

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики
твёрдого тела Российской академии наук

На правах рукописи

ГОЛИКОВА Татьяна Евгеньевна

**Эффект близости и когерентные явления в
гибридных структурах
сверхпроводник-нормальный
металл-ферромагнетик**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Рязанов В.В.

Черноголовка – 2014

Содержание

Введение	4
Глава 1. Особенности транспортных явлений в субмикронных планарных S-N-S структурах	20
1.1. Введение	20
1.2. Особенности эффекта близости и многократное андреевское отражение в SNS структурах	23
1.3. Изготовление S-N-S структур	27
1.4. Схема экспериментальной установки	31
1.5. Экспериментальные результаты	33
1.6. Выводы главы 1	49
Глава 2. Гибридные планарные структуры S-(N/F)-S. Влияние спиновой поляризации на транспортные свойства контактов.	50
2.1. Введение	50
2.2. Эффект близости и минищель в SN- и SF- бислоях.	51
2.3. Изготовление структур S-(N/F)-S и схема эксперимента	54
2.4. Экспериментальные результаты	58
2.5. Выводы главы 2	74
Глава 3. Нелокальные неравновесные явления в планарных SNS структурах с джозефсоновскими контактами.	76
3.1. Введение	76
3.2. Нелокальный сверхпроводящий ток в SNS структурах	77
3.3. Изготовление планарных многотерминальных SNS структур и схема эксперимента	79
3.4. Экспериментальные результаты.	84

3.5. Выводы главы 3	98
Заключение	100
Литература	102

Введение

Актуальность темы.

Одним из важных открытий в исследовании свойств сверхпроводников, получившим в дальнейшем широкое практическое применение, является эффект Джозефсона [1]. Этот эффект связан с возможностью протекания сверхпроводящего тока через различные виды слабых связей, соединяющих сверхпроводящие (S) электроды, в том числе через туннельный барьер I, короткое сужение C и нормальный металл N (контакты S-I-S, S-C-S, S-N-S) [2]. В случае, например, S-I-S контакта сверхпроводящий джозефсоновский ток I_s связан с разностью фаз сверхпроводящих волновых функций φ между двумя сверхпроводящими берегами соотношением $I_s = I_c \sin \varphi$, где I_c - максимально возможный, сверхпроводящий критический ток через контакт. Сверхпроводящие структуры с джозефсоновскими контактами в последнее время также привлекают значительный интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения, в связи с развитием новых, высокотехнологичных методов получения таких структур и возможностью проводить эксперименты на мезоскопических системах. Проблема взаимного существования сверхпроводимости и ферромагнетизма, как двух систем с противоположно-различным порядком спинового упорядочения, также активно исследуется последние десятилетия. Существенным продвижением стала экспериментальная реализация джозефсоновского π - контакта в тонкопленочной системе Nb/Cu_{1-x}Ni_x/Nb, x=0.52 [3]. В таком контакте разность фаз волновых функций сверхпроводящего параметра порядка Δ в противоположных сверхпроводящих обкладках при отсутствии внешнего тока и магнитного потока имеет спонтанный сдвиг, равный π , а джозефсоновское соотношение для сверхпроводящего тока контакта выглядит следующим образом: $I = I_c \sin(\varphi + \pi) = -I_c \sin \varphi$. Использование джозефсоновских π -контактов в сверхпроводящей криоэлектронике открывает но-

вые возможности уменьшения ячеек квантовой и цифровой логики и улучшения архитектурных схем на их основе. Так в работах [4], [5] был реализован и использован сверхпроводящий инвертор фазы на основе π -контакта, как компонент RSFQ-логики (от англ. Rapid Single Flux Quantum). Другая важнейшая задача связана с использованием джозефсоновских π -контактов в логических элементах квантового компьютера - сверхпроводящих кубитах, предложенная в [6] и реализованная в [7].

В настоящее время существует множество методов микро- и наноструктурирования, такие как оптическая и электронная литографии, ионная литография, магнетронное распыление, осаждение из газовой фазы, молекулярно-пучковая эпитаксия, теневое напыление и другие. Использование сфокусированного ионного пучка является довольно простым способом изготовления джозефсоновских переходов типа S-N-S [8], S-C-S [9] и даже S-F-S [10], однако при этом методе портятся характеристики контактов в связи с проникновением ионов в область слабой связи. Этот способ не позволяет использовать в качестве барьера металлы с хорошей проводимостью, контакты получаются с делокализованной областью слабой связи. В то же время, S-I-S переходы [11] обладают вольт-амперной характеристикой с сильным гистерезисом, и для использования в сверхпроводящей электронике их приходится шунтировать. Изготовление торцевых S-N-S мостиков сталкивается со значительными технологическими трудностями, а также со сложным контролем параметров и невоспроизводимостью результатов. Использование метода магнетронного распыления также не позволяет изготавливать структуры с высоким качеством границ между материалами и хорошо воспроизводимыми параметрами. Развитие современной технологии теневого напыления [12] позволяет решить многие из этих проблем изготовления субмикронных структур, а также открывает новые возможности проектировать и изготавливать сложные многотерминальные схемы. Кроме того, эта технология обладает большим преимуществом: можно из-

готовлять многие структуры за один вакуумный цикл, тем самым обеспечивая хорошее качество границ, воспроизводимые параметры и, в то же время, высокую гибкость и простоту в изменении дизайна структур. К недостаткам можно отнести то, что этот метод сложно приспособить к изготовлению структур в промышленных масштабах, однако он очень удобен для исследовательских целей.

По сравнению с нормальными металлами длина когерентности куперовских пар в ферромагнитных материалах (F), которые могут использоваться для изготовления джозефсоновских S-F-S контактов, довольно мала и составляет всего несколько нанометров. По этой причине технологически очень сложно изготовить такие контакты с контролируемыми и воспроизводимыми параметрами. Лишь несколько экспериментальных групп в мире достигли успехов в этой области: были изготовлены π -контакты на основе SFS или SIFS джозефсоновских контактов [3], [13], [14], [15]. Согласно [16], существует два возможных решения, как можно увеличить длину затухания в ферромагнетике. Во-первых, это создание структур с неоднородной намагниченностью, где будет возможно существование триплетной сверхпроводимости [17]. Этот способ довольно сложен в экспериментальной реализации и требует поиска соответствующих магнитных материалов с различной магнитной анизотропией [18–21]. Второе решение связано с использованием двойного N/F - слоя (или тройного F/N/F-слоя) в качестве слабой связи. Этому подходу посвящен целый цикл теоретических работ, обобщенный в работе [22] (см. также ссылки в этой статье), и он заключается в эффективном уменьшении обменного поля в ферромагнетике за счет “эффекта близости” с нормальным металлом.

Развитие исследований гибридных структур с ферромагнетиками и нормальными металлами обусловлено в настоящее время, с одной стороны, значительным интересом к явлениям, связанным со спин-зависимым транспортом [23, 24], в частности, со спиновой диффузией и аккумуляцией, в том числе и в структурах

со сверхпроводниками, а, с другой стороны, интересом к явлениям, связанным с когерентными нелокальными эффектами, такими как нелокальное андреевское отражение [25–27], которые в дальнейшем могут найти применение в обработке квантовой информации. В связи с довольно малыми длинами, характерными для указанных эффектов, длины и сигналы, связанные с неравновесными эффектами на границе сверхпроводника с нормальным металлом и ферромагнетиком, зачастую оказываются больше по величине даже при температурах, существенно ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c . Неравновесные явления в сверхпроводниках довольно интенсивно изучались, начиная в 1970-х годов, но как экспериментальные, так и теоретические исследования явлений, связанных, в частности, с зарядовым разбалансом на NS- границе, в основном, были выполнены при температурах, близких к критической температуре сверхпроводника T_c [28, 29]. Преимуществами исследований неравновесных эффектов при температурах вблизи T_c являются довольно легко измеряемые сигналы в экспериментах и точные теоретические приближения, позволяющие описать эти эффекты. В настоящее время есть интерес и необходимость продолжения исследования этих эффектов [27, 30], тем более, что пока не существует подробных экспериментов и хорошего теоретического описания низкотемпературного зарядового разбаланса ($T \ll T_c$).

Настоящая диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию когерентных явлений в планарных субмикронных S-N-S и S-(N/F)-S джозефсоновских контактах, т.е. контактах с бислойной N/F-слабой связью, а также исследованию неравновесных нелокальных эффектов в более сложных многотерминальных структурах с джозефсоновскими контактами и инжекторами неравновесных квазичастиц.

Цели данной диссертационной работы состояли в изготовлении субмикронных планарных S-N-S джозефсоновских контактов, планарных гибридных структур на основе сверхпроводника, нормального металла и ферромагнетика,

исследовании особенностей эффекта близости и сверхпроводящего транспорта через такие структуры, реализации S-(N/F)-S - джозефсоновского контакта с ферромагнитным монодоменным подслоем (F), исследовании влияния ферромагнитного подслоя на парный и квазичастичный транспорт через джозефсоновский S-(N/F)-S контакт, изучении нелокальных неравновесных эффектов в многотерминальных SNS структурах, связанных с инжекцией квазичастиц в один из берегов джозефсоновского S-N-S контакта.

Для реализации поставленных целей были решены следующие технологические и методические *задачи*:

- Отработана технология электронной литографии на двойном резисте РММА/ММА для получения наилучшего разрешения при создании навесных масок для последующего теневого напыления гибридных планарных структур, состоящих из сверхпроводника, нормального металла и ферромагнетика. В процессе изготовления многотерминальных структур был реализован особый дизайн навесной маски, позволяющей осуществлять взрывную литографию на стенке нижнего резиста ММА. Были рассчитаны различные геометрии масок, выбран дизайн, основанный на так называемой геометрии наклонных линий.
- При помощи технологии электронной литографии на двойном резисте и последующего теневого напыления изготовлены серии субмикронных планарных S-N-S и S-(N/F)-S структур на основе алюминия (S), меди (N) и железа (F), с различным расстоянием между сверхпроводящими электродами, а также более сложные многотерминальные образцы на основе S-N-S - контактов с дополнительными нормальными инжекторами, присоединенными к сверхпроводящим берегам контактов, для исследования нелокальных неравновесных эффектов.

- Отработана методика измерения толщин S-, N- и F-слоев изготовленных структур при помощи атомно-силовой микроскопии (АСМ).
- Проведены измерения магнитных параметров тонких пленок ферромагнетика (железа) на СКВИД-магнетометре и магнитные исследования железных наноструктур при помощи магнитно-силовой микроскопии (МСМ), а также транспортные измерения эффекта анизотропного магнетосопротивления в железе. Измерения на МСМ показали, что субмикронная полоска железа заданных размеров и толщины, которая служит ферромагнитным подслоем в S-(N/F)-S структуре, является квазимонодоменной.
- Оптимизирована система низкотемпературных транспортных и магнетотранспортных измерений в температурном диапазоне от 0.35 до 1.5 К на He-3 криостате со сверхпроводящим соленоидом. В низкотемпературной части криогенной вставки в непосредственной близости к исследуемым образцам реализована система фильтрации DC-сигналов, необходимая для проведения транспортных измерений низкоомных многотерминальных образцов.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

- Исследованы джозефсоновские вольт-амперные характеристики (ВАХ) субмикронных планарных S-N-S мостиков на основе сверхпроводящего алюминия и нормальной меди. При помощи измерения дифференциальной проводимости подробно изучены особенности на резистивной части ВАХ, связанные с влиянием эффекта близости в SN-системе и эффектом многократного андреевского отражения и зависящие от длины нормального барьера. Проведено сравнение с имеющимися в литературе теоретическими расчетами подобных систем.
- Проведены измерения температурных зависимостей критического тока S-N-S структур джозефсоновских контактов Al-Cu-Al для различных длин L меж-

ду сверхпроводящими электродами в режиме, так называемого, мостика промежуточной длины, т.е. когда $L \approx \xi_N$, где ξ_N - длина когерентности в нормальном металле. Обнаружено резкое повышение критического тока структур при понижении температуры, связанное с изменением эффективного размера слабой связи за счет включения дополнительных участков алюминиевых электродов, подавленных при более высоких температурах за счет эффекта близости. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с расчетами на основе предложенных теоретических моделей и демонстрируют хорошее соответствие.

- В гибридных планарных S-(N/F)-S структурах Al-(Cu/Fe)-Al с бислойной (N/F) слабой связью, содержащей монодоменный ферромагнетик (Fe), впервые удалось пронаблюдать сверхпроводящую джозефсоновскую связь. Были измерены температурные зависимости сверхпроводящего критического тока для разной длины N/F-барьеров.
- На дифференциальном сопротивлении структур Al-(Cu/Fe)-Al была обнаружена двойная (“расщепленная”) особенность, соответствующая наведенной сверхпроводящей “минищели”, которая была объяснена двойным эффектом близости: минищель в нормальном металлическом слое возникает из-за эффекта близости со сверхпроводником, а ее расщепление - в связи со спиновой поляризацией из-за близости ферромагнетика. Было продемонстрировано, что двойная особенность переходит в одинарную при внешнем магнитном поле, соответствующем коэрцитивному полю ферромагнитного слоя, т.е. когда его средняя намагниченность близка к нулю.
- При инжекции неравновесных квазичастиц в один из берегов мезоскопического джозефсоновского SNS контакта (Al-Cu-Al) был обнаружен нелокальный сверхпроводящий ток при отсутствии внешнего транспортного тока че-

рез контакт. Наблюдаемый эффект связан с возникновением сверхпроводящего противока, компенсирующего поток неравновесных квазичастиц через SNS контакт. Величины нелокальных критических токов были измерены при нескольких расстояниях от инжектора до контакта и при разных температурах, существенно ниже критической температуры T_c . По этим данным была оценена длина зарядовой релаксации неравновесных квазичастиц и ее температурная зависимость.

Научная новизна и достоверность.

Результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, получены впервые, ее выводы обоснованы надежностью применявшихся при исследовании различных современных методов экспериментальной физики, они согласуются с теоретическими расчетами и не вызвали принципиальных возражений в ходе апробации работы.

Научно-практическая ценность диссертации.

Изученные в работе структуры могут быть перспективны в качестве элементов сверхпроводящей электроники, например, для изготовления субмикронных СКВИДов и всевозможных датчиков на их основе.

Исследованные параметры и температуры удобны для практического использования: планарные субмикронные S-N-S системы с конечной длиной нормального барьера в пределе промежуточных длин $L \approx \xi_N$ и относительно высоких температур практически не были исследованы ранее. Продемонстрированная возможность температурного переключения между двумя разными по свойствам сверхпроводящими электродами, формирующими разнородные токовые каналы, также может найти практическое применение. Например, в подобных структурах с ферромагнетиком в качестве джозефсоновского барьера в такой температурной точке, по нашему мнению, возможен переход в состояние с инверсией фазы (0- π переход).

Начатые в диссертации исследования джозефсоновских S-(N/F)-S структур

являются только первым шагом для создания нового типа π -контактов, теоретически предложенных и подробно исследованных в работах [16], [22], а также различных многотерминальных устройств, которые могут найти практическое применение в спинтронике. Дальнейшие исследования сверхпроводящего транспорта через S-(N/F)-S структуры с реализацией неоднородной намагниченности в F-слое могут быть полезными для поиска экспериментальных доказательств существования триплетной сверхпроводимости, а также создания нового типа спиновых переключателей.

Обнаружение нелокального сверхпроводящего тока в планарных многотерминальных SN структурах, возникающего при инжекции квазичастиц в один из сверхпроводящих берегов джозефсоновского SNS контакта открывает возможность нелокальной регулировки джозефсоновского тока в наноустройствах при низких температурах, гораздо меньших T_c . Разработанная двухжидкостная модель неравновесного состояния в сверхпроводниках может применяться в дальнейшем для других подобных систем, а также может быть распространена и на более сложные случаи с неравновесностью не только заряда, но и спина в гибридных системах, содержащих ферромагнетики.

Список публикаций по материалам диссертации

1. Т. Е. Голикова, F. Hübner, D. Beckmann, Н. В. Кленов, С. В. Бакурский, М. Ю. Куприянов, И. Е. Батов, В. В. Рязанов. “Критический ток в планарных джозефсоновских S-N-S системах.” Письма в ЖЭТФ **96**, 743748 (2012)
2. Т. Е. Golikova, F. Hübner, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov. “Double proximity effect in hybrid planar superconductor - (normal metal /ferromagnet)- superconductor structures”. PHYSICAL REVIEW B **86**, 064416 (2012)
3. Т. Е. Golikova, M. J. Wolf, D. Beckmann, I. E. Batov, I. V. Bobkova, A. M.

Bobkov, and V. V. Ryazanov. “Nonlocal supercurrent in mesoscopic multiterminal SNS Josephson junction in the low-temperature limit”. *PHYSICAL REVIEW B* **89**, 104507 (2014).

А также сделаны доклады на международных и российских конференциях:

1. V.V. Ryazanov, V.V. Bolginov, T.E. Golikova “Hybrid Josephson superconductor-ferromagnet-superconductor structures for superconducting electronics and spintronics”, DICNMA 2013, Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications, San Sebastian, Spain, 9-13 September 2013.
2. V.V. Ryazanov, T.E. Golikova, I.E. Batov, F. Hübler, D. Beckmann, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, “Double proximity effect in hybrid planar Superconductor-(Normal metal/Ferromagnet)-Superconductor structures”. International Workshop “Superconducting Nanohybrids–2012” (SNh-2012), San Sebastian, Spain, September, 03-07, 2012.
3. В.В. Рязанов, Т.Е. Голикова, И.Е. Батов, Ф. Хюблер, М. Вольф, Д. Бекманн. “Исследование и применение гетероструктур сверхпроводник/ферромагнетик.” Международный симпозиум «Нанозифизика и нанозлектроника», Нижний Новгород, 12-16 марта, 2012.
www.nanosymp.ru
4. V.V. Ryazanov, T.E. Golikova, I.E. Batov, F. Hübler, D. Beckmann, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov “Double proximity effect in hybrid planar superconductor - (normal metal /ferromagnet)- superconductor structures”, Mesoscopic and strongly correlated electron systems - 6 Advanced research Workshop “Meso-12”, 2012, Russia, Chernogolovka
<http://meso12.itp.ac.ru>

5. V.V. Ryazanov, T.E. Golikova, I.E. Batov, F. Hübler, M. Wolf, and D. Beckmann. “Coherent transport in hybrid planar S/N and S/NF structures.” International Workshop on Complex Phenomena in Superconductivity and Magnetism, 2011, Norway, Oystese
6. T.E. Golikova, I.E. Batov, F. Hübler, M. Wolf, D. Beckmann, P.A. Gusikhin and V.V. Ryazanov “Coherent transport in hybrid planar S/N and S/NF structures. German-Russian Workshop “Future Trends in Nanoelectronics”, 2011, Germany, Jülich
<http://www.fz-juelich.de>
7. Т.Е. Голикова, И. Е. Батов, F. Hübler, M. Wolf, D. Beckmann, В.В. Рязанов. “Когерентный транспорт и многократное андреевское отражение в планарных субмикронных контактах Al-Cu-Al и Al-Cu/Fe-Al”. Совместный семинар Россия-Украина “Физика сверхпроводниковых гетероструктур”, 2011, Россия, Черноголовка
8. В.В. Рязанов, В.С. Столяров, Т. Крен, Д. Родичев, Т.Е. Голикова, В.А. Обознов, С.В. Егоров. “Исследование когерентных и неравновесных эффектов в гибридных структурах сверхпроводник -ферромагнетик.” Международный Симпозиум “Нанопизика и наноэлектроника”, 2010, Россия, Нижний Новгород
<http://nanosymp.ru>
9. В.В. Рязанов, В.С. Столяров, Т. Крен, Д. Родичев, Т.Е. Голикова, В.А. Обознов, С.В. Егоров. “Когерентные и неравновесные явления в мезоскопических структурах на основе сверхпроводников и ферромагнетиков.” Международная конференция-школа-семинар “Нанопизика и наноэлектроника” (МСФП’2010), 2010, Россия, Новосибирск

10. Т.Е. Golikova, I.E. Batov, V.V. Ryazanov, A.A Golubov, D. Beckmann “Coherent transport and nonlocal effects in nanofabricated Al/Cu/Al junctions” Совещание по физике низких температур НТ-35, 2009, Россия, Черноголовка
11. Т.Е. Golikova, I.E. Batov, V.V. Ryazanov, D. Beckmann “Coherent transport and nonlocal effects in nanofabricated Al/Cu/Al junctions”, Mesoscopic and strongly correlated electron systems - 5 Advanced research Workshop “Meso-09”, 2009, Russia, Chernogolovka
<http://meso09.itp.ac.ru>
12. Т.Е. Golikova, I.E. Batov, V.V. Ryazanov, F. Hübler, D. Beckmann. “Coherent transport and nonlocal effects in nanofabricated Al/Cu/Al junctions” European School On Nanosciences and Nanotechnologies “ESONN 2009”, 2009, France, Grenoble
<http://esonn.fr>

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, 3-х оригинальных глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации - 109 страниц, включая 34 рисунка, список литературы состоит из 102 наименований.

