eu), сочетающих в себе как ферромагнитные, так и сверхпроводящие свойства [27, 28, 29, 30, 31, 32, 33]. В этих материалах наличие доменной структуры в магнитных слоях предполагается и при температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода T_c . Действитель-

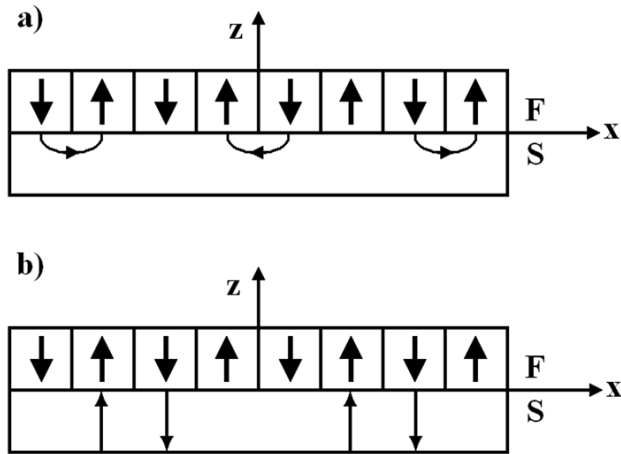


Рис. 5: Различная вихревая структура в SF -системе (сверхпроводник/ферромагнетик). Тонкими стрелками показаны: (а)- вихри в виде полуколец и (б) - прямые вихри. Направление намагниченности в домене показано жирными стрелками.

но, в сверхпроводящем состоянии такие образцы обнаруживают присутствие Абрикосовских вихрей в равновесном состоянии без внешнего магнитного поля. Такое состояние названо авторами спонтанной вихревой фазой [26, 34].

Обратное влияние сверхпроводимости на доменную структуру ферромагнетика в SF - структурах также обсуждалось в литературе [16, 35, 36, 37]. По мнению авторов размеры доменов в ферромагнитных слоях должны сильно уменьшиться под воздействием сверхпроводника, так как дополнительный вклад мейсснеровского состояния, возникающий за счёт выталкивания поля из сверхпроводящей области, увеличивает энергию доменной структуры. С другой стороны, в реальной ситуации, рассматриваемой ниже в нашей работе, сверхпроводящий переход происходит при температурах существенно более низких, чем ферромагнитный, и конечная коэрцитивная сила препятствует изменению 'замороженной' доменной структуры ферромагнитного слоя ниже температуры сверхпроводящего перехода.

1.3 Эффект близости в SF -системах

1.3.1 Немонотонное поведение сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике вблизи SF -границы

Эффект близости в структурах сверхпроводник- нормальный металл (SN -структурах) к настоящему времени хорошо изучен. Факт существования наведенной сверхпроводимости в N -слоях за счёт контакта со сверхпроводниками (и наоборот, подавления сверхпроводимости в S -слоях) привлекал большое внимание в последние 20 лет, в частности в связи с исследованием многослойных сверхпроводящих структур. Эффект близости существует и в SF -структурах. Антагонизм этих двух явлений с различным спиновым упорядочением является причиной сильного подавления сверхпроводимости в области контактов S и F материалов [20]. Поэтому первоначально ожидалось, что T_c сверхпроводящего перехода структуры, состоящей из некоторого числа сверхпроводящих слоев, разделённых ферромагнитными слоями, будет монотонно уменьшаться с увеличением толщины (или магнитного момента) ферромагнитных слоёв. Однако, в 1986 в экспериментальной работе Wong et.al. [5] была обнаружена немонотонная зависимость критической температуры T_c V/Fe -многослоек от толщины слоя железа d_F при фиксированной толщине ванадия. Объяснение этого эффекта, связанного с возникновением пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка (сверхпроводящей волновой функции) восходит к работам Ларкина-Очинникова [1] и Фульде-Феррела [2], в которых теоретически предсказывалось немонотонное пространственное поведение сверхпроводящего параметра порядка в гипотетическом объёмном сверхпроводнике при условии существования в нем же и обменного ферромагнитного взаимодействия. Такое 'ЛОФФ-состояние' в объёмных сверхпроводниках до сих пор надёжно не обнаружено. Более удобным объектом для наблюдения ЛОФФ-состояния оказались, именно, слоистые SF - структуры [3, 4, 38, 39], в которых сверхпроводящее состояние наводится вблизи SF -границ раздела. В отличие от объёмного сверхпроводника, в котором это состояние может реализовываться только в случае, когда обменное (E_{ex}) или внешнее магнитное

поле близко к полю парамагнитного предела сверхпроводника, в SF -системе оно может проявляться, в принципе, для любого E_{ex} .

Первая теоретическая работа, описывающая ЛОФФ-состояние в SF -системе была опубликована в 1982 г. [3]. В ней предсказывались необычные следствия возникновения пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнитных слоях SF -структур, связанные с сосуществованием сверхпроводимости и магнетизма, такие как возвратная сверхпроводимость и осцилляции критического тока I_c от температуры и толщины d_F ферромагнитных слоёв. Подробно, теоретический анализ осцилляций $T_c(d_F)$ в SF -бислоях выполнен в работе [4], в которой рассматривался грязный предел, наиболее соответствующий реальным системам, изготавливаемым методами тонкоплёночной технологии. В рамках использованной микроскопической модели была получена немонотонная осциллирующая зависимость критической температуры SF -многослойных структур от толщины d_F слоёв ферромагнетика. На основе уравнений Узделя были вычислены изменения критической температуры T_c SF -многослойной структуры относительно критической температуры T_{cs} одиночной S -плёнки и была получена функциональная зависимость $t_c = T_c/T_{cs}$ от величин d_S/ξ_S , d_F/ξ_F , ε и θ_D/T_{cs} , где d_S - толщина сверхпроводящего слоя, d_F - толщина ферромагнитного слоя, $\theta_D = \hbar\omega_D$ - Дебаевская температура, $\xi_S = (\frac{\hbar D_S}{2\pi k_B T_{cs}})^{1/2}$ и $\xi_F = (\frac{\hbar D_F}{|E_{ex}|})^{1/2}$ - длины когерентности в сверхпроводнике и в ферромагнетике соответственно, $D_{S,F} = \frac{l_{S,F} v_F}{3}$ - коэффициенты диффузии в сверхпроводнике и в ферромагнетике соответственно, а $\varepsilon = \frac{\xi_F}{\xi_S}$ - подгоночный параметр теории. На рисунке 6 представлены осциллирующие кривые, которые затухают в области больших толщин сверхпроводящих и/или ферромагнитных плёнок. А в области сильных осцилляций реализуются новые основные состояния с конечной разницей фаз между соседними S слоями с $\Delta\phi \neq 0$.

Сравнение с экспериментальными данными Wong et.al. [5] показало хорошее качественное согласие в области малых и больших толщин (см. рис. 6), то есть резкое падение T_c с увеличением d_F для малых d_S и насыщение для больших. В промежуточной же области сравнение было недостаточно полно-

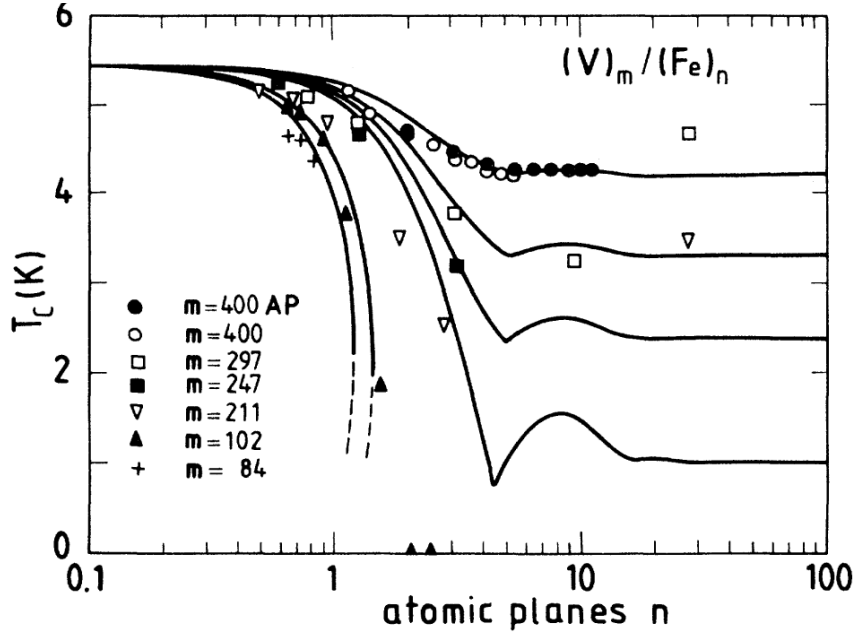


Рис. 6: Зависимости критической температуры многослойных SF -гетероструктур от толщины ферромагнитных слоёв. Сравнение экспериментальных результатов для V/Fe -сверхрешёток [5] (точки) с теоретическими расчётами (сплошные линии), полученными в работе [4]. Результаты сравнивались для нескольких толщин сверхпроводящих слоёв.

ценным в силу недостатка экспериментальных точек. Хотя немонотонность в поведении T_c присутствует и для этой области толщин.

Первой экспериментальной работа, в которой отчётливо наблюдались осцилляции $T_c(d_F)$ в многослойной системе Nb/Gd была работа [6], выполненная в 1995 г. Анализ полученных экспериментальных данных с использованием модели Radovic et.al. показал, что полученная в рамках этой модели кривая $T_c(d_F)$ неплохо описывает особенности, обнаруженные в эксперименте (см. рис. 7). Однако присутствуют и существенные различия в области малых $d_{Gd} < 10\text{\AA}$ (область резкого спада T_c) и больших $d_{Gd} \gg 12\text{\AA}$ толщин ферромагнетика. Это говорит о том, что не все особенности поведения SF -структур были учтены.

В модели Radovic et.al. [4] предсказываются глубокие осцилляции $T_c(d_F)$ и

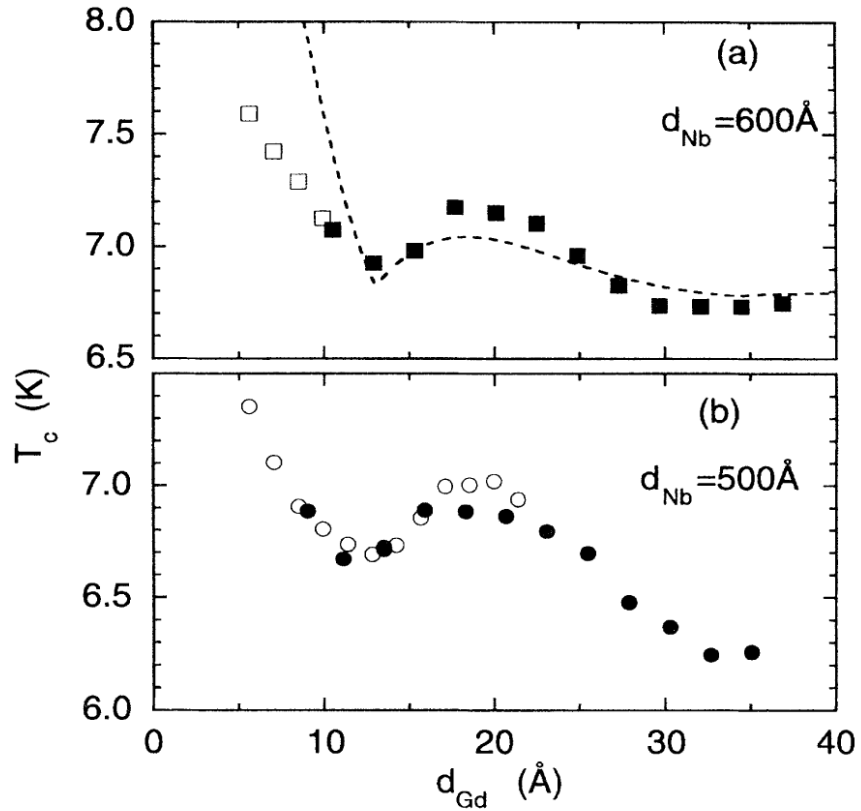


Рис. 7: Зависимость критической температуры Nb/Gd -многослойной структуры от толщины d_{Gd} плёнок гадолиния с (a) - $d_{Nb} = 50 \text{ nm}$ и (b) - $d_{Nb} = 60 \text{ nm}$ [6]. Пунктирной линией показан лучший результат, полученный в рамках модели Radovic et. al. [4].

даже возвратная сверхпроводимость, в то время как на практике наблюдаются плоские и неглубокие минимумы. Кроме того, теоретические предсказания для граничного сопротивления более чем на порядок отличаются от величин измеряемых в эксперименте, что указывает на сильное отличие поведения парной функции в реальной системе вблизи SF -границы. Модель Radovic et.al. также плохо объясняла резкое падение T_c при малых толщинах ферромагнетика.

Развивая модель Radovic et.al. авторы [11] разработали более общую теорию, где учитывалась ограниченность прозрачности на SF -интерфейсах. Сравнение с экспериментом показало, что новая модель даёт более близкие к экспериментальным результаты. В частности рассчитанная зависимость $T_c(d_F)$

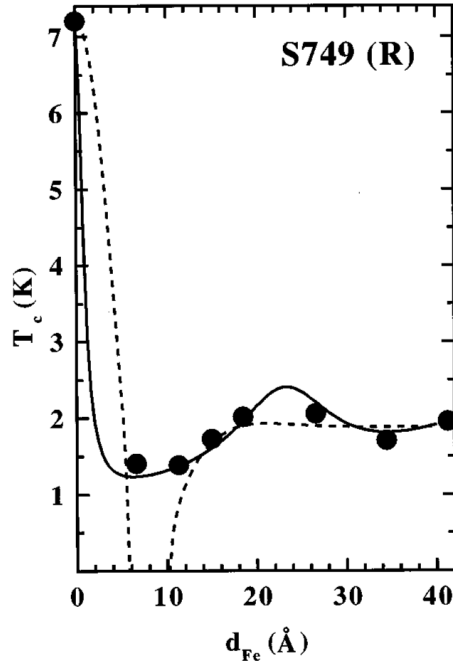


Рис. 8: Зависимость температуры сверхпроводящего перехода Pb/Fe -много-
 слойной структуры от толщины d_{Fe} слоёв железа. Жирные точки - экспери-
 ментальные данные, пунктирная и сплошная линии - результаты расчётов,
 сделанных в рамках моделей Radovic et. al. [4] и Тагирова [11], соответ-
 ственно.

хорошо ложится на экспериментальные точки во всём диапазоне толщин ферромагнетика (см. рис. 8). В работе [11] подробно обсуждаются микроскопические механизмы уменьшения квантово-механической прозрачности SF -границы.

Как показано в работах [7, 10, 11, 40, 41] минимум на зависимости $T_c(d_F)$ возникает как в многослойных, так и в двухслойных SF -структурах. Наибольшее подавление параметра порядка и минимум $T_c(d_F)$ должны наблюдаться при толщине ферромагнетика близкой к четверти периода осцилляций параметра порядка λ_{ex} [41], т.е. при $d_F = (\pi/2)\xi_{F2}$ (где ξ_{F2} - описываемая ниже 'мнимая' длина когерентности в ферромагнетике). Как показано схематически на рис. 9 при толщине $\lambda_{ex}/4$ вблизи SF -границы находится нуль параметра порядка, поскольку граничное условие для его производной, $\Psi'_F(d_F) = 0$, обу-

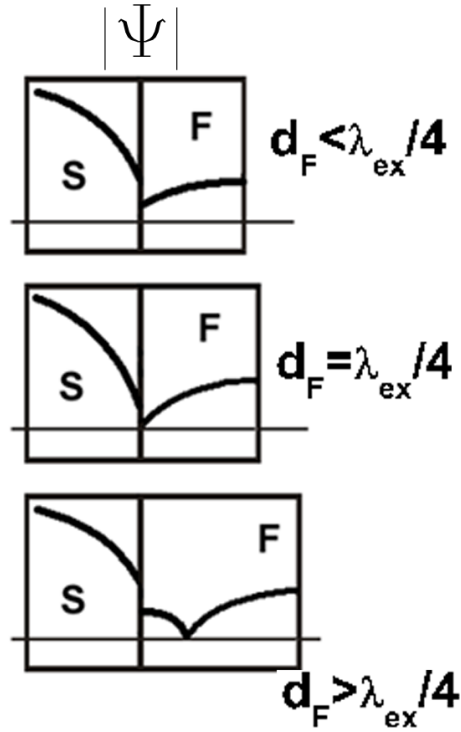


Рис. 9: Пространственные вариации реальной части сверхпроводящей волновой функции, наведённой в ферромагнетик за счёт эффекта близости, вблизи SF - границы.

словливает существование пучности параметра порядка на свободной границе ферромагнетика. При несколько большей или меньшей толщине ферромагнетика значение параметра порядка на SF -границе ненулевое, и, таким образом, подавление сверхпроводника ферромагнетиком меньше [42].

Последовательные экспериментальные исследования на многослойных SF -структурах, в целом, дали противоречивые результаты [6, 7, 10], связанные с возможностью объяснения немонотонности T_c от толщины и магнетизма ферромагнитного слоя не взаимодействием сверхпроводящего и ферромагнитного порядков, а изменением внутренних свойств плёнок ферромагнетика. Так в своей статье Strunk et.al. [8], объяснили немонотонность $T_c(d_F)$ Nb/Gd -структур изменением механизма распаривания. Они предположили, что немонотонность связана с переходом слоёв гадолиния из парамагнитного в ферромагнитное состояние при увеличении толщины. Нечто подобное было вы-

сказано и в статье [7], где авторы указали на то, что в $Fe/Nb/Fe$ -сэндвичах при толщинах слоёв железа меньше 7 ангстрем, ферромагнетизм пропадает. И объяснили особое поведение критической температуры возникновением немонотонного влияния плёнок Fe на Nb в момент появления ферромагнетизма, за счёт неравномерного изменения взаимодействия куперовских пар с этим слоем. В связи с этим было высказано мнение о том, что немонотонность в поведении $T_c(d_F)$ не служит надёжным доказательством существования π -связи между двумя сверхпроводящими берегами. Однозначные доказательства существования осциллирующего знакопеременного параметра порядка были получены позднее при исследовании джозефсоновских SFS структур [9] и в ходе туннельных измерений плотности электронных состояний в SF -бислоях [43].

1.3.2 π -состояние в многослойных SF -структурах и π -связь в джозефсоновских SFS -сэндвичах

Возможность отрицательной джозефсоновской связи в сверхпроводящем SIS -переходе впервые обсуждалась в работе [44]. Она связывалась со спиновым переворотом электронов формирующих куперовскую пару при туннелировании сквозь изолятор, содержащий некоррелированные магнитные примеси. Предполагалось, что этот канал сосуществует с прямым туннелированием, уменьшая критический ток перехода. При определённых условиях джозефсоновская связь между двумя сверхпроводящими берегами может приводить к переходу в состояние с нетривиальной разницей фаз $\Delta\phi = \pi$ между сверхпроводящими берегами (см. рис. 10), что было предсказано в работе Булаевского и др. [45], для случая туннельного контакта с магнитными примесями. Хотя термин ' π -контакт' был введен в этой работе для 'магнитных' джозефсоновских переходов, первые реализации сверхпроводниковых слабых связей со спонтанным сдвигом сверхпроводящей разности фаз были осуществлены для структур с другими механизмами инверсии знака сверхпроводящего параметра порядка, а именно, в контактах на основе монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников с D-волновой симметрией параметра порядка [46] и мезо-

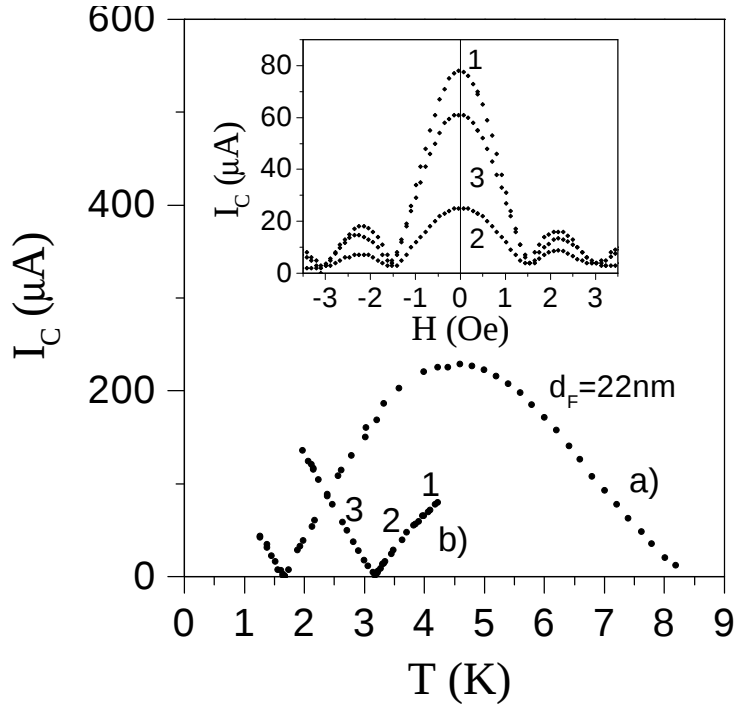


Рис. 10: Критический ток I_c как функция температуры для двух переходов $Nb - Cu_{0.48}Ni_{0.52} - Nb$ с толщиной ферромагнитного слоя $d_F = 22\text{nm}$. На вставке показана зависимость I_c от поля H для трёх последовательно уменьшающихся температур. Немонотонность изменения амплитуд зависимостей свидетельствует о переходе из 0 в π -состояние.

скопических SNS контактах, в которых переход в π -состояние осуществлялся за счет неравновесного состояния N -слоя [47]. π -контакт в SFS системе был реализован только в 2000 г. в лаборатории ИФТТ РАН, в которой выполнялась настоящая работа.

Только переход в π -состояние может объяснить полученные в [9] немонотонные возвратные температурные зависимости критического тока джозефсоновского SFS контакта, представленные на рис. 10. Эти необычные зависимости характеризуются начальным ростом критического тока при понижении температуры ниже T_c ниобия, достижением максимума, последующим понижением критического тока с резким спадом до нуля и дальнейшим ростом при низких температурах. Возвратное поведение связано с тем, что при переходе

из 0-состояния в π -состояние критический ток формально должен изменить знак, однако поскольку на практике измеряется абсолютная величина критического тока, после зануления критический ток опять начинает расти на экспериментальной кривой, то есть отрицательная часть зависимости, предсказанной в теории, отражается в положительную область. Возникновение спонтанной разности фаз π позднее было подтверждено непосредственно при исследовании интерференционных явлений в сетке SFS контактов [48], изображенной на рис. 10. Поскольку в каждой ячейке сетки было нечетное число π -контактов, в структуре в момент перехода в π -состояние возникали спонтанные токи, создающие в замкнутых сверхпроводящих контурах недостающие до $2\pi n$ набег фазы, что приводило к полупериодному сдвигу характеристик, показанному на следующем рисунке. Экспериментальные исследования джозефсоновских характеристик SFS переходов производились на тонкопленочных сэндвичах $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$, в которых в качестве ферромагнитной прослойки были использованы сплавы $Cu_{1-x}Ni_x$ с x вблизи 0, 5 и температурой Кюри $T_K=20-150$ К. Слабый ферромагнетизм Cu/Ni сплавов, имеющий место в этом интервале концентраций, был важен, прежде всего, в связи с необходимостью получения сплошных и однородных F -слоев, толщина которых была бы сравнима с длиной затухания пар ξ_{F1} . В слоях из классических ферромагнитных металлов (Co, Fe, Ni) длина затухания пар очень мала (менее $1nm$), поэтому приготовление тонкопленочных джозефсоновских SFS переходов с использованием этих металлов затруднительно.

Переход в π -состояние проявляет себя также в аномальной осциллирующей зависимости критического тока SFS сэндвича от толщины d_F ферромагнитного слоя. Он происходит при толщине ферромагнетика d_F близкой к половине длины волны осцилляций $\lambda_{ex}/2$, когда в связи со знакопеременностью параметра порядка в SFS контакте знаки параметра порядка на сверхпроводящих берегах становятся разными, т.е. достигается разность фаз π на переходе.

Возникновение пространственных осцилляций параметра порядка было также доказано еще методами туннельной спектроскопии в работе Kontos et.al. [43]. Туннельный барьер создавался между нормальным алюминиевым сло-

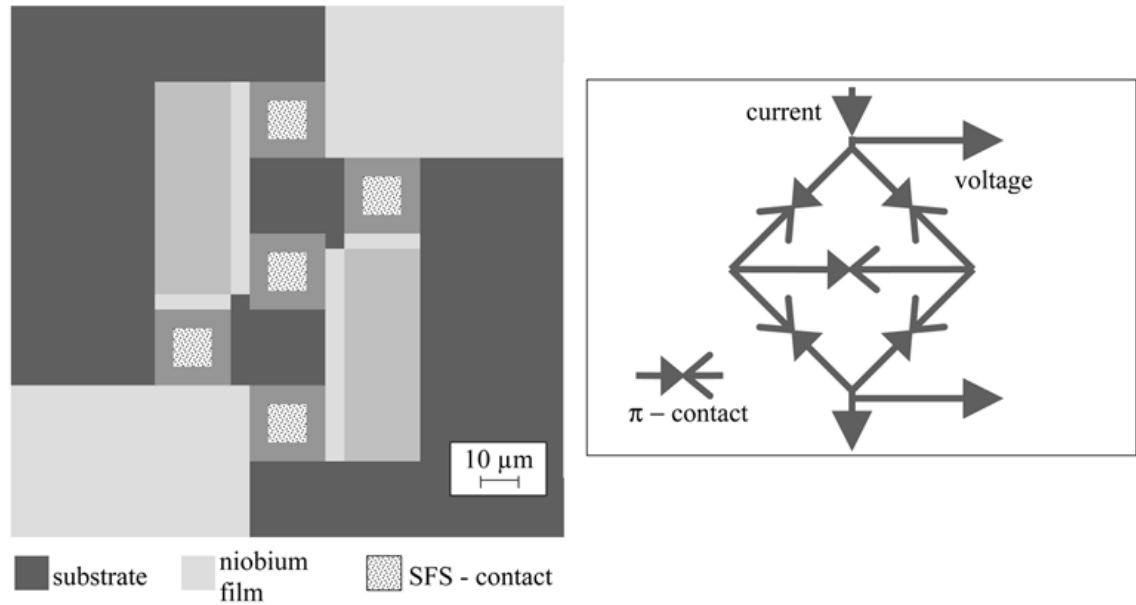


Рис. 11: (1) - геометрия пятиконтактной треугольной сетки (2) - её схематическое изображение.

ем и FS -бислоем в 4-х слойной $NIFS$ структуре (нормальный металл/ туннельный барьер/ ферромагнетик/ сверхпроводник). Авторы обнаружили предсказанный теоретически [49] перевернут функции плотности сверхпроводящих состояний при достижении толщины слоя ферромагнетика, соответствующей половине периода пространственных осцилляций, т.е. переходу сверхпроводящего параметра порядка в отрицательную область. Теоретическое предсказание проиллюстрировано на рис. 15, а полученный экспериментальный результат представлен на рис. 14).

В заключение остановимся подробно на физических причинах возникновения пространственных осцилляций параметра порядка. Наглядная картина происходящего в структурах сверхпроводник/ ферромагнетик в области SF -границы была предложена в работе [50] на языке проникновения в ферромагнетик сверхпроводящих пар. Для простоты рассмотрим пары движущиеся перпендикулярно к SF -границе. Пары, влетающие в F -область, будут затухать за счёт температурных флуктуаций также как и в нормальном металле, но основным пароразрушающим фактором будет сильное воздействие со

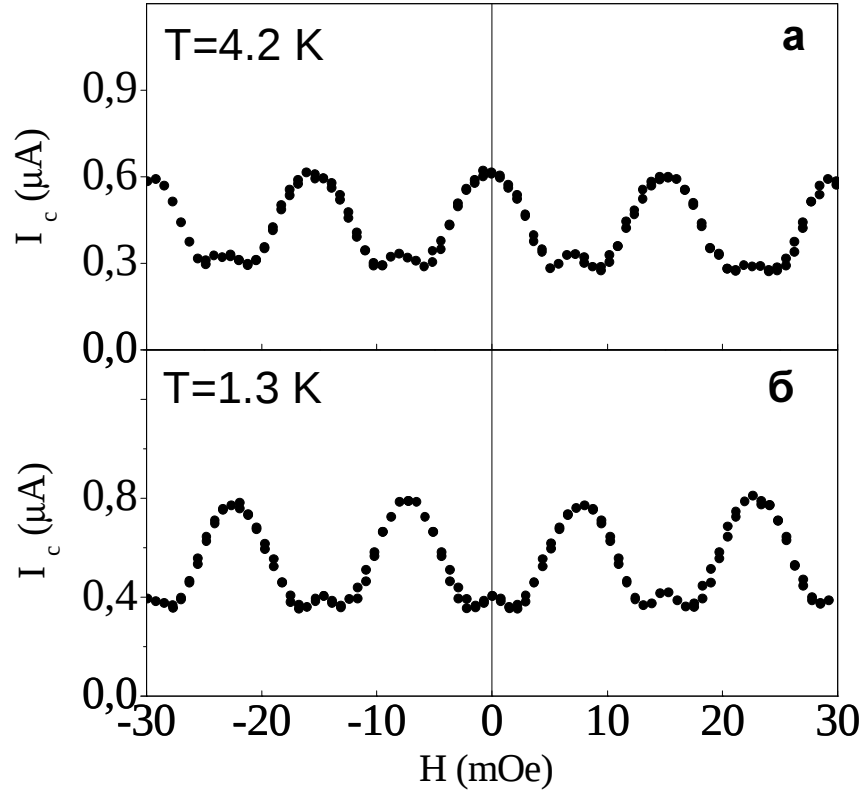


Рис. 12: Полевая зависимость критического тока I_c для пятиконтактной треугольной сетки в (а) - '0' и (б) - ' π ' состоянии.

стороны обменного поля ферромагнетика. В случае сильных ферромагнетиков (Fe, Co, Ni) обменная энергия так велика, что другими механизмами затухания пар можно вообще пренебречь. На рисунке 16 представлены процессы, происходящие с куперовскими парами под действием обменного поля. Если обменное поле направлено вверх, то у электрона со спином вверх $\uparrow$ (majority) понизится потенциальная энергия в силу выгоды направления, у электрона же со спином вниз $\downarrow$ (minority) потенциальная энергия повысится на ту же величину. Эта энергия пропорциональна обменному полю и равна E_{ex} . Из требования равенства полной энергии для каждого электрона в паре вытекает необходимость увеличения кинетической энергии электрона со спином вверх $\uparrow$ и уменьшение кинетической энергии электрона со спином вниз $\downarrow$. В результате центр масс пары $\uparrow\downarrow$ в ферромагнетике должен приобрести дополнительный

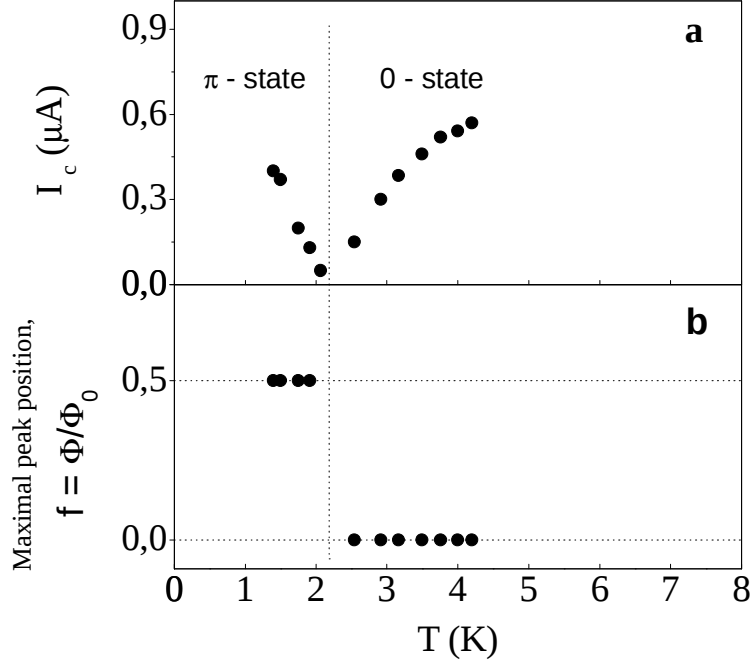


Рис. 13: Температурная зависимость сверхпроводящего критического тока для структуры, представленной на рис. 11 в отсутствие внешнего магнитного поля.

импульс $Q = 2h/v_F$.

Ферми-антисимметрия требует дополнить описанную выше картину случаем противоположного взаимного расположения спинов электронов в паре по отношению к направлению обменного поля, то есть описывать пару представленную выше вместе с её спиновым партнёром $\downarrow\uparrow$ (см. рис. 16). Центр масс такой пары приобретает в ферромагнетике импульс $-Q$ соответственно. Волновая функция синглетной комбинации таких двух пар показывает осциллирующее поведение $\Phi(x_1, x_2) = \Phi(x_1 - x_2) \cos[Q(x_1 + x_2)]$, где x_1 и x_2 - координаты пар в F -области. В более общем случае, когда электроны в паре имеют импульсы направленные под углом θ к нормали плоскости SF -границы, сверхпроводящая волновая функция в ферромагнетике $\Phi(x_1, x_2) = \Phi(x_1 - x_2) \cos\left[\frac{Q(x_1 + x_2)}{v_F \cos \theta}\right]$. Это означает, что энергетически более выгодно распространение электронов вдоль одного направления: перпендикулярного к полю и границе. В результате это приводит к деформации волновой функции вдоль это-

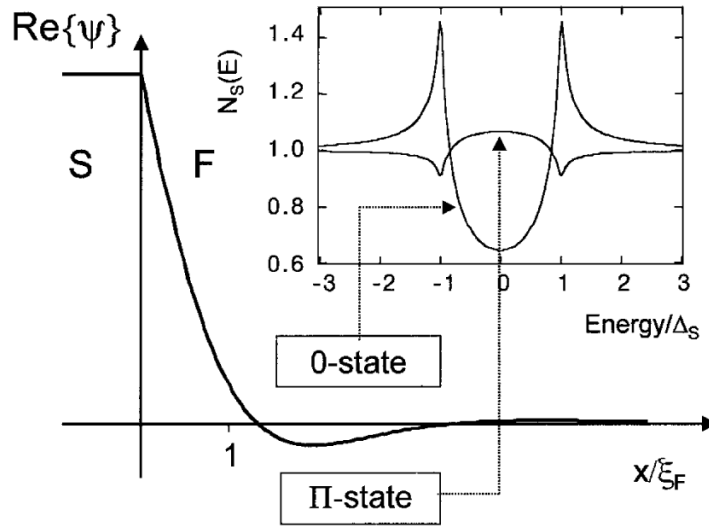


Рис. 14: Экспоненциально затухающие осцилляции реальной части сверхпроводящего параметра порядка наведённого в ферромагнетик за счёт эффекта близости. Координата x - обозначает расстояние от SF - границы. Период осцилляций определяется длиной когерентности ξ_F - в ферромагнетике. 0- состояние и π - состояние соответствуют положительному и отрицательному знакам реальной части параметра порядка соответственно. На вставке показана плотности состояний при нулевой температуре 0- и π - состояний для случая обменной энергии много большей чем энергетическая щель $E_{ex} \gg \Delta_s$.

го направления. А следовательно куперовские пары со сдвинутым импульсом центра масс формируют неоднородную функцию распределения. Кроме того уменьшается значение угла между нормалью и направлением падения квазичастицы, при котором может происходить полное внутреннее отражение квазичастиц на SF - границе. Если теперь перейти к диффузному пределу, то есть, если учитывать рассеяние на дефектах и загрязнениях, то импульсы пар параллельные границе уже не будут сохраняться и потому эффективный период осцилляций значительно уменьшается. В результате период осцилляций $2\pi\xi_{F2}$ и длина когерентности пар в ферромагнетике ξ_{F1} будут уменьшаться. В случае сильного ферромагнетика $\xi_{F1} \sim \xi_{F2}$. А это значит, что осцилляции будут затухать на том же масштабе что и осциллировать.

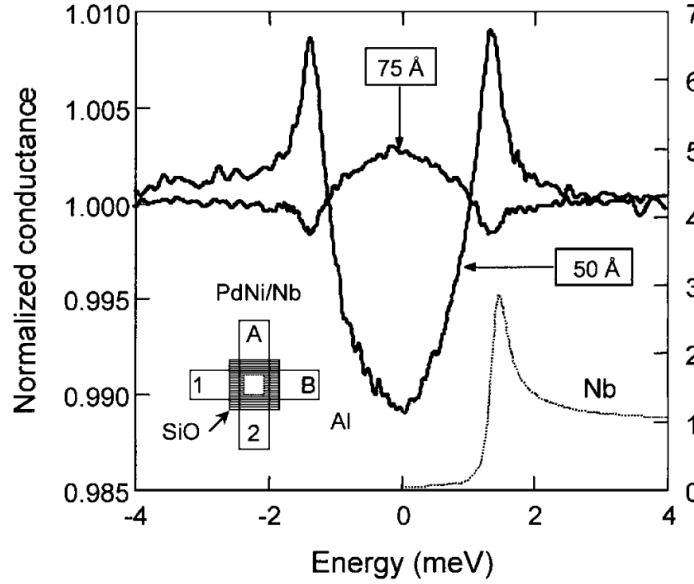


Рис. 15: Экспериментально измеренная дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения для двух туннельных переходов $Al/Al_2O_3/PdNi/Nb$, соответствующих двум толщинам $PdNi$ (50 nm - 0- состояние и 75 nm - π -состояние), а также плотность состояний отдельной ниобиевой плёнки. На вставке изображена геометрия перехода.

На более точном микроскопическом языке описываемое явление связано с обменным расщеплением электронных подзон с разными направлениями спинов. Электронный транспорт через SF -границу сопровождается прохождением куперовской пары в сверхпроводник и отражением дырочного возбуждения обратно в ферромагнетик (процесс андреевского отражения), при этом налетающий на границу электрон изменяет не только свой заряд, но также и свой спин, т.е. после отражения оказывается на ветви электронного спектра, принадлежащей другой спиновой подзоне, которая отделена по оси импульсов на величину $Q = E_{ex}/v_F$ (где v_F - скорость Ферми электронов в ферромагнетике) от ветви с противоположным спином [51]. В результате, в ферромагнетике возникает андреевское связанное состояние с ненулевым импульсом. В реальных тонкопленочных структурах осуществляется диффузионный (грязный) случай, заметно усложняющий описанную выше картину [4, 38], однако качественно

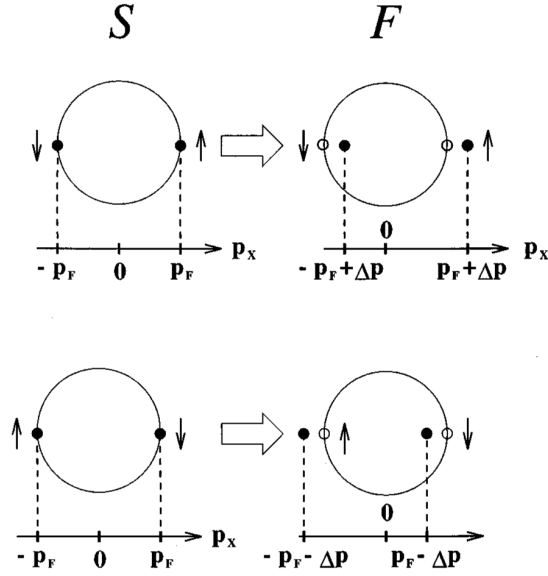


Рис. 16: Куперовские пары в сверхпроводнике и ферромагнетике. В ферромагнетике сверхпроводящие электроны приобретают дополнительный импульс $\Delta p = E_{ex}/v_F$, связанный с обменным полем ферромагнетика, здесь E_{ex} - обменная энергия ферромагнетика, а v_F - скорость Ферми.

все выводы остаются справедливыми и в 'грязном' пределе.

Картина происходящего на SF - границе может быть также изложена в терминах андреевского отражения [51]. Рассмотрим сначала SN - случай. Пусть электрон со спином вверх $e^- \uparrow$ налетает на границу металл/ сверхпроводник (со стороны металла) и имеет энергию меньше энергии сверхпроводящей щели $E < \Delta_S$, тогда он отразится от этой границы по андреевски в виде дырки со спином вниз $h^+ \downarrow$ (см. рис. 17). И наоборот, если на границу налетает дырка со спином вверх $h^- \uparrow$, то она отразится в виде электрона со спином вниз $e^+ \downarrow$. При этом влетающий электрон и отраженная дырка накапливают разницу фаз $\Delta\phi = \Delta p \cdot x$, где Δp - разница их моментов, а x - пройденное ими расстояние. Отражённые электроны с различными направлениями спинов попадают в различные спиновые подзоны зоны проводимости. Тоже самое происходит с отражёнными дырками. В случае SN - границы величина Δp - достаточно мала, что и определяет большие длины когерентности в нормальном металле.

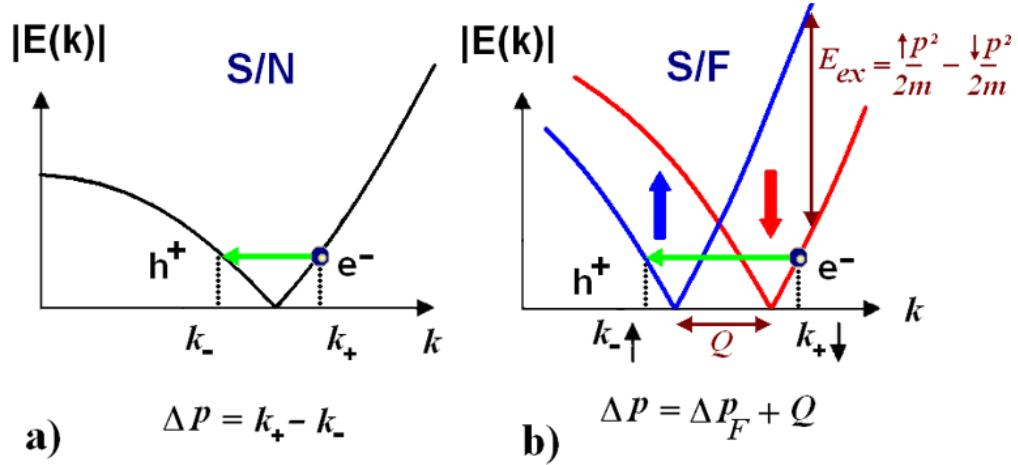


Рис. 17: Схематичная картина андреевского отражения электроноподобной квазичастицы на границе со сверхпроводником: (a) - в случае SN -границы, (b) - в случае SF -границы.

В SF -случае из-за обменного расщепления уменьшается количество доступных мест в минорной проводящей подзоне. В результате уменьшается количество доступных каналов для андреевского отражения, а следовательно и подщелевая проводимость в виде сверхпроводящего тока.

Тем не менее, проводимость в SF -системе может быть либо больше либо меньше чем в NF -системе в зависимости от соотношения величин обменной и Ферми энергий, которые определяют число каналов андреевского отражения. В грубом приближении проводимость через NF -границу может быть записана с помощью формулы Ландауэра:

$$G_{NF} = \frac{e^2}{\hbar} (N_{\uparrow} + N_{\downarrow}), \quad (1)$$

где $N_{\uparrow}$ - число электронных каналов для квазичастиц со спином вверх $\uparrow$, а $N_{\downarrow}$ - число электронных каналов для квазичастиц со спином вниз $\downarrow$ (см. рис. 18).

Теперь рассмотрим SF -случай (пусть электроны со спином вверх $\uparrow$ находятся в выгодном относительно обменного взаимодействия направлении),

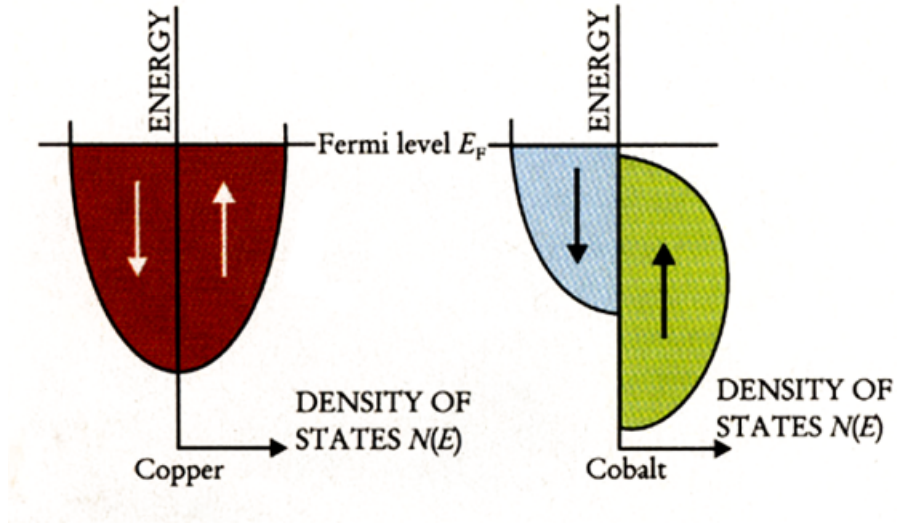


Рис. 18: Спиновые подзоны для (a) - нормального металла и (b) - ферромагнетика.

тогда каналы андреевского отражения со спином вниз $N_{\downarrow}$ будут давать двойной вклад в проводимость в силу того, что при каждом андреевском отражении происходит передача пары электронов $2e$. В то же время каналы андреевского отражения со спином вверх $N_{\uparrow}$ - будут давать частичный вклад $N_{\downarrow}/N_{\uparrow}$ от числа $N_{\uparrow}$ каналов, потому что плотность состояний в подзоне со спином вниз $\downarrow$ больше чем в подзоне со спином вверх $\uparrow$. Поэтому проводимость будет равна:

$$G_{SF} = \frac{e^2}{\hbar} \left(2 \frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}} N_{\uparrow} + 2N_{\downarrow} \right) = 4 \frac{e^2}{\hbar} N_{\downarrow}. \quad (2)$$

Сравнение G_{NF} и G_{SF} показывает, что если $N_{\uparrow}/N_{\downarrow} > 1/3$, то $G_{SF} > G_{NF}$ и наоборот. Более тщательные расчёты показывают, что проводимость в SF -системе будет больше чем в NF при условии, что $N_{\downarrow}/N_{\uparrow} > 0.36$ или, тоже самое, если значения энергий Ферми и обменного взаимодействия удовлетворяют неравенству $E_{ex} < 0.47 E_{Fermi}$.

Обменное расщепление спиновых подзон, как показано выше, приводит возникновению дополнительного вклада в разницу импульсов $\Delta p_F = \Delta p + Q$ между налетающим электроном и дыркой, отражённой по- андреевски на SF -границе (где Q - дополнительный импульс связанный с расщеплением про-

водящей зоны в ферромагнетике). Эти квазичастицы образуют связанные андреевские состояния, которые являются аналогами куперовских пар в сверхпроводнике и отвечают за протекание сверхтока через ферромагнетик. В области $\sim \xi_F$ вблизи SF -границы в ферромагнетике в результате интерференции между когерентными электронными и дырочными волновыми функциями, модулированными обменным полем ферромагнетика, возникают осцилляции в сверхпроводящей плотности состояний с периодом $\lambda_{ex} = 2\pi\hbar v_F/E_{ex}$.

2 Экспериментальные методы исследования и технология приготовления планарных SF - структур

За последние полстолетия произошло бурное развитие микроэлектроники и связанных с ней прикладных наук, что обусловлено рядом существенных достижений, сделанных в области развития новых технологий и новых методов эксперимента. Создание новейшей вакуумной техники, которая позволила достигать предельно низких давлений $\sim 10^{-10} - 10^{-6} Torr$, а также современные методы напыления (такие как DC - и RF - магнетронное напыление, МВЕ и т.д.) открыли возможность получения высокооднородных по составу и толщине тонких $\sim 10 - 10^4 \text{ \AA}$ плёнок различных материалов. Появление же установок фото- и электронной литографии позволило создавать тонкоплёночные структуры различного размера ($\sim 0.1 - 100 \mu m$) и конфигурации. Всё это привело к созданию разнообразных электронных элементов микронного и субмикронного диапазона. Кроме того, нужно отметить важность появления в научных исследованиях цифровой измерительной техники и персональных компьютеров, которые занимают всё более важное место в работе как технолога, так и экспериментатора.

В данной работе для формирования и исследования экспериментальных образцов активно использовались многие из выше перечисленных современных достижений как в технологической, так и в экспериментальной областях. Методы напыления DC - и RF - магнетроном, фото- и электроннолучевая литография применялись для получения тонкоплёночных структур. Магнитные и резистивные измерения проводились в диапазоне температур $1.2 - 10 K$ с использованием высокочувствительной цифровой измерительной техники. Обработка результатов эксперимента производилась с использованием персонального компьютера.

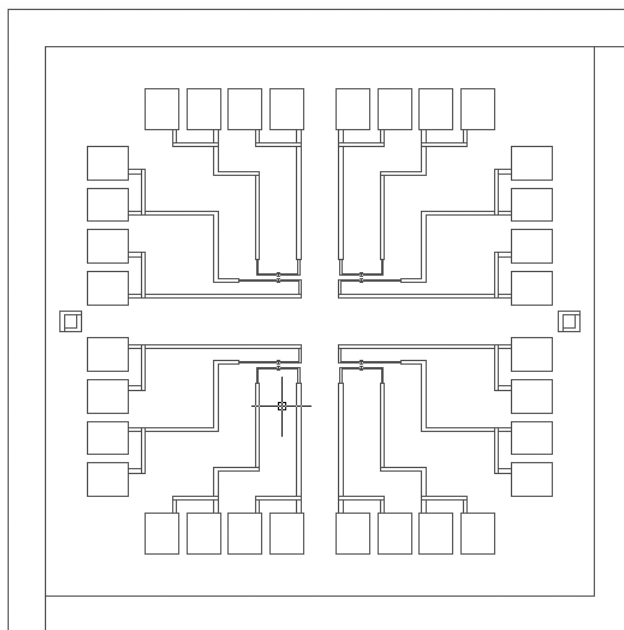


Рис. 19: Схематическое изображение фотошаблона (маски), использованной нами для приготовления контактных площадок.

2.1 Тонкопленочная технология

2.1.1 Фотолитография

Процесс измерений как правило производился стандартным четырёхточечным методом, поэтому к каждой структуре на подложке подводились тонкопленочные подводы от четырех контактных Nb площадок, как показано на рисунке 20. Эти контактные структуры формировались с помощью фотолитографии (см. рис. 19). В отдельных случаях фотолитография была использована и для формирования исследуемых SF - мостиков.

Ниже изложены основные процедуры, использованные при проведении прямой фотолитографии (см. рис. 21 технологической схемы процесса фотолитографии).

Предварительная очистка. Кремневые подложки, которые обычно используются при изготовлении тонкопленочных структур, как правило содержат на поверхности массу загрязнений органического (жировые плёнки, следы пальцев рук и т.д.) и неорганического (крошки кремния, пыль и т.д.) происхожде-

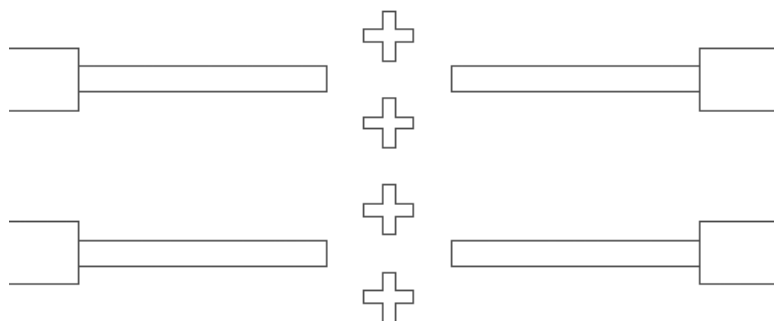


Рис. 20: Окончания контактных площадок и маркерные знаки в виде крестов (рабочая область электронной литографии). В этой части производилось соединение контактных электродов и SF_6 - структур.

ния. Эти загрязнения удалялись в растворителе (ацетоне) при помощи слабого физического воздействия ватным тампоном. После этого подложка вынималась из растворителя так, чтобы на поверхности подложки оставалась капля растворителя, которая резко удалялась затем потоком сжатого воздуха или сухого азота. Результат очистки контролировался в оптический микроскоп.

Нанесение фоторезиста. После процедуры напыления нижнего слоя ниобия, чистый и сухой образец помещался в центрифугу, и наносилось несколько капель фоторезиста $S1811$ в центр образца. Вращение осуществлялось со скоростью 2500 об./мин. в течение 30 сек. В результате излишки резиста удалялись и достигалось равномерное нанесение резиста на поверхности пластины.

Сушка фоторезиста. Следующим этапом подготовки была конвекционная сушка фоторезиста в печи при температуре $90^{\circ}C$ в течение 15 мин. Полученная плёнка резиста имела толщину $\sim 1.2\mu m$.