Содержание работы

Во **введении** содержится краткий обзор основных экспериментальных и теоретических работ и направлений исследований по теме диссертации, обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В **Главе 1** приводятся основные результаты по исследованию особенностей эффекта близости, эффекта Джозефсона, а также многократного андревского

отражения в планарных субмикронных контактах S-N-S на основе алюминия и меди.

В разделе 1.1 *Введение* приводится обзор основных работ по этой тематике, сравнение различных методов изготовления структур.

Следующий раздел 1.2 посвящен более конкретным описаниям явлений - эффекта близости и многократного андреевского отражения, приводятся кратко результаты основных экспериментальных и теоретических работ.

В разделе 1.3 подробно описывается технология изготовления планарных субмикронных структур Al-Cu-Al: электронная литография на двойном резисте и последующее теневое напыление под двумя углами, обуславливается выбор и приводятся основные параметры металлов, используемых в качестве сверхпроводника и нормального металла (Таблицы параметров для меди и алюминия), вводятся обозначения физических величин. Приводятся изображения структур, полученных при помощи сканирующего электронного (СЭМ) и атомно-силового (АСМ) микроскопов, а также описывается метод измерения толщины пленок при помощи АСМ.

В разделе 1.4 описывается схема транспортных измерений, приводится схема криостата He-3, схема включения и параметры используемой системы фильтрации сигналов.

В разделе 1.5 приводятся экспериментальные результаты: наблюдение появления гистерезиса на вольт-амперных характеристиках S-N-S джозефсоновских контактов при понижении температуры и объяснение этого эффекта, далее приводятся зависимости дифференциальной проводимости от напряжения при различных длинах контактов, обсуждаются совместное влияние эффекта близости и многократного андреевского отражения. Затем приводятся температурные зависимости критических токов S-N-S джозефсоновских контактов различной длины и появление точки перегиба на них, теоретическое моделирование этих зависи-

мостей, подтверждающее наличие особой точки, и объяснение такого поведения температурных зависимостей включением разных по свойствам SN границ из-за сложной геометрии контакта.

В разделе 1.6 содержатся краткие выводы главы 1.

В **Главе 2** рассматривается когерентный транспорт через гибридные субмикронные структуры S-(N/F)-S, представляющие собой планарные мостики с бислоем N/F (нормальный металл/ферромагнетик) в качестве слабой связи.

В разделе 2.1 *Введение* приводятся результаты основных предшествующих работ, обосновывается актуальность поставленной задачи, обсуждаются аспекты технологии изготовления подобных структур.

Раздел 2.2 относится к описанию явлений эффекта близости и минищели в SN и SF бислоях, приводится обзор литературы.

Раздел 2.3 посвящен описанию технологии изготовления субмикронных планарных S-(N/F)-S структур (Al-(Cu/Fe)-Al), приведена таблица параметров по железу (аналогичная таблицам по алюминию и меди), описывается схема транспортных измерений в магнитном поле.

В разделе 2.4 приводятся экспериментальные результаты: изображения субмикронных полосок железа, полученные при помощи магнито-силового микроскопа, данные со СКВИД-магнетометра, а также результаты транспортных измерений магнетосопротивления, по этим данным определяются коэрцитивные поля ферромагнитного слоя и магнитная структура (квазимонодоменное состояние). Следующий подраздел относится к наблюдению сверхпроводящего тока в гибридных планарных S-(N/F)-S структурах, проводится сравнение с результатами, полученными в S-N-S структурах аналогичной геометрии, приведены температурные зависимости критического тока для образцов разных длин. Далее следует описание данных, полученных при помощи измерения дифференциального сопротивления S-(N/F)-S структур в магнитном поле. На дифференциальном сопротив-

лении была обнаружена раздвоенная особенность, которая при приложении внешнего магнитного поля, равного коэрцитивному полю ферромагнитного подслоя, становилась одинарной. Появление такой особенности объясняется проявлением “двойного эффекта близости” в N-слое: эффекта близости со стороны сверхпроводника и “магнитного” эффекта близости из-за контакта с ферромагнетиком. Кроме того, приводятся данные по температурной зависимости дифференциального сопротивления и сравнение с аналогичными характеристиками в магнитном поле. В разделе также содержится расчет расщепления минищели в SNF-NF структуре с трехслойным электродом, объясняется появление двух минищелей для спиновых подсистем со “спином вверх” и со “спином вниз” в N-слое из-за двойного эффекта близости.

В разделе 2.5 приводятся краткие выводы главы 2.

В **главе 3** содержится описание исследований нелокальных неравновесных явлений в S-N-S структурах с субмикронными джозефсоновскими контактами.

В разделе 3.1 *введение* приводится литературный обзор работ по неравновесным эффектам в сверхпроводниках, обоснование поставленной цели исследования.

Раздел 3.2 посвящен описанию основного наблюдаемого эффекта - возникновения нелокального сверхпроводящего тока в SNS структурах, а также рассмотрению проведенных ранее экспериментов на многослойных структурах и преимуществам перехода от многослойной геометрии к планарной.

В разделе 3.3 приводится подробное описание двух методов технологии изготовления планарных субмикронных SNS структур с инжекторами неравновесных квазичастиц на основе алюминия и меди: теневое напыление на стенку резиста, и теневое напыление с маской из двухслойного резиста, выполненной в геометрии наклонных линий. Приводится также схема эксперимента, изображения структур.

В разделе 3.4 содержатся экспериментальные результаты для структур двух

типов: изготовленных по первой технологии тестовых структур, и изготовленных при помощи второго метода основных структур с двумя инжекторами из нормального металла, присоединенными к одному из берегов планарного джозефсоновского S-N-S контакта. Основной результат - наблюдение нелокального сверхпроводящего тока в планарных субмикронных SNS структурах с инжекторами из нормального металла при низких температурах, гораздо меньших температуры перехода T_c . В разделе подробно описывается применяемая для объяснения и для расчетов двухжидкостная модель и эквивалентная схема, при помощи которой по экспериментальным данным производится вычисление длины зарядового разбаланса λ_Q^* и ее температурной зависимости.

В разделе 3.5 приводятся краткие выводы главы 3.

В **заклучении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Особенности транспортных явлений в субмикронных планарных S-N-S структурах

1.1. Введение

Эта глава посвящена исследованию особенностей эффекта близости и джозефсоновского поведения планарных субмикронных S-N-S структур на основе алюминия (сверхпроводник) и меди (нормальный металл), изготовленных при помощи электронной литографии и теневого напыления в сверхвысоком вакууме.

Джозефсоновские переходы-мостики типа сверхпроводник - нормальный металл - сверхпроводник представляют интерес для экспериментальных и теоретических исследований до сих пор. Это связано с развитием современных методов наноструктурирования, которые позволяют изготавливать планарные мезоскопические сверхпроводящие структуры. Практический интерес к таким переходам связан с потенциальной возможностью их использования в болометрических приемных устройствах [31], а также для изготовления планарных π -контактов [22].

Мостики переменной толщины (МПТ), предложенные ещё в [32], долгое время считались одним из наиболее перспективных типов джозефсоновских слабых связей. Это субмикронные сверхпроводящие сужения с массивными берегами и тонкой перемычкой из нормального металла или сверхпроводника. Теоретические расчеты, проведенные в [33], убедительно доказывали возможность достижения в них высоких значений произведения их критического тока I_c на нормальное сопротивление R_N , что необходимо для широкого применения таких структур в аналоговых и цифровых устройствах. Эти оценки были получены в предположении о выполнении жестких граничных условий на границах сверхпроводящих (S) электродов джозефсоновских контактов с нормальной (N) областью слабой свя-

зи. Такие условия могут быть выполнены в торцевых структурах. В них область слабой связи представляет собой полосу из S'- или N-металла, торцы которой граничат с S-электродами. При этом толщина S-электродов должна существенно превышать толщину N-пленки. Первые попытки изготовления подобных структур сталкивались с серьезными трудностями, связанными с воспроизводимостью параметров и контролем технологического процесса.

Экспериментально исследованные воспроизводимые SNS МПТ были выполнены первоначально в так называемой геометрии с перекрытием: сверхпроводящая пленка напылялась на пленку нормального металла и разрезалась, образуя SN-N-NS мостик, в котором N-пленка слабой связи граничила с составными SN-электродами [34], [35] (Рис. 1.1(a)). В такой геометрии обеспечение жестких граничных условий на SN-N границе требовало специального подбора S и N материалов. Эти условия, фактически, не позволяли использовать хорошо проводящие N-металлы в составе таких контактов [36]. Применение таких металлов как Al, Au, Cu в существующих экспериментальных реализациях МПТ, приводило к делокализации области слабой связи в SN-N-NS мостиках, так что ее размер, как правило, не совпадал с геометрическим расстоянием L между SN-электродами. Большим технологическим прорывом в изготовлении субмикронных структур с заданными, четко контролируемыми параметрами стал метод так называемого теневого напыления разных слоев материалов под разными углами через навесную маску из резистов [12], который в настоящее время довольно широко применяется, в том числе для изготовления SNS контактов [31], [37], [38], [39]. Подробное описание технологии будет дано ниже на примере конкретной структуры.

Сравним два обозначенных метода. На Рис. 1.1 (a) приведен пример структуры из статьи [35], изготовленной при помощи сфокусированного ионного пучка (FIB). В этом случае точная длина слабой связи при определенных S и N материалах оказывается делокализованной и не соответствует расстоянию между

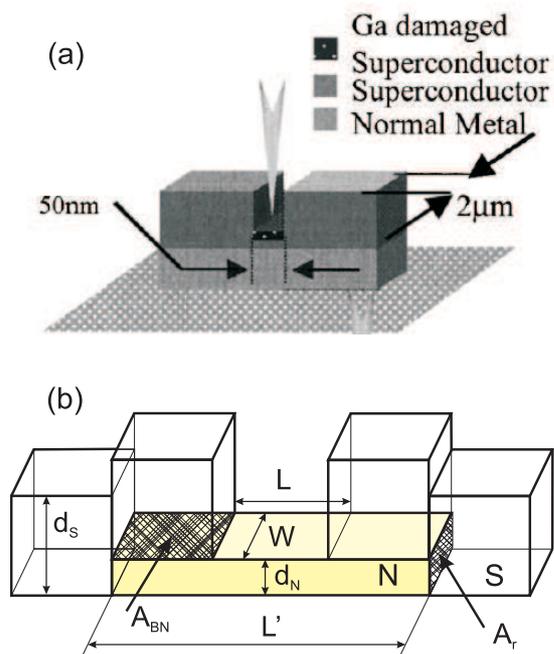


Рис. 1.1. Схематическое изображение мостика переменной толщины: (а) геометрия с перекрытием, SN-N-NS мостик, изготовленный с помощью сфокусированного ионного пучка (из [35]); (б) SNS мостик с конечной длиной N-пленки, образующей слабую связь, изготовленный методом теневого напыления.

сверхпроводящими берегами L . На Рис. 1.1 (b) представлено схематическое изображение структуры, изготовленной при помощи теневого напыления. Главное отличие этого типа структур заключается в заранее заданной конечной длине L' нормальной (N) пленки, образующей слабую связь.

1.2. Особенности эффекта близости и многократное андреевское отражение в SNS структурах

Рассмотрим структуру, показанную на Рис.1.1 (b), более подробно и введем обозначения, которые будут использоваться в дальнейшем: d_S и d_N - толщины сверхпроводящей и нормальной пленок, соответственно; L - расстояние между сверхпроводящими берегами, L' - длина нормальной полоски; A_{BN} и A_r - площади заштрихованных SN-границ; W - ширина N-полоски. Из представленной геометрии следует, что наведение сверхпроводящих корреляций в N-полоску возможно как через SN-границы типа “плоскость” S_P с площадью A_{BN} , так и через SN-границы типа “торец” S_r с площадью A_r .

Эффект близости оказывает существенное влияние на транспортные свойства диффузионных SN систем, такие, как величины критических токов в SNS структурах разной длины и их температурные зависимости, на виды “подцелевой” структуры в спектре проводимости и особенности на вольт-амперных характеристиках, связанные также с влиянием эффекта многократного андреевского отражения [40, 41]. Ранее опубликованные исследования температурных зависимостей критического тока мезоскопических SNS наноструктур [42], [37], схематически изображенных на Рис. 1.1 (b), были выполнены экспериментально в температурном диапазоне: $k_B T \leq E_{Th} = \hbar D_N / L^2$, где E_{Th} - энергия Таулеса, а D_N - коэффициент диффузии в нормальном металле. При таких температурах составной SN-электрод вел себя как единое целое и всю структуру можно было характеризовать лишь длиной L , т.е. расстоянием между сверхпроводящими берегами,

вне зависимости от свойств SN-границ. В области высоких температур ситуация может существенно измениться, в частности, если транспортные и сверхпроводящие параметры плоскостных S_P и торцевых S_r границ различны. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования транспортных характеристик субмикронных SNS мостиков переменной толщины на основе алюминия (S) и меди (N) при относительно высоких температурах с учетом влияния параметров границ S_P и S_r .

Представляет интерес взаимное проявление эффекта близости и многократного андреевского отражения [40], т.к. это может служить объяснением ряда эффектов, наблюдаемых в мезоскопических SNS структурах. Известно, что когерентный транспорт через SN-границу осуществляется при помощи процесса андреевского отражения, если энергия налетающего электрона со стороны N-металла меньше величины сверхпроводящей щели Δ в сверхпроводнике, при этом образуется отраженная обратно в N-металл дырка, а куперовская пара уходит в сверхпроводник. Многократное андреевское отражение - это следующие один за другим андреевские отражения в системе SNS на SN-границах, которые приводят к постепенному увеличению энергии квазичастицы, и этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия квазичастицы не достигнет величины сверхпроводящей щели. Этот эффект проявляется в виде ряда особенностей на вольт-амперных характеристиках или, что аналогично, в спектре проводимости на напряжениях $2\Delta/en$, где Δ - это сверхпроводящая щель, e - заряд электрона, а n - целое число. Процесс многократного андреевского отражения в SNS системе в самом простейшем случае, с пренебрежением эффекта близости, схематически показан на Рис. 1.2 для случаев $n=2$ и $n=3$. Как только квазичастица достигает энергии щели (т.е. при целом n), на вольт-амперной характеристике появляется всплеск проводимости из-за особенности в плотности состояний вблизи энергетической щели сверхпроводника. Серия из резких ступенек по току на вольт-амперных характеристиках при на-

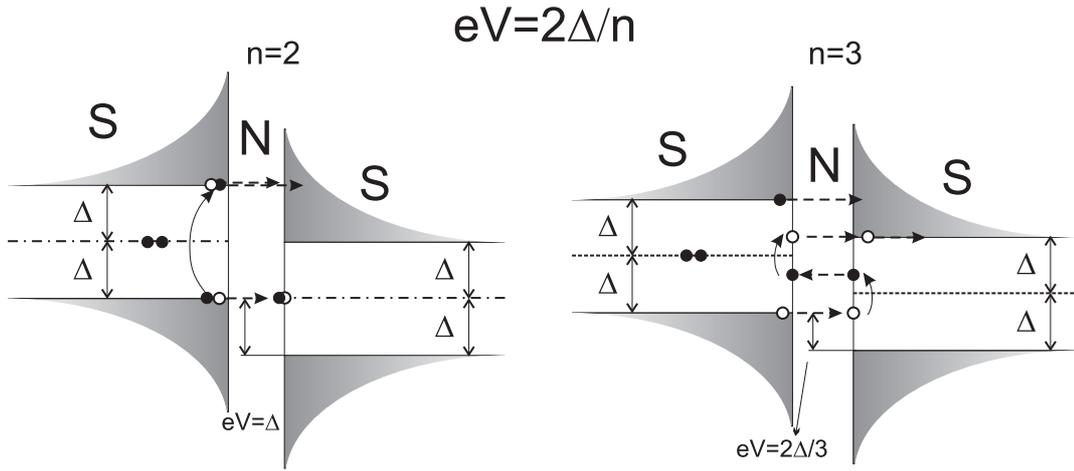


Рис. 1.2. Схематическое изображение процесса многократного андреевского отражения в SNS системе. S изображены в виде плотности состояний. В качестве примера показаны ситуации для чисел $n=2$ и $n=3$

пряжениях $2\Delta/en$ наблюдалась, например, на системах с точечными атомными контактами [43]. Совместное влияние же эффекта близости и многократного андреевского отражения может давать очень своеобразную подщелевую структуру, отличающуюся от упомянутой выше [44, 45]. Подробное исследование влияния эффекта близости в диффузионных SNS системах было проведено в теоретической работе [41], где, в частности, был произведен расчет вольт-амперных характеристик и спектров dI/dV в зависимости от длины мостика L , которая варьировалась в пределах от когерентного случая $L \ll \xi_S$, через промежуточный $L \approx \xi_S$, до полностью декогерентного $L \gg \xi_S$ (нет эффекта близости), где ξ_S - длина когерентности в сверхпроводнике.

На Рис. 1.3 приведен основной результат работы [41] - расчет спектров дифференциальной проводимости во всех указанных выше случаях. Из графиков видно, что при $L \leq \xi_S$ в спектре наблюдаются выраженные максимумы проводимости примерно при напряжениях $eV = 2\Delta/n$, в случае же $L > \xi_S$ форма и высота максимумов существенно меняются и появляется новая структура. Например, пик при $n = 2$ появляется при напряжении слегка меньшем $eV = \Delta$ и сопровождается более

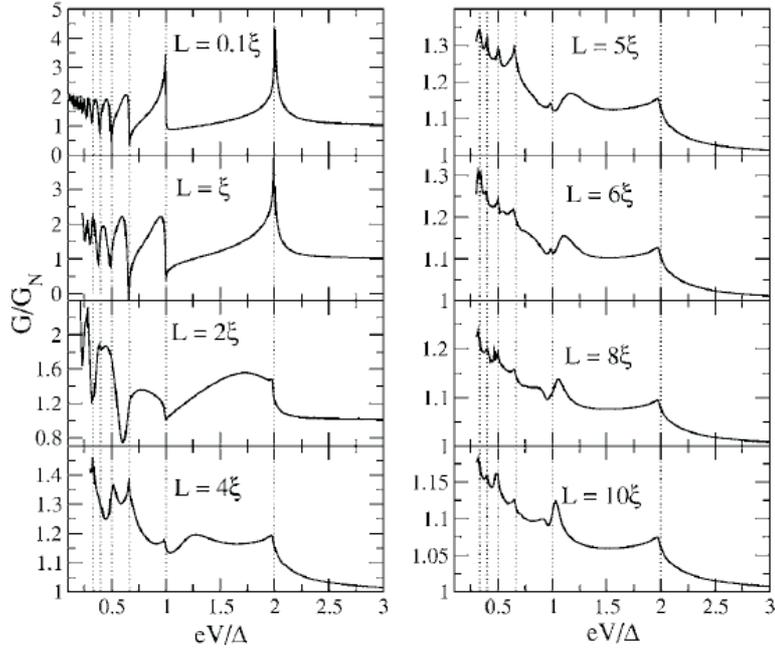


Рис. 1.3. Дифференциальная проводимость как функция напряжения при температуре близкой к нулю для различных длин L диффузионных SNS мостиков. Из статьи [41].