Совмещение и экспонирование. После окончания подготовительной стадии образец с фоторезистом помещался на подвижный столик установки экспонирования и закреплялся вакуумным присосом. Над образцом закреплялся фотошаблон с негативным изображением необходимой структуры контактных подводов. При первой фотолитографии центр фотошаблона совмещался с центром образца, после чего фотошаблон приводился в контакт с поверхностью

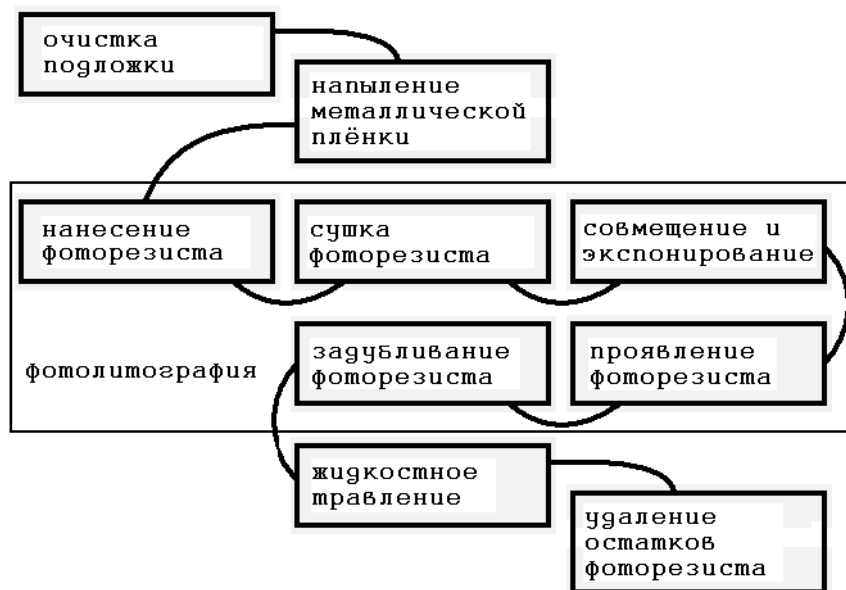


Рис. 21: Блок-схема. Технологические этапы процедуры фотолитографии.

образца и начиналась процедура экспонирования с помощью ультрафиолетовой лампы (~ 30 сек.) При фотолитографии последующих слоев перед экспонированием производилась процедура совмещения по маркерным знакам на образце и на фотошаблоне, и только после этого фотошаблон приводился в контакт с поверхностью образца и начиналась процедура экспонирования.

Проявление фоторезиста. В результате экспонирования химическая структура фоторезиста меняется: в тех местах, где фоторезист был засвечен ультрафиолетовой лампой, химические связи разрывались, а там, где фоторезист был скрыт непрозрачными частями фотошаблона, он оставался неизменным. Для удаления засвеченных частей фоторезиста с поверхности образца использовался слабый 0.5% водный раствор $NaOH$ (время проявления 30 сек.). Сразу после этого образец помещался в дистиллированную воду на 1 — 2 мин. для удаления остатков проявителя. Затем образец вынимался из воды так, чтобы на поверхности оставалась капля воды, которая резко удалялась потоком сжатого воздуха или сухого азота. В результате получалась необходимая маска из фоторезиста.

Задубливание фоторезиста. Следующий этап - это конвекционная сушка

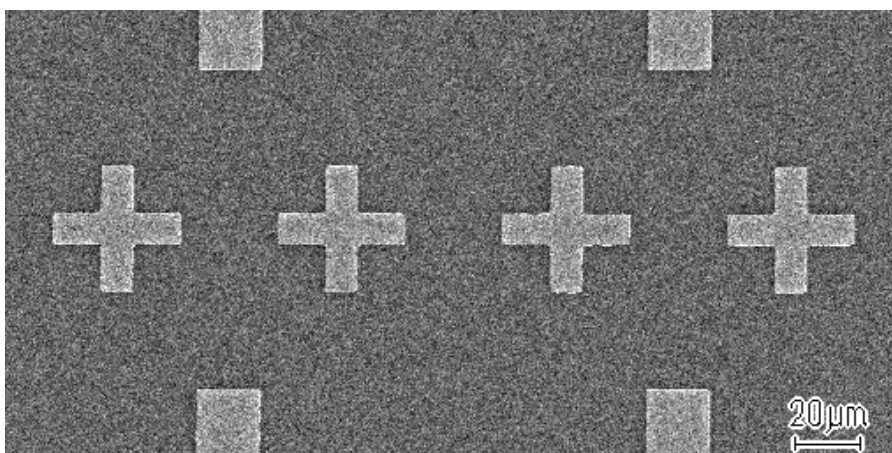


Рис. 22: Микрофотография контактов, сделанная с помощью сканирующего электронного микроскопа.

оставшегося фоторезиста в печи при температуре 120°C в течение 15 мин., которая делает фоторезист более стойким к внешним воздействиям.

Жидкостное травление. После формирования маски из фоторезиста производилось стравливание открытых частей пленки ниобия. Для жидкостного травления ниобия использовался раствор 35ml ($\text{HNO}_3 70\%$) + 11ml ($\text{HP} 30\%$) + 50ml (H_2O). Время проявления ~ 10 сек. В конце процедуры образец тщательно промывался в дистиллированной воде.

Иногда процедура травления выполнялась с помощью ионноплазменного метода, при этом использовались как маски из фоторезиста, так и маски из более стойких к данному процессу травления материалов (алюминия).

Удаление остатков фоторезиста. В заключение остатки фоторезиста удалялись в органическом растворителе (спирт или ацетон).

2.1.2 Электроннолучевая литография

В случае, когда не требовались субмикронные размеры для элементов изготавливаемых структур, на всех этапах использовалась оптическая литография, описанная в предыдущем разделе. В тех случаях, когда были необходимы образцы, в структуре которых содержались элементы субмикронного размера, необходимо было применять электроннолучевую литографию (пример струк-

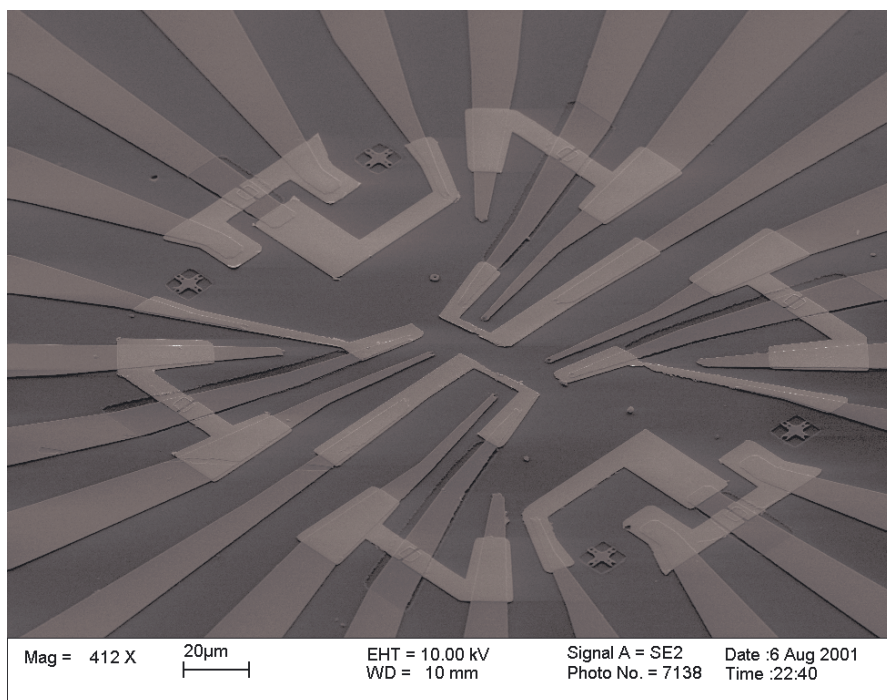


Рис. 23: Фотография структуры приготовленной при помощи электронной литографии.

туры, сделанной с помощью электронной литографии представлен на рис. 23).

В целом основные этапы электронной литографии мало отличаются от этапов фотолитографии. Главные различия в используемом резисте и способе экспонирования (см. рис. 24 блок-схемы процесса электронной литографии).

Ниже изложены основные процедуры электроннолучевой литографии, производимой нами при помощи электронного сканирующего микроскопа СКАНа (SEM JEOL 840).

Предварительная очистка. Перед нанесением электронного резиста образец подвергался очистке в спирте или ацетоне с помощью ватного тампона. После чего образец высушивался струёй сжатого воздуха или сухого азота.

Нанесение электронного резиста. Чистый и сухой образец помещался в центрифугу под вакуумный присос, и наносилось несколько капель электронного резиста ПММА950К в центр образца. (Скорость вращения 3000 об./мин., время вращения 30 сек.)

Сушка электронного резиста. Конвекционная сушка в печи для электрон-

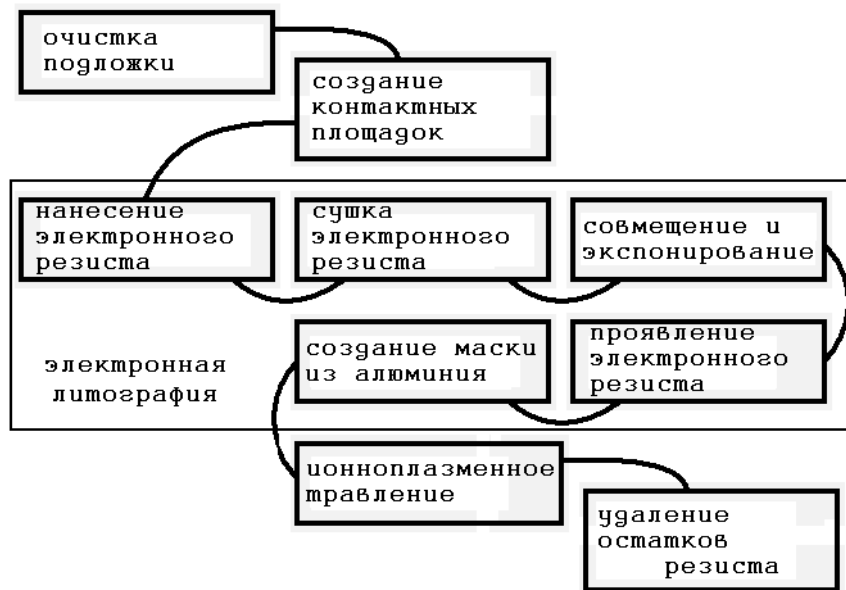


Рис. 24: Блок-схема. Технологические этапы процедуры электронной литографии.

ного резиста производилась при температуре 130°C в течение 30 мин..

Совмещение и экспонирование. Эта часть процедуры электронной литографии существенно отличается от аналогичной процедуры для фотолитографии. Образец помещался на специальный заземленный столик в камере микроскопа, после чего достигался высокий вакуум в камере $\sim 5 \times 10^{-6} \text{ Torr}$, который был необходим для правильной работы отклоняющей и фокусирующей систем микроскопа. Кроме того, поскольку откачка системы производилась с помощью диффузионного насоса использовалась азотная ловушка, препятствующая проникновению в систему паров масла, которые могли загрязнить как рабочие поверхности микроскопа (ухудшая качество фокусировки и создавая разнообразные искажения пучка), так и поверхность образца. Затем производилась фокусировка пучка на поверхность образца (астигматизм, фокус, контрастность-яркость и т.д.). После этого область развёртки луча помещалась в ту часть образца, где производилось экспонирование. Далее в специализированную программу управления пучком на компьютере вводились необходимые параметры (размер рабочего поля, ток пучка, чувствительность резиста,

ускоряющее напряжение, тип резиста и т.д.) и открывался файл с необходимой структурой, выполненной в формате программы. Производилось совмещение маркерных знаков на образце с маркерными знаками в программе компьютера. Обычно использовались четыре маркерных знака, расположенные в пределах рабочего поля микроскопа за пределами экспериментальной структуры. (Пример рабочего поля с маркерными знаками показан на Рис. 22). После описанной подготовки производилось экспонирование.

Проявление электронного резиста. Для удаления засвеченных частей электронного резиста с поверхности образца использовался раствор 10ml метилэтилкетона + 30ml изопропилового спирта. Время проявления составляло ~ 1 мин. Сразу после этого образец помещался в стоп-раствор (изопропиловый спирт) на 1 — 2 мин. для остановки процесса проявления резиста. Затем образец вынимался из стоп-раствора так, что бы на поверхности была капля стоп-раствора, которая резко удаляется потоком сжатого воздуха или сухого азота. В результате получалась маска из электронного резиста.

Создание маски из алюминия. В тех случаях, когда электронный резист не являлся достаточно стойким к использованному методу травления, в качестве маски использовался слой алюминия. При создании металлической маски на предварительном этапе необходимо было приготовить негативную маску из электронного резиста. После нанесения алюминиевого слоя необходимой толщины и помещения подложки в ацетон, алюминиевая плёнка, напылённая на те части образца, где был электронный резист, отслаивалась, оставаясь только в местах определенных рисунком структуры, образуя алюминиевую маску. Такая методика называется взрывной литографией.

Ионноплазменное травление. Следующим важным этапом приготовления образцов с субмикронными элементами являлось ионноплазменное травление слоев в аргоновой плазме. Сущность процесса заключается в том, что если стравливаемая часть слоя и маска, закрывающая необходимую структуру, травятся приблизительно с одной скоростью, то достаточно сделать достаточно толстую маску, чтобы успеть протравить слой на заданную толщину до полного стравливания маски. Параметром данного процесса является скорость

травления слоя, которая определяется травливаемым материалом, подаваемой мощностью и напряжением смещения при заданном давлении аргона в камере травления. Для $CuNi$ -сплава, который использовался в наших структурах в качестве верхнего ферромагнитного слоя, эта скорость составляла $\sim 3\text{Å}/\text{сек}$. В случае использования алюминиевой маски остатки алюминия удалялись после завершения процедуры ионноплазменного травления в 10% растворе KOH в течение 2 мин.

Фотолитография, электроннолучевая литография, процедуры напыления DC - и RF -магнетроном и обычное напыление методом температурного испарения, а также травление в аргоновой плазме были использованы в работе для получения экспериментальных образцов различной структуры и конфигурации. Процедура приготовления как правило включала в себя несколько технологических циклов. Полученные образцы измерялись в диапазоне температур начиная от комнатной и вплоть до $1.2K$. Были проведены резистивные и полевые измерения, кроме того параллельно проводился контроль качества образцов.

2.1.3 Приготовление SF -структур

В этой части главы будут описаны способы и особенности изготовления различных структур, использованных в работе. Процедуры приготовления, как правило, включали несколько технологических циклов, связанных с выполнением различных технологических операций, описанных в предыдущих разделах.

В ходе выполнения диссертации были приготовлены планарные SF -структуры различного типа и конфигурации: микронные, с минимальным размером структуры $\sim 5\mu m$, и субмикронные с размерами до $0.2\mu m$ (пример готовой структуры снятой электронным микроскопом представлен на рис. 25). В качестве сверхпроводника (S -слоев) использовался тонкопленочный ниобий с толщиной от 7 до $30nm$ и температурой перехода отдельного слоя, соответственно, от 6.5 до $8.5K$. (см. верхнюю кривую на рис. 43). В качестве слабого ферромагнитного материала (F -слоёв) использовался сплав $Cu_{1-x}Ni_x$ с $x=0.52-0.57$

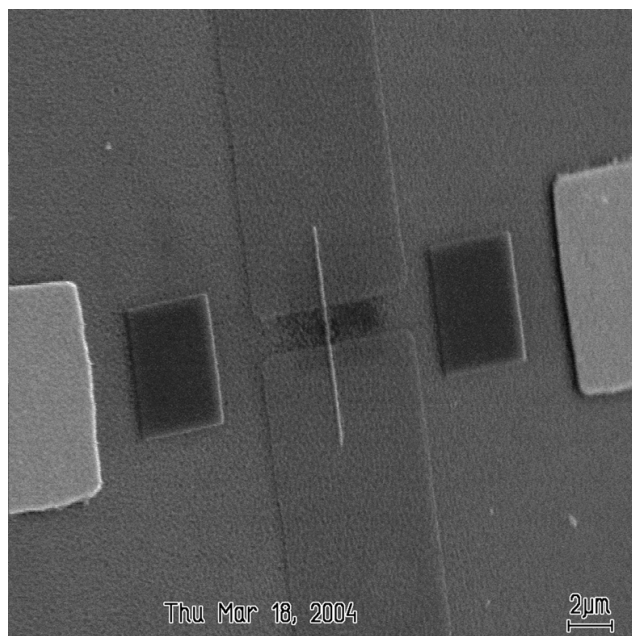


Рис. 25: Фотография субмикронного SF - мостика, приготовленного при помощи электронной литографии.

и температурой Кюри 30-200 К, а также сплав $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Температура Кюри плёнок $PdFe$ сильно зависела от их толщины в интервале 20–100 nm и составляла 4–12 K. Наиболее простыми исследуемыми образцами были двуслойные SF -полоски с миллиметровыми размерами, резистивные и сверхпроводящие свойства которых измерялись с помощью 4-х контактов, прикрепляемых вдоль полоски с помощью ультразвукового бондера или с помощью ультразвуковой пайки оловянным припоем (см. рис. 42). Структуры с меньшими размерами изготавливались с помощью оптической и электронной литографии и имели четыре тонкоплёночных вывода для надёжной реализации четырехточечной схемы измерений, как показано, например, на рис. 26. Для холловских измерений изготавливались мостики крестообразной формы (рис. 31). В микромостиках на эффекте близости (мостиках Мерсеро-Нотариса) область сверхпроводящего ниобиевого мостика перекрывалась в центральной части островком ферромагнетика. Поскольку такие $S - SF - S$ переходы использовались, в частности, для исследования влияния доменной структуры ферромагнетика на магнеторезистивные характеристики SF -контактов, латеральные размеры исследуе-

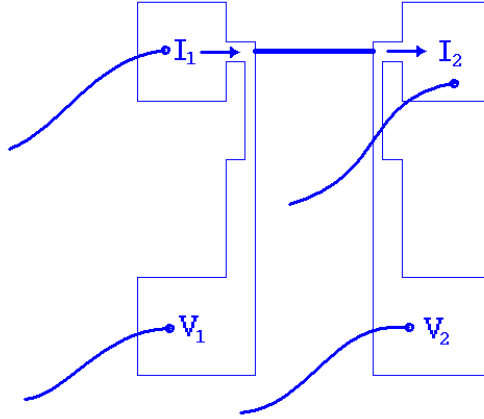


Рис. 26: Схематическое изображение четырёхточечного метода измерений.

мых SF -областей варьировались в широких пределах и могли быть уменьшены вплоть до $0.2\mu m$, т.е. размеров, сравнимых с размерами ферромагнитных доменов. Были также приготовлены цепочки мостиков Мерсеро-Нотариса, т.е. структуры с чередованием субмикронных $-S - SF-$ участков мостика.

Все приготовленные структуры отличает высокая однородность слоев и приемлиемая для наших экспериментов шероховатость их поверхностей ($\sim 10 - 20^\circ A$), как можно увидеть на микрофотографии рис. 27, сделанной на срезе Cu/Ni -пленки просвечивающим электронным микроскопом.

Сверхпроводящие Nb -мостики и контактные структуры. Nb -мостики использовались для отработки технологии приготовления ниобиевых слоев. Для получения тонких плёнок ниобия камера высоковакуумной установки Leybold Z-400 откачивалась до вакуума $\sim 10^{-6} mBar$ и заполнялась чистым аргоном (давление $\sim 6 \times 10^{-3} mBar$). Затем DC-магнетронным методом осаждался ниобий необходимой толщины. При скорости осаждения $36.7^\circ A/s$ температура сверхпроводящего перехода толстых пленок ниобия $1000 - 1500^\circ A$ составляла $\sim 9.2K$ (обычно пленки такой толщины использовались для изготовления контактных электродов структур). Для приготовления самих планарных SF -структур осаждались более тонкие ниобиевые слои $7 - 30nm$, поскольку требовалось заметное подавление сверхпроводимости в ниобии ферромагнитным слоем. На рис. 43 (верхняя кривая) показана экспериментально изме-

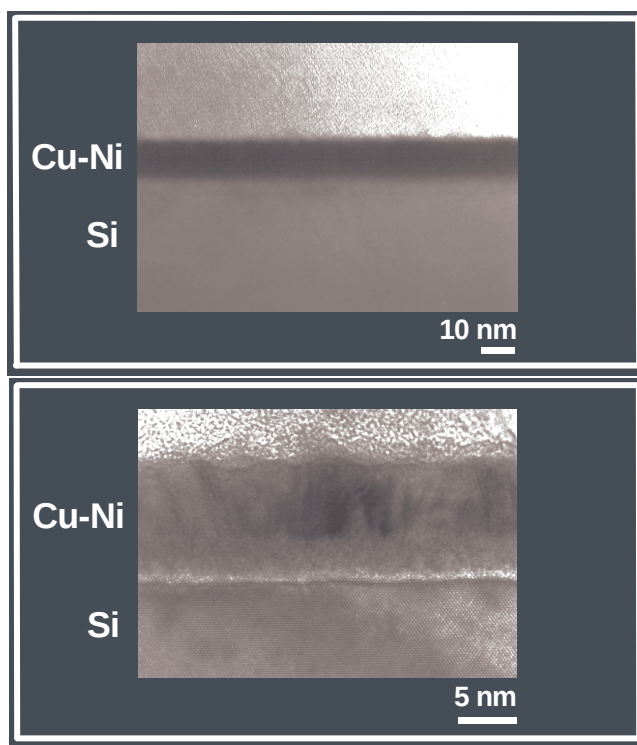


Рис. 27: Микрофотографии среза плёнки $CuNi$, сделанные просвечивающим электронным микроскопом.

ренная зависимость температуры сверхпроводящих Nb-пленок от толщины в указанном интервале. Довольно сильное подавление T_c связано с образованием проводящих ниобиевых окислов (NbO) на поверхности пленок и эффектом близости этих нормальных слоев, особенно сильно проявляющимся для пленок с толщиной менее $20nm$ [62].

Для изготовления Nb-мостика или контактной ниобиевой разводки для SF -структур с помощью фотолитографии приготавливалась маска из резиста и формировалась позитивная картина мостика или контактных электродов, после чего незакрытая резистом пленка стравливалась либо химически в растворе $35ml (HNO_3 70\%) + 11ml (HP 30\%) + 50ml (H_2O)$, либо при помощи аргоновой плазмы.

Дальнейшее создание структуры в зависимости от удобства и размеров производилось как при помощи фото- так и электронной литографии. Обычно электронная литография использовалась для приготовления мостиков с раз-

мерами менее $5\mu m$. Во всех остальных случаях использовалась оптическая литография.

Процесс приготовления бислойных $CuNi/Nb$ -мостиков, изображенных на рис. 49 (использовавшихся в экспериментах, представленных в разделе 3.1), мало чем отличался от процесса приготовления обычных сверхпроводящих ниобиевых мостиков. Более сложные структуры, сделанные на основе бислоев $Nb-Cu/Ni$, такие как $S-SF-S$ мостики или $-S-SF-$ цепочки, требовали дополнительных этапов приготовления.

Для изготовления SF -бислойных структур, как отмечено выше, использовались ниобий и Cu_xNi_{1-x} с различной концентрацией никеля. Выбор этих металлов определялся прежде всего наследственной связью ряда наших экспериментов с экспериментами проведёнными ранее на джозефсоновских SFS -структурах, на базе которых были получены джозефсоновские π -контакты и сетки [9, 48]. Следует упомянуть причины, по которым исходно были выбраны эти, а не другие материалы.

Ниобий среди чистых сверхпроводящих металлов имеет самую высокую T_c . Он слабо растворяется в меди и никеле, что было важно для создания резких SF -границ раздела. Одно из главных преимуществ сплава Cu_xNi_{1-x} - это возможность плавно регулировать магнетизм сплава изменением концентрации x для получения необходимой слабой связи с системе сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник. Поскольку медь и никель образуют непрерывный ряд твёрдых растворов, меняя концентрацию никеля можно было подобрать любую температуру Кюри в пределах от 0 до $650K$ (см. рис. 40 и другие результаты раздела 2.3). В силу того, что ферромагнетик способен существенно подавлять сверхпроводимость, нужно было, оставаясь в области ферромагнитного состояния, существенно снизить это влияние. При этом сравнительно большие длины когерентности пар в слабоферромагнитном Cu/Ni давали возможность использовать в случае джозефсоновских SFS переходов относительно толстые слои ($10-30nm$), которые могли быть приготовлены использованными методами с высокой однородностью толщины и состава вдоль слоя (см. рис. 27). Ниобий же среди чистых сверхпроводящих металлов имеет

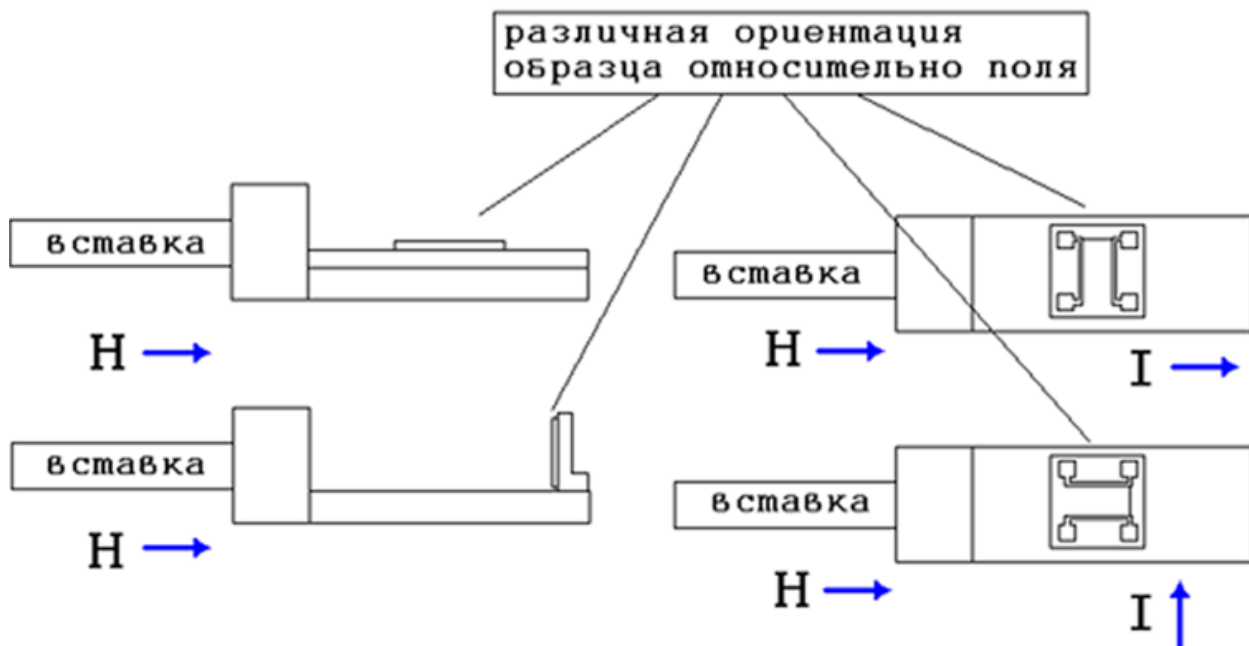


Рис. 28: Изображение различных ориентаций образца относительно магнитного поля и тока.