выраженным максимумом за Δ , что наблюдалось экспериментально, например, в [45]. Изменение картины спектров по мере увеличения длины мостика L в работе J. C. Cuevas объясняется взаимодействием многократного андреевского отражения и эффекта близости, проявляющегося в наличие минищели в SN системе (см. Рис. 1 и Рис. 4 в работе [41]).

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния геометрического фактора, т.е. торцевых и плоскостных границ, на эффект близости в субмикронных S-N-S мостиках переменной толщины и соответствующие особенности транспортных характеристик, проявляющиеся в области высоких температур. Кроме того, представляло также интерес экспериментальное подтверждение изменения спектров подщелевой структуры в зависимости от длины мостика L , определяющей степень когерентности.

1.3. Изготовление S-N-S структур

В качестве сверхпроводника в исследуемых структурах был выбран алюминий, который характеризуется относительно большими значениями многих характерных длин, таких как длина когерентности ξ_S , длина спиновой диффузии, длина зарядового разбаланса, при относительно небольшой величине сверхпроводящей щели $\Delta=180 \mu eV$. Последний факт также играет немаловажную роль для возможности наблюдения когерентных эффектов из-за малого разогрева электронной подсистемы нормального металла в SN структуре (использование малых энергий), но накладывает особые требования к технике проведения эксперимента. В качестве нормального металла использовалась медь, которая характеризуется также довольно большими длинами: длиной затухания сверхпроводящего параметра порядка ξ_N , длиной спиновой диффузии, длиной сбоя фазы L_φ . Толщины слоев пленок алюминия и меди во всех исследуемых структурах были $d_S=100$ нм и $d_N=30$ нм, соответственно. Ниже в таблицах 1.1 (алюминий) и 1.2 (медь) приводятся величины, определенные из экспериментальных данных для этих толщин пленок, а также некоторые параметры из литературы, которые будут использоваться в дальнейшем. Данные, помеченные *, были получены экспериментально из результатов измерения тестовых структур, в частности, удельное сопротивление ρ_S и ρ_N , T_c , Δ , а остальные величины, представленные в таблицах, оценены по формулам: $l_e=mv_f/(ne^2\rho)$, $D=v_fl_e/3$, $\xi_S=\sqrt{\hbar D_s/(2\pi k_B T_c)}$, $\xi_N=\sqrt{\hbar D_n/(2\pi k_B T)}$, где m , e - масса и заряд электрона, v_f - скорость Ферми и n - концентрация электронов.

Субмикронные планарные S-N-S мостики Al-Cu-Al были изготовлены методом электронной литографии на двойном резисте и последующего теневого напыления [12]. В качестве резистов для формирования навесной маски использовались стандартные резисты РММА и ММА, имеющие толщины 200 нм и 800 нм, соответственно (Рис. 1.4 а)). При электронной литографии слой резиста ММА, который

Таблица 1.1. Параметры алюминия. (* - определенные из эксперимента для толщины пленок $d_S=100$ нм)

обозначение	величина	описание, источник
ρ_S	$1.77 \mu\Omega \times \text{cm}$	удельное сопротивление при $T=1.3$ К, *
ξ_S	130 нм	длина когерентности, *
T_c	1.2 К	температура сверхпроводящего перехода, *
Δ	$180 \mu\text{eV}$	сверхпроводящая щель ($T=0.4$ К),*
$l_e(\text{Al})$	20 нм	длина свободного пробега ($T=1.3$ К),*
D_s	$153 \text{ cm}^2/\text{s}$	коэффициент диффузии ($T=1.3$ К),*
$\lambda_{sf}(\text{Al})$	400 нм	длина спиновой диффузии, из [46]
$L_\varphi(\text{Al})$	$0.63 \mu\text{m}$	длина сбоя фазы ($T=1.3$ К), из [45]
λ_Q^*	$\approx 4 \mu\text{m}$	длина зарядового разбаланса ($T=0.5$ К), из [30]

должен быть удален при проявлении при условии того, что верхний слой - резист РММА остается в виде нависания (английский термин - undercut), экспонировался дополнительно. На Рис. 1.4 b) показан дизайн для создания S-N-S мостика: черные полосы - проэкспонированные области верхнего резиста РММА, красная линия ограничивает область слоя undercut ММА, стрелками показаны направления напыления алюминия и меди. Поскольку структуры содержали близко расположенные субмикронные элементы, дополнительно производилась коррекция эффекта близости за счет пересчета реальной дозы экспонирования в каждой точке элемента и окружения вокруг в поле примерно $5 \times 10 \mu\text{m}$. Перед напылением слоев производилась очистка подложки с навесной маской при помощи кислородной плазмы в течение 20 сек с целью удаления недопроявленных остатков резиста. Напыления слоев производилось в установке молекулярно-пучковой эпитаксии с базовым вакуумом порядка 10^{-11} mbar. Сначала на подложку из оксидированного кремния осаждался тонкий слой меди толщиной $d_N=30$ нм под одним углом с целью формирования полоски нормального металла, а затем, под другим углом,

Таблица 1.2. Параметры меди. (* - определенные из эксперимента для толщины пленок $d_N=30$ нм)

обозначение	величина	описание, источник
ρ_N	$4.5 \mu\Omega \times \text{cm}$	удельное сопротивление при $T=1.3 \text{ K}$, *
ξ_N	90 нм	длина затухания параметра порядка, *
$l_e(\text{Cu})$	15 нм	длина свободного пробега ($T=1.3 \text{ K}$),*
D_n	$80 \text{ cm}^2/\text{s}$	коэффициент диффузии ($T=1.3 \text{ K}$),*
$\lambda_{sf}(\text{Cu})$	$\approx 1 \mu\text{m}$	длина спиновой диффузии, из [47]
$L_\varphi(\text{Cu})$	$1.2 \mu\text{m}$	длина сбоя фазы ($T=1.3 \text{ K}$), из [45]

напылялся тонкий слой алюминия толщиной $d_S=100$ нм для формирования сверхпроводящих берегов джозефсоновского контакта Al-Cu-Al и всех подводящих линий. Напыления слоев меди и алюминия производились из эффузионных ячеек с температурами тиглей 1600 и $1250 \text{ }^\circ\text{C}$, соответственно. Во время осаждения пленки Al производилось охлаждение держателя образца при помощи жидкого азота до температуры $-120 \text{ }^\circ\text{C}$ с целью получения пленки с меньшей зернистостью. Контроль толщин пленок осуществлялся при помощи кварцевых датчиков. На рис. 1.4 с) показано изображение джозефсоновского контакта Al-Cu-Al, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Дополнительный контроль толщин пленок производился также при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ), соответствующее изображение структуры Al-Cu-Al приведено на Рис. 1.4 d). Метод определения толщины слоев пленок при помощи АСМ продемонстрирован на Рис. 1.5 на тестовой структуре.

Подробная схема образца со всеми обозначениями приведена на Рис. 1.1 b). Для транспортных экспериментов была изготовлена серия S-N-S образцов с различным расстоянием L между сверхпроводящими берегами в диапазоне от 35 нм до 230 нм. Остальные же геометрические размеры структур, такие как площадь перекрытия слоев сверхпроводник-нормальный металл $A_{BN}=200 \times 150$ нм, ширина

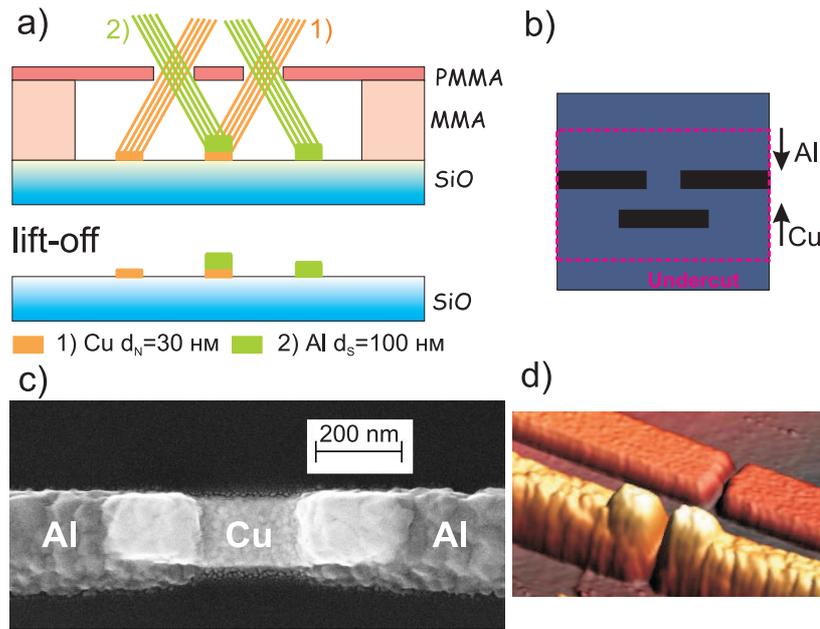


Рис. 1.4. а) Схема технологии теневого напыления под двумя углами. б) Бислойная маска (вид сверху) для изготовления S-N-S мостика Al-Cu-Al. Стрелками показаны направления напыления слоев. в) СЭМ-изображение одного из мостиков Al-Cu-Al. г) АСМ-изображение одного из мостиков Al-Cu-Al

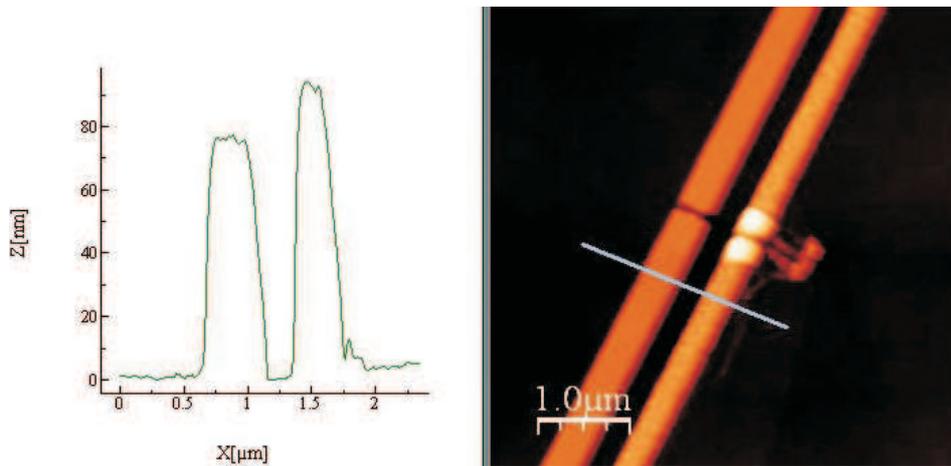


Рис. 1.5. Измерение толщин пленок при помощи АСМ. Справа - изображение тестовой структуры, сплошная линия - разрез профиля структуры, слева - график профиля толщины пленок структуры под сплошной линией

мостика $W=150$ нм, были неизменными. Все структуры из серии были изготовлены одновременно и за один вакуумный цикл, поэтому качество SN-границ и толщины d_N и d_S были одинаковыми для разных образцов.

1.4. Схема экспериментальной установки

Методом экспериментального исследования были транспортные измерения образцов по стандартной 4-х точечной схеме при низких температурах вплоть до 0.3 К в экранированном криостате He-3. Схема криостата показана на Рис. 1.6. Температура 0.3 К достигалась при помощи последовательной откачки паров сначала He-4 в соответствующих частях криостата и вставки до 1.2 К, а затем, после конденсации He-3, откачкой паров He-3. Держатель с образцом при этом находился в жидком He-3. Изменением интенсивности откачки паров He-3 осуществлялось изменение температуры в диапазоне от 0.3 К до 1 К. На держателе с образцом располагались RC-фильтры, схема которых приводится ниже. Дополнительно для магнетотранспортных измерений (о них пойдет речь в следующей главе) в криостат (часть с жидким He-4) был помещен сверхпроводящий соленоид, который был предварительно откалиброван при помощи магнетометра: магнитное поле 1 Э соответствует току через соленоид $10,03^{-4}$ А.

Схема подключения образца приведена на Рис. 1.7 а). Для подавления электромагнитных шумов применялись специально изготовленные RC-фильтры, установленные в DC-линиях непосредственно рядом с образцом на держателе образца. Это ключевое решение сделало возможным наблюдение сверхпроводящих критических токов в исследуемых структурах, составляющих единицы и десятки микроампер. На Рис. 1.7 б) показана схема включения RC-фильтров вместе с номиналами компонентов (при низкой температуре), крестом на схеме обозначен джозефсоновский контакт. При комнатной температуре в линиях были установлены шунты, замыкавшиеся во время монтирования установки и подключения

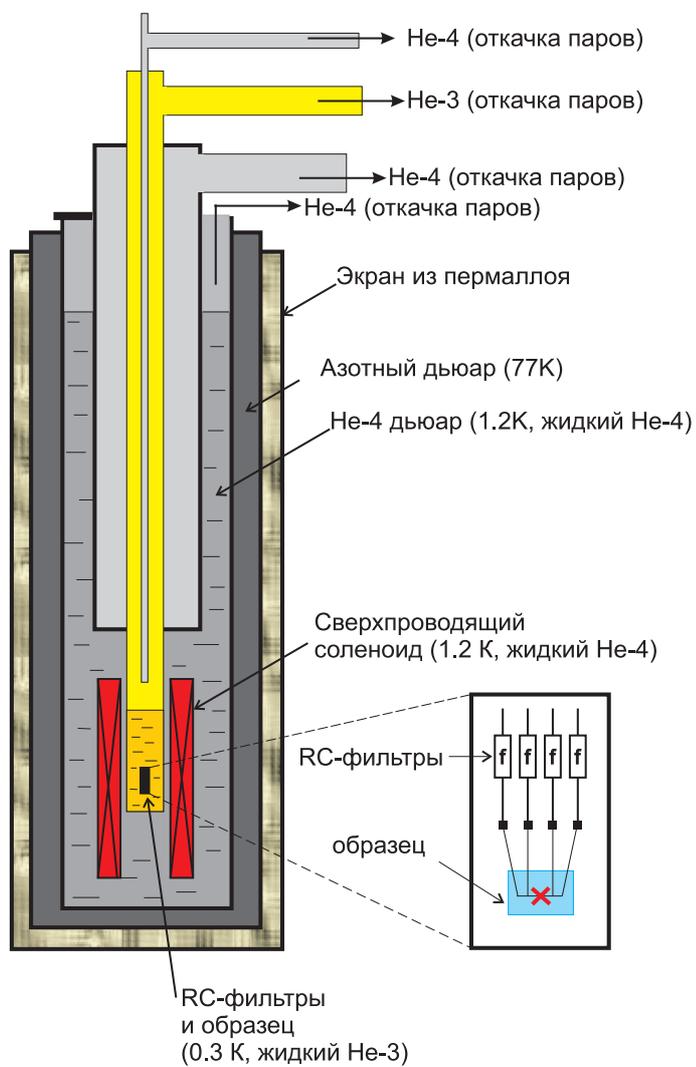


Рис. 1.6. Схематическое изображение криостата He-3 со сверхпроводящим соленоидом. Увеличенная часть - схема держателя с образцом (крест) и RC-фильтрами (f)

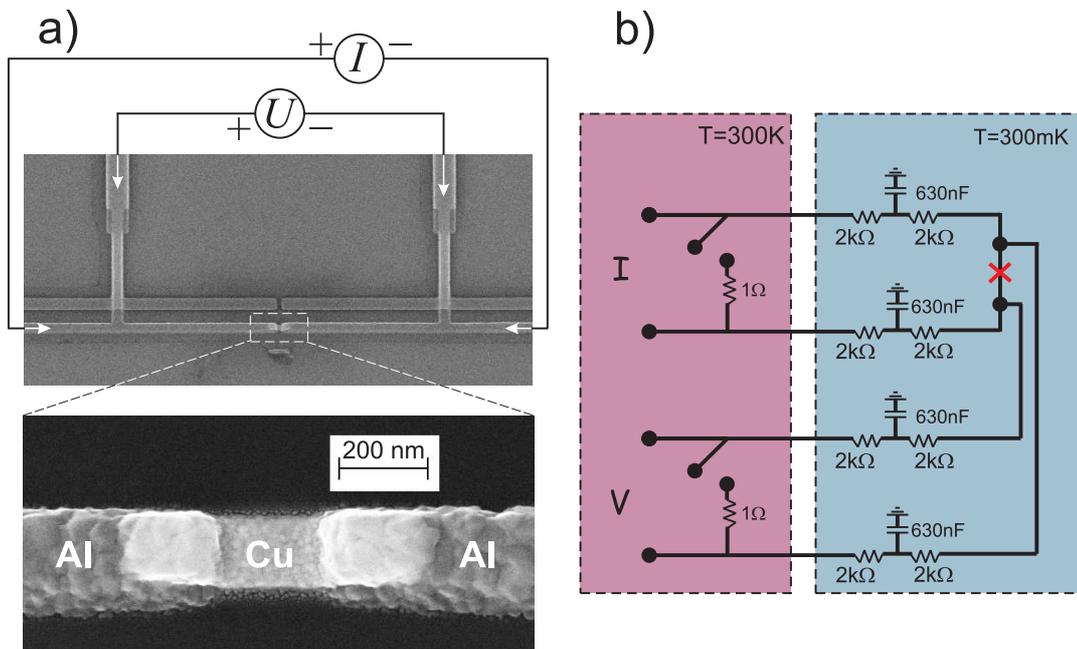


Рис. 1.7. а) Схема измерений джозефсоновского контакта Al-Cu-Al. б) Схема включения в DC-линии низкотемпературных фильтров (номиналы элементов указаны для низкой температуры) приборов, для защиты образца от электростатики.

Проводились измерения следующих характеристик: вольт-амперных характеристик, сопротивления, дифференциальной проводимости при различных температурах от 0.3 К до 2 К.

1.5. Экспериментальные результаты

Для проведения транспортных измерений было изготовлено несколько серий S-N-S образцов с длинами L от 35 нм до 230 нм (серия А), а также тестовых структур с длинами $L = 8 \div 10 \mu\text{m}$, для определения характеристик материалов. Сначала были измерены характеристики заведомо длинных, т.е. не джозефсоновских S-N-S линий, как и ожидалось, они не показывали измеримых критических токов, вплоть до самых низких температур (0.3 К). Такие измерения позволили определить низкотемпературное (1.3 К) удельное сопротивление используемых медных пленок ρ_N (Таблица 1.2). Далее проводились исследования коротких структур

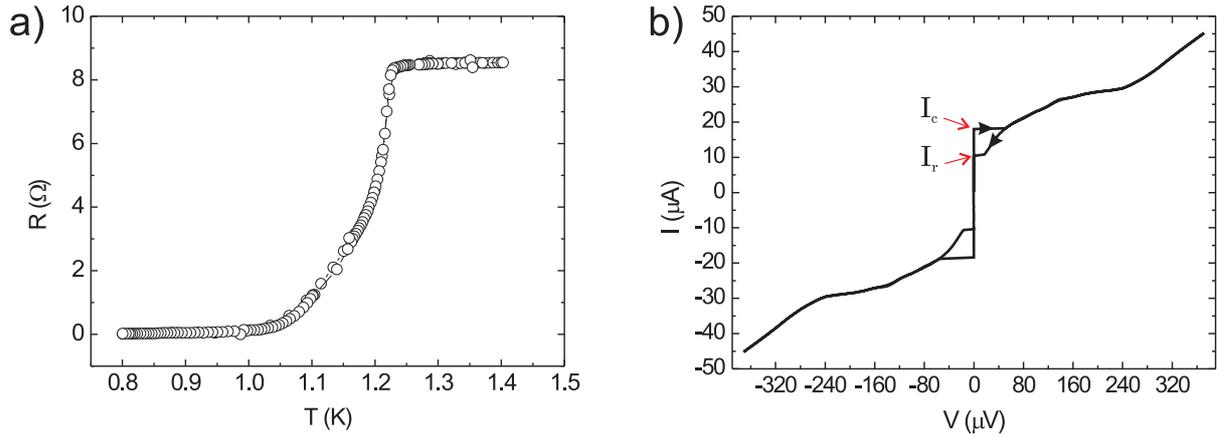


Рис. 1.8. а) Зависимость сопротивления от температуры для образца А4 с $L=180$ нм; б) гистерезисная вольт-амперная характеристика структуры А5 с $L=230$ нм при $T=0.4$ К

Al-Cu-Al, которые во всем диапазоне длин $L=35\div 230$ нм оказались джозефсоновскими контактами ниже температуры сверхпроводящего перехода алюминия $T_c=1.2$ К. На Рис. 1.8 а) представлена зависимость сопротивления R от температуры для структуры А4 с длиной $L=180$ нм (транспортный ток - $1 \mu\text{A}$), характерная для такого типа контактов Al-Cu-Al. Для каждого образца серии А были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при разных температурах в диапазоне от 1 К до 0.3 К. Как правило, ниже температуры 0.6-0.7 К эти вольт-амперные характеристики становились гистерезисными: помимо критического тока I_c появлялся ток возврата I_r . На Рис. 1.8 б) приведена ВАХ образца А5 с длиной $L=230$ нм при температуре 0.4 К.

1.5.1. Гистерезис в S-N-S структурах.

По мере охлаждения, сначала при высоких температурах (вблизи T_c) наблюдаются безгистерезисные ВАХ, которые при дальнейшем охлаждении и росте значения критического тока становятся гистерезисными. В качестве примера, постепенный переход от безгистерезисного режима к гистерезисному показан на Рис.

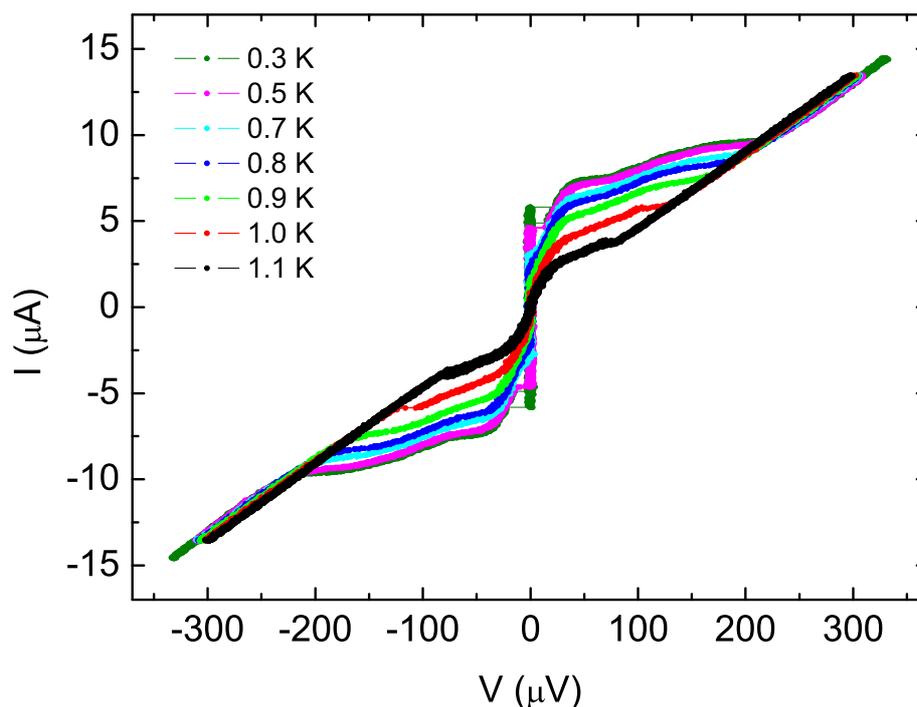


Рис. 1.9. Появление гистерезиса на ВАХ S-N-S контакта по мере понижения температуры

1.9 (для тестового образца Al-Cu-Al с $L=300$ нм и $d_N=20$ нм). Как видно, этот переход происходит при температуре примерно 0.6 К и проявляется сначала в виде скачка на вольт-амперной характеристике, а затем, при дальнейшем понижении температуры, возникает и гистерезис.

Гистерезис на ВАХ наблюдался для всех образцов с $L=35\div 230$ нм. На Рис. 1.10 приведены зависимости критического тока I_c и тока возврата I_r от температуры. Из графиков видно, что значения критического тока I_c существенно меняются по мере изменения длины L образцов, причем для некоторых характеристик $I_c(T)$ характерен резкий излом кривых, который будет подробно обсуждаться ниже. Что же касается температурной зависимости тока возврата $I_r(T)$, то она почти одинакова для всех контактов вне зависимости от длины, как в абсолютных значениях, так и в смысле общего характера поведения: плавная зависимость с

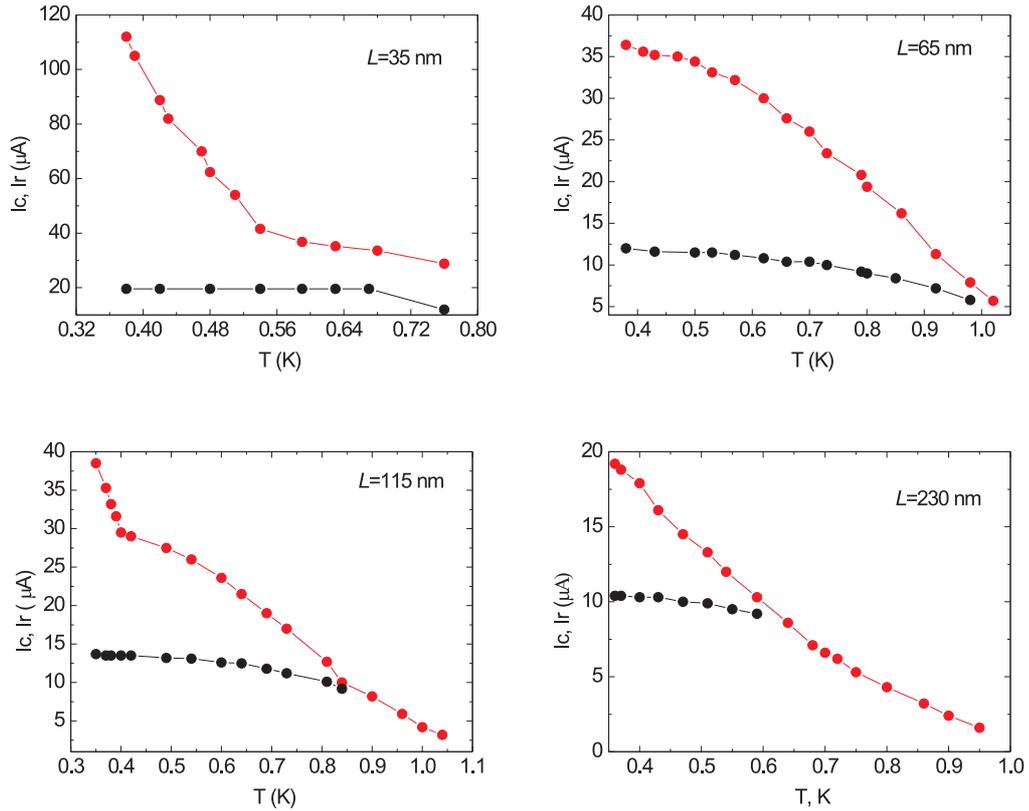


Рис. 1.10. Температурные зависимости критического тока I_c и тока возврата I_r для структур Al-Cu-Al в зависимости от длины L

насыщением при низких температурах. От длины контакта (и, соответственно, от значения тока I_c) зависит лишь температура появления гистерезиса: для контактов с большим расстоянием L ток I_r появляется при более низких температурах. Гистерезисные вольт-амперные характеристики для субмикронных джозефсоновских S-N-S мостиков наблюдались и ранее в [31] (см. также цитированные там работы), [37] и др. В работе [31] предполагается, что эффект связан с перегревом электронной подсистемы.

Обычно гистерезисные вольт-амперные характеристики характерны для контактов типа сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник S-I-S, где наличие емкости контакта - причина гистерезиса согласно модели контакта, шунтированного сопротивлением и емкостью (RCSJ - модель [48]). При этом мерой гистерезисности

является параметр Маккамбера [49] $\beta_C = (2e/\hbar)I_cCR^2$, где C и R - емкость и сопротивление контакта, соответственно. В случае же планарных структур S-N-S емкости пренебрежимо малы по сравнению с аналогичными S-I-S контактами и, таким образом, для них ожидаются безгистерезисные характеристики. Тем не менее на многих планарных субмикронных S-N-S системах наблюдается гистерезис, если их критический ток достаточно большой (точнее, произведение I_cR_N), причем это наблюдение не зависит от вида слабой связи (сверхпроводящее сужение, нормальный металл, двумерный электронный газ и т.п.). Возможно два объяснения этого эффекта: 1) джоулево тепло, выделяющееся на слабой связи, приводит к саморазогреву, и локальная температура электронной подсистемы увеличивается; 2) вместо характерного времени RC рассматривается эффективное время \hbar/Δ или L^2/D [50], т.е. эффективная емкость оказывается больше геометрической. В экспериментальной работе [31] было однозначно показано, что причина гистерезиса - увеличение температуры электронной подсистемы нормального металла при переходе мостика в резистивное состояние.

Исходя из этого объяснения можно также качественно понять температурные зависимости $I_r(T)$. Значение тока I_r при базовой (фононной) температуре соответствует значению критического тока контакта I_c при соответствующей более высокой температуре, которая определяется электронной температурой в нормальном металле, т.е. $I_r(T) = I_c(T_{el})$. Из эксперимента видно, что I_r насыщается при низких температурах (Рис. 1.10), такой же результат был обнаружен в работе [38]. Таким образом, температура T_{el} перестает изменяться при $T \ll T_c$. Согласно [31] охлаждение происходит в основном за счет отвода тепла через SN-интерфейс и через S- электроды квазичастицами над щелью Δ , электрон-фононное взаимодействие в N-части вносит существенно меньший вклад. Таким образом, по-видимому, наблюдаемая слабая зависимость $I_r(T)$ связана с температурной зависимостью сверхпроводящей щели $\Delta(T)$, что также подтверждается тем фактом

из работы [38], что I_r не усиливается высокочастотным возбуждением, в отличие от I_c .

1.5.2. Особенности подщелевой структуры спектров проводимости S-N-S контактов

Рассмотрим теперь более подробно резистивную часть вольт-амперной характеристики джозефсоновского контакта Al-Cu-Al. Как видно из рисунка 1.8 (b) на характеристике присутствуют перегибы при некоторых значениях напряжения. Эти особенности были исследованы более подробно при помощи измерения дифференциальной проводимости при температуре $T=0.4$ К для всех имеющихся структур Al-Cu-Al с разными длинами L . Результаты этих измерений приведены на Рис. 1.11 для 4-х образцов с $L=65, 115, 180$ и 230 нм. На всех графиках, для краткости, показана только одна ветвь при положительных значениях напряжения, т.к. кривая является симметричной относительно нуля. Как видно из графиков, некоторые особенности наблюдаются строго при напряжениях $2\Delta/en$, соответствующих многократному андреевскому отражению [40]. Например для образца с $L=65$ нм наблюдаются строгие максимумы для $n=3$ и 4 .

Однако максимумы в дифференциальной проводимости наблюдаются отчетливо не для всех значений n . Изменение видов спектров проводимости, смена знака и смещение пиков подробно исследовалось для диффузионных S-N-S систем в теоретической работе [41]. Изменение вида спектра в зависимости от длины мостика (этот результат приведен на Рис. 1.3) объясняются в этой работе взаимным влиянием многократного андреевского отражения и эффекта близости в случае промежуточной длины мостика $L \approx \xi$, т.е. между полностью декогерентным режимом длинного мостика и полностью когерентным, когда энергия Таулеса превышает величину сверхпроводящей щели. Исследованные нами мостики Al-Cu-Al с длинами $L=65 \div 230$ нм являются диффузионными и соответствуют промежуточ-

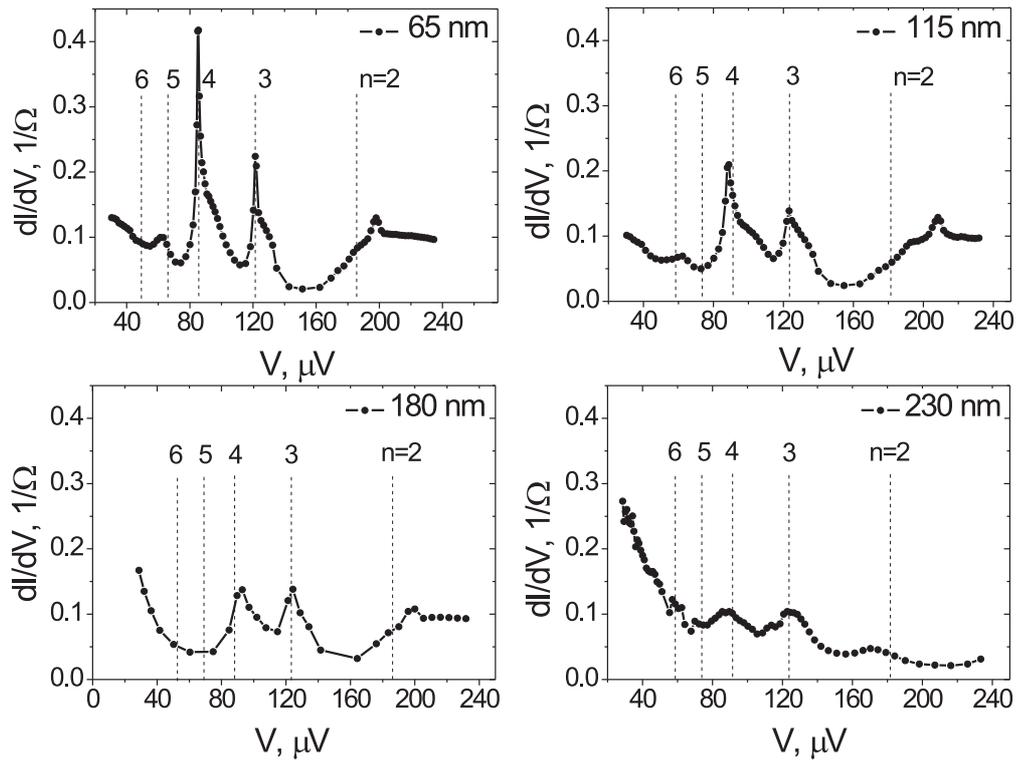


Рис. 1.11. Дифференциальная проводимость $dI/dV(V)$ для структур Al-Cu-Al с различными значениями длины L (65, 115, 180 и 230 нм) при $T=0.4$ К. Штриховыми линиями обозначен ряд напряжений, соответствующий многократному андреевскому отражению $2\Delta/en$ ($\Delta=180 \mu eV$), целые числа n отмечены над соответствующей линией.

ному случаю: действительно, согласно Таблицам 1.1 и 1.2, длина когерентности в алюминии $\xi_S=130$ нм, при длине свободного пробега $l_e(Al)\approx 20$ нм; и для меди, соответственно, $\xi_N=90$ нм, при $l_e(Cu)\approx 15$ нм. Характерные длины ξ_S , ξ_N и L оказываются меньше длины сбой фазы, как в алюминии ($L_\varphi=0.63 \mu\text{m}$) так и в меди ($L_\varphi=1.2 \mu\text{m}$), что делает доступным наблюдение когерентных эффектов, таких, как многократное андреевское отражение. Качественно экспериментальные результаты, представленные на Рис. 1.11, сходятся с теорией [41] (Рис. 1.3) для промежуточного случая, кроме того, как видно из сравнения теории и эксперимента, сходство проявляется ещё и в уменьшении величины пиков с увеличением длины мостика и соответствующем изменении вида спектров. Однако более точное сравнение эксперимента и теории приводит к предположению о том, что в качестве длины контакта нужно использовать не расстояние между сверхпроводящими берегами L , а промежуточное значение между L и L' (где L' - полная длина нормальной полоски, как показано на Рис. 1.1 (b)). Это предположение подтверждают также измерения и расчеты, которые будут приведены в следующем параграфе.

То, что наблюдаемые особенности связаны с эффектом многократного андреевского отражения косвенно подтверждает еще и изменение зависимости $dI/dV(V)$ с температурой, приведенной на Рис. 1.12. Из графиков видно, что существует температурная зависимость положения максимумов, которая хорошо описывается температурной зависимостью сверхпроводящей щели $\Delta(T)$. Эта зависимость построена для алюминия (по теории БКШ см., например, [2]) и приведена на Рис. 1.13. Таким образом, особенности, связанные с эффектом многократного андреевского отражения, довольно слабо зависят от температуры при $T \ll T_c$. Кроме того, амплитуды самих пиков также слабо зависят от температуры, поскольку определяются масштабом $L_\varphi(T)$ [45], в отличие от температурной зависимости критического тока, которая будет рассмотрена ниже в следующем разделе.

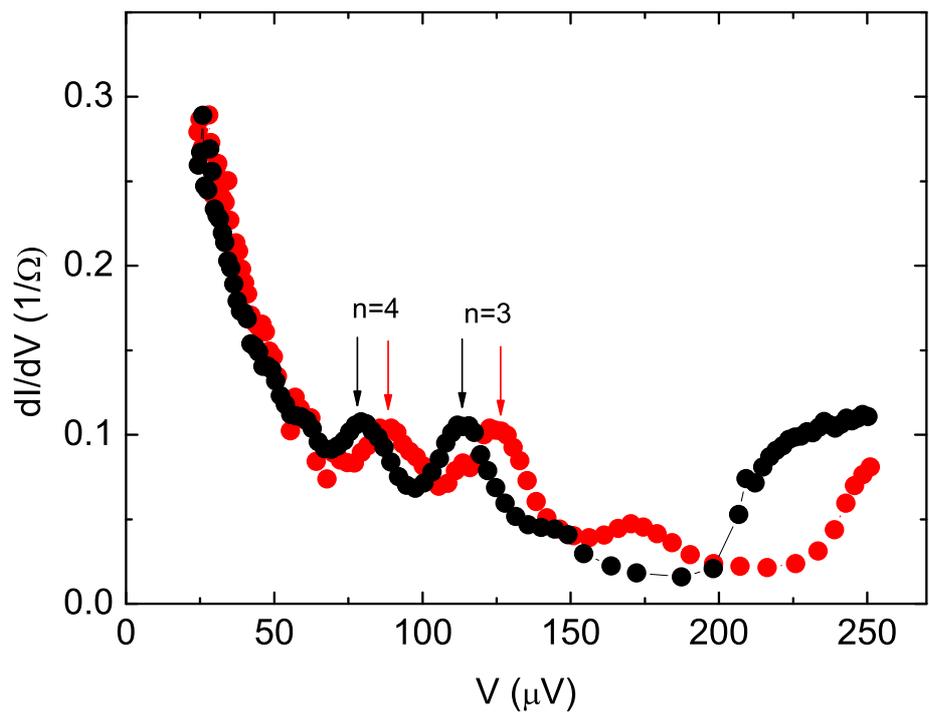


Рис. 1.12. Дифференциальная проводимость $dI/dV(V)$ структуры А5 Al-Cu-Al с $L=230$ нм при $T=0.36$ К (красная кривая) и при $T=0.7$ К (черная кривая). Стрелками помечены явно выраженные особенности при $n=3$ и 4.