самую высокую T_c .

2.2 Методика эксперимента

Магнето-транспортные измерения проводились стандартным четырёхточечным методом (см. рис. 26), на автоматизированной установке. Использование различных держателей образца позволяло изменять направление приложенного магнитного поля относительно плоскости образца и направления измерительного тока. Измерения проводились в трёх основных конфигурациях: $\vec{H} \parallel \vec{I}_{sample}$, $\vec{H} \perp \vec{n}_{sample}$ и $\vec{H} \perp \vec{I}_{sample}$ & $\vec{H} \parallel \vec{n}_{sample}$ (см. рис. 28).

Измерялись резистивные и полевые характеристики мостиков при различных токах в образец I_{sample} в диапазоне температур $1.2 - 10K$ и диапазоне полей: слабые $0 - 700Oe$, сильные $0 - 7kOe$. Все измерения были автоматизированы и результаты выводились на компьютер. Эксперименты проводились в криостате, экранированном пермалловым экраном и находящемся внутри экранированной комнаты в целях максимального уменьшения влияния внеш-

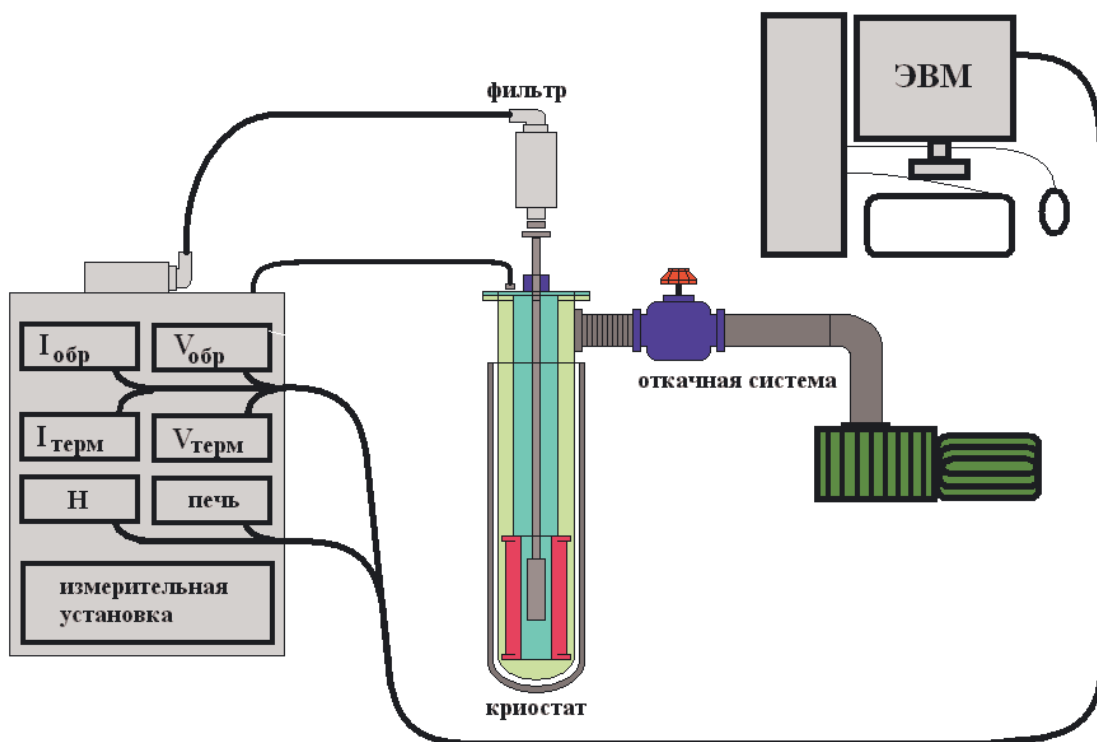


Рис. 29: Изображение детальной схемы эксперимента.

них магнитных полей и различного рода помех. Для повышения чувствительности измерений использовались широкополосные аналоговые фильтры, установленные на вводах четырехконтактной схемы. Всё это, а также высокоточные приборы позволили измерять напряжения с точностью вплоть до $10nV$. Схема эксперимента представлена на рис. 29.

2.3 Исследование магнитных характеристик Cu_xNi_{1-x} и $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$ ферромагнитных слоёв

Одним из важных этапов исследования наших образцов, было получение различных данных о магнитных и резистивных свойствах, а также структуре ферромагнитных плёнок из сплавов $CuNi$ и $PdFe$. Как указывалось выше, для исследования эффектов, связанных с возникновением знакопеременного сверхпроводящего параметра порядка вблизи SF -границы, необходимы бы-

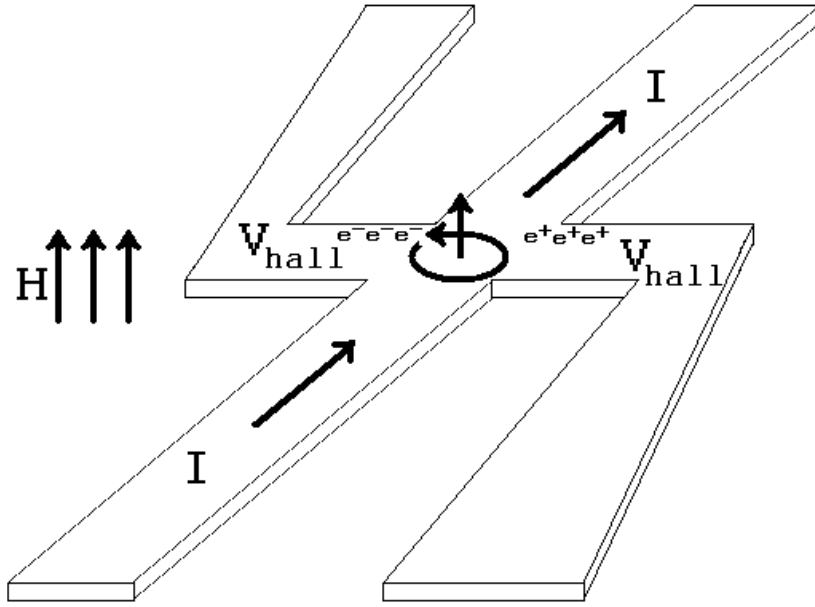


Рис. 30: Геометрия холловского эксперимента.

ли слои слабого ферромагнетика с низким обменным полем E_{ex} . В первых успешных экспериментах на джозефсоновских SFS сэндвичах [9, 48] в лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН были использованы сплавы $Cu_{1-x}Ni_x$ с x вблизи 0,5 и температурой Кюри $T_{Curie}=20-150$ К. Слабый ферромагнетизм был важен в связи с необходимостью получения сплошных и однородных F -слоев, толщина которых была бы сравнима с длиной затухания пар. Некоторые данные о магнитных свойствах массивных $CuNi$ -сплавов известны из литературы. Однако, наблюдаемые свойства тонких пленок заметно отличались от описанных в публикациях характеристик объемных материалов [52, 53, 54]. Поэтому нами были проведены дополнительные исследования магнеторезистивным методом (с помощью "аномального эффекта Холла"(см. рис. 30)), а также с помощью сквид-магнетометра.

ЭДС Холла в ферромагнетиках складывается из трёх составляющих:

$$V_{hall} = R_0 H + 4\pi R_0 M + a\rho^2 M, \quad (3)$$

где ρ - удельное сопротивление плёнки; R_0 - обычная холловская констан-

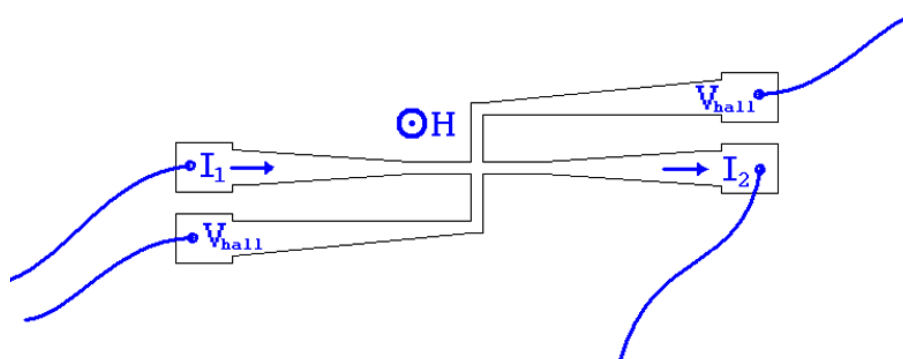


Рис. 31: Топология контактов при измерении ЭДС Холла.

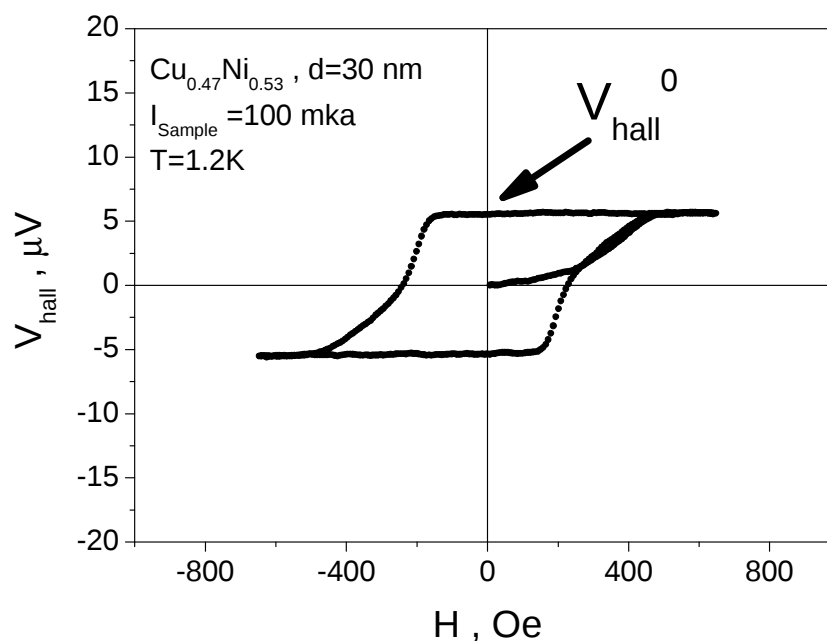


Рис. 32: Петля гистерезиса, полученная при измерении зависимости холловского напряжения V_{hall} от величины внешнего магнитного поля H , перпендикулярного плоскости образца, для плёнки $CuNi$ толщиной $d_{CuNi} = 30nm$.

та; H - магнитное поле; a - коэффициент аномального эффекта Холла; M - намагниченность плёнки. Первые два вклада представляют собой нормальный эффект Холла и связаны с непосредственным влиянием магнитного поля и намагниченности плёнки на носители тока. Последний же вклад, также пропорциональный намагниченности, возникает из-за спин-орбитального взаимо-

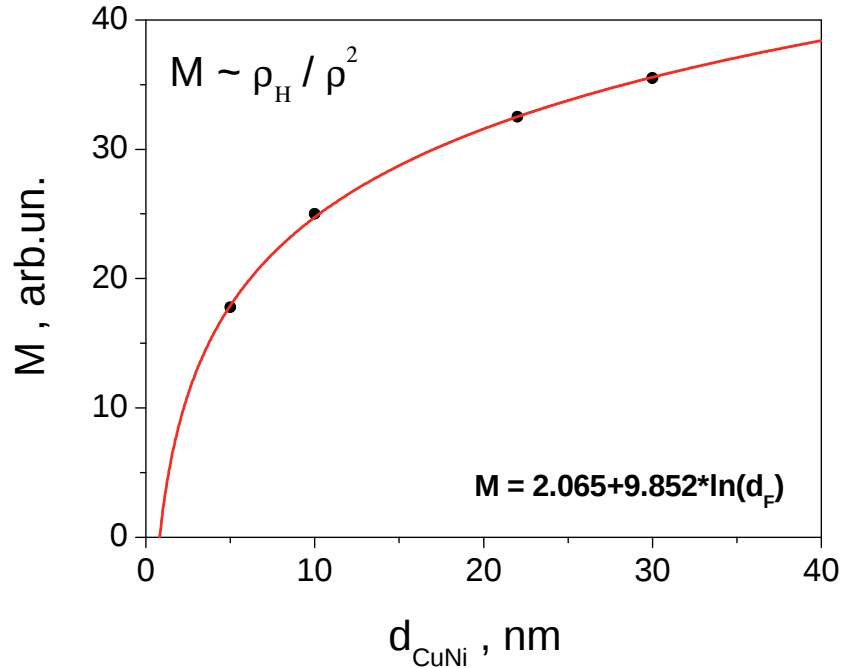


Рис. 33: Кривая $M(d_F)$, извлечённая из экспериментов при помощи соотношения (5) для плёнок CuNi . Линия соответствует аппроксимации логарифмической функцией.

действия поляризованных электронов проводимости [55]. Физическая причина появления этого вклада связана с присутствием обменного взаимодействия s- и d- электронов, приводящего к частичной поляризации s- электронов проводимости. Появление дополнительного (спинового) момента этих электронов компенсируется изменением их орбитального момента.

Для холловских исследований были приготовлены образцы ферромагнитных плёнок со специальной холловской геометрией (см. рис. 31).

В эксперименте измерялись зависимости напряжения Холла $V_{\text{hall}}(H)$ от величины перпендикулярного к плоскости образца магнитного поля H в пределах $\pm 700 \text{ Oe}$ (см. рис. 32). Данные были получены для различных толщин плёнок и при различных температурах. Зависимости представляли собой кривые похожие на магнитные петли гистерезиса, с той разницей, что линейные части в области больших полей, представляющие собой области магнитного

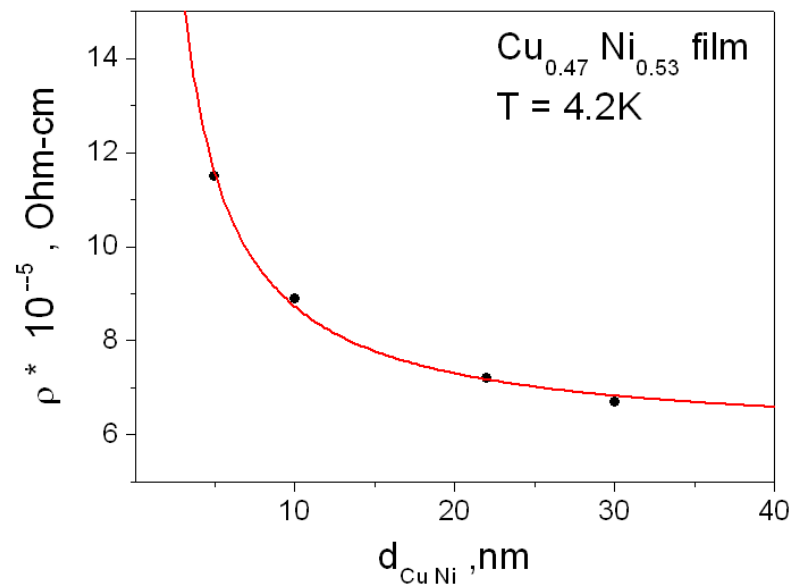


Рис. 34: Удельное сопротивление CuNi плёнок различной толщины.

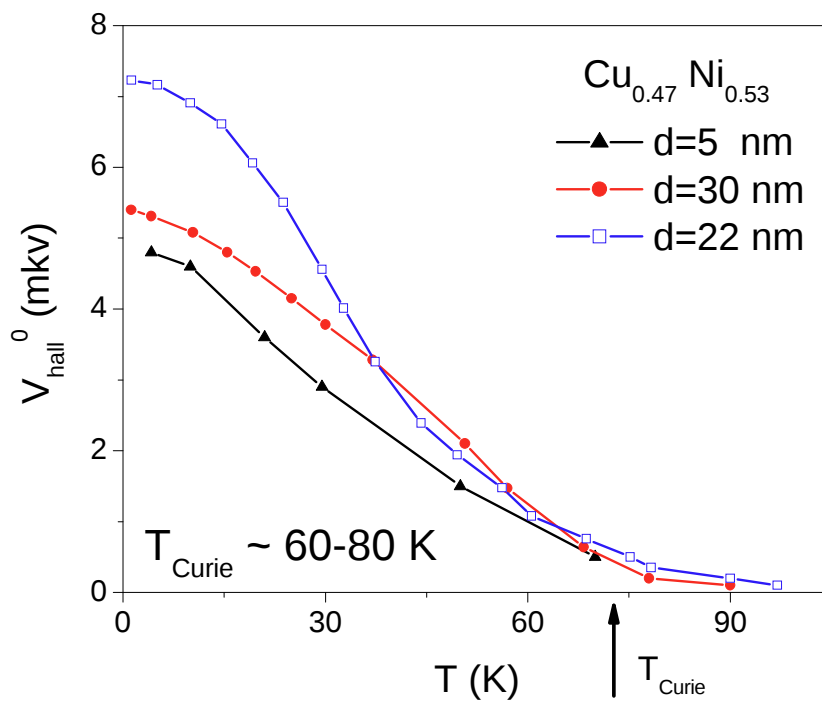


Рис. 35: Зависимости холловского напряжения насыщения V_{hall}^0 от температуры для разных толщин CuNi - плёнок.

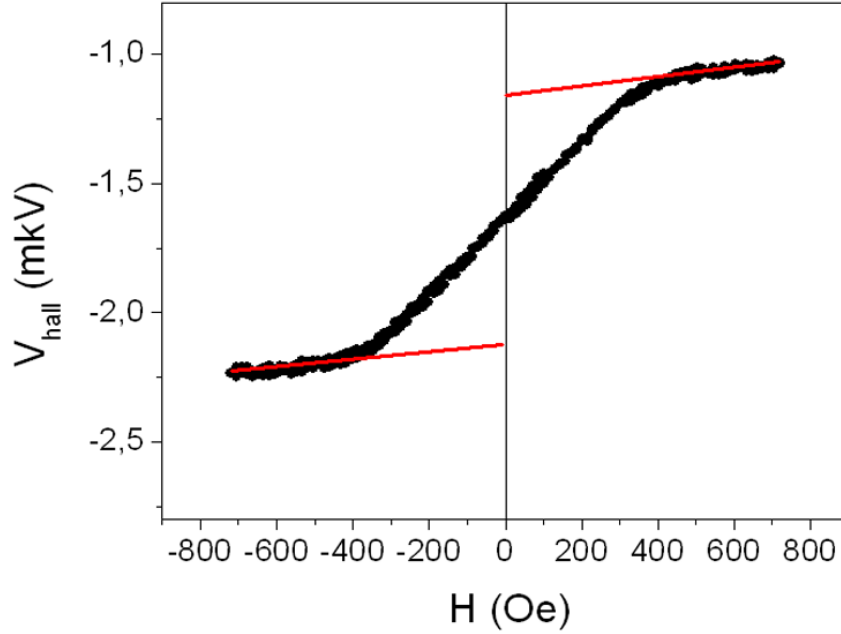


Рис. 36: Зависимость холловского напряжения V_{hall} от внешнего магнитного поля H , перпендикулярного плоскости образца, для плёнки PdFe толщиной $d_{\text{PdFe}} = 100\text{nm}$.

насыщения плёнок, не были горизонтальны, а имели положительный наклон, связанный с прямым воздействием внешнего магнитного поля. Для того чтобы вычесть вклад поля и рассматривать только вклад V_{hall}^0 , связанный с намагниченностью насыщения, линейные участки экстраполировались к нулю поля. В случае медноникелевых плёнок наклон верхней и нижней частей зависимости $V_{\text{hall}}(H)$ был практически равен нулю, откуда следовало, что вклад нормального эффекта Холла пренебрежимо мал, по сравнению с вкладом аномальной части, описываемый третьим членом приведенного выше выражения, в соответствии с которым намагниченность пропорциональна напряжению Холла и обратно пропорциональна квадрату удельного сопротивления ферромагнитной плёнки. На рисунке 34 представлены результаты расчёта $M(d_F)$ с учётом зависимости удельного сопротивления плёнки от толщины. Эта кривая хорошо аппроксимируется простой логарифмической зависимостью.

Температурные зависимости напряжения Холла $V_{\text{hall}}^0(T)$ позволили оце-

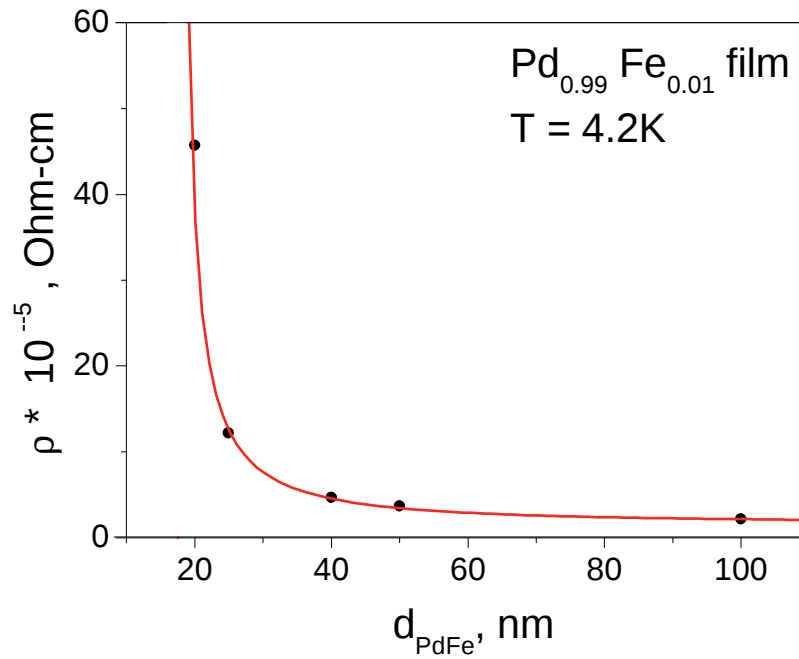


Рис. 37: Удельное сопротивление плёнок PdFe разной толщины.

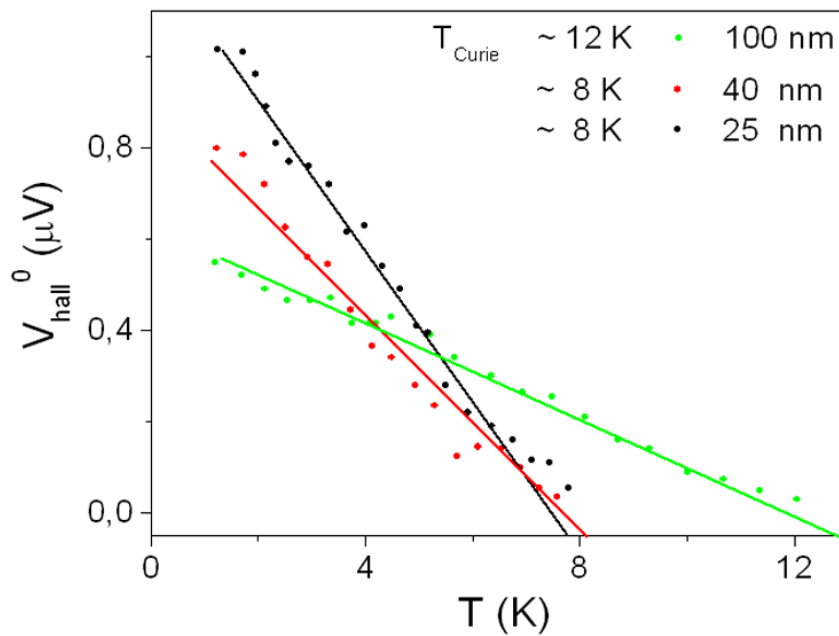


Рис. 38: Зависимости холловского напряжения насыщения V_{hall}^0 от температуры для разных толщин PdFe -плёнок.

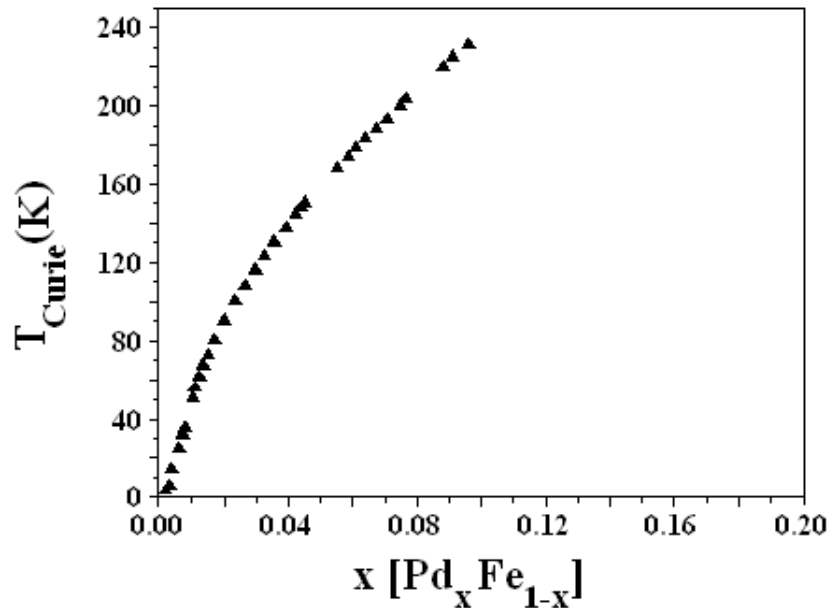


Рис. 39: Фазовая диаграмма: парамагнитное состояние - ферромагнитное состояние для $PdFe$ -сплава.

нить величины температур Кюри T_{Curie} (см. рис. 35). Затянутые высокотемпературные 'хвосты' кривых связаны с наличием обогащённым никелем кластеров, характерных для медноникелевых сплавов с концентрацией близкой к 50%, которые имеют более высокие температуры Кюри [52, 53, 54, 56, 57]. Из графиков видно, что температура Кюри практически не зависит от толщины для $CuNi$ плёнок (в диапазоне толщин $5 - 30nm$) и определяется только концентрацией никеля.