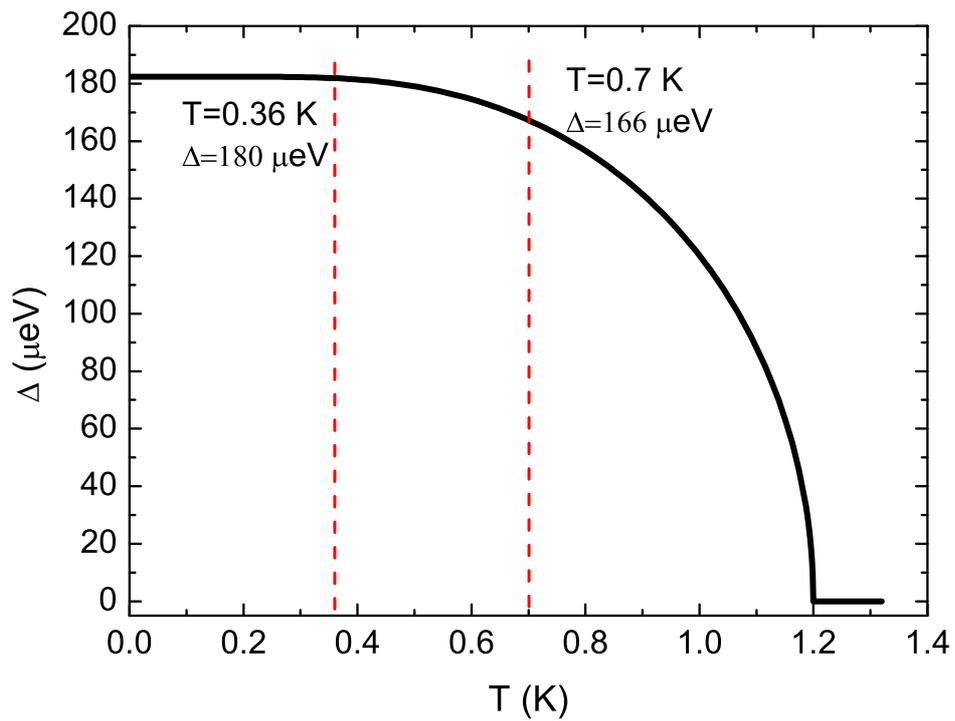


Рис. 1.13. Зависимость сверхпроводящей щели Δ в алюминии от температуры. Пунктирными линиями отмечены температуры $T=0.36 \text{ K}$ и $T=0.7 \text{ K}$ и указаны значения сверхпроводящей щели (в соответствии с графиками на Рис. 1.12).

1.5.3. Температурные зависимости критического тока в S-N-S контактах

Рассмотрим теперь особенности транспорта сверхпроводящего тока через S-N-S структуры планарной геометрии (Рис. 1.1 (b)). На Рис. 1.14 представлены температурные зависимости критических токов I_c для структур Al-Cu-Al (A1-A5). На некоторых кривых наблюдается излом при температуре T ниже 0.6 К, проявляющийся в резком увеличении критического тока с понижением температуры. Особенностью геометрии планарных S-N-S структур является присутствие двух разных SN-границ, обеспечивающих транспорт сверхпроводящего тока и эффект близости: 1) торцевая SN-граница A_r ; и 2) плоскостная SN-граница A_{BN} . По сравнению с торцевой границей, где к нормальному слою прилегает массивный S-электрод, в случае плоскостной границы A_{BN} нужно рассматривать уже SN-бислой, в котором сверхпроводимость в тонком слое алюминия $d_S=100$ нм (толщина слоя сравнима с длиной когерентности в алюминии $\xi_{Al}=130$ нм) может быть существенно подавлена [51–53]. Для исследования указанного эффекта конкретно для используемых материалов были произведены транспортные измерения неструктурированных бислойных пленок Cu/Al с теми же толщинами 30 нм/100 нм, которые были изготовлены для тестовых измерений одновременно с основными джозефсоновскими структурами на той же самой подложке. Изучалась зависимость сопротивления R такого бислоя от температуры. Эта характеристика приведена на Рис. 1.15 (экспериментальная кривая обозначена символами). Из графика видно, что переход бислоя в сверхпроводящее состояние происходит при температуре $T_c^*=0.7$ К, что существенно ниже температуры перехода $T_c=1.2$ К отдельной пленки алюминия с той же толщиной $d_S=100$ нм. Этот факт дает возможность объяснить появление необычных изломов на зависимостях $I_c(T)$ на Рис. 1.14. Как видно из этого графика, изломы отчетливо наблюдаются для образцов A1, A3 и A4 ниже T_c^* , измеренной для бислоя. Их появление может быть

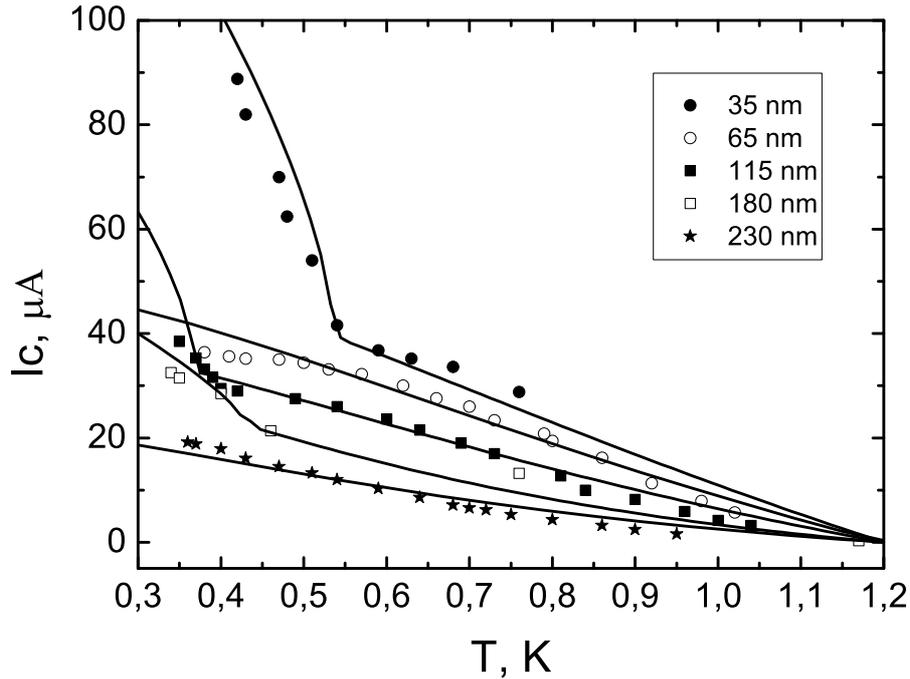


Рис. 1.14. Температурные зависимости критического тока контактов I_c для образцов А1-А5, отличающихся длиной $L=35\div 230$ нм. Символами обозначены экспериментальные данные, а непрерывными линиями - результаты численного моделирования.

обусловлено тем фактом, что в интервале температур $T_c^* < T < T_c$ сверхпроводимость слоя алюминия над плоскостью A_{BN} подавлена и S-N-S контакт в этом случае представляет из себя джозефсоновский торцевой контакт с расстоянием между сверхпроводящими берегами L' , равным полной длине полоски нормального металла (т.е. расстоянием L , а также областями перекрытия нормального и сверхпроводящего слоев, согласно Рис. 1.1 (b)). При уменьшении температуры ниже T_c^* алюминий над плоскостью нормального металла также становится сверхпроводящим и, тем самым, открывается новый канал для сверхпроводящего тока, а эффективный размер области слабой связи уменьшается. Это и приводит к резкому увеличению критического тока в виде излома на зависимости $I_c(T)$.

С целью подтверждения приведенного выше объяснения появления излома на температурных зависимостях критического тока $I_c(T)$ при помощи численного

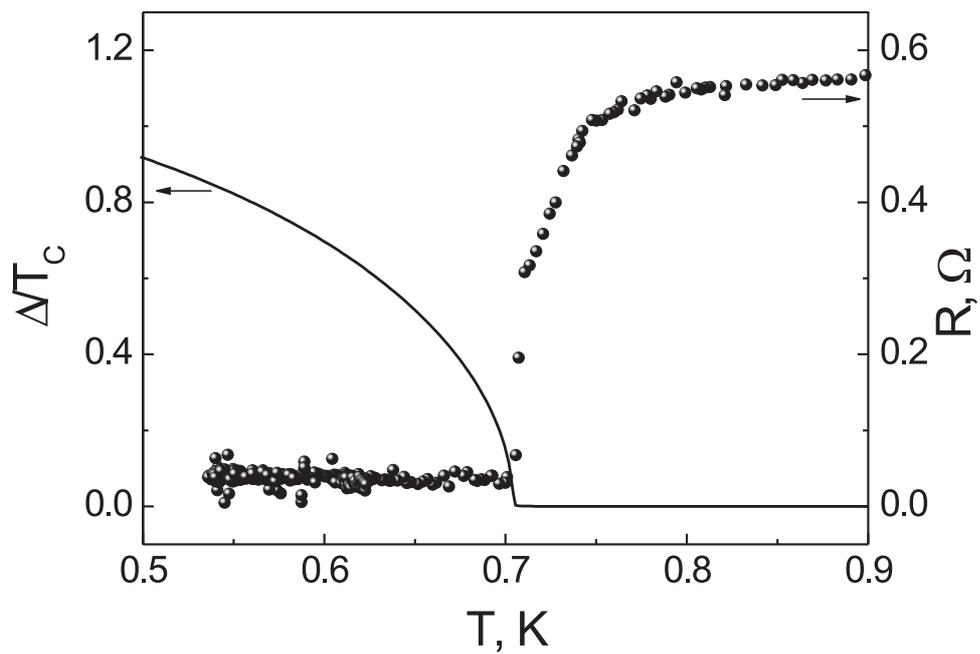


Рис. 1.15. Экспериментально измеренная температурная зависимость сопротивления R бислоя Cu/Al (символы) и численно рассчитанная температурная зависимость потенциала спаривания Δ (линия) (см. описание в основном тексте). На обеих зависимостях наблюдается переход в сверхпроводящее состояние при температуре $T_c^*=0.7$ К

моделирования было рассмотрено протекание сверхпроводящего тока через S-N-S структуры в рамках уравнений Узаделя. Ниже приводится этот расчет, выполненный в совместной работе [54] при поддержке теоретиков МГУ:

"Система уравнений Узаделя для исследуемых структур имеет вид

$$\frac{D}{2\omega G_\omega} \partial [G_\omega^2 \partial \Phi_\omega] - \Phi_\omega = -\Delta, G_\omega = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Phi_\omega \Phi_\omega^*}}, \quad (1.1)$$

где Φ_ω и G_ω функции Грина в Φ параметризации, $\omega = \pi T(2n+1)$ - мацубаровские частоты, D - коэффициент диффузии, Δ - потенциал спаривания¹, тождественно равный нулю в N-слое. В сверхпроводнике система дополняется уравнением самосогласования

$$\Delta \ln \left(\frac{T}{T_c} \right) + \pi T \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - \frac{G_\omega \Phi_\omega}{\omega} \right) = 0. \quad (1.2)$$

Система замыкается граничными условиями

$$\gamma_{BNS} \xi_N \frac{\partial \Phi_N}{\partial n} = \frac{G_S}{G_N} (\Phi_N - \Phi_S), \quad (1.3)$$

$$\gamma_{BSN} \xi_S \frac{\partial \Phi_S}{\partial n} = \frac{G_N}{G_S} (\Phi_S - \Phi_N), \quad (1.4)$$

$$\gamma_{BSN} = \frac{R_{BSN} \mathcal{A}_{BSN}}{\rho_S \xi_S} = \gamma_{BNS} \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N}, \quad (1.5)$$

где R_{BSN} и \mathcal{A}_{BSN} - сопротивление и площадь SN-границы, $\xi_{N,S} = \sqrt{\hbar D_{N,S}/2\pi T_c}$ - длина когерентности для нормального металла и сверхпроводника, соответственно, а \mathbf{n} - нормаль к границе, направленная вглубь материала, указанного под производной. Применимость данного метода расчета электронной структуры ограничена приближением "грязных" материалов ($\xi \gg l_e$), где l_e - длина свободного пробега. Действительно, как было ранее показано, для используемых алюминия

¹ это обозначение сохраняется до конца данного параграфа, в основном тексте под обозначением Δ подразумевается сверхпроводящая щель

и меди это условие выполняется. Общее выражение для тока в представленном формализме имеет вид:

$$\frac{2ej(\varphi, z)}{\pi T} = \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{iG_{\omega}^2}{\rho_q \tilde{\omega}_q^2} \left[\Phi_{\omega} \frac{\partial \Phi_{-\omega}^*}{\partial x} - \Phi_{-\omega}^* \frac{\partial \Phi_{\omega}}{\partial x} \right], \quad (1.6)$$

$$I_S(\varphi) = \int_0^{d_N} j(\varphi, z) W dz$$

Численное решение самосогласованной задачи (1.1-1.4) для бислойной SN-структуры позволяет определить потенциал спаривания Δ в зависимости от толщин слоев d_N , d_S и прозрачности границы γ_{BNS} . Теоретический расчет, представленный на Рис. 1.15 сплошной линией, также показал наличие эффективной температуры T_c^* и позволил оценить прозрачность плоскостной SN границы $\gamma_{BNS} \approx 1$.

Расчет температурных зависимостей критического тока $I_c(T)$ для джозефсоновских контактов с разными линейными размерами L представлен сплошными линиями на Рис. 1.14. Для образцов А1, А3 и А4 проявляется излом, связанный с ростом критического тока при включении плоской SN-границы. Численное моделирование проводилось следующим образом: в области нормального металла решалось уравнение Узаделя (1.1) с граничными условиями (1.3), причем в качестве потенциала спаривания Δ на поперечной границе со сверхпроводником использовалось объемное значение $\Delta_0(T)$, а на продольных - заранее рассчитанные в SN прослойках $\Delta(T)$, соответствующие наблюдаемым в эксперименте T_c^* . Результаты модельных расчетов, в целом, демонстрируют хорошее соответствие с экспериментальными точками и подтверждают приведенные выше рассуждения. Наблюдение немонотонности температуры излома при увеличении длины мостика L связано с неучтенным подавлением сверхпроводящей щели Δ_S в массивных торцевых электродах, которое должно приводить к уменьшению критического тока, наблюдаемого в эксперименте."

Критическая температура перехода T_c^* в экспериментах с джозефсоновскими планарными S-N-S структурами оказалась немного ниже, чем соответствующая

измеренная температура для SN-бислоя. Причиной этого может быть наличие центральной нормальной части в S-N-S контакте, т.е. N-слоя, который прилегает к SN-бислою. Это приводит к увеличению относительного числа нормальных электронов, участвующих в эффекте близости, и большему подавлению потенциала спаривания по сравнению с одиночным SN-бислоем. Действительно, согласно экспериментальным данным, приведенным на Рис. 1.14, уменьшение температуры T_c^* наблюдается с увеличением длины нормальной части L вплоть до исчезновения излома для образца А5 с $L=230$ нм.

Таким образом, важной особенностью исследуемых планарных S-N-S структур оказалась возможность включения при высоких и низких температурах двух разных по свойствам сверхпроводящих электродов, формирующих разнородные токовые каналы. Температурное переключение между этими режимами меняет распределение токов, а также эффективную длину слабой связи. Обнаруженный эффект подобного температурного переключения ранее не наблюдался. По сравнению с другими исследованиями S-N-S контактов с аналогичной геометрией в данной работе измерения проводились при относительно более высоких температурах, и в мостиках промежуточной длины (по порядку величины сравнимой с длиной когерентности, т.е. при $L \approx \xi_N$). Кроме того, величина перекрытия SN-слоев была также относительно большой (сравнимой с длиной перехода L). В ранее выполненных работах [31], [37], [38], [42] изучались, как правило, длинные мостики, т.е. для них выполнялось условие $E_{Th} \ll \Delta$ (здесь Δ - сверхпроводящая щель), к тому же, основной вклад в величину критического тока задавала длина L , мало отличающаяся от L' . Кроме того, основные исследования проводились только при довольно низких температурах $T \ll \Delta/k_B$.

1.6. Выводы главы 1

В данной главе были изучены транспортные свойства субмикронных планарных джозефсоновских структур Al-Cu-Al. Экспериментально было показано, что на вольт-амперных характеристиках контактов Al-Cu-Al при понижении температуры появляется гистерезисность, связанная с перегревом электронной подсистемы, при этом критический ток I_c довольно сильно зависит от температуры, в отличие от тока возврата I_r , который от температуры практически не зависит. Такое поведение объясняется преимущественным механизмом отвода тепла от нормальной части перехода через SN-границу при помощи квазичастиц. Подробно были исследованы спектры дифференциальной проводимости $dI/dV(V)$ для S-N-S контактов разных длин. Было экспериментально продемонстрировано влияние на спектры как эффекта близости, так и многократного андреевского отражения. На температурных зависимостях критического тока $I_c(T)$ структур Al-Cu-Al обнаружено резкое повышение критического тока при понижении температуры, связанное с изменением эффективного размера слабой связи за счет включения дополнительных участков алюминиевых электродов, подавленных при более высоких температурах из-за эффекта близости, что было подтверждено дополнительными измерениями неструктурированных пленок Al/Cu, а также модельными расчетами.

Гибридные планарные структуры S-(N/F)-S.

Влияние спиновой поляризации на транспортные свойства контактов.

2.1. Введение

В этой главе описывается изготовление и исследование гибридных планарных субмикронных мостиков сверхпроводник-(нормальный металл / ферромагнетик)-сверхпроводник с целью изучения джозефсоновских свойств таких контактов, а также влияния наличия ферромагнетика на транспортные характеристики, такие как сверхпроводящий ток, дифференциальное сопротивление.

В основе этих исследований лежит теоретическая работа Т. Ю. Карминской и соавторов [16], где рассматривается несколько типов планарных контактов с N/F-бислойными барьерами в разных геометриях с предсказанием возможности получения $0-\pi$ перехода в таких системах. До сих пор изготавливались только π -контакты (джозефсоновские контакты с инверсией фазы) с ферромагнетиками по сэндвичной трехслойной технологии [3] с ферромагнетиком в виде джозефсоновской прослойки. Эти структуры обычно представляют собой довольно макроскопические элементы (характерный линейный размер составляет несколько микрон). Планарный π -контакт субмикронного размера был получен только в случае S-N-S структуры, управляемой базовым напряжением с дополнительных нормальных электродов [55]. Поэтому существует интерес к поиску планарных π -контактов с ферромагнетиками. Они могут быть использованы, в частности, при изготовлении сверхпроводящих кубитов, не требующих смещения внешним магнитным полем [7]. Ферромагнитные материалы, которые могут использоваться

для изготовления джозефсоновских SFS контактов характеризуются очень короткими длиной затухания ξ_{F1} и периодом осцилляций знакопеременного параметра порядка ξ_{F2} (несколько нанометров), что значительно меньше, чем длина затухания ξ_N в нормальном металле, которая составляет обычно доли микрона [2]. По этой причине изготовить джозефсоновские SFS контакты с хорошо контролируемыми и воспроизводимыми параметрами довольно сложно. Согласно [56] существует два способа увеличить длину затухания в таких системах: 1) создание структур с неоднородной намагниченностью, где будет возможно существование триплетной сверхпроводимости; 2) эффективное уменьшение обменного поля ферромагнетика за счет “эффекта близости” с нормальным металлом. Последнее решение может быть реализовано при помощи использования бислоя N/F (нормальный металл/ферромагнетик) в качестве слабой связи, что и было сделано в настоящей работе.

2.2. Эффект близости и минищель в SN- и SF- бислоях.

Если сверхпроводник находится в контакте с нормальным металлом, физические свойства обоих материалов меняются. (В случае же контакта сверхпроводника и изолятора их свойства остаются практически неизменными). Это проявление так называемого эффекта близости. Критическая температура NS-бислоя уменьшается с увеличением толщины N-слоя. Это объясняется тем, что электроны куперовских пар попадают в N-часть, где уже отсутствует притяжение между электронами. В то же время, проникая в N-металл, куперовская пара вносит туда сверхпроводящие корреляции, что приводит к изменению плотности состояний в слое нормального металла, что было подтверждено экспериментами с туннельной спектроскопией. Таким образом, нормальный металл приобретает как бы свойства

сверхпроводника ¹, происходит модификация спектра плотности состояний и возникает минищель ε_g [58]. В области нормального металла, близкой к SN-границе, появляется энергетический диапазон $(-\varepsilon_g, +\varepsilon_g)$ рядом с энергией Ферми, где нет допустимых состояний для нормальных квазичастиц. Эта теория [58] была надежно подтверждена экспериментально измерениями локальной плотности состояний [57, 59, 60] на SN- бислоях. В качестве примера на Рис. 2.1 (а) приведена экспериментальная зависимость туннельной плотности состояний для бислоев Nb/Au при различных толщинах слоя золота из работы Gupta et al [59]. Из графика видно, как меняется минищелевая особенность с увеличением толщины N-слоя: при малых толщинах она практически совпадает с щелью в сверхпроводнике, а при больших - величина минищелевого пика уменьшается, и он сдвигается в область меньших энергий, причем особенно сильно это проявляется при толщине N-слоя, большей ξ_N . Минищелевая особенность проявляется также в спектрах дифференциальной проводимости (сопротивления) SNS контактов наряду с особенностью “обычной” сверхпроводящей щели S-электродов [41, 61].

Рассмотрим теперь случай бислоев сверхпроводник/ферромагнетик (SF). Здесь также существует эффект близости, однако, присутствие обменного взаимодействия в ферромагнетике приводит: во-первых, к подавлению эффекта близости, а во-вторых, к расщеплению электронных спектров на спиновые подзоны. Сдвиг по энергии минищелей, соответствующих спинам “вверх” и “вниз”, является асимметричным для электронов с различным направлением спинов [62]. На Рис. 2.1 (b) приведен график из теоретической работы [62], представляющий плотность состояний в F-слое, граничащем с S-слоем, для электронов со спином “вверх” при разных значениях величины обменного поля h . Пунктирная кривая, соответствующая отсутствию обменного взаимодействия ($\gamma_{VM}h=0$), симметрична и воспроизводит в точности результат для минищели в SN-случае. При увеличении h проис-

¹ Однако, конечно, это не стоит понимать в том смысле, что нормальный металл становится обычным сверхпроводником [57]

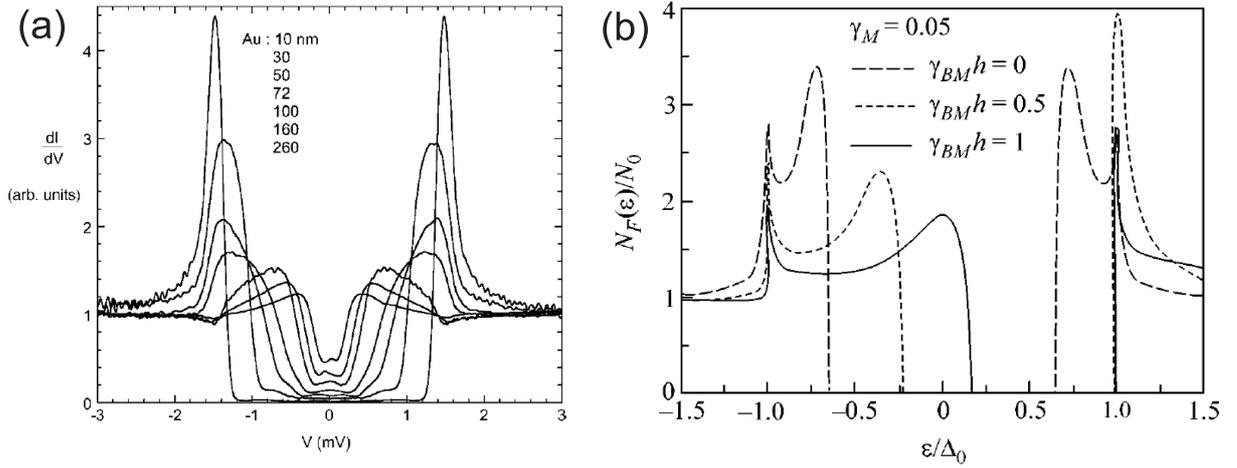


Рис. 2.1. Проявление минищелевой особенности (a) в SN-бислоях: туннельная плотность состояний, измеренная при 60 мК на поверхности Au в бислоях Nb/Au для образцов с различными толщинами слоя Au (из работы [59]); (b) в SF-бислоях: нормированная плотность состояний для электронов со спином “вверх” в F-слое при различных значениях обменного поля (из теоретической работы [62]).

ходит сдвиг минищели для электронов со спином “вверх” (спектр для электронов со спином “вниз” аналогичен приведенному с точностью до знака сдвига по шкале энергии). Таким образом, можно различить две минищелевые особенности в спектре плотности состояний для SF-бислоя. Однако, даже в случае разбавленных ферромагнетиков обменное поле E_{ex} настолько большое, что довольно сложно обнаружить расщепление минищели, в частности, для хорошо известных SF-систем со слабыми ферромагнетиками, таких как Nb-CuNi [63] и Nb-PdFe [64], в том числе и из-за того, что сама минищель сильно подавлена. В статье [65] впервые было предложено модифицировать плотность состояний в SN-системе при помощи зеймановского расщепления магнитным полем h , однако в реальных экспериментах довольно сложно использовать внешнее магнитное поле из-за того, что оно подавляет сверхпроводимость в электродах. Недавно авторами [56] был предложен следующий способ “ослабить” обменное поле за счет использования NF-бислоев: в N-слое создается слабое наведенное обменное поле h_{ef} за счет диффузии спин

поляризованных электронов из F-слоя в N-металл в NF-бислое, который в комплексе будет являться слабой связью в джозефсоновской структуре S-(N/F)-S. В этом случае эффективное обменное поле в такой слабой связи будет гораздо меньше реального обменного поля E_{ex} в ферромагнетике F.

В этой главе ниже приводятся экспериментальные результаты по первому наблюдению раздвоенной минищели в SNF-берегах S-(N/F)-S планарного субмикронного контакта.

2.3. Изготовление структур S-(N/F)-S и схема эксперимента

В S-(N/F)-S структурах в качестве сверхпроводника и нормального металла были использованы алюминий и медь, соответственно, данные по которым представлены в предыдущей главе, в параграфе 1.3, а в качестве ферромагнетика было выбрано железо. В основном, проводились измерения на образцах с толщинами пленок железа $d_F=10$ нм. В таблице 2.1 приведены некоторые характерные величины для использованных пленок, взятые из эксперимента и из литературы, по аналогии с таблицами 1.1 и 1.2. Оценка обменной энергии выполнена по формуле $E_{ex} = \sqrt{T_C v_f}$, где v_f - скорость Ферми, T_C - температура Кюри (согласно [66]), а длины затухания параметра порядка по формуле - $\xi_{F1} = \sqrt{\hbar D_f / E_{ex}}$. Пара металлов для N/F бислоя была выбрана из нескольких соображений: медь характеризуется относительно большой длиной спиновой диффузии (см. таблицу 1.2), субмикронные полоски железа можно изготовить однодоменными [67], что необходимо для упрощения анализа экспериментальных данных.

По геометрии структуры Al-(Cu/Fe)-Al представляли собой субмикронные планарные мостики, похожие на представленные в предыдущей главе мостики Al-Cu-Al, с тем лишь отличием, что в качестве слабой связи применялся уже N/F-бислой. На Рис.2.2 приведено изображение одного из таких мостиков, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа, а также схема и характер-

Таблица 2.1. Параметры железа. (* - определенные из эксперимента для толщины пленок $d_F=10$ нм)

обозначение	величина	описание, источник
ρ_F	$70 \mu\Omega \times \text{cm}$	удельное сопротивление при $T=1.3 \text{ K}$, *
$l_e(\text{Fe})$	0.6 нм	длина свободного пробега ($T=1.3 \text{ K}$),*
D_f	$3.8 \text{ cm}^2/\text{s}$	коэффициент диффузии ($T=1.3 \text{ K}$),*
T_C	1042 K	температура Кюри, справочные данные
E_{ex}	0.99 eV	обменная энергия, оценка, согласно [66]
ξ_{F1}	0.5 нм	длина затухания параметра порядка, *

ные размеры образца. Слои металлов в структурах имели следующие толщины: железо $d_F=10\div 15$ нм, медь $d_N=60$ нм и алюминий $d_S=100$ нм. Образцы были изготовлены методом электронной литографии на двойном резисте РММА/ММА и последующего теневого напыления под тремя углами точно также, как и S-N-S структуры (см. параграф 1.3 предыдущей главы). Отличие состояло лишь в наличии дополнительного слоя железа, который наносился в точности в те же области контакта, что и слой меди. Маска из резиста приведена на Рис. 1.4 (b) (см. предыдущую главу). Процедура теневого напыления состояла из трех шагов: сначала под прямым углом распылялся тонкий слой железа с $d_F=10$ нм при помощи электронно-лучевого испарителя, затем под углом напылялся слой меди с $d_N=60$ нм, таким образом, чтобы полоска меди в точности совпала с полоской железа, и на последнем этапе уже под третьим углом напылялся слой алюминия с $d_S=100$ нм, формируя сверхпроводящие электроды гибридного планарного S-(N/F)-S мостика. Толщины пленок контролировались при помощи кварцевых датчиков и атомно-силовой микроскопии. СЭМ изображение полученной структуры приведено на Рис. 2.3, на нем отчетливо видно в области слабой связи, а также на тени два совмещенных слоя - Fe и Cu. Было изготовлено несколько мостиков с различным расстоянием между S-электродами $L=30\div 300$ нм. Кроме основных структур

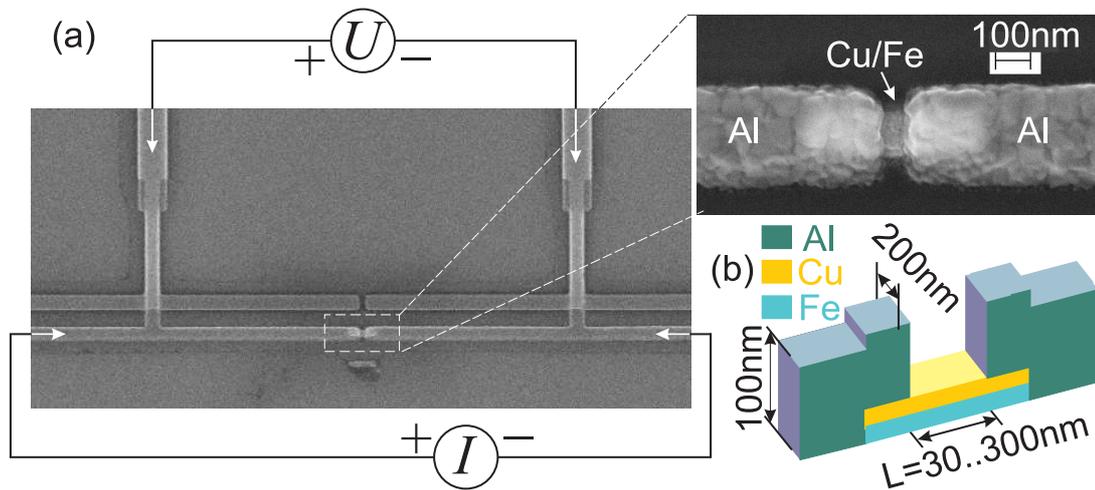


Рис. 2.2. (а) СЭМ-изображение Al-(Cu/Fe)-Al мостика (включая центральную увеличенную часть), вместе со схемой измерения. (б) Схематическое изображение образца с геометрическими размерами

были изготовлены также тестовые S-F-S переходы с той же геометрией, но только без слоя меди, а также длинные S-F-S мостики с расстоянием между электродами $L=10 \mu\text{m}$ для измерения удельного сопротивления железа и отдельные субмикронные полоски железа для магнитных измерений. Все транспортные измерения, в том числе и в магнитном поле, проводились по стандартной 4-точечной методике, схема которой описана в параграфе 1.4, при низких температурах вплоть до 0.3 К в экранированном криостате со сверхпроводящим соленоидом (см. Рис. 1.6). Измерительные DC-линии имели встроенные системы RC-фильтров при комнатной температуре и непосредственно перед образцом в криостате He-3. Поскольку удельное сопротивление меди $\rho_N=4.5 \mu\Omega \times \text{cm}$ гораздо меньше, чем удельное сопротивление железа $\rho_F=70 \mu\Omega \times \text{cm}$ и толщина пленки меди в 6 раз больше толщины пленки железа, то весь транспорт осуществлялся практически только через слой меди.

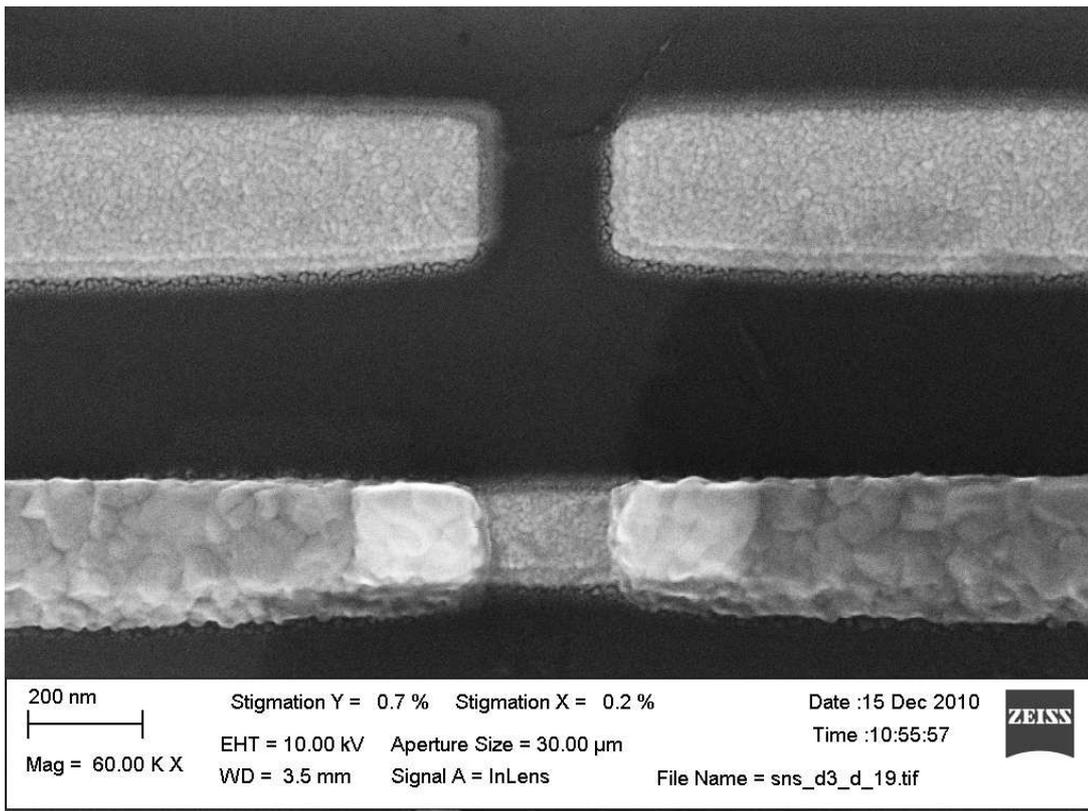


Рис. 2.3. Подробное СЭМ-изображение Al-(Cu/Fe)-Al мостика. На снимке видно два совмещенных слоя в области слабой связи и на тени.

2.4. Экспериментальные результаты

2.4.1. Исследование магнитных свойств субмикронных полосок железа

Для того, чтобы проверить, что действительно субмикронные полоски железа толщиной $d_F=10$ нм, входящие в состав сложного S-(N/F)-S контакта являются монодоменными с намагниченностью, направленной вдоль полоски в плоскости пленки, были дополнительно изготовлены и исследованы тестовые структуры точно такой же геометрии, как и основные. Исследовались два типа структур - субмикронные полоски железа размером 200×700 нм и S-F-S контакты (аналогичные S-(N/F)-S контактам). При помощи магнито-силового микроскопа (МСМ) были получены изображения исследуемых образцов: на Рис. 2.4 (а) приведены магнитное изображение (верхнее) и топологическое (нижнее) отдельной полоски железа при отсутствии внешнего магнитного поля. Как видно из верхнего изображения, картина магнитных полюсов идентична магнитным изображениям, полученным ранее при помощи МСМ для нанополосок железа в [67]. Согласно этой работе, мы имеем дело с практически равномерно намагниченным образцом. Намагниченность направлена вдоль длинной стороны прямоугольника, и общая картина слегка отклоняется от дипольной конфигурации на углах структуры [68]. Это так называемое квазимонодоменное состояние [67]. Как было экспериментально показано в этой работе (см. Рис. 7 из работы Hanson et al) для больших толщин пленок характерно уже многодоменное состояние и блоховские доменные стенки, что обуславливает наш выбор толщины пленки железа $d_F=10$ нм.

С целью оценки величины полей перемагничивания субмикронных полосок железа толщиной $d_F=10$ нм были также проведены исследования при помощи СКВИД-магнетометра² при температуре 10 К массива полосок размерами 200×700 нм, напыленных на подложку из оксидированного кремния. Результат приведен на Рис. 2.5. Внешнее магнитное поле было ориентировано в плоскости образца,

² Исследования были приведены Dr. G. Fischer в Университете Технологий Карлсруэ

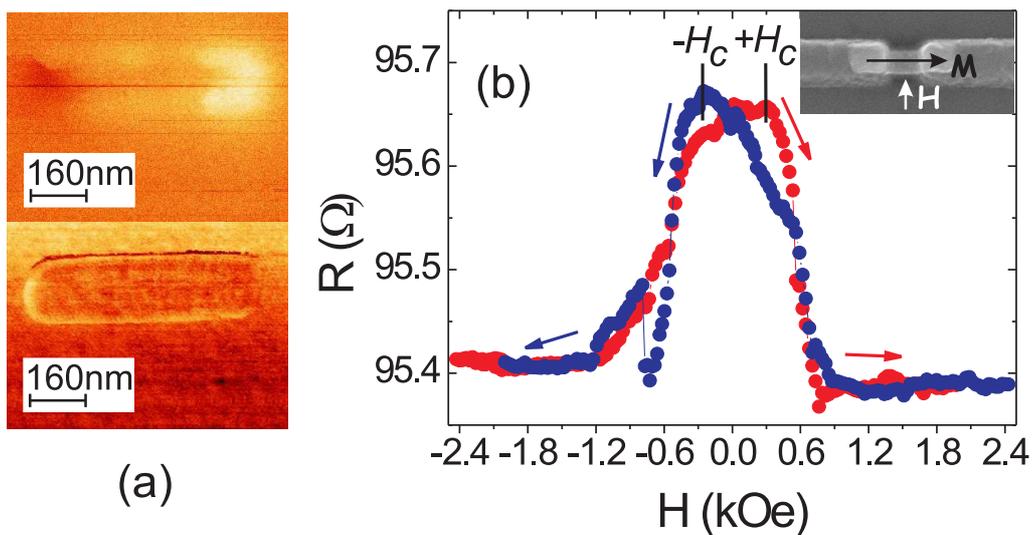


Рис. 2.4. (а) Магнитное изображение (верхнее) и топологическое (нижнее) полоски железа толщиной $d_F=10$ нм, полученные при помощи МСМ. Изображения были отредактированы при помощи программы WSxM [69]. (б) Сопротивление R мостика Al-Fe-Al в зависимости от внешнего магнитного поля H при температуре 4.2 К. Стрелками указано направление развертки магнитного поля. Вставка: СЭМ-изображение образца со схемой, отображающей направление внешнего магнитного поля H и намагниченности M полоски железа

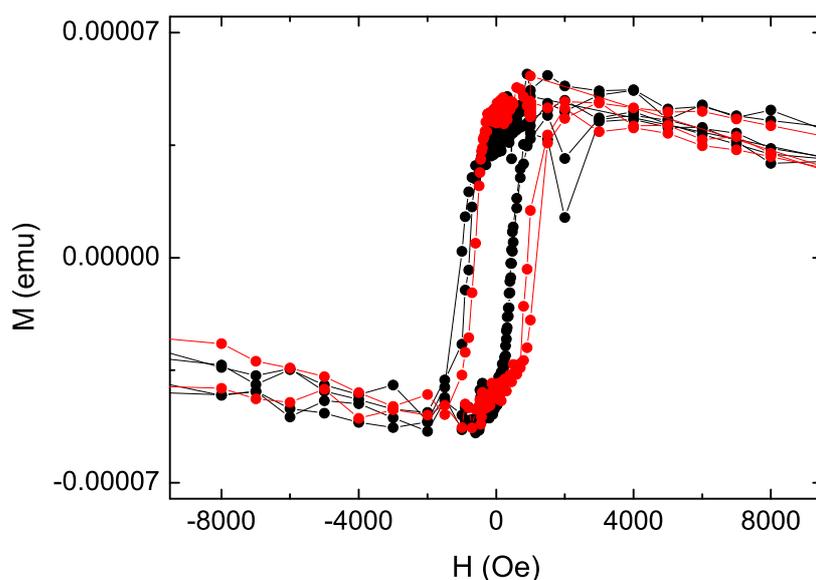


Рис. 2.5. Петли гистерезиса: зависимости магнитного момента от внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости образца при температуре 10 К. Красные символы - магнитное поле ориентированно вдоль полосок; черные символы - магнитное поле ориентировано поперек полосок.