Аналогичные исследования были проведены и для плёнок на основе сплава $PdFe$ для состава $Pd_{0.99}Fe_{0.01}$. Эти пленки изготавливались и изучались с целью получения ферромагнитных слоев с предельно малыми значениями температуры Кюри. Результаты этих исследований представлены на Рис. 38. Для $PdFe$ видна сильная зависимость температуры Кюри от толщины плёнок (в диапазоне толщин $25 - 100nm$), которая не наблюдалось для $CuNi$ -пленок, а при толщинах менее $25nm$ ферромагнетизм исчезает вовсе. Это свидетельствует о структурных изменениях в плёнках, происходящих с уменьшением толщины, которые отражаются на их ферромагнитных свойствах. Структур-

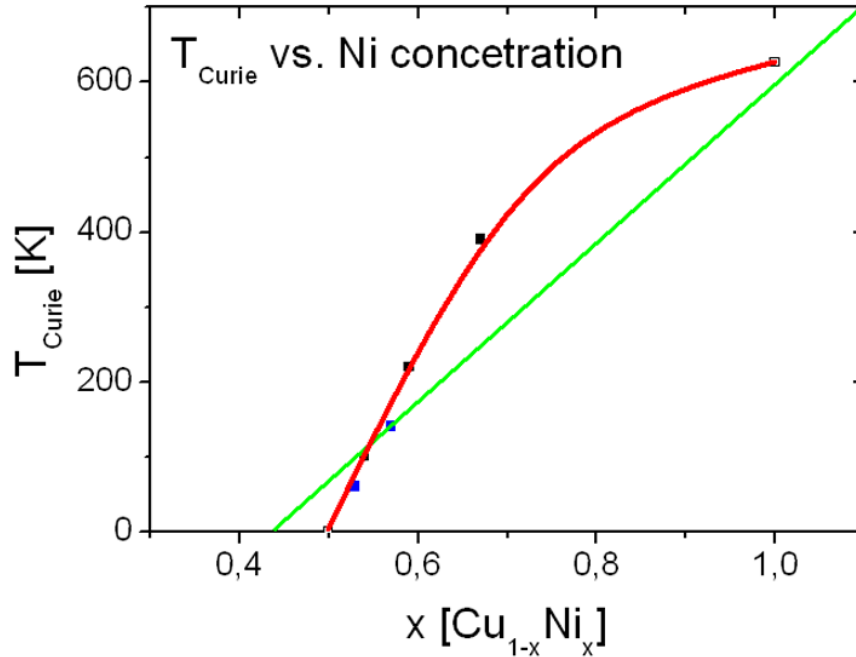


Рис. 40: Кривая линия соответствует экспериментально измеренным значениям температуры Кюри для различных концентраций x никеля в сплаве $Cu_{1-x}Ni_x$ (толщины плёнок находятся в диапазоне 20 – 30nm). Прямая линия соответствует фазовой диаграмме перехода из парамагнитного в ферромагнитное состояние для медноникелевого сплава, которая взята из работы [52].

ные изменения приводят и к толщинной зависимости удельного сопротивления: монотонному увеличению удельного сопротивления с уменьшением толщины в интервале 100-25 нм, и резкому взлету ниже 25nm. Сильная зависимость температуры Кюри от толщины для плёнок $PdFe$ в отличие от $CuNi$ плёнок, скорее всего связана с различными механизмами спинового упорядочения в $CuNi$ и $PdFe$. За счет сильной спиновой поляризации палладия ферромагнетизм в сплавах $Pd_{1-x}Fe_x$ возникает при температурах жидкого гелия для концентраций железа менее 1%, т.е. при расстояниях между железными атомами более 1nm [58]. В $CuNi$ -сплавах граница между парамагнитным и ферромагнитным состояниями при низких температурах проходит в области концентраций 50%, т.е. взаимодействие никелевых атомов в сплаве $CuNi$ го-

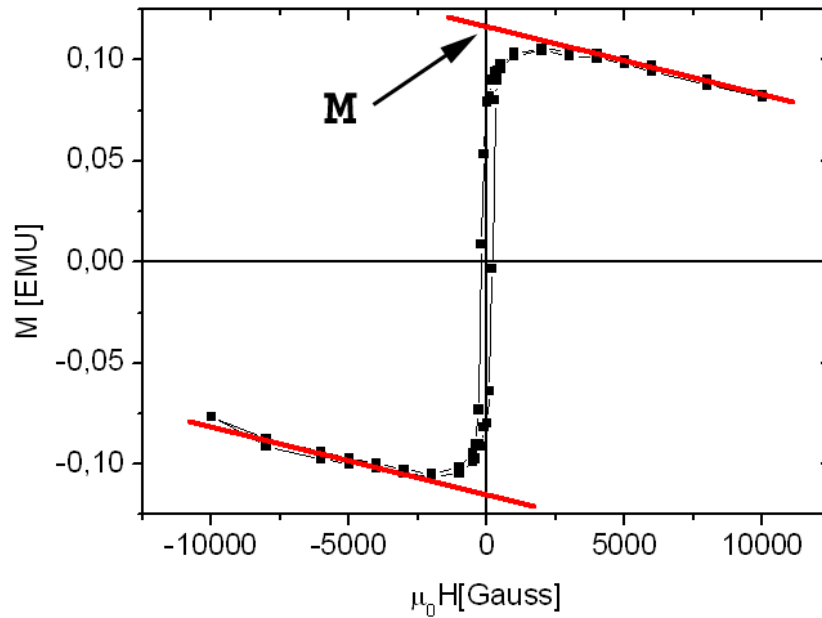


Рис. 41: Зависимость $M(H)$ плёнки $Cu_{0.46}Ni_{0.54}$, полученная с помощью сквид-магнитометра. Схематично изображён способ определения магнитного момента насыщения.

раздо более близкое к действительности, что определяет трехмерное магнитное поведение $CuNi$ -пленок вплоть до толщин менее $1nm$.

Подробные магнитные измерения $CuNi$ -пленок разного состава и толщины были проведены также на сквид-магнитометре в университете г. Лейден. Они позволили определить абсолютные величины намагниченностей в пленках. Измерения проводились для концентраций никеля от 0.52% до 0.59%. Согласно полученным результатам магнитный момент на атом m_{at} для пленок $Cu_{1-x}Ni_x$ в этом диапазоне концентраций увеличивается приблизительно как $0.01 \mu_B/at.\%Ni$. При этом T_{Curie} возрастает от 30 до 200 K, а для концентраций никеля ниже $\sim 0.5\%$ наступает переход в парамагнитное состояние (см. рис. 40).

Данные по среднему магнитному моменту, рассчитанному на один атом никеля при максимальной намагниченности пленки представлены в таблице. В целом, повышение температуры Кюри $CuNi$ и среднего магнитного момента

Таблица 1: Температура Кюри и магнитный момент в расчете на один атом никеля, а также удельный магнитный момент для пленок $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$ различного состава. В скобках указаны данные для образцов, приготовленных в нашей лаборатории

x	$T_{\text{Curie}}(\text{K})$	$\mu_{\text{Ni}}(\mu_B/\text{Ni} - \text{at})$	$4\pi M \text{ (G)}$
0.67	390	0.4	-
0.59	220	0.2	1670
0.54	(105)	(0.1)	1241
0.52	95 (20)	0.09 (0.05)	-

на атом никеля с увеличением его концентрации соответствуют литературным данным [52, 53, 54, 56, 57], однако в области концентраций близким к 0.5 существуют серьезные отличия.

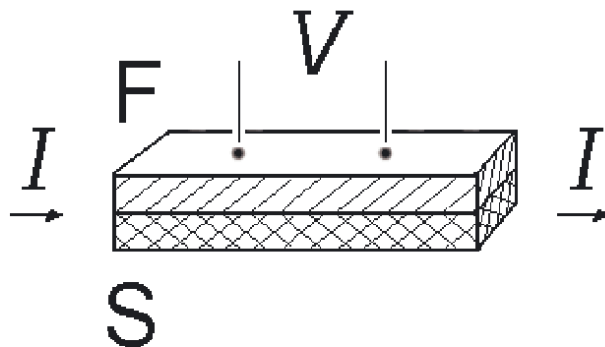


Рис. 42: Геометрия измерения SF -бислойных плёнок.

3 Экспериментальные результаты и их обсуждение

В данной главе описываются основные результаты экспериментов. В разделе 3.1 обсуждается эффект близости в SF -структурах, проявляющийся в немонотонном поведении критической температуры бислойной пары сверхпроводник/ ферромагнетик. В разделе 3.2 представлены исследования новых джозефсоновских планарных SF -структур, приготовленных различными методами. В последнем разделе главы обсуждаются магниторезистивные эффекты в FSF и FS структурах, связанные с влиянием доменной структуры ферромагнитных слоев.

3.1 Пространственные осцилляции сверхпроводящего параметра порядка. Осцилляции критической температуры T_c

Немонотонная зависимость критической температуры T_c многослойных SF -структур от толщины F -слоев является известным следствием возникновения знакопеременного наведенного параметра порядка в ферромагнетике вблизи SF -границы [4]. Как было указано в литературном обзоре, целенаправленные экспериментальные исследования этого эффекта, начатые в 1991 г. в работах

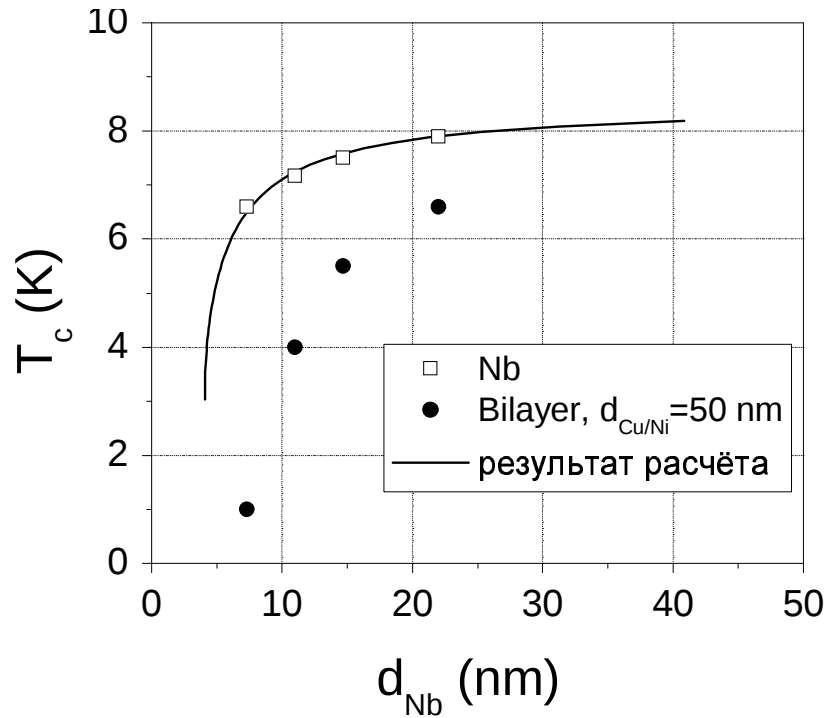


Рис. 43: Зависимость критической температуры T_c структур от толщины сверхпроводящих ниобиевых слоев d_S . Верхняя кривая соответствует отдельным ниобиевым плёнкам, а нижняя - SF -бислоям с толщиной F -слоя $d_{CuNi} = 50$ nm. Сплошная линия - результат теоретического расчёта по формуле (4) [59].

[4, 6, 7, 8, 10, 11, 60], дали довольно противоречивые результаты, и только наблюдение перехода в π -состояние джозефсоновских SFS переходов, выполненное в 2000-2001 гг. в ИФТТ РАН [9], позволило надёжно подтвердить существование неоднородного знакопеременного сверхпроводящего состояния в ферромагнетике. Нам было интересно вернуться к исследованию бислойной системы, которая изготовлена из материалов, использованных при реализации π -контактов в [9] и сравнить результаты столь различных экспериментов между собой, а также извлечь такую важную характеристику знакопеременной сверхпроводимости в ферромагнетике как период осцилляций параметра порядка из расчетов на основе недавних подробных теоретических моделей [40, 41].

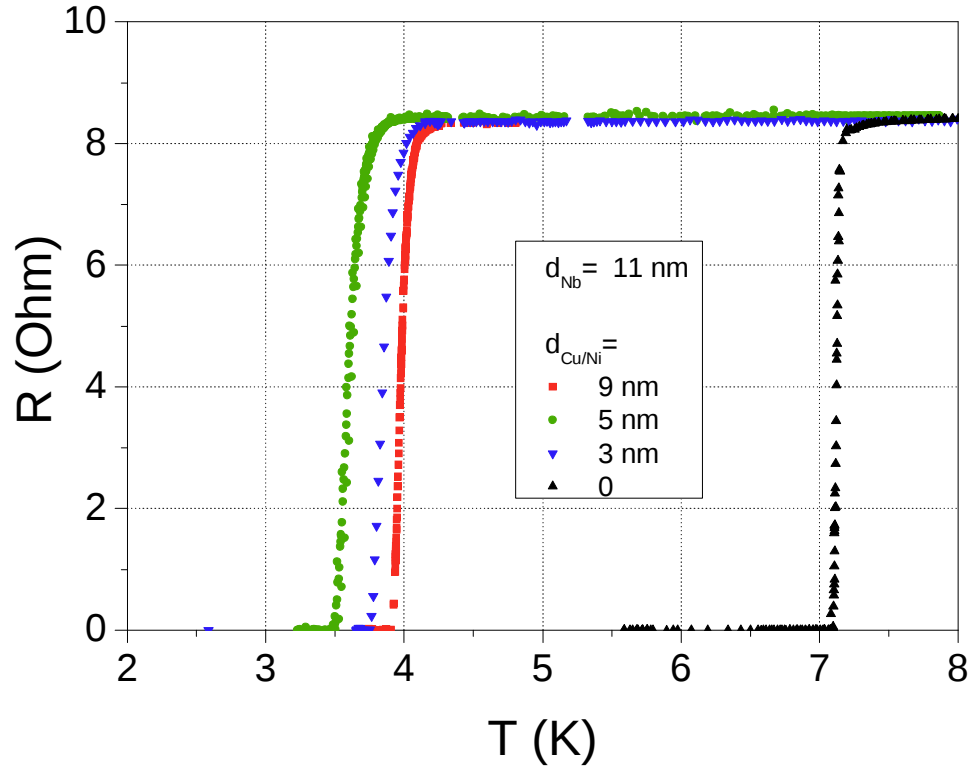


Рис. 44: Резистивные переходы для SF -бислоев при разных толщинах ферромагнитного слоя.

В наших исследованиях мы имели возможность непосредственно сравнить зависимость $T_c(d_F)$ для SF -бислоев с результатами, полученными параллельно на SFS сэндвичах [42] для структур, которые приготавливались из одних и тех же материалов. В качестве ферромагнитного слоя в обоих случаях использовались пленки сплава $Cu_{0.43}Ni_{0.57}$ с температурой Кюри T_{Curie} около 150 К. Технология приготовления использованных в нашем эксперименте [61] бислоев, а также состав Nb - и $CuNi$ -слоев полностью соответствовали двум нижним слоям $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57} - Nb$ сэндвичей, использованных в SFS -измерениях. Для наблюдения немонотонного поведения критической температуры $T_{c,SF}$ в зависимости от толщины ферромагнитного слоя нами была проведена серия экспериментов (продольные транспортные измерения в SF -структурах см. рис. 42 [61]), потребовавшая в общей сложности приготовления около сорока образцов (Методика приготовления описана в главе 2.1).

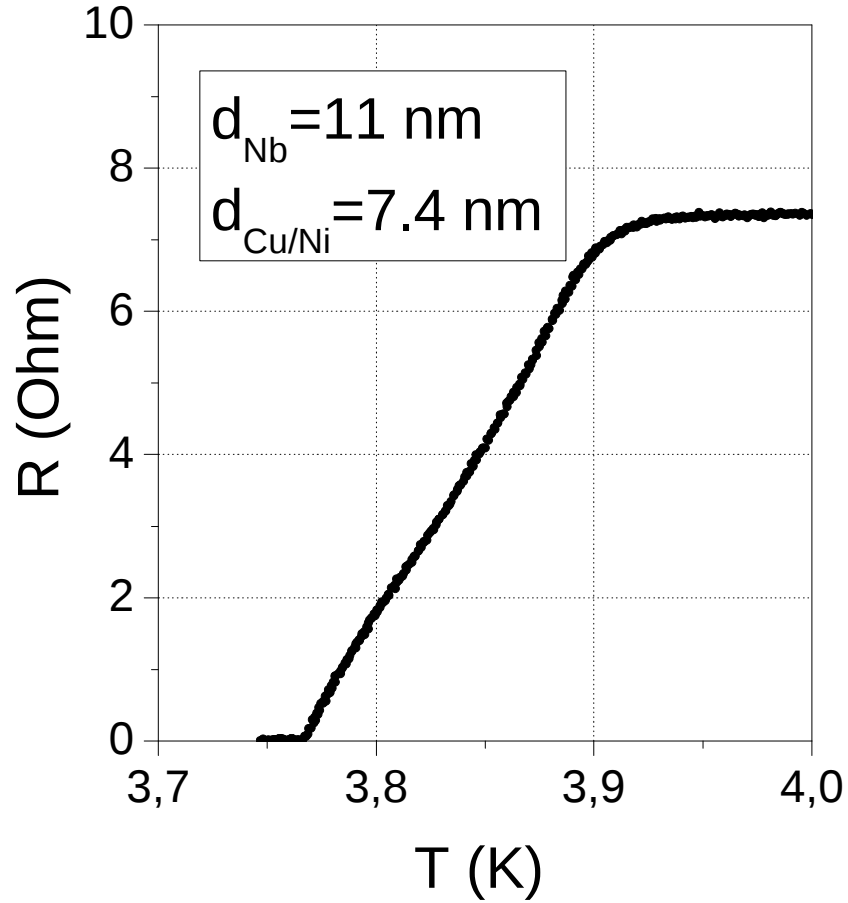


Рис. 45: Подробная $R(T)$ -зависимость, представляющая ширину резистивного перехода SF - бислоя ($\sim 0.3K$).

Целью предварительных экспериментов было выяснение оптимальных толщин сверхпроводящего ниобиевого слоя для наблюдения искомой немонотонности. Первоначально была исследована зависимость критической температуры отдельных пленок ниобия от толщины (см. верхнюю кривую на рис. 43). Наблюдаемая зависимость $T_c(d_S)$ обусловлена влиянием эффекта близости между Nb плёнкой и поверхностным слоем с ослабленной из-за высокого содержания кислорода сверхпроводимостью. Известно, что окисление поверхности ниобия идёт с образованием соединений NbO (сверхпроводник с $T_c \simeq 1.4K$), NbO_2 (полупроводник), Nb_2O_5 (диэлектрик) [62]. Подробное теоретическое рассмотрение зависимости $T_c(d_S)$ для плёнок сверхпроводника с критической температурой T_{c0} , покрытых слоем нормального металла, либо сверхпровод-

ника с $T_{c1} \ll T_{c0}$, было проведено в работе [59]. Для случая $d_S > \xi_0$ ($\xi(T)$ -длина когерентности в сверхпроводнике), реализующегося в плёнках ниобия при d_S больше или порядка $10nm$, зависимость $T_c(d_S)$ имеет вид:

$$\frac{T_c}{T_{c0}} \ln \left(\frac{T_{c0}}{T_c} \right) = \frac{D_0}{d_S}, \quad (4)$$

где D_0 - толщина поверхностного нормального слоя. Результаты расчёта представлены на рис. 43 непрерывной кривой.

На следующем этапе были проведены аналогичные исследования зависимости критической температуры SF - бислоёв с толстым ферромагнитным слоем ($500\text{\AA}$) от толщины ниобиевого слоя при тех же толщинах сверхпроводящего ниобия $73\text{\AA}$, $110\text{\AA}$, $147\text{\AA}$, $220\text{\AA}$ (см. нижнюю кривую на рис. 43). Необходимо было выбрать толщину ниобиевого слоя d_{Nb} , при которой ферромагнетик начинает сильно влиять на сверхпроводник, но при этом у SF - бислоя ещё достаточно высокая критическая температура. Такие условия являются оптимальными для получения немонотонной зависимости критической температуры $T_{c,SF}(d_F)$. Как видно из графика для состава $Cu_{0.43}Ni_{0.57}$ наиболее подходящей является толщина $d_F = 11nm$, при которой для отдельного слоя ниобия сверхпроводимость наступает при температуре $T_c = 7.2K$, а для двухслойки с толстым ферромагнетиком $500\text{\AA}$ - при температуре $T_{c,SF} = 4.4K$.

Экспериментальные исследования толщинной зависимости критической температуры SF - структур $T_{c,SF}(d_F)$ [61] в диапазоне толщин ферромагнетика $0 - 20nm$ при фиксированной толщине ниобиевого подслоя $d_{Nb} = 11nm$ (близкой к длине когерентности в тонкоплёночном ниобии, $\xi_s \sim 7 - 8nm$), представлены на Рис. 46. Как видно из полученного графика при толщинах F -слоя от $0 - 5nm$ идёт резкое падение критической температуры от $\sim 7.2K$ до $\sim 3.7K$, при котором достигается минимум в районе $5 - 7nm$. После чего наблюдается небольшой подъём (до $\sim 4.3K$) и далее постепенный выход на насыщение где-то при $20nm$ ($\sim 4.4K$). Похожая зависимость была предсказана в работе [4], и впервые наблюдалась экспериментально на Nb/Gd - свёрхрешётках в работе [6].

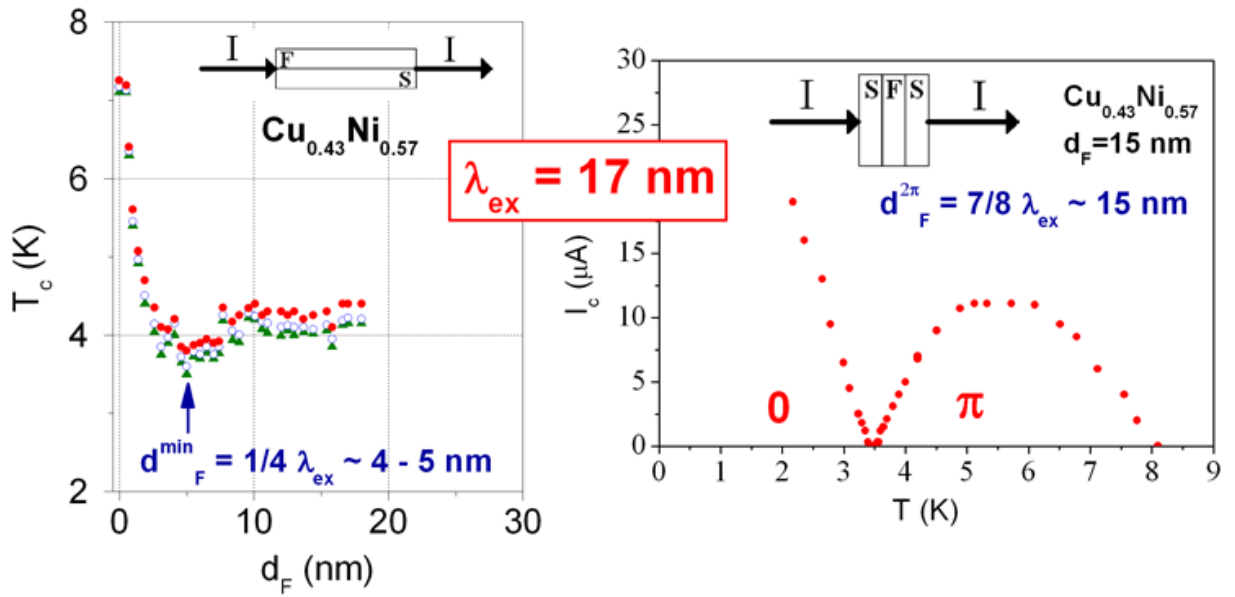


Рис. 46: На левой панели представлена зависимость критической температуры двуслойной структуры $Nb - Cu_{0.43}Ni_{0.57}$ от толщины ферромагнитного слоя. На правой - температурная зависимость критического тока SFS-сэндвича с толщиной F-слоя в области второго 0- π -перехода. SFS-сэндвич приготовлен из тех же материалов и по той же технологии [63], что и бислой. Сравнение особенностей на графиках показывает соответствие одному и тому же периоду пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике.

Экспериментальные точки $T_{c,SF}$, представленные на графике 46, были определены по началу, середине и концу сверхпроводящих переходов SF-структур, в процессе измерения зависимости сопротивления SF-бислоя от температуры. Как видно на графиках 44 и 45, переходы достаточно узкие, шириной порядка $\sim 0.3K$, что говорит о высоком качестве полученных $Nb/CuNi$ бислоев.

Критическая температура SF-бислоя проходит через минимум при толщине $d_F = 4 - 5nm$, которая должна соответствовать четверти периода пространственных осцилляций λ_{ex} (см. раздел 1.3.2 Литературного обзора). С дру-

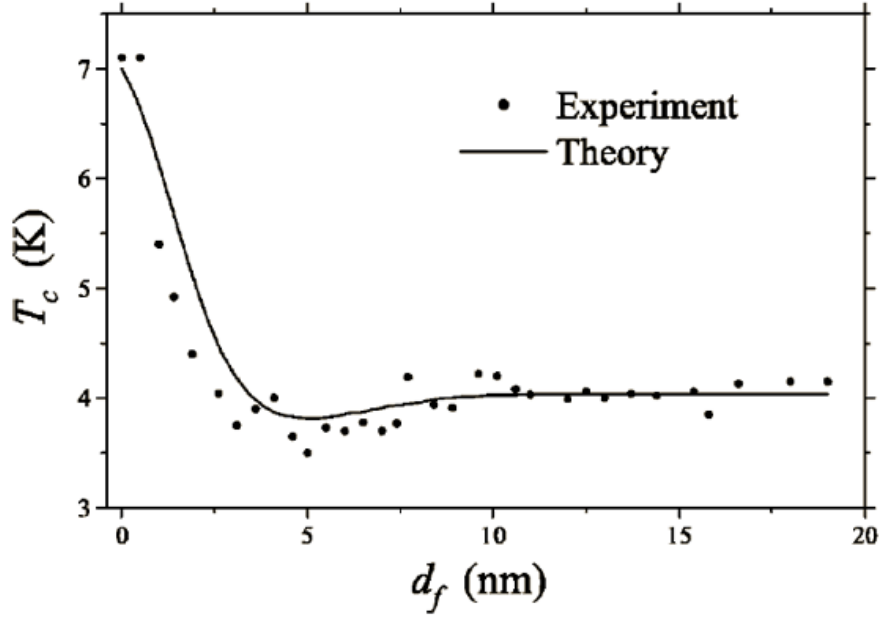


Рис. 47: Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами [41] (сплошная линия).