вдоль и поперек полосок. Видно, что в случае ориентации “вдоль” петля гистерезиса чуть шире и коэрцитивные поля порядка 900 Э, в случае ориентации “поперек” коэрцитивные поля составляют примерно 600 Э.

Нелокальные измерения структур типа “спиновый клапан” похожих субмикронных полосок железа указывают также на монодоменное поведение и дают коэрцитивные поля порядка 200-500 Э, при этом магнитное поле было направлено вдоль элементов [26].

Для того, чтобы оценить коэрцитивные поля непосредственно пленок в структуре были изготовлены образцы Al-Fe-Al, геометрия которых в точности совпала с геометрией основных структур Al-(Cu/Fe)-Al, за исключением отсутствия слоя меди. Было измерено магнетосопротивление S-F-S мостика при температуре 4.2 К (Рис. 2.4 (b)). При фиксированном токе в образец по 4-точечной схеме осу-

ществлялось измерение сопротивления мостика при развертке магнитного поля, которое было приложено в плоскости структуры и направлено перпендикулярно полоске железа, как показано на вставке к Рис. 2.4 (b). Значение коэрцитивного поля H_c (порядка 300 Э) при таком относительном расположении тока в образце и приложенного магнитного поля определялось из максимумов магнетосопротивления, по эффекту анизотропного магнетосопротивления (см. например, работы [70], [71]). Такое наблюдение конечного коэрцитивного поля свидетельствует о том, что во время перемагничивания образца магнитная конфигурация в полоске железа отличается от монодоменной. Данные по коэрцитивным полям со СКВИД-магнетометра дали немного завышенное значение по сравнению с технологией измерения магнетосопротивления для конкретной структуры, что может быть связано с неоднородностью массива полосок, однако порядок величины полей остается, все же, тем же самым.

2.4.2. Сверхпроводящий ток в S-(N/F)-S структурах.

В работе были исследованы транспортные характеристики гибридных планарных структур Al-(Cu/Fe)-Al. Эти характеристики оказались довольно сильно зависящими от расстояния L между сверхпроводящими электродами, также и от общей длины полоски Cu/Fe, частично перекрытой сверхпроводящими электродами. На вольт-амперных характеристиках контактов с длиной L от 30 нм и вплоть до 130 нм наблюдался сверхпроводящий ток, который резко уменьшался с увеличением L . На Рис. 2.6 (a) приведена температурная зависимость сопротивления одного из контактов с $L=40$ нм, а на Рис. 2.6 (b) типичные наблюдаемые вольт-амперные характеристики для S-(N/F)-S структур. В отличие от S-N-S мостиков аналогичной геометрии (см. Рис. 1.8), подробно описанных в предыдущей главе, вольт-амперные характеристики структур с (Cu/Fe)-слабой связью оказываются безгистерезисными, что, вероятно, связано с существенно меньшими значениями

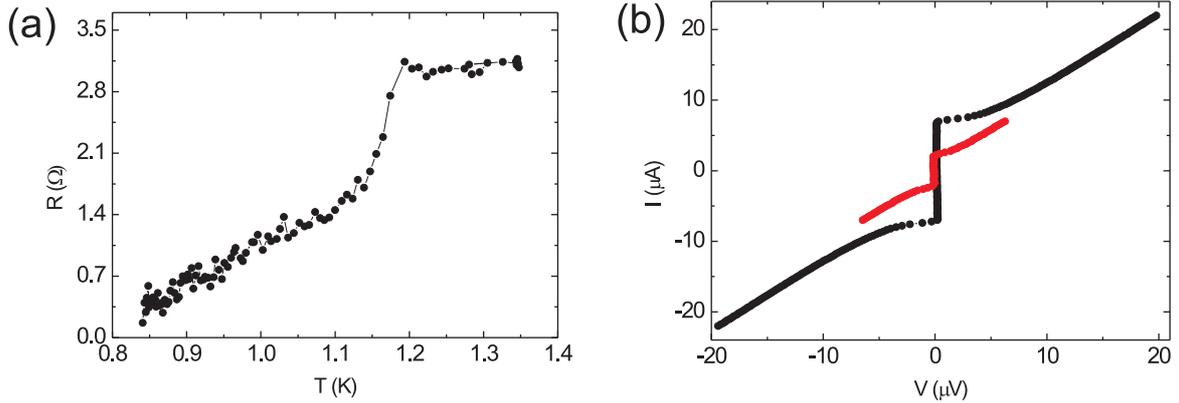


Рис. 2.6. (а) Зависимость сопротивления R от температуры T для мостика Al-(Cu/Fe)-Al с длиной $L=40$ нм при измерительном токе $10 \mu\text{A}$. (б) Пример типичных вольт-амперных характеристик для образцов Al-(Cu/Fe)-Al с $L=30$ нм (черные символы) и 40 нм (красные символы) при температуре $T=0.4$ К.

критического тока для таких мостиков. На Рис. 2.7 (а) приведены температурные зависимости критического тока I_c для образцов с различным расстоянием L между сверхпроводящими электродами. Джозефсоновский сверхпроводящий ток оказывается довольно сильно подавленным в случае S-(N/F)-S структур по сравнению с аналогичными структурами без подслоя железа. На Рис. 2.7 (б) представлены зависимости критического тока I_c от длины L для образцов Al-(Cu/Fe)-Al в сравнении с зависимостью $I_c(L)$ для структур Al-Cu-Al, изготовленных по аналогичной технологии за исключением лишь наличия слоя железа под слоем меди. Как видно из графиков, критический ток в случае S-(N/F)-S контактов оказался значительно меньше.

Такое сильное подавление сверхпроводящего эффекта близости в N-металле, связанного с наличием контакта со сверхпроводником в структуре S-(N/F)-S, возникает из-за проникновения спин-поляризованных электронов в слой нормальной меди из монодоменной полоски железа, расположенной под слоем меди. Предположительно, проникновение спин-поляризованных электронов через границу же-

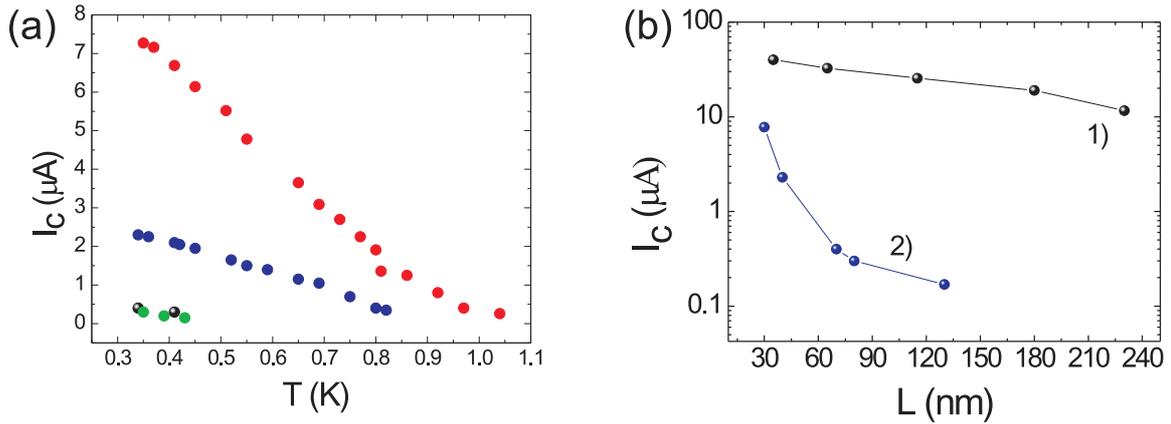


Рис. 2.7. (а) Температурные зависимости критических токов структур Al-(Cu/Fe)-Al для $L = 30 \text{ нм}$ (красные символы), 40 нм (синие символы), 70 нм (черные символы) и 80 нм (зеленые символы). (б) Зависимости критического тока I_c от длины образцов L для 1) Al-Cu-Al контактов (см предыдущую главу) и 2) Al-(Cu/Fe)-Al контактов при $T = 0.4 \text{ К}$.

лезо-медь обеспечивает довольно тонкий слой меди (60 нм) однородной спиновой поляризацией. Действительно, данные из [47] свидетельствуют о том, что длина спиновой диффузии в меди порядка $1 \mu\text{м}$ при температуре 1 К , что в несколько раз больше геометрических размеров исследуемых структур. Таким образом, впервые в S-(N/F)-S структурах наблюдался эффект Джозефсона - сверхпроводящий ток через такой N/F- мостик. Как и ожидалось, этот сверхпроводящий ток оказался довольно сильно подавленным из-за наличия ферромагнетика. Согласно [22] такого типа контакты могут находиться в π - состоянии. В исследованном интервале параметров структур 0 - π переход не наблюдался. Критический ток монотонно уменьшался при увеличении длины мостика L , а также при увеличении температуры.

2.4.3. Двойной эффект близости в S-(N/F)-S структурах.

Для того, чтобы исследовать особенности в плотности состояний в структурах Al-(Cu/Fe)-Al, связанные с “двойным” эффектом близости, т.е., с одной сто-

роны - с влиянием сверхпроводника на свойства N-металла, с другой стороны, с влиянием ферромагнетика, были измерены дифференциальные вольт-амперные характеристики с применением синхронного детектора, управляемого разверткой тока, а также DC-вольт-амперные характеристики, по стандартной 4-точечной схеме. Второй метод по точности не уступал первому, однако обладал большей скоростью. Первый метод, в основном, использовался в качестве проверки результата. На Рис. 2.8 (а) представлена полученная зависимость дифференциального сопротивления от напряжения для образца S1 Al-(Cu/Fe)-Al с расстоянием между сверхпроводящими электродами $L=130$ нм. Кривая симметрична относительно нулевого напряжения U , поэтому показана только часть, соответствующая положительным значениям напряжения. На зависимости $dU/dI(U)$ видно две особенности. Первая большая особенность соответствует сверхпроводящей щели в алюминии $\Delta=180$ $\mu\text{эВ}$. Вторая раздвоенная особенность, отмеченная красными линиями, наблюдается в подщелевой области спектра на энергии $\varepsilon\approx 60$ $\mu\text{эВ}$, гораздо меньшей чем Δ . Предположительно, эта двойная особенность на транспортных характеристиках S-(N/F)-S структур связана с присутствием двух спин-зависимых минищелей с слое нормального металла, заключенного между сверхпроводником и ферромагнетиком в комплексном трехслойном SNF-электроне. Одним из простых и доступных способов проверить указанную гипотезу происхождения спин-зависимой минищели является изменение однородного состояния намагниченности ферромагнетика при помощи перемагничивания внешним магнитным полем, как это было сделано в предварительных измерениях анизотропного магнетосопротивления на образцах Al-Fe-Al. Внешнее магнитное поле H было приложено в плоскости структуры и направлено перпендикулярно (N/F)-мостику, как это показано на вставке к Рис. 2.4 (b).

Дифференциальное сопротивление $dU/dI(U)$ S-(N/F)-S образцов было измерено в присутствии магнитного поля H , которое постепенно увеличивалось малы-

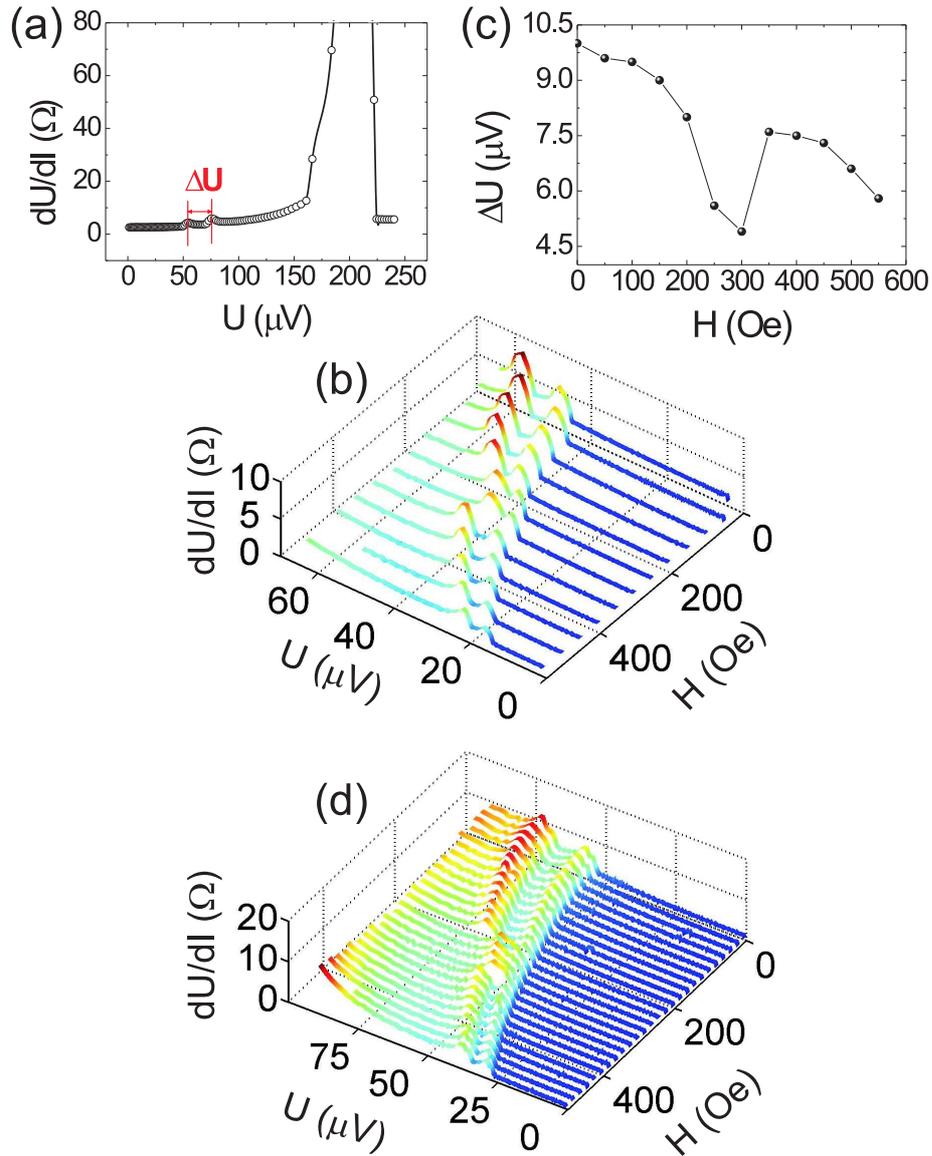


Рис. 2.8. (а) Дифференциальное сопротивление dU/dI в зависимости от напряжения U гибридного наностика S1 Al-(Cu/Fe)-Al с расстоянием $L=130$ нм при температуре $T=0.4$ К и $H=0$. Двойная особенность помечена красными линиями. (б) Дифференциальное сопротивление dU/dI в зависимости от напряжения U и внешнего магнитного поля H образца S2. (с) Расстояние между двумя особенностями ΔU на графике (б) в зависимости от внешнего магнитного поля H . (д) Дифференциальное сопротивление dU/dI в зависимости от напряжения U и внешнего магнитного поля H образца S3. Двойная особенность становится одинарной при $H = H_c \approx 300$ Э

ми шагами начиная с нуля (см. Рис. 2.8 (b)). Из графика видно, что в окрестности поля примерно 300 Э расстояние между пиками в двойной особенности существенно уменьшается, а затем, при дальнейшем увеличении поля, снова возрастает практически до начальной величины. Зависимость величины расщепления двойной особенности ΔU от магнитного поля более подробно представлена на Рис. 2.8 (c). Магнитное поле H порядка 300 Э, соответствующее минимальному расщеплению, совпадает с коэрцитивным полем полоски железа, предварительно определенным при помощи тестовых структур S-F-S (см. Рис. 2.4 (b)). Точное магнитное состояние субмикронной однодоменной полоски железа при коэрцитивном поле неизвестно, однако можно ожидать возникновения сильно неравномерного состояния, уменьшающего суммарную намагниченность, а следовательно, и наведенное эффективное обменное поле в N-слое, дающее расщепление особенности. На некоторых структурах наблюдалось не только уменьшение расщепления, но и полное превращение раздвоенной особенности в одинарный пик при полях порядка $H_c=300$ Э (см. Рис. 2.8 (d)). Позиция раздвоенной особенности смещается в более низкие напряжения при увеличении магнитного поля из-за подавления сверхпроводимости магнитным полем как в алюминиевых электродах, так и в области слабой связи.

Другим экспериментальным подтверждением спинового расщепления минипелли является сравнение данных по дифференциальному сопротивлению в магнитном поле с температурной зависимостью положения особенности и величины расщепления. Эти данные приведены на Рис. 2.9 для образца Al-(Cu/Fe)-Al S4. На Рис. 2.9 (a) показана зависимость дифференциального сопротивления от магнитного поля при $T=0.4$ К, нижняя кривая соответствует измерению без магнитного поля, при увеличении магнитного поля до коэрцитивного значения расщепление исчезает, как это видно на верхней кривой при $H=420$ Э. Рис. 2.9 (b) построен на основании данных Рис. 2.9 (a) и показывает положение раздвоенной особенности

U^* (открытые символы) и величины расщепления ΔU (закрашенные символы) в зависимости от магнитного поля. Для сравнения были проведены измерения температурной зависимости дифференциального сопротивления (Рис. 2.9 (с)) таким образом, чтобы положение раздвоенной особенности U^* было примерно тем же, что и при измерениях в магнитном поле. Нижняя кривая соответствует температуре $T=0.38$ К, верхняя - $T=0.58$ К. В соответствии с этими данными аналогично построен график Рис. 2.9 (d), отображающий положение раздвоенной особенности U^* и величину расщепления ΔU . Из графиков видно, что увеличение температуры сдвигает раздвоенную особенность в область меньших напряжений, что, очевидно, связано с температурной зависимостью сверхпроводящей щели, но при этом расстояние между пиками остается практически неизменным и составляет $\Delta U = 21 \mu V$. Увеличение магнитного поля также сдвигает раздвоенную особенность в меньшие напряжения (подавление сверхпроводящей щели магнитным полем), однако при этом в поле, близком к коэрцитивному, расщепление исчезает, хотя положение особенности U^* примерно соответствует аналогичному по температуре. Более подробные исследования были проведены для образца S2. Результат представлен на Рис. 2.10. Синяя кривая соответствует измерению дифференциального сопротивления при коэрцитивном магнитном поле $H=300$ Э и базовой температуре $T=0.36$ К, при этом расщепление имеет минимум (Рис. 2.8 (с)) и составляет $\Delta U=6 \mu V$, а белые точки соответствуют измерению при $T=0.6$ К и $H=0$. В последнем случае температура была подобрана таким образом, чтобы положения раздвоенных особенностей в этих двух случаях совпадали. При этом расщепление составляет $\Delta U=8 \mu V$. Таким образом, экспериментально показано, что раздвоенная особенность действительно имеет, с одной стороны, магнитное происхождение и расщепление не исчезает при увеличении температуры, с другой стороны, положение особенности зависит от сверхпроводящих свойств, на которые влияют и температура, и магнитное поле.

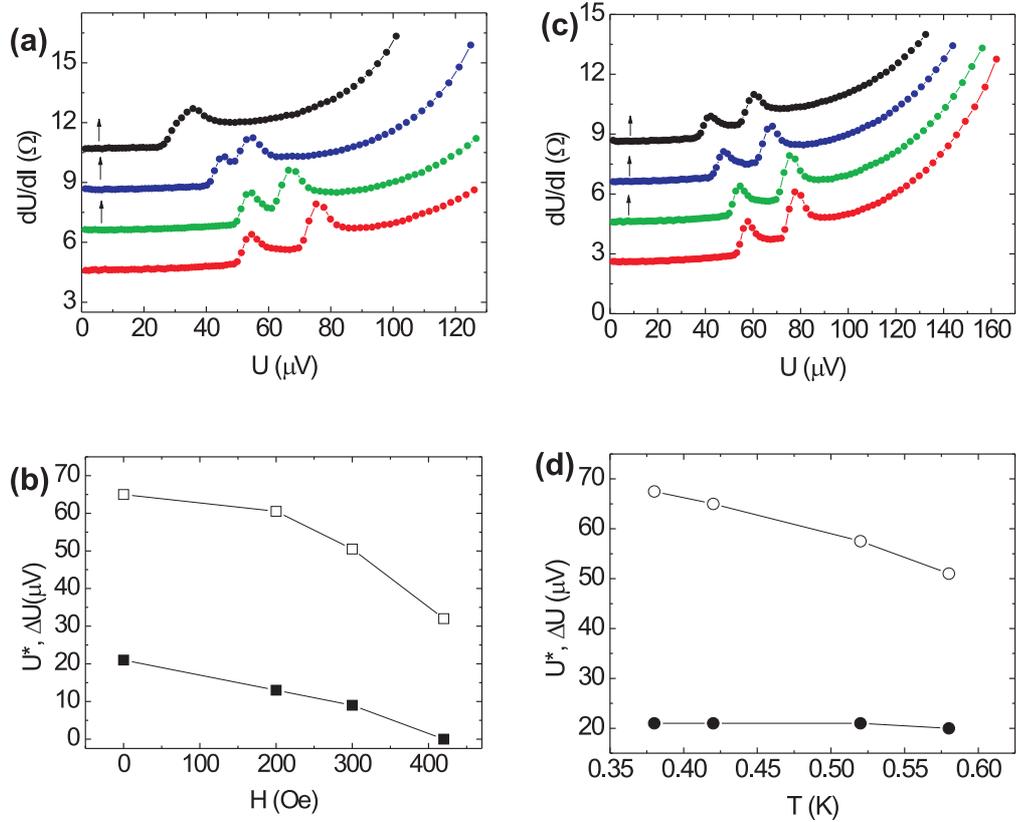


Рис. 2.9. (а) Зависимость дифференциального сопротивления dU/dI от напряжения при температуре $T = 0.4 K$ при увеличении магнитного поля от 0 (нижняя кривая) и далее вверх: 200 Э, 300 Э и 420 Э (графики показаны со сдвигом для удобства отображения, смещенные кривые отмечены стрелками). (б) Зависимость положения особенности U^* (открытые символы) и расщепления ΔU (закрашенные символы) от магнитного поля в соответствии с графиком (а). (с) Зависимость дифференциального сопротивления dU/dI от температуры при $H = 0$, при увеличении температуры T от 0.38 К (нижняя кривая) и далее вверх: 0.42 К, 0.52 К и 0.58 К (графики показаны со сдвигом для удобства отображения, смещенные кривые отмечены стрелками). (д) Зависимость положения особенности U^* (открытые символы) и расщепления ΔU (закрашенные символы) от температуры в соответствии с графиком (с)

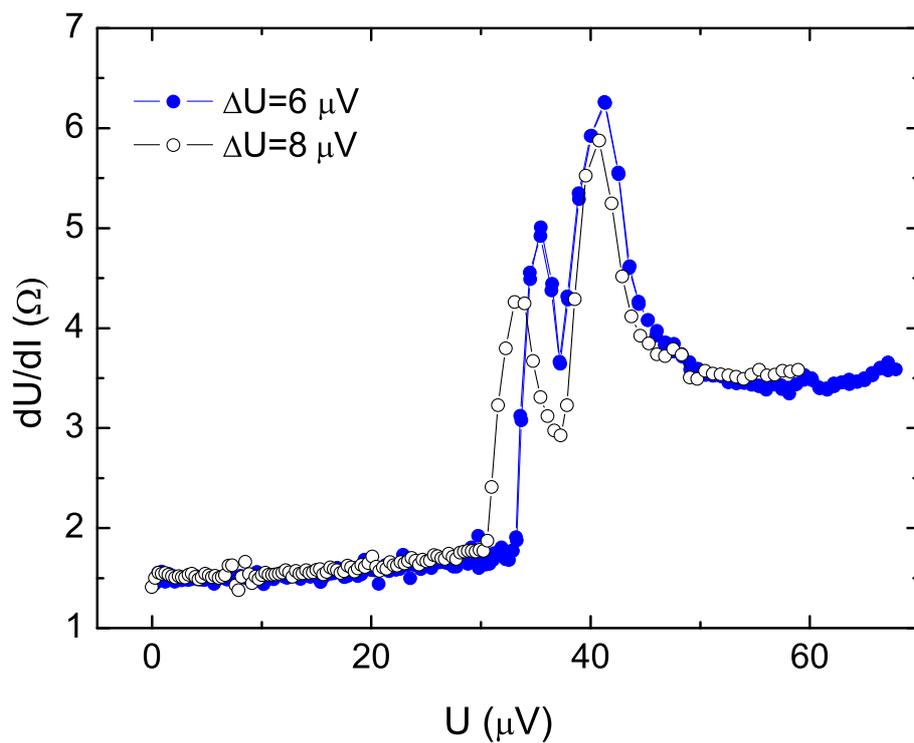


Рис. 2.10. Влияние температуры (открытые символы, $T=0.6$ К, $H=0$) и магнитного поля (закрашенные символы, $T=0.36$ К, $H=300$ Э) на дифференциальное сопротивление $dU/dI(U)$ при одном и том же положении раздвоенной особенности U^* .

Если сравнивать результаты по дифференциальному сопротивлению структур S-(N/F)-S со спектрами структур S-N-S, результаты по которым приведены на Рис. 1.11, то в S-N-S структурах наблюдается ряд особенностей, соответствующий многократному андреевскому отражению, чего не наблюдается в S-(N/F)-S структурах аналогичной геометрии. Это связано, по-видимому, с эффективным уменьшением длины L_φ из-за наличия спин-поляризованных носителей в N-слое, а также с присутствием границы с ферромагнетиком.

Ниже кратко приводится расчет расщепления минищели в SNF-NF структуре с трехслойным электродом, т.е. появления двух минищелей для спиновых подсистем со “спином вверх” и со “спином вниз” в N-слое из-за эффекта близости со стороны сверхпроводника и “магнитного” эффекта близости из-за контакта с ферромагнетиком, выполненный соавторами теоретиками в совместной работе [39]. Чтобы упростить расчеты мы будем рассматривать случай, когда F и N пленки достаточно тонкие по сравнению с длинами когерентности в этих металлах. Такое упрощение позволит нам получить простое решение для расщепления щели, при этом не изменяя качественно полученные выводы. Мы предполагаем, что в системе выполняются условия грязного предела: действительно длины свободного пробега во всех трех металлах гораздо меньше геометрических размеров образцов (см. Таблицы 1.1, 1.2 и 2.1), таким образом, можно использовать квазиклассические уравнения Узаделя для функций Грина, которые в θ -параметризации имеют следующую форму:

$$\frac{\xi_{F,N}^2}{\tilde{\Omega}} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \theta_{F,N} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \theta_{F,N} \right\} - \sin \theta_{F,N} = 0. \quad (2.1)$$

Здесь $\tilde{\Omega} = \Omega + ih$, $h = E_{ex}/\pi T_C$, $\Omega = (2n+1)T/T_c$ - нормированные мацубаровские частоты, E_{ex} обменное поле, которое исчезает в N-металле и оси $x(y)$ параллельны (перпендикулярны) FN- границе с началом в точке границы трехслойного SNF-электрода и бислоя NF (см. схему на Рис. 2.11). Уравнения (2.1) должны быть

дополнены граничными условиями из статьи [72]

$$\gamma_{BN}\xi_N\frac{\partial}{\partial y}\theta_N = -\sin(\theta_S - \theta_N) \quad (2.2)$$

на SN- границе с $\gamma_{BN} = R_B/\rho_N\xi_N$ и

$$\xi_N\frac{\partial}{\partial y}\theta_N = \gamma\xi_F\frac{\partial}{\partial y}\theta_F, \theta_N = \theta_F \quad (2.3)$$

на NF- границе с $\gamma = \rho_N\xi_N/\rho_F\xi_F$ (мы предполагаем, что NF- граница достаточно прозрачна). Здесь $\sin\theta_S = \Delta/\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}$ и Δ - потенциал спаривания для объемного сверхпроводника. R_B - сопротивление SN - границы, $\rho_{S,F,N}$, и $\xi_{S,F,N}$ - удельные сопротивления и длины когерентности для S, F и N слоев. Мы предполагаем, что $\gamma_{BN} \gg \max(1, \rho_S\xi_S/\rho_N\xi_N)$, таким образом, что подавление сверхпроводимости в S электроде пренебрежимо мало. На свободных границах производные θ -функций равны нулю в направлении нормали к границе.

Задача (2.1)-(2.3) сводится к одномерным уравнениям для функций Грина в NF- бислое под S электродом θ_- (для $x < 0$) и функций Грина для свободного NF бислоя θ_+ (для $x > 0$):

$$\begin{aligned} \eta^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\theta_- - \sin(\theta_- - \theta_{-\infty}) &= 0, \\ \mu^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\theta_+ - \sin\theta_+ &= 0, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где

$$\eta^2 = \frac{\gamma_{BM}(\gamma k\xi_F^2 + \xi_N^2)\cos\theta_{-\infty}}{\gamma_{BM}(\gamma k\tilde{\Omega} + \Omega) + \cos\theta_S}, \quad \mu^2 = \frac{\gamma k\xi_F^2 + \xi_N^2}{\gamma k\tilde{\Omega} + \Omega},$$

и $k = d_F\xi_N/(\xi_F d_N)$, $\gamma_{BM} = \gamma_{BN}d_N/\xi_N$. Решения приведенных выше уравнений:

$$\begin{aligned} \theta_+ &= 4 \arctan \left[\tan\left(\frac{\theta_0}{4}\right) \exp\left(-\frac{x}{\mu}\right) \right], \\ \theta_- &= \theta_{-\infty} + 4 \arctan \left[\tan\left(\frac{\theta_0 - \theta_{-\infty}}{4}\right) \exp\left(\frac{x}{\eta}\right) \right], \\ \theta_{-\infty} &= \arctan \frac{\sin\theta_S}{\gamma_{BM}(\gamma k\tilde{\Omega} + \Omega) + \cos\theta_S}, \\ \theta_0 &= 2 \arctan \frac{\sin\frac{\theta_{-\infty}}{2}}{\cos\frac{\theta_{-\infty}}{2} + \eta/\mu}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

и нормированная плотность состояний на энергии ε задается следующим образом:

$$\nu = Re [\cos\theta(-i\varepsilon + \delta)], \quad (2.6)$$

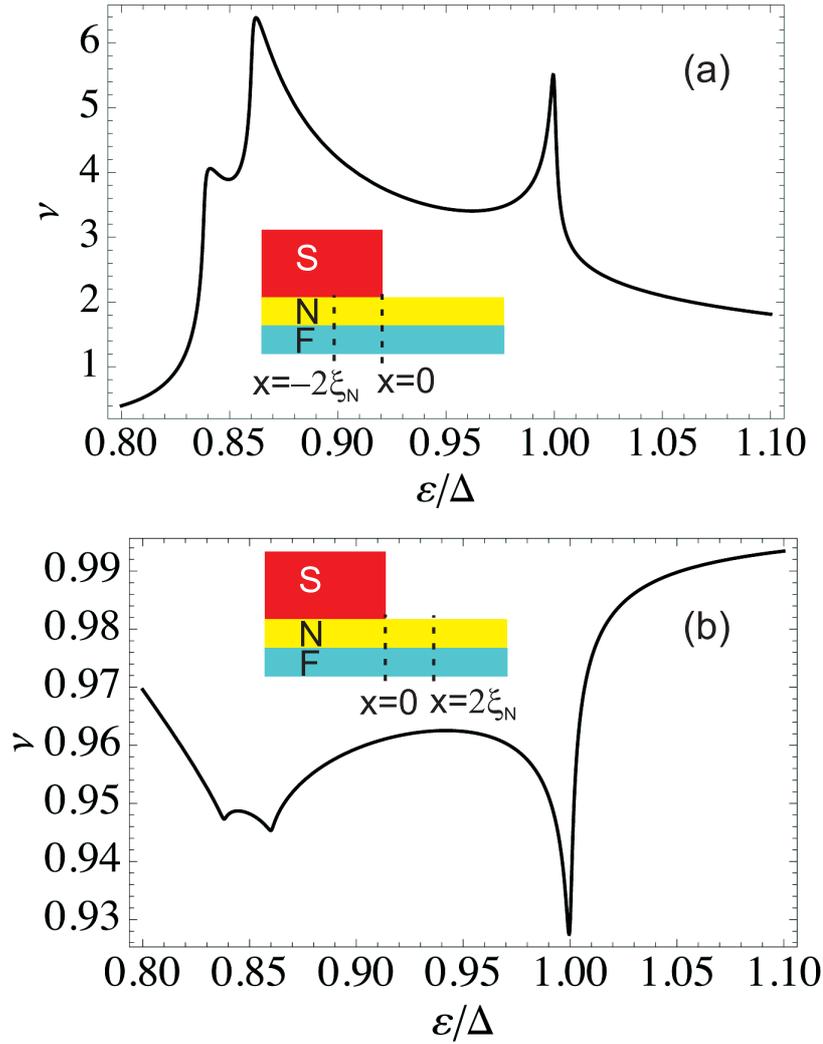


Рис. 2.11. Плотность состояний в N-слое SNF-NF структуры в зависимости от нормированной энергии ε/Δ при $\gamma_{BM}=0.3$, $h = 0.05$, $\gamma = 1$ для (a) $x = -2\xi_N$ и (b) $x = 2\xi_N$

где $\delta = 10^{-3}$ было использовано в вычислениях.

На Рис. 2.11 приведены результаты вычислений общей плотности состояний (сумма по двум спиновым подзонам) с помощью уравнения 2.6 вместе со схемой структуры. Ось x направлена вдоль NF мостика, начало находится в точке, где трехслойный SNF электрод переходит в бислойный NF мостик. Из представленного графика видно, что максимумы в плотности состояний при $x < 0$, проявляющиеся на энергиях $\varepsilon = \Delta$, ε_+ , ε_- , становятся минимумами при $x > 0$. Особенности на энергиях ε_{\pm} соответствуют расщеплению минищели из-за эффективного об-

менного поля $h_{ef} = E_{ex}\nu_F d_F / (\nu_F d_F + \nu_N d_N)$, где $\nu_{N,F}$, $d_{N,F}$ плотности состояний и толщины N и F слоев, соответственно. Интересным является тот факт, что особенность в виде раздвоенного максимума на энергиях ε_{\pm} при $x < 0$ становится раздвоенным минимумом при $x > 0$ в области собственно мостика на расстояниях порядка ξ_N . Расщепление по энергии ($\varepsilon_+ - \varepsilon_-$) между максимумами (минимумами) может быть оценено по формуле: $\varepsilon_+ - \varepsilon_- \simeq \gamma_{BM} h_{ef}$. При $E_{ex}=0$ наведенное обменное поле h_{ef} также равно нулю и две особенности сливаются в единый максимум (минимум).

Приведенные выше результаты получены в условиях прозрачной NF- границы ($\gamma_{BF} = 0$). Для конечной γ_{BF} наведенное обменное поле h_{ef} перенормируется на множитель

$(1 + (\gamma_{BF} h d_F / \xi_F)^2)^{-1}$. Этот множитель становится малым для больших значений обменного поля $h = E_{ex} / \pi T_c$ в ферромагнетике.

Для того, чтобы интерпретировать полученные результаты наблюдаемой раздвоенной особенности в дифференциальном сопротивлении (dU/dI) мы предполагаем, что сопротивление SN - границы достаточно мало по сравнению с сопротивлением NF-мостика, заключенного между S электродами, т.е. электрическое поле распределено в области мостика. В этом случае подход, разработанный в статье [73], позволяет включить в рассмотрение неравновесное распределение квазичастиц в NF мостике. В случае одномерной геометрии и пределе нулевой температуры выражение для сопротивления задается следующей формулой:

$$\frac{dU}{dI} = R_N \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dx}{M(\varepsilon = eV, x)}, \quad (2.7)$$

где R_N - сопротивление мостика в нормальном состоянии, а

$M(x) = [Re \cos \theta(x)]^2 + [Re \sin \theta(x)]^2$ - эффективный коэффициент диффузии, который вносит вклад в нормальную плотность состояний $Re \cos \theta$ и аномальную плотность состояний $Re \sin \theta$. Последняя качественно ведет себя как нормальная

плотность состояний при подщелевых энергиях. Таким образом, т.к. $dU/dI \sim M^{-1}$, становится ясно, что особенность в виде двойного минимума в плотности состояний в области мостика, показанная на Рис. 2.11 (b), должна проявлять себя как особенность в виде двойного максимума в дифференциальном сопротивлении $dU/dI(U)$, что и наблюдается в эксперименте (см. Рис. 2.8 (a)). Количественное вычисление dU/dI выходит за рамки нашей модели из-за сложной геометрии образца и нескольких неизвестных параметров.

Таким образом, экспериментально было обнаружено расщепление сверхпроводящей минищели в N слое, который находится в контакте со сверхпроводником с одной стороны и с ферромагнетиком с другой стороны в сложной планарной S-(N/F)-S системе, сформированной в виде субмикронного мостика Al-(Cu/Fe)-Al. Подобного рода расщепление существует также и в SF структурах, однако его довольно сложно обнаружить из-за больших обменных полей в обычных ферромагнетиках. Было продемонстрировано, что расщепление происходит только для образцов с однородно намагниченным нижним слоем ферромагнетика и исчезает в случае неоднородной намагниченности во внешнем магнитном поле, близком к коэрцитивному.

2.5. Выводы главы 2

В данной главе приведены результаты исследований транспорта через гибридные планарные S-(N/F)-S наномостики Al-(Cu/Fe)-Al. Экспериментально впервые удалось наблюдать сверхпроводящий ток через такие структуры, были получены также температурные зависимости $I_c(T)$ для образцов разных длин, проведено сравнение с аналогичными S-N-S структурами Al-Cu-Al такой же геометрии, данные по которым приведены в предыдущей главе. Вольт-амперные характеристики структур Al-(Cu/Fe)-Al оказались безгистерезисными, что связано с относительно небольшими значениями критического тока. Представлены результаты магнитной

микроскопии на отдельных субмикронных полосках железа, где