гой стороны, толщина $d_{F,\pi 2} = 15\text{nm}$, при которой наблюдался второй температурный $0 - \pi$ -переход в SFS сэндвиче [42], должна быть равна $\frac{7}{8}\lambda_{ex}$. Таким образом, из обоих типов экспериментов следует один и тот же период осцилляций параметра порядка в сплаве $Cu_{0.43}Ni_{0.57}$ равный 17nm . Хорошее соответствие двух различных типов экспериментов теоретическим моделям является надежным подтверждением существования специфической знакопеременной сверхпроводимости в присутствии обменного поля (LOFF-состояния), предсказанной впервые в 1964 г. Ларкиным-Овчиниковым [1] и Фульде-Феррелом [2]. В данном случае условия наблюдения этого необычного явления реализуются благодаря эффекту близости в контактах сверхпроводника и ферромагнетика, как это было предсказано в 1982 Буздиным с соавторами [3, 4].

Результаты, полученные нами в эксперименте [61], были подвергнуты подробному теоретическому анализу в работах [40, 41]. Предложенные в этих работах модели являются развитием более ранних теорий, разработанных в статьях [3, 4, 11], и используют разработанный в работе мультимодовый метод и метод фундаментальных решений для уравнения Узаделя с граничны-

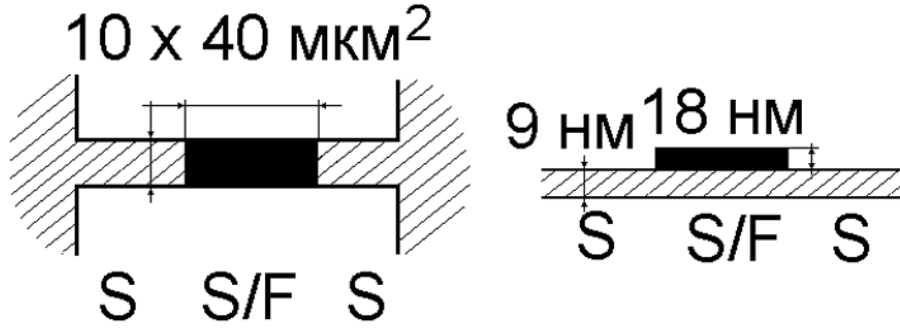


Рис. 48: Схематическое изображение $S - SF - S$ мостика Мерсеро-Нотариса в двух проекциях с характерными размерами.

ми условиями Куприянова-Лукичёва [64]. Сплошная линия на рисунке 47 представляет результаты этих теоретических расчетов, сделанных на основе параметров полученных нами из эксперимента ($d_S = 11\text{nm}$, $T_{cS} = 7\text{K}$, $\rho_S = 7.5\mu\Omega\text{cm}$, $\rho_F = 60\mu\Omega\text{cm}$, $\xi_S = 8.9\text{nm}$, $\xi_F = 7.6\text{nm}$, $\gamma = 0.15$) и ряда величин известных из других экспериментов с аналогичными материалами для SF -многослойных структур. Как видно из рисунка наблюдается хорошее согласие с экспериментальной кривой всюду кроме области малых $< 5\text{nm}$ толщин ферромагнетиков. Расхождение связано с тем, что плёнки с толщинами порядка нескольких нанометров имеют сильно неупорядоченную структуру, что подтверждается результатами резистивных и магнитных измерений, представленных во второй главе. Сравнение экспериментальных и теоретических кривых позволило также оценить величину прозрачности границы $\gamma_B \approx 0.3$ и обменной энергии ферромагнетика $E_{ex} \approx 130\text{K}$ для наших $Nb/CuNi$ -структур.

3.2 Планарные SF - структуры. Их свойства и особенности поведения

Для более подробного изучения транспортных свойств SF - структур, были исследованы планарные $S - SF - S$ - мостики и субмикронные цепочки $-S - SF-$ мостиков типа Мерсеро-Нотариса, в которых сверхпроводимость ниобиевой полоски на коротком участке подавлялась островком ферромагнит-

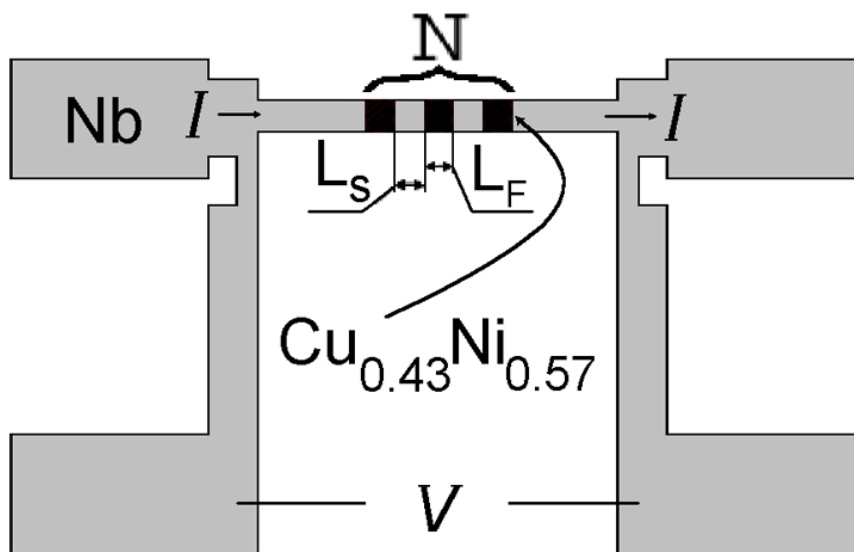


Рис. 49: Схематическое изображение цепочки $-S - SF-$ мостиков Мерсеро-Нотариса.

ного $CuNi$ см. рис. 49. Их схематичное изображение представлено на рис. 48 и 49. Тонкопленочные слои осаждались на установке магнетронного напыления и формировались с помощью фото- и электронной литографии, как описано в разделе 2.1. Использовались скорости осаждения слоев $2.5\text{\AA}/\text{sec}$ для $CuNi$ и $36.7\text{\AA}/\text{sec}$ либо $18.6\text{\AA}/\text{sec}$ для ниобия. В цепочках $-S - SF-$ мостиков размеры области "слабого" SF -бислойного участка варьировалась в широких пределах (от $10 \times 40\mu m$ до $0.2 \times 0.2\mu m$). При субмикронных размерах $\sim 0.2\mu m$ островки ферромагнетика были, фактически, монодоменными, а соответствующие $S - SF - S$ переходы проявляли ярко выраженные джозефсоновские свойства. На рис. 50 показаны осцилляции сопротивления цепочки субмикронных мостиков в поле перпендикулярном плоскости структуры. Наблюдаемый гистерезис связан с перемагничиванием F -слоя. Период по полю хорошо совпадает с оценками на основе площади квантования переходов $0.2 \times 0.5\mu m$.

Нам удалось связать такие мостики (т.е. соседние SF -участки в одномерной цепочке $-S - SF-$ переходов) в температурной области близкой к T_c ниобия с помощью квазичастичной инжекции в сверхпроводящие промежу-

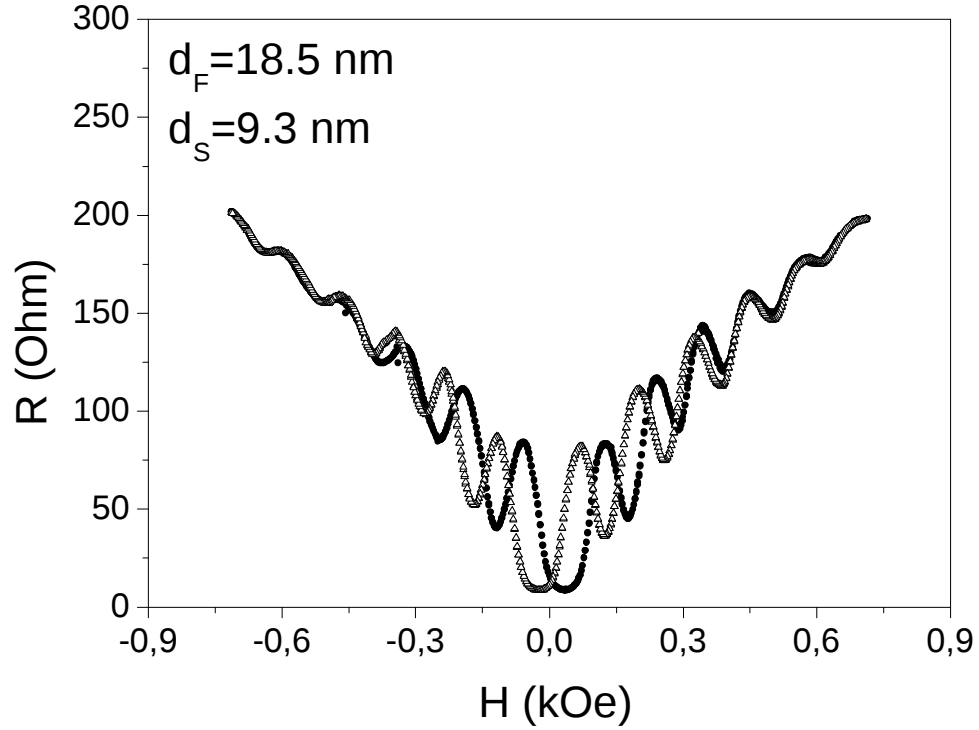


Рис. 50: Осцилляции сопротивления цепочки $-S-SF-$ мостиков в зависимости от величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца.

ки, свободные от ферромагнетика. Для получения цепочек мостиков участок исходного SF -бислоя шириной $0.2\mu m$ на длине $50\mu m$ "нарезался" так, чтобы создать SF -мостики, разделенные участками Nb пленки. Поскольку длина ферромагнитного островка $L_F = 0.5\mu m$ оставалась постоянной, мы изменяли расстояние между островками, меняя их число N в структуре. На рисунке 51 показаны результаты для трех структур с величинами сверхпроводящих промежутков $L_S = 1; 0.5$ и $0.2\mu m$ и соответственно с числом SF -островков $N = 30; 70$ и 100 . Кривые резистивных переходов приведены в координатах T/T_c^{Nb} , поскольку критические температуры свободных участков Nb-пленок несколько различались в связи с тем, что было невозможно контролировать точно момент окончания травления $CuNi$ -слоя, и ниобиевые слои несколько отличались по толщине и критической температуре. Кроме указанного резистивного перехода ниобиевых участков и довольно размытого резистивного

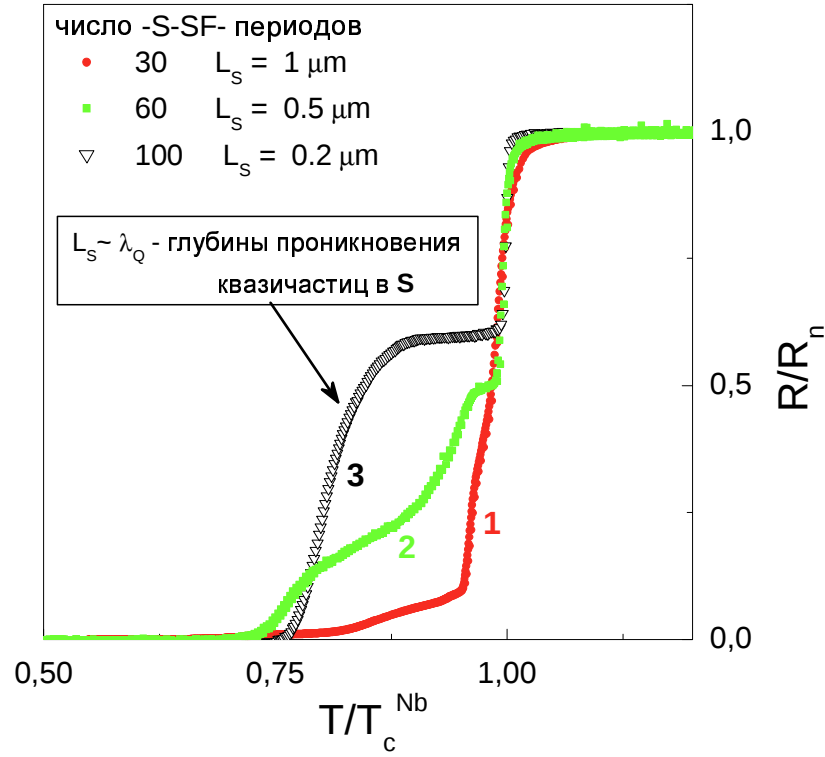


Рис. 51: Резистивные переходы цепочек $SF - S - SF$ мостиков с различным периодом $S - SF$ структур и различной длиной сверхпроводящих промежутков L_S .

перехода SF -островков, начиная с $L_S = 1\mu m$, в средней части перехода развивается новая ступенька, связанная с сопротивлением сверхпроводящих промежутков, которое обусловлено неравновесной инжекцией квазичастиц. При $L_S = 0.2\mu m$ этот вклад становится доминирующим. Оценка глубины проникновения неравновесных квазичастиц в сверхпроводящий ниобий (длины релаксации зарядового разбаланса λ_Q) при температурах близких к T_c^{Nb} дает величину сравнимую с $0.2\mu m$ (см. ниже расчет различных длин и параметров экспериментальных структур). В дальнейшем планируется использовать разработанные цепочки субмикронных мостиков в двух типах экспериментов. Прежде всего планируется проверить синхронизацию джозефсоновской генерации в цепочке за счет квазичастичной инжекции [65, 66] путем наблюдения гигантских ступеней Шапиро. В условиях джозефсоновской гене-

рации (при токах через цепочку выше критического) квазичастичная инжекция тоже будет носить пульсирующий характер и приводить к синхронизации переходов в цепочке. Такие исследования могут быть полезны при создании новых типов эталонов Вольты. Кроме того, поскольку поток квазичастиц из области монокристаллического F -островка частично поляризован, планируется изучение магнеторезистивных эффектов в таких цепочках. В случае антипараллельного выстраивания намагниченностей в соседних F -островках, например, с помощью магнито-силового зондового микроскопа [67], поток неравновесных спин-поляризованных квазичастиц должен заметно уменьшать подавление сверхпроводимости в области соседнего F -островка, с противоположным направлением намагниченности. Таким образом, сопротивление цепочки при параллельном и антипараллельном расположении намагниченностей соседних F -областей должно существенно отличаться.

В заключение этой части, связанной с изучением транспорта через двухслойные плёночные SF -структуры, приведем резистивные и транспортные характеристики, извлеченные из различных экспериментов (удельные сопротивления ρ , длины свободного пробега l и коэффициенты диффузии D для ниобия и $CuNi$ при гелиевых температурах, а также длины релаксации зарядового разбаланса, использованные при изучении влияния инжекции квазичастиц). Для расчета длины свободного пробега электронов применялись универсальные соотношения $(\rho \times l) = const$: $6.5 \times 10^{-12} Ohm \times cm$ для меди [69] и $3.7 \times 10^{-12} Ohm \times cm$ для ниобия [68]. Также мы использовали в наших оценках коэффициентов электронной диффузии ($D = v_F \times l/3$) значения для скоростей Ферми ниобия $v_F^{Nb} = 0.62 \times 10^8 cm/sec$ и меди $v_F^{Cu} = 1.57 \times 10^8 cm/sec$, указанные в тех же работах.

Кроме того, в Таблице 2 приведена величина длины зарядового разбаланса в ниобии λ_Q , которая посчитана по формуле $\lambda_Q = l_\epsilon \times (4k_B T/\pi\Delta)^{1/2}$, где $l_\epsilon = (D_{Nb} \times \tau_\epsilon)^{1/2}$ - длина энергетической релаксации в ниобии, k_B - постоянная Больцмана, а Δ - величина энергетической щели в ниобии для приведенной температуры $t = T/T_c = 0.85K$, соответствующей началу исследуемой ступеньки на кривой 3 Рис. 51. В расчёте были использованы эксперименталь-

но полученные: время энергетической релаксации в ниобии $\tau_\varepsilon = 4 \times 10^{-11}$ сек и величина $2\Delta_0/k_B T_c = 3.7$ из работ [70, 71].

Таблица 2: Транспортные характеристики исследуемых SF -структур.

$\lambda_Q,$ μm	$\rho_{Nb},$ $\mu Ohm \times cm$	$\rho_{CuNi},$ $\mu Ohm \times cm$	$l_{Nb},$ $\text{\AA}$	$l_{CuNi},$ $\text{\AA}$	$D_{Nb},$ $cm^2 \times sec$	$D_{CuNi},$ $cm^2 \times sec$
~ 0.2	12.2	40	30	17	6.6	8.7

Кроме планарных SF - структур, приготовленных стандартными методами электронной и фотолитографии, совместно с группой Краснова из Чалмерского университета (Швеция) была реализована новая технология приготовления субмикронных планарных джозефсоновских SFS -переходов, основанная на использовании фокусированного ионного пучка (FIB) [72]. Сущность метода заключалась в том, что при помощи фокусированного (порядка 10 нм) пучка ионов Ga делалась узкая (того же порядка, что и пучок) щель в верхнем ниобиевом слое бислойной SF -структуры $Nb/Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ (см. рис. 52). Столь короткий промежуток был достаточен для того, чтобы получить заметную связь между S -берегами за счет эффекта близости через слабоферромагнитный Cu/Ni слой. Были приготовлены и исследованы как $S - F - S$ ($Nb - CuNi - Nb$), так и $S - S' - S$ ($Nb - Nb/CuNi - Nb$) переходы (в последних оставался некоторый слой ниобия на Cu/Ni -поверхности). В качестве основы использовались бислои $Nb/Cu_{0.47}Ni_{0.53}$, которые напылялись на подложку из окисленного кремния как было описано выше. Температура Кюри слоев $Cu_{0.47}Ni_{0.53} \sim 60K$, а длина когерентности пар в таком ферромагнетике составляет $\xi_F \sim 2 - 7nm$. Далее при помощи оптической литографии и ионноплазменного травления ионами Ar была приготовлена контактная разводка и мостики шириной $\sim 4 - 5\mu m$. После проведения этих предварительных процедур образец помещался в установку ионного травления фокусированным пучком (*FEI Inc. FIB - 200*), для изготовления 'прорезей' в ниобиевом слое. Пучок ионов Ga имел характерное время нахождения в рабочей точке $\sim 0.3ms$, а перекрытие рабочих точек составляло 30% (что было необходимо

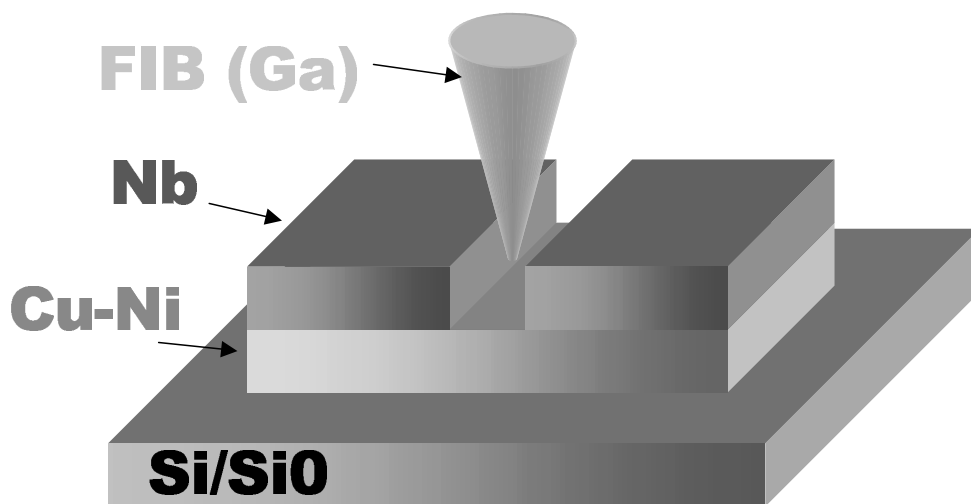


Рис. 52: Схема процесса травления ниобиевого слоя FIB-ом.

для осуществления непрерывного реза); величина ускоряющего напряжения при этом была $30kV$. Перед процессом травления проводилась фокусировка и коррекция астигматизма для достижения минимального размера пучка. Выбиралась необходимая величина тока пучка и общее время травления (были использованы два характерных значения тока $1pA$ и $10pA$). Оценки скорости травления плёнок ниобия и $CuNi$ ионами Ga при токе пучка $10pA$, сделанные на относительно большой площади стравливания $2 \times 2\mu m^2$, дали значения порядка $\sim 0.4\text{\AA}/sec$. Однако, экспериментально было установлено, что скорость травления становится несколько меньше при травлении узкого глубокого реза с аспектным отношением глубина- ширина более чем два раза. Наиболее вероятной причиной уменьшения скорости травления в случае узкого реза является эффект переосаждения стравленного вещества на стенках канавки. Отчасти это является причиной того, что профиль стенок канавки был не вертикальный, а имел положительный наклон. Для того, чтобы изучить влияние эффекта переосаждения на качество структур было приготовлено и изучено две серии переходов с разными толщинами ниобия $70nm$ (серия B1) и $25nm$ (серия B2), в которых при одинаковой номинальной ширине глубины реза существенно различались (при этом толщина нижнего медноникелевого слоя была одинаковой

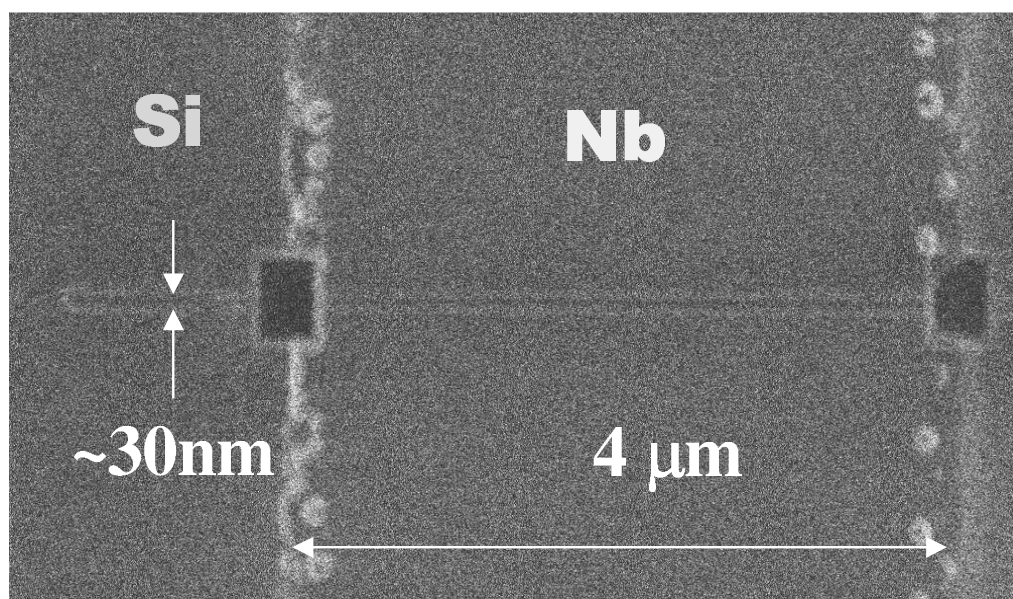


Рис. 53: Пример изготовленной структуры.

в обоих случаях и составляла $50nm$). Были приготовлены SF - структуры с одним резом (то есть $SF - F - SF$ - и $SF - S'F - SF$ - переходы в зависимости от того был дотравлен верхний ниобий до слоя $CuNi$ или нет) и структуры с несколькими резами (то есть цепочка SF - участков, разделённых полосками ферромагнетика). Все структуры имели свои токовые и потенциальные выходы. Измерения переходов проводились стандартным четырёхточечным методом в обычном He^4 - криостате и в рефрижераторе растворения He^3/He^4 .

На рис. 54 представлен типичный резистивный переход для структур Nb ($70nm$)/ $CuNi$ ($50nm$) в области перехода в сверхпроводящее состояние области реза. На вставке изображён полный резистивный переход структуры, включающий в себя переход в сверхпроводящее состояние ниобиевых подводов и $CuNi/Nb$ -берегов. Существенное увеличение толщин слоев сверхпроводника и магнетика по сравнению с SF -структурами, результаты для которых представлены на рис. 44 и 45 привело к существенному уширению резистивного перехода SF слоев. Нормальное сопротивление джозефсоновского $SF - F - SF$ - перехода R_n находилось в интервале $\sim 0.2 - 1.0\Omega$, что вполне соответствовало сопротивлению медноникелевой плёнки, имею-

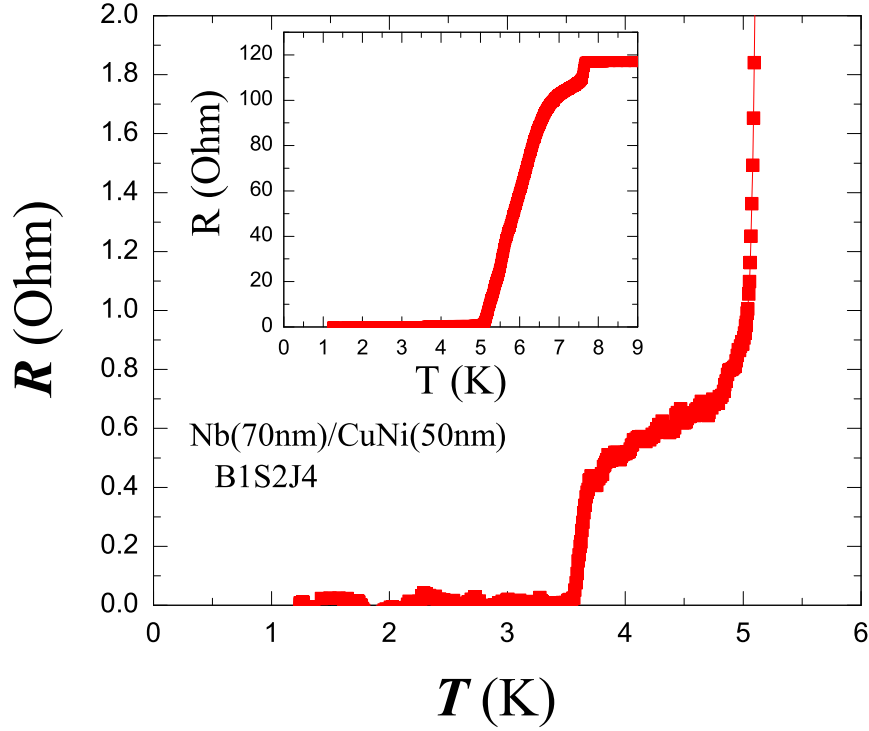


Рис. 54: Сверхпроводящий переход $SF-F-SF$ -мостика, приготовленного при помощи FIB'a. На вставке представлен полный резистивный переход структуры, включающий переход в сверхпроводящее состояние ниобиевых подводов и $CuNi/Nb$ -берегов.

щей удельное сопротивление $\rho \simeq 40 - 60 \mu\Omega cm$ и размеры: толщину приблизительно $\sim 20 - 50 nm$, длину $\sim 20 - 30 nm$ и ширину $\sim 4 - 5 \mu m$.

Кроме измерения резистивных переходов структур $R(T)$, были сняты вольт-амперные характеристики $V(I)$ и зависимости критического тока переходов $I_c(H)$ от магнитного поля. Результаты этих измерений представлены на рис. 56, 55. Кроме того на основании полученных экспериментальных данных были построены зависимости критического тока переходов от температуры $I_c(T)$ для всех измеренных переходов (см. рис. 57). На рисунке 55 изображена типичная зависимость $I_c(H)$ для SFS -перехода на основе бислоя $Nb (25nm)/CuNi (50nm)$ при $T = 30 mK$. Магнитное поле перпендикулярно к образцу. Хорошо видно, что $I_c(H)$ показывает классические Фраунгоферовские осцилляции, что говорит о высокой однородности критического тока перехода, а

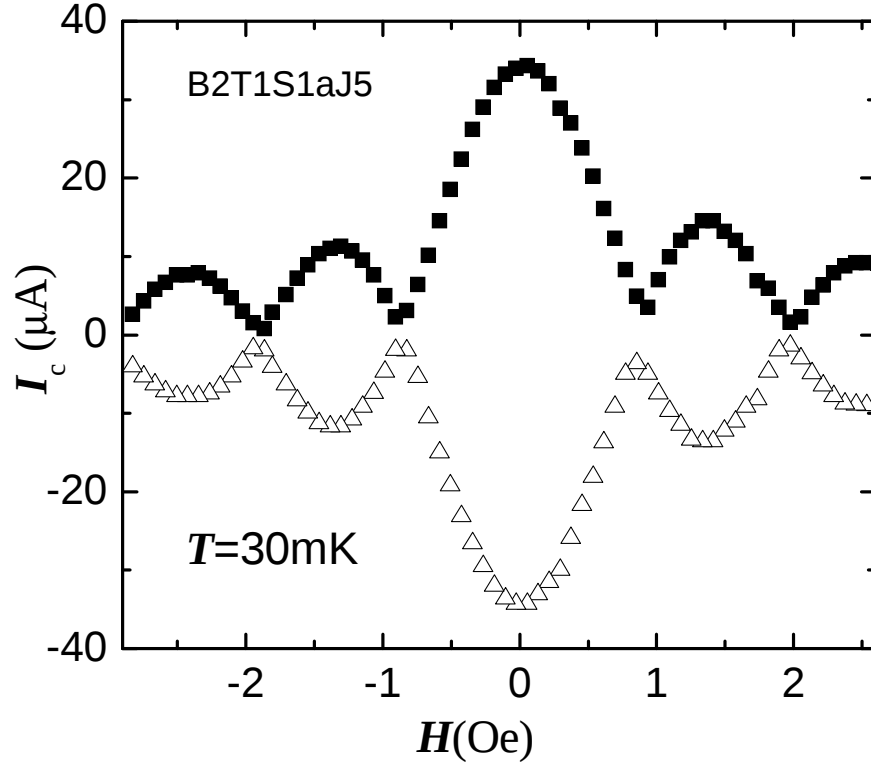


Рис. 55: Зависимость критического тока от температуры для различных SFS-переходов в логарифмическом масштабе.

следовательно о хорошем качестве реза. Эффективный период ΔH Фраунгоферовских осцилляций в нашем случае определяется не только площадью реза (т.е. длиной реза L и шириной d) и глубиной проникновения магнитного поля λ , но и размагничивающим фактором D :

$$\Delta H_{eff} = \Phi_0(1 - D)/L\lambda, \quad \Lambda \simeq 2\lambda + d, \quad (5)$$

в силу перпендикулярности магнитного поля к поверхности сверхпроводящих пленок. Размагничивающий фактор D был близок к единице, что обеспечивало большую концентрацию магнитного поля в области перехода.

На рисунке 56 представлены вольтамперные характеристики одного из переходов структуры $Nb(70nm)/CuNi(50nm)$ при различных температурах. На вставке отдельно показана часть вольтамперных зависимостей для температур $T \geq 4.2K$. Как видно из графика, начало резистивного участка ВАХ вблизи I_c

достаточно резкое и хорошо определено даже при высоких температурах. При низких температурах в некотором температурном диапазоне ВАХ начинают проявлять гистерезисное поведение с отличным критическим током возврата $I_r < I_c$. Явление гистерезисности ВАХ довольно распространённое явление для высокоомных мостиков при низких температурах. Одна из основных причин такого поведения – перегревы, возникающие в мостике при больших плотностях тока через них. Однако, в наших экспериментах гистерезисное поведение наблюдается при изменении величины I_c на три порядка при близких значениях R_n (в области перехода от $SF - S' - SF$ мостиков к $SF - F - SF$ мостикам при увеличении глубины реза).

Были проведены соответствующие оценки величины гистерезиса и диссипативной мощности P_r , пропорциональной критическому току I_c для образцов с большими и маленькими критическими токами. Например, образцу $S - S' - S$ типа с критическим током $I_c = 1.58 mA$ и диссипативной мощностью $P_r = 34.5 nW$ соответствует гистерезис $I_c/I_r = 2.7$ при $T = 30 mK$, а образцу $S - F - S$ типа с критическим током $I_c = 175 \mu A$ и диссипативной мощностью $P_r = 73.5 pW$ соответствует гистерезис $I_c/I_r = 1.4$ при $T = 30 mK$ (см. рисунок 57). Из сравнения видно, что при изменении величины гистерезиса всего в два раза величина диссипативной мощности изменяется в 513 раз. Мы предполагаем, что наблюдаемый гистерезис связан с неравновесными явлениями в области высокоомного мостика, возникающими в связи с близостью 'щелевой' ($\hbar/\Delta$) и джозефсоновских частот переходов.

Анализ температурных зависимостей критического тока для переходов с различными временами травления (рис. 57) дает возможность поделить все исследованные переходы на две основные группы: $SF - S'F - SF$ переходы (в которых в области реза верхний ниобий был травлен не до конца) и $SF - F - SF$ (образцы с полностью травленным ниобием в области реза). В первом случае образцы имеют относительно высокие критические токи, резко уменьшающиеся с уменьшением недотравленного слоя Nb , а во втором случае, величина I_c меньше на несколько порядков по величине. Причём, если проследить динамику изменения I_c с увеличением времени травления, то в

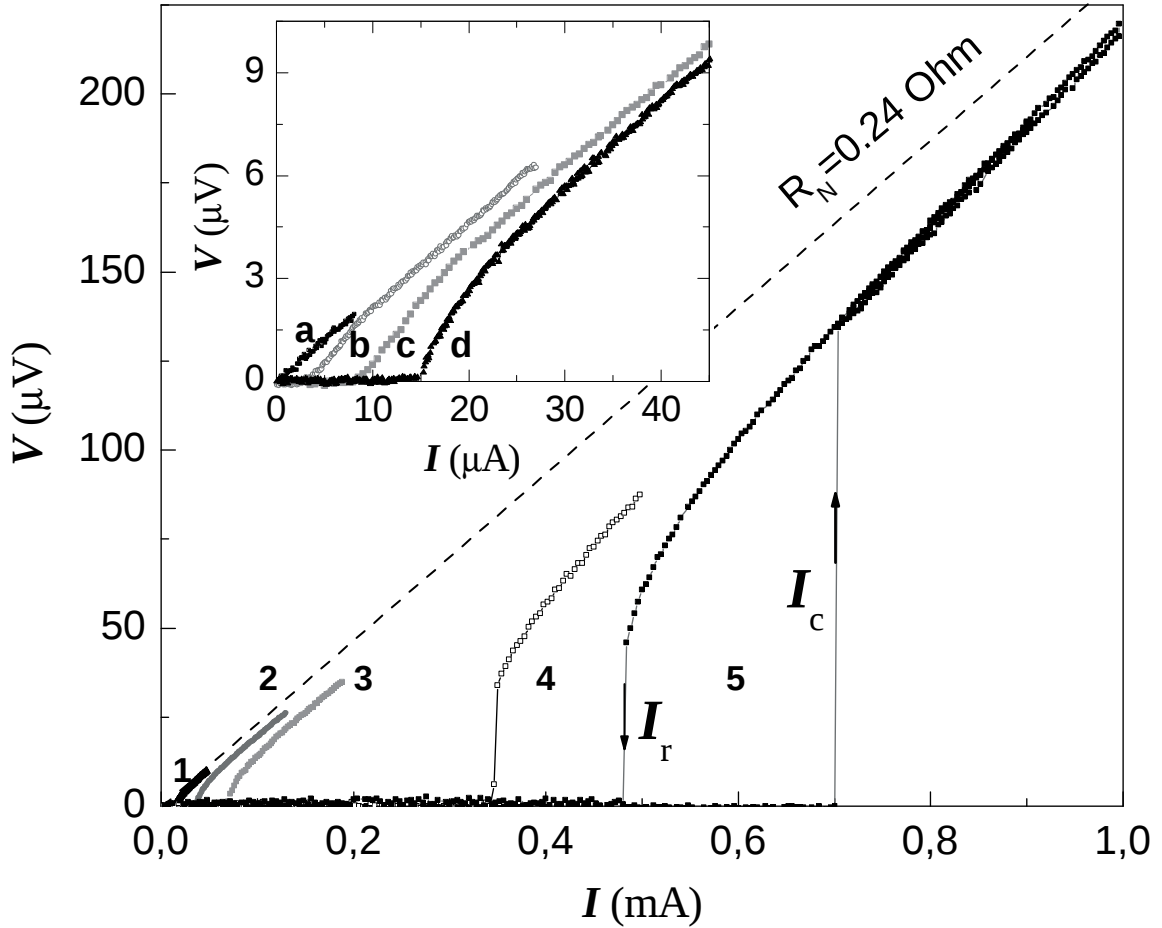


Рис. 56: На главной панели представлены вольтамперные характеристики (ВАХ) для $Nb(70nm)/CuNi(50nm)$ перехода при температурах $T \leq 4.2K$: 1 – $4.2K$; 2 – $3.65K$; 3 – $3.32K$; 4 – $2.34K$; 5 – $1.2K$. На вставке показаны ВАХ при температурах $T \geq 4.2K$: a – $5.09K$; b – $4.64K$; c – $4.31K$; d – $4.2K$.

определённом интервале (90 – 120 сек) наблюдается резкое падение критического тока перехода, при этом нормальное сопротивление переходов в этой области изменяется плавно. В области слабых критических токов, однако, все еще наблюдается довольно сильная температурная зависимость $I_c(T)$, характерная, скорее, для SNS - переходов. Возможно это связано с неперпендикулярностью стенок реза, которые имеют градиент критической температуры. Другая причина может быть связана с тем, что переосаждение материалов внутри реза в процессе травления с имплантацией ионов Ga приводит к нарушению струк-

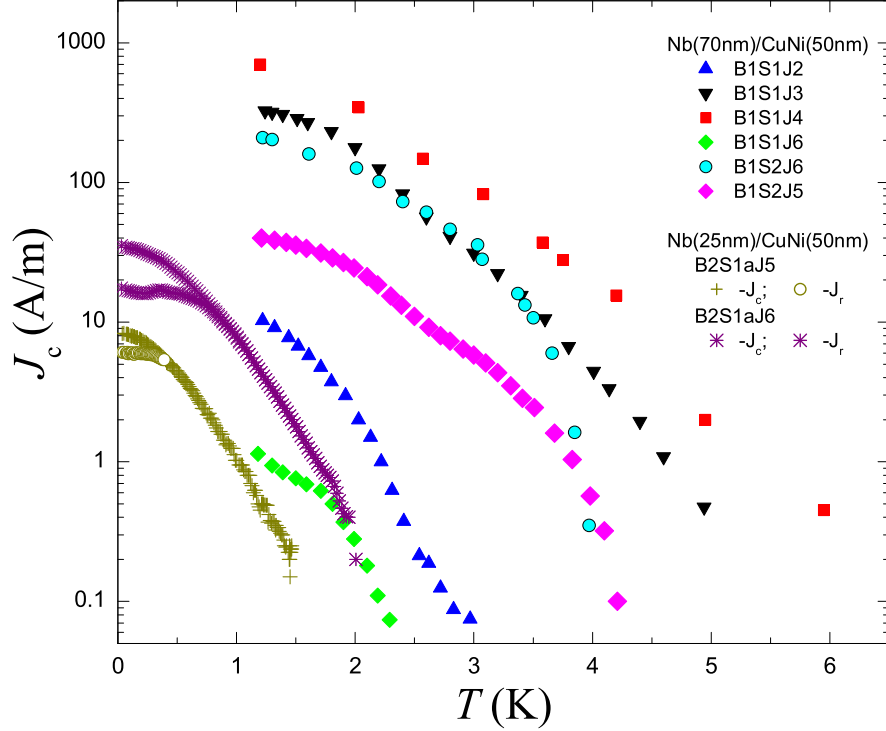


Рис. 57: Зависимость критического тока от температуры для различных *SFS*-переходов в логарифмическом масштабе.

туры плёнок *Nb* и *CuNi*, и в результате к локальному подавлению T_c ниобия и образованию немагнитного слоя на поверхности *CuNi*.

В целом, полученные результаты продемонстрировали хорошие возможности получения разнообразных *SFS*-переходов с высоким характеристическим джозефсоновским напряжением $I_c R_n$. Путем изменения глубины реза возможно было получать переходы с $I_c R_n$ в интервале от 0.5 мВ до 1 мкВ.

3.3 Исследование взаимодействия ферромагнитных слоев через тонкий сверхпроводник в *FSF* сэндвиче. Обнаружение спонтанной вихревой фазы

Как было предсказано в работах [14, 21] и впервые наблюдалось в работе [23], критическая температура трехслойной *FSF* структуры должна сильно зависеть от взаимного направления намагниченностей в *F*-слоях, если толщи-

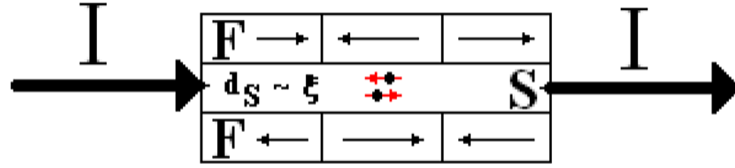


Рис. 58: Схематическое изображение FSF -структуры.

на сверхпроводящего слоя порядка длины когерентности ξ_S : T_c должна быть минимальной при антипараллельных намагниченностях и максимальной при параллельных. В указанных теоретических работах описывается поведение структур с монокристаллическими слоями ферромагнетиков. Задачей наших исследований было наблюдение подстройки реальных доменных структур F -слоев FSF сэндвичей в экспериментах по измерению сверхпроводящего перехода (продольного сопротивления) таких многослойных структур в магнитном поле, приложенном вдоль слоев.

На рис. 59 показано изменение сопротивления $\Delta R(H)$ в области резистивного сверхпроводящего перехода макроскопической ($3 \times 3 \text{ mm}^2$) трехслойной тонкопленочной полоски $\text{Cu}_{0.43}\text{Ni}_{0.57} - \text{Nb} - \text{Cu}_{0.43}\text{Ni}_{0.57}$ с толщиной ниобиевого слоя 12 nm и толщиной Cu/Ni -слоев 18 nm при перемагничивании внешним продольным магнитным полем. $\Delta R(H)$ представлена без учета зависимости $R(H)$, связанной с непосредственным подавлением сверхпроводимости полем в тонком сверхпроводящем слое. Легко видеть, что поведение зависимости на первом проходе (начальной кривой намагничивания) существенно отличается от поведения при последующих проходах. Исходное состояние FSF многослойки более высокорезистивное (т.е. имеет более низкое значение T_c), поскольку доменные структуры в ферромагнитных слоях возникали изначально при температуре Кюри $\text{Cu}_{0.43}\text{Ni}_{0.57}$ сплава ($\sim 150 \text{ K}$), которая существенно выше температуры сверхпроводящего перехода FSF -сэндвича ($\sim 2, 2 \text{ K}$), они были случайными и не учитывали взаимодействие ферромагнитных F -слоев и сверхпроводящего S -слоя. Для того, чтобы изменить это "замороженное" состояние (преодолеть сухое трение) и перейти к взаимному расположению

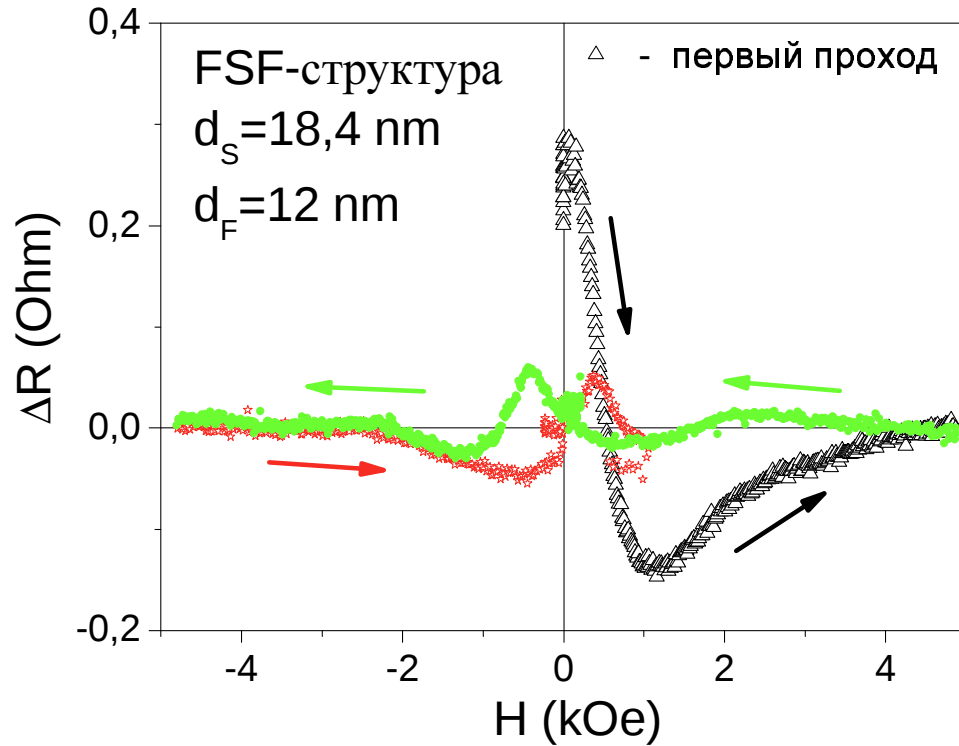


Рис. 59: Приведенная зависимость $\Delta R(H)$ для FSF -сэндвича. Из исходных экспериментальных данных вычтен квадратичный ход, связанный с прямым влиянием внешнего магнитного поля на сверхпроводящую плёнку. Полые треугольники соответствуют первому проходу по полю.

доменных структур в двух ферромагнитных слоях, выгодному для разделяющего их сверхпроводника - то есть так, чтобы домены, лежащие друг напротив друга в соседних F -слоях имели антипараллельную намагниченность - необходимо было приложить поле близкое к коэрцитивному ($\sim 0,6 \text{ kOe}$ для пленок $\text{Cu}_{0.43}\text{Ni}_{0.57}$). Для сверхпроводящего состояния, образованного куперовскими электронными парами с противоположными спинами, выгодно иметь с двух сторон от сверхпроводящего слоя ферромагнитные домены с противоположными направлениями намагниченности. Поскольку характерные размеры доменов в размагниченных Cu/Ni -пленках по нашим оценкам не превышают $0.5 \mu\text{m}$, взаимные подвижки доменных структур в соседних ферромагнитных слоях в процессе перемагничивания, очевидно, легко могут достигаться, что

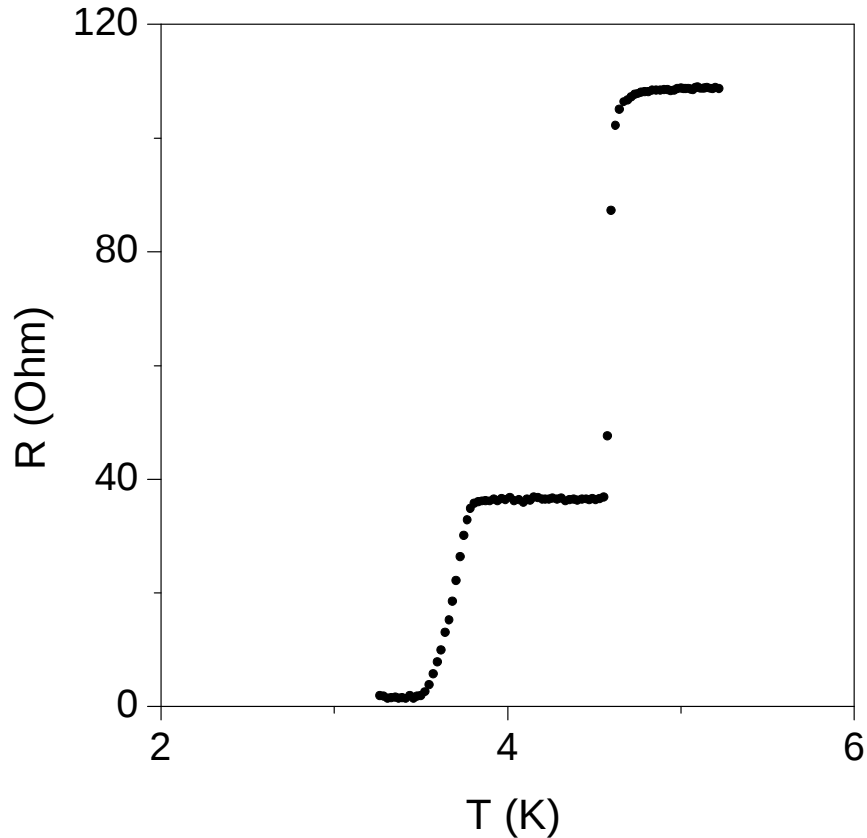


Рис. 60: Зависимость сопротивления SF - бислойного мостика от температуры. Верхняя часть соответствует переходу в сверхпроводящее состояние ниобиевых контактов, а вторая ступенька - переход в сверхпроводящее состояние SF -бислоя.

приводит к заметному понижению сопротивления FSF -сэндвича.

В экспериментах на трехслойных FSF структурах также был обнаружен еще один магнеторезистивный эффект, проявляющийся в заметных положительных пиках сопротивления в области коэрцитивных полей $\pm H_{coer}$ (Рис. 59, 65). Он связан с проникновением вихрей в сверхпроводящий слой из области доменных стенок ферромагнетика. С этим эффектом связан, по-видимому, и заметный минимум сопротивления на ветви $R(H)$ первого прохода по магнитному полю. В соответствии с теоретическими предсказаниями доменная структура, возникшая перед первым проходом (выше сверхпроводящего перехода) имеет большие размеры [16, 37] (т.е. меньшее количество доменных

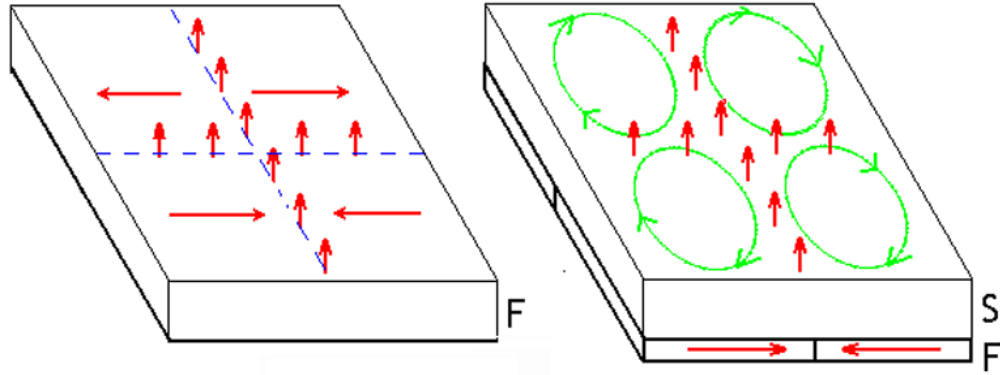


Рис. 61: Влияние близости доменной структуры ферромагнетика на сверхпроводник. Схематичное изображение намагниченностей в области доменов и доменных стенок.

стенок), чем при последующих проходах, когда она возникает вблизи сверхпроводящего слоя.

Эффект положительного магнетосопротивления был обнаружен нами и при исследовании бислойных SF -структур. Это явление было подробно исследовано на макроскопических мостиках Мерсеро-Нотариса с размерами SF -области с подавленной сверхпроводимостью $10 \times 40 \mu m^2$ (см. рис. 48). Для того, чтобы избежать эффектов, связанных с осцилляциями сверхпроводящей волновой функции, обсуждённых в разделе 3.1, при толщине плёнки ниобия $d_S = 9 nm$ - толщина F -слоя была достаточно большой $d_F = 18 nm$ (область насыщения на кривой $T_c(d_F)$, представленной на рис. 46).

На рис. 60 представлен типичный двухступенчатый резистивный переход, полученный при минимальном транспортном токе $0.5 \mu A$. Более высокотемпературная ступень, выходящая на нормальное сопротивление структуры R_n соответствует сверхпроводящему переходу свободной от ферромагнетика тонкой ниобиевой пленки. Переход в области $T_{c,SF} = 3.6 - 3.8$ - это резистивный переход SF -бислоя.

Указанные выше положительные пики магнетосопротивления на зависимости $R(H)$ наблюдались на $S - SF - S$ мостиках выше температуры T^* близкой к температуре T_c сверхпроводящего перехода SF -бислоя. Исследо-

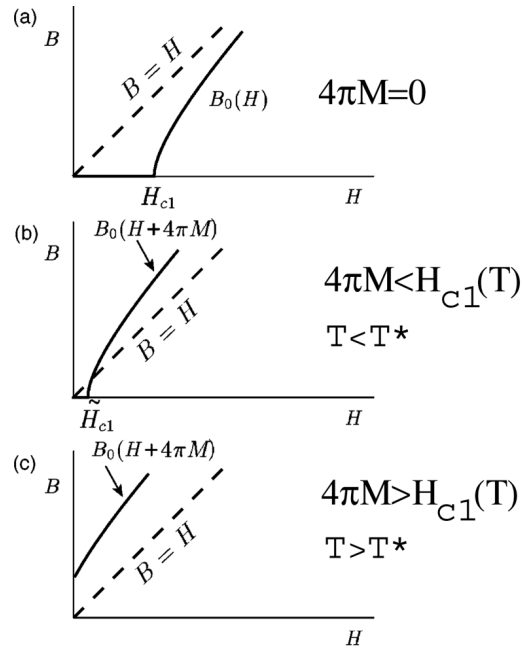


Рис. 62: Спонтанная вихревая фаза. Соотношение между величиной критического поля и поля доменных стенок в SF -бислое [35].

ния показали, что зависимость $R(T)$ сильно уширяется при увеличении транспортного тока (рис. 63). При этом на рисунке хорошо определена температура $T^* = 2.6 - 2.65 K$, при которой возникает резкое уменьшение сопротивления, свидетельствующее о внезапном сильном увеличении критического тока $S - SF - S$ мостика ниже этой температуры, а следовательно, о кардинальном изменении механизма резистивности в мостике. На рисунке 64 можно видеть, что интервалу температур $T^* < T < T_c$ отвечают вольтамперные характеристики с участками постоянного дифференциального сопротивления, обычно соответствующими режиму сопротивления течения магнитного потока. Ниже T^* критические токи резко возрастают и поведение ВАХ типично для длинных сверхпроводящих мостиков, в которых диссипация обеспечивается последовательным возникновением линий проскальзывания фазы, возникающих на краях мостика. Появлению каждой линии на ВАХ соответствует новая наклонная ступенька, для прописывания которых в эксперименте использовалось многократное сканирование тока на соответствующих участках. Неожиданный на

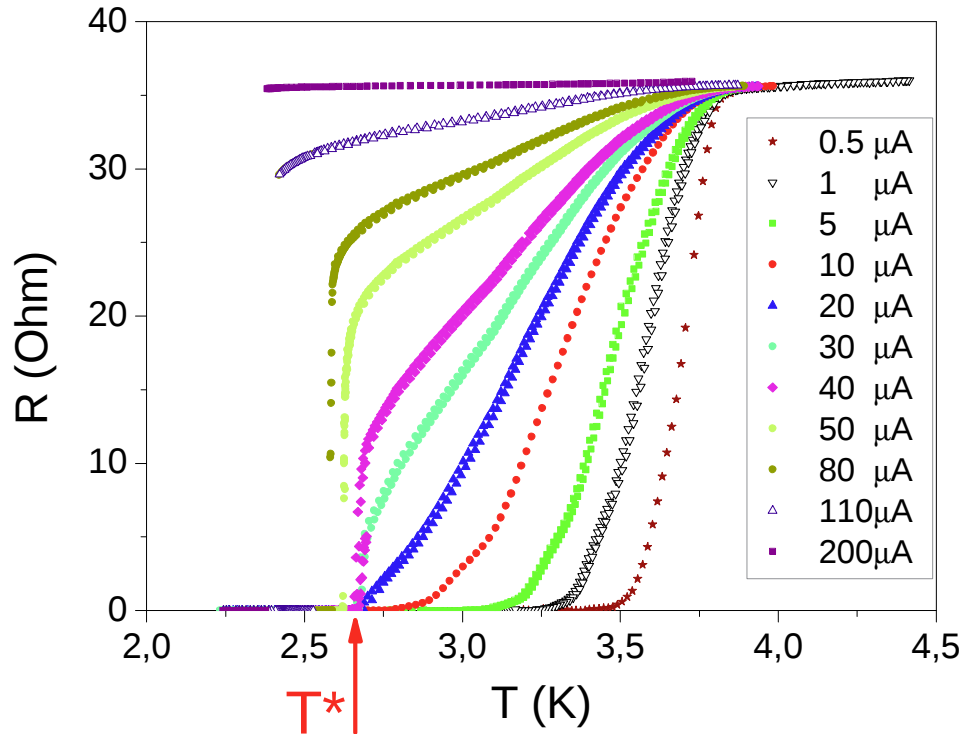


Рис. 63: Зависимости сопротивления от температуры для SF - мостика $10 \times 40 \mu\text{m}$ при разных транспортных токах в образце.

первый взгляд режим течения потока при высоких температурах в нулевом поле легко может быть объяснен наличием "спонтанной" вихревой фазы в сверхпроводнике, связанной с рассеянным магнитным полем в областях доменных стенок ферромагнитной пленки, в случае, когда величина рассеянного поля доменных стенок больше величины первого критического поля плёнки H_{c1} (см. рис. 62). На рис. 61 показано возникновение линий вихревой фазы в сверхпроводящем слое вблизи доменных границ ферромагнитного слоя с параллельной плоскости слоев магнитной анизотропией.

В интервале температур $T^* < T < T_c$ поле доменных стенок способно полностью проникнуть в сверхпроводящий слой и образовать цепочки абрикосовских вихрей, ответственных за дополнительный механизм резистивности. Возникновение такой спонтанной вихревой фазы для "сверхпроводящих ферромагнетиков" и SF -многослойных структур теоретически обсуждалось в

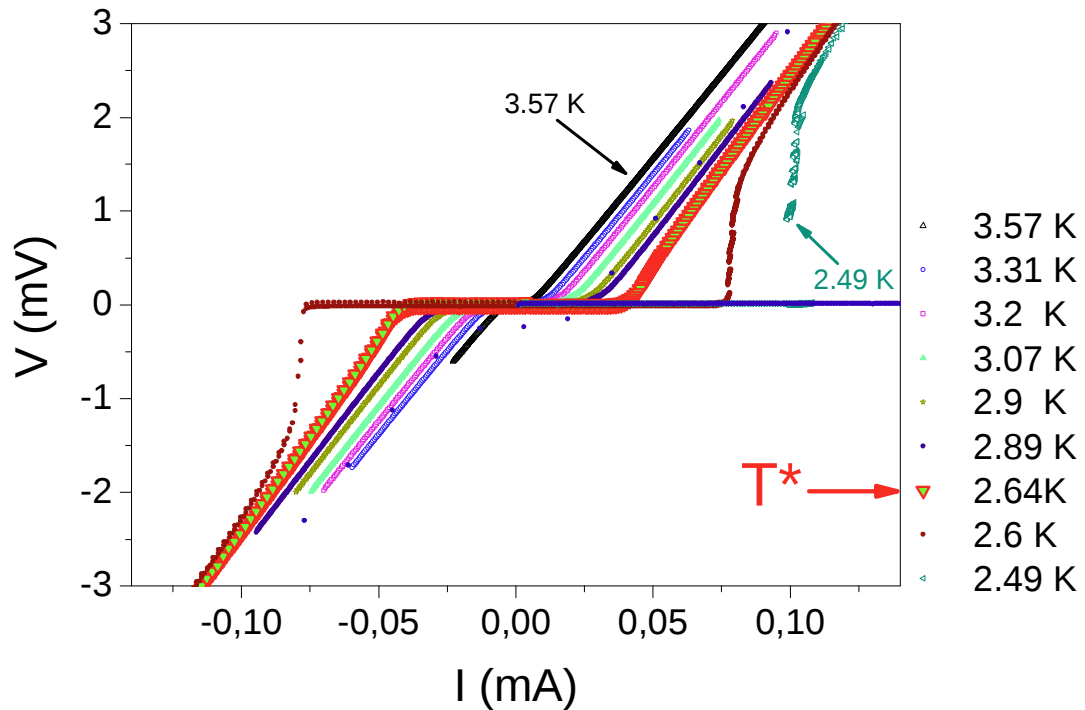


Рис. 64: Вольтамперные характеристики SF - мостика $10 \times 40 \mu m$.

работах [16, 73].

Связь величины сопротивления потока с количеством доменов (доменных границ) подтверждается магнето-полевыми измерениями, представленными на рис. 65 (магнитное поле прикладывалось в плоскости бислоя). Возникающие на зависимости пики положительного магнетосопротивления соответствуют коэрцитивному полю, когда количество доменных стенок максимально (петля гистерезиса $M(H)$ схематически изображена выше кривой $R(H)$; значения коэрцитивных полей измерялись в магнитных и холловских экспериментах). При температурах выше T_c сверхпроводящего состояния SF -бислоев явление положительного магнетосопротивления исчезает. Наблюдаемое четное по знаку поля симметричное поведение $R(H)$ связано с непосредственным влиянием поля на сверхпроводящую пленку.

Обсудим условия возникновения спонтанной вихревой фазы в SF -бислое и величину критической температуры T^* перехода в 'мейсснеровскую' фазу. Нижнее критическое поле проникновения перпендикулярного магнитного по-

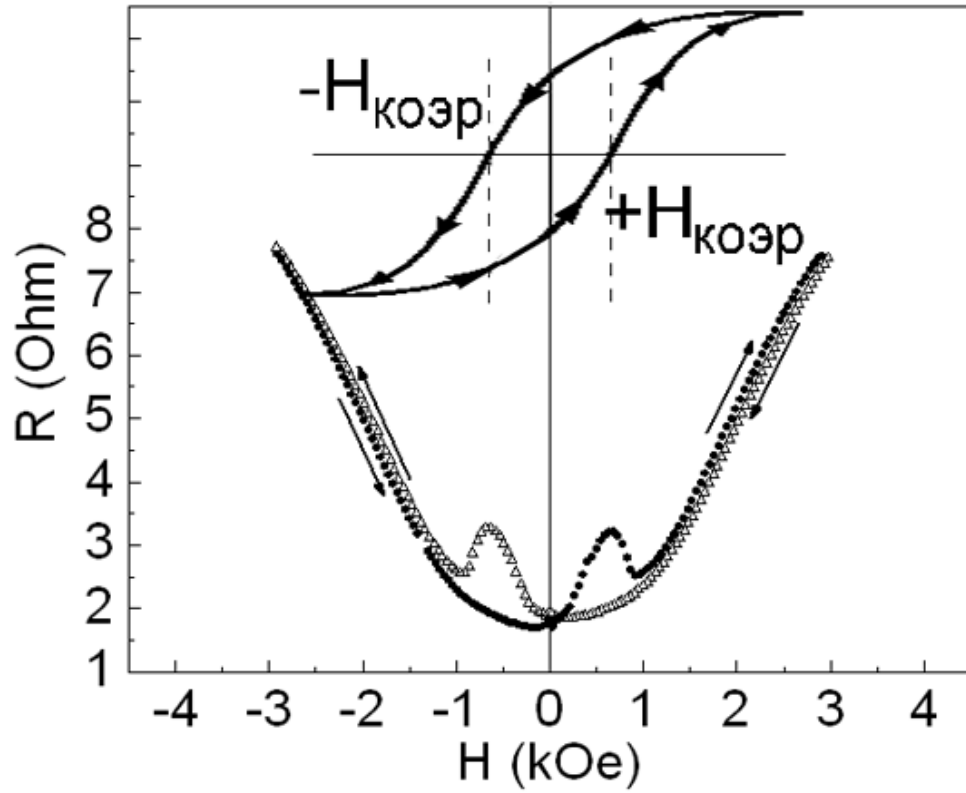


Рис. 65: Зависимость сопротивления SF - бислоя от магнитного поля. Видно соответствие пиков положительного магнетосопротивления на $R(H)$ и величины коэрцитивного поля (на вставке показана петля гистерезиса).

тока в пленку определяется эффективной глубиной проникновения $\lambda_{\perp} = \lambda^2/d_s$ и ее температурной зависимостью (где λ -глубина проникновения магнитного поля в толстую пленку). В нашем случае $\lambda \sim 60nm$. Исходя из параметров нашей пленки можно оценить $H_{c1}(0) = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{\perp}^2} \sim 10 - 20G$, что вполне сравнимо с оценками полей рассеяния доменной структуры нашего слабого ферромагнетика $\sim 30G$, если полагать, что ширина доменной стенки δ имеет порядок размеров самого домена ($\sim 0.2 - 0.5\mu m$). Поля рассеяния доменной структуры были рассчитаны по формуле $H_{stray} \sim \frac{4\pi M d_F}{\delta}$ (где M - намагниченность, а d_F - толщина ферромагнитного слоя), полученной из предположения, что домены в $CuNi$ разделены блоховскими стенками, а намагниченность доменов лежит в плоскости образца, то есть магнитное поле ферромагнетика входит в сверхпроводник только в области гарницы доменов.

Величина T^* это температура, при которой рассеянное поле сравнивается с $H_{c1}(T)$. Ниже этой температуры поле из доменных стенок не пронизывает насквозь сверхпроводящую пленку, и режим течения потока прекращается. Дополнительным подтверждением приведенной выше модели является факт исчезновения постоянного дифференциального сопротивления на ВАХ $S - SF - S$ мостиков с размерами F -островка порядка $0.2 \times 0.5 \mu m^2$. Ферромагнитные островки с такой площадью являются, фактически, монодоменными, поэтому рассеянное поле в области такого домена заметно слабее поля излучаемого доменной стенкой.

Таким образом, возникновение спонтанной вихревой фазы в сверхпроводящем слое SF -структуры может приводить к значительным (до 100%) магнеторезистивным эффектам, обусловленным перестройкой доменной структуры.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

- С помощью эффекта Холла и магнитных измерений исследованы магнитные характеристики тонких слоев слабоферромагнитных сплавов. Показано, что в интервале концентраций $x = 0.53 - 0.57$ температура Кюри сплавов $Cu_{1-x}Ni_x$ плавно меняется от 60 до 150 K и слабо зависит от толщины слоя в диапазоне толщин 5 – 30 нм. В сплаве $Pd_{0.99}Ni_{0.01}$, наоборот, обнаружена резкая зависимость температуры Кюри от толщины пленки, что связано, с разными механизмами возникновения ферромагнитного упорядочения в сплавах Pd/Fe и Cu/Ni .
- Экспериментально исследовано немонотонное поведение критической температуры бислойной SF структуры при изменении толщины ферромагнитного слоя. Обнаружено, что минимум критической температуры T_c бислоя, связанный с пространственными осцилляциями наведенного сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике, имеет место когда толщина ферромагнитного слоя близка к четверти периода пространственных осцилляций. Полученные значения периода пространственных осцилляций согласуются с результатами измерений, выполненных на джозефсоновских SFS сэндвичах.
- На основе развития современных технологических методов приготовлен и исследован ряд планарных джозефсоновских SF - структур, включая субмикронные мостики Нотариса-Мерсеро, полученные при помощи методов электронной литографии, и SFS переходы, изготовленные с использованием фокусированного ионного пучка (FIB). А также исследовано взаимодействие джозефсоновских $S - SF - S$ мостиков в одномерной регулярной цепочке при инжекции квазичастиц через сверхпроводящие промежутки, разделяющие мостики. Такое неравновесное взаимодействие особенно сильно при достижении субмикронных (0.2 мкм)

периодов цепочки.

- В FSF -сэндвичах обнаружено взаимодействие ферромагнитных слоёв через тонкий сверхпроводник, проявляющееся в увеличении критической температуры T_c трехслойной системы при оптимальной (выгодной для сверхпроводника) подстройке доменных структур в F -слоях.
- В FSF -сэндвичах, а также в бислойных SF -структурах обнаружено возникновение спонтанного вихревого состояния в сверхпроводящем слое, связанное с близостью доменной магнитной структуры ферромагнетика. Обнаружены значительные (до 100%) магнеторезистивные эффекты, обусловленные перестройкой доменной структуры.

Содержание диссертации опубликовано в работах:

- В. В. Рязанов, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, С. В. Дубонос. Эффект близости и спонтанная вихревая фаза в планарных SF -структурах. *Письма в ЖЭТФ*, **77**, 43 (2003)
- V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokofiev, V. V. Bol'ginon, A. K. Feofanov. Superconductor- Ferromagnet- Superconductor π - junctions. *J. Low Temp. Phys.*, **136**, 385 (2004)
- V.M. Krasnov, V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokofiev, O. Ericsson, S. Intiso, and P.Delsing. Planar SFS Josephson Junctions Made by Focused Ion Beam Etching *Physica C*, **418/1-2**, 16-22 (2004)

В заключение мне хотелось бы поблагодарить моего научного руководителя В. В. Рязанова за всестороннюю поддержку и стимулирование моей работы, за внимательное и доброе отношение, за исключительное терпение и понимание. Отдельное спасибо В. А. Обознову за великолепное качество приготовленных им структур, Н. А. Степакову за помощь в проведении экспериментов и техническую поддержку, А. Н. Россоленко за помощь при работе с электронной литографией. Кроме того, хотелось бы поблагодарить С. В. Дубоноса за участие в приготовлении некоторых структур, а также множество ценных советов по работе и наладке электронной литографии в нашей лаборатории. И наконец, хотелось бы выразить свою искреннюю признательность всем сотрудникам нашей лаборатории и другим людям, вольно или невольно принимавшим участие в моей судьбе, за тот бесценный вклад в мою жизнь, который могут дать только хорошие человеческие отношения.

Список литературы

- [1] Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. *ЖЭТФ*, **47**, 1136 (1964).
- [2] Fulde P. and Ferrel R. A. *Phys. Rev.*, **135**, A 550 (1964).
- [3] Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. *Письма в ЖЭТФ*, **35**, 147 (1982).
- [4] Radovic' Z., Ledvij M., Dobrosavljevic'-Grujic' L., Buzdin A.I., and Clem J.R. *Phys. Rev. B*, **44**, 759 (1991).
- [5] Wong H. K., Jin B. Y., Yang H. Q., Ketterson J. B., and Hilliard J. E., *J. Low Temp. Phys.*, **63**, 307 (1986)
- [6] Jiang J. S., Davidovic D., Reich D. H., and Chien C. L. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 314 (1995).
- [7] Muhge Th., Garifyanov N. N., Goryunov Yu. V., Khaliullin G. G., Tagirov R. L., Westerholt K., Garifullin I. A., and Zabel H. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1857 (1996)
- [8] Strunk C., Surgers C., Paschen U., and Lohneysen H. V. *Phys. Rev. B*, **49**, 4053 (1994)
- [9] Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Rusanov A. Yu., Veretennikov A. V., Golubov A. A., and Aarts J. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 2427 (2001).
- [10] Aarts J., Geers J. M. E., Bruck E., Golubov A. A., and Coehoorn R. *Phys. Rev. B*, **56**, 2779 (1997).
- [11] Lazar L., Westerholt K., Zabel H., Tagirov L. R., Goryunov Yu. V., Khaliullin G. G., and Garifullin I. A. *Phys. Rev. B*, **61**, 3711 (2000).
- [12] Baibich M. N., Broto J. M., Fert A., Nguyen van Dau F., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friedrich A., Chazeles J. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988).

- [13] Grunberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M. B., and Sowers H. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2442 (1986)
- [14] Tagirov L. R. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2058 (1999)
- [15] Buzdin A. I., and Bulaevskii L. N. *Sov. Phys. JETP*, **67B**, 576 (1987)
- [16] Sonin E. B. *Phys. Rev. B*, **66**, 136501-1 (2002)
- [17] Laiho R., Lahderanta E., Sonin E. B., and Traito K. B. *Phys. Rev. B*, **67**, 144522-1 (2003)
- [18] Parkin S. S. P. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1641 (1993).
- [19] Gijs M. A. M. and Bauer G. E. W. *Adv. Phys.*, **46**, 285 (1997).
- [20] de Gennes P. G. and Sarma G. *J. Appl. Phys.* **34**, 1380 (1963); Hauser J. J., Theuerer H. C., and Werthamer N. R. *Phys. Rev.* **142**, 118 (1966); Заварицкий Н. В., Григорьев В. Н. *Письма в ЖЭТФ* **14**, 112 (1971).
- [21] Buzdin A. I., Vedyayev A. V., and Ryzhanova N. V., *Europhys. Lett.*, **48**, 686 (1999).
- [22] Oh S., Youn D., and Beasley M. R. *App. Phys. Lett.*, **71**, 2376 (1997)
- [23] Gu J. Y., You C.-Y., Jiang J. S., Pearson J., Bazaliy Ya. B., and Bader S. D. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 267001-1 (2002)
- [24] Kinsey R. J., Barnell G., Blamire M. G. *Trans. on Appl. Sup.*, **11**, 904 (2001)
- [25] Buzdin A. I., Mel'nikov A. S. *Phys. Rev. B*, **67**, 020503-1 (2003)
- [26] Sonin E.B. and Felner I. *Phys. Rev. B*, **57**, 14000 (1998)
- [27] Felner I., Asaf U., Levi Y., and Millo O. *Phys. Rev. B*, **55**, R3374 (1997)
- [28] edited by Maple M. B. and Fisher O. Springer-Verlag, Berlin *Superconductivity in Ternary Compounds*, **II**, (1982)

- [29] Eisake H. et al. *Phys. Rev. B*, **50**, 647 (1994).
- [30] Rukang L. et al. *Physica C*, **176**, 19 (1991).
- [31] Felner I. et al. *Phys. Rev. B*, **49**, 6903 (1994); **51**, 3120 (1995).
- [32] Cava R. J. et al. *Physica C*, **191**, 237 (1992)
- [33] Bauernfeind L. et al. *Physica C*, **254**, 151 (1995).
- [34] Greenside H. S., Blount E. I., and Varma C. M. *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 49 (1981)
- [35] Sonin E. B. *Phys. Rev. B*, **66**, 100504-1 (2002)
- [36] Bulaevskii L. N., Buzdin A. I., and Panjukov S. V. *Phys. Rev. B*, **28**, 1370 (1983)
- [37] Bulaevskii L. N., and Chudnovsky E. M. *Phys. Rev. B*, **63**, 012502 (2000)
- [38] Бuzдин А. И., Вуйчич В., Куприянов М. Ю. *ЖЭТФ*, **101**, 231 (1992).
- [39] Бuzдин А. И., Куприянов М. Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **52**, 1089 (1990).
- [40] Fominov Ya. V., Chtchelkatchev N. M., and Golubov A. A. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 101 (2001)
- [41] Fominov Ya.V., Chtchelkatchev N.M., and Golubov A.A. *Phys. Rev. B*, **66**, 014507-1 (2002)
- [42] Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Prokofiev A. S., Bolginov V. V., and Feofanov A. K. *Journ. Low Temp. Phys.* **136**, 385 (2004).
- [43] Kontos T., Aprili M., Lesueur J., and Grison X. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 304 (2001)
- [44] Кулик И.О. *ЖЭТФ*, **57**, 1745 (1969).
- [45] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А. *Письма в ЖЭТФ*, **25**, 314 (1977).

- [46] Wollman D. A, Van Harlingen D. J., Lee W. C., Ginsberg D. M., and Leggett A. J. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2134 (1993); Tsuei C. C., Kirtley J. R., Chi C. C, *et al Phys. Rev. Lett.*, **73**, 593 (1994); Wollman D. A, Van Harlingen D. J., Giapintzakis J., and Ginsberg D. M. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 797 (1995); Van Harlingen D. J. *Rev. Mod. Phys.*, **67**, 515 (1995)
- [47] Baselmans J. A., Morpurgo A. F., van Wees B. J., and Klapwijk T. M. *Nature* (London), **397**, 43 (1999)
- [48] Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Veretennikov A. V., and Rusanov A. Yu. *Phys. Rev. B*, **65**, 020501-1 (2002)
- [49] Buzdin A. I. *Phys. Rev. B*, **62**, 11 377 (2000)
- [50] Demler E. A., Arnold G. B., and Beasley M. R. *Phys. Rev. B*, **55**, 15174 (1997).
- [51] de Jong M. J. M., Beenakker C. W. J. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1657 (1995)
- [52] Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. М.: Металлургиздат, 1962, т. 2, стр. 644–647.
- [53] Вол А. Е., Каган И. К. Строение и свойства двойных металлических систем. М.: Наука, 1979, т.2.
- [54] Двойные и многокомпонентные сплавы на основе меди. М.: Наука, 1979.
- [55] Karplus R., Luttinger J. M. *Phys. Rev.*, **95**, 1154 (1954)
- [56] Levin K. and Mills D. L. *Phys. Rev. B*, **9**, 2354 (1974).
- [57] Houghton R. W., Sarachik M. P. and Kouvel J. S. *Phys. Rev. Lett.* **25** 238 (1970).
- [58] van Leeuwen D.A., van Ruitenbeek J.M., Shmid G., de Jongh L.J. *Phys. B* **194-196**, 263 (1994).

- [59] Silwert W., Cooper L. N. Theory of nonhomogeneous superconductors. *Phys. Rev.*, **141**, 336 (1966)
- [60] Mercaldo L. V., Attanasio C., Coccoresse C., Maritato L., Prischepa S. L., and Salvato M. *Phys. Rev. B*, **53**, 14040 (1996)
- [61] Рязанов В. В., Обознов В. А., Прокофьев А. С., Дубонос С. В. *Письма в ЖЭТФ*, **77**, 43 (2003)
- [62] Гершензон М. Е., Кошелец. В. П. *ЖТФ*, **50**, 572 (1980)
- [63] Рязанов В. В., Обознов В. А., Прокофьев А. С., Больгинов В. В., Феофанов А. К. *УФН*, **174**, 795 (2004)
- [64] Kupriyanov M. Yu. and Lukichev V. F. *Zh. Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **94**, 139 (1988); *Sov. Phys. JETP*, **67**, 1163 (1988)
- [65] Аматуни Л. Э., Губанков В. Н., Зайцев А. В. и Овсянников Г. А. *ЖЭТФ*, **83**, 1851 (1982).
- [66] Каплуnenко В.К. *Физ. Низк. Темп.* **12**, 382 (1986).
- [67] Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А. и др. *Нанопизика и наноэлектроника*. Материалы симпозиума, Нижний Новгород, 25-29 марта 2005 г. т.1, с.52.
- [68] Mayadas A. F., Laibowitz R. B., and Cuomo J. J. *J. Appl. Phys.*, **43**, 1287 (1972).
- [69] Гершензон М. Е. Диссертационная работа, ИРЭ (1986)
- [70] Ptitsina N. G., Chulkova G. M., Il'in K. S., Sergeev A. V., Pochinkov F. S., Gershenson E. M., and Gershenzon M. E. *Phys. Rev. B*, **56**, 10089 (1997)
- [71] Johnson D. L., Finnemore D. K. *Phys. Rev.*, **158**, 376 (1967)

- [72] Krasnov V. M., Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Prokofiev A. S., Ericsson O., Intiso S., and Delsing P. *Physica C*, **418/1-2**, 16-22 (2004)
- [73] Erdin S., Kayali A. F., Lyuksyutov I. F., and Pokrovsky V. L. *Phys. Rev. B* **66**, 014414 (2002); Lyuksyutov I. F. and Pokrovsky V. L., cond-mat/9903312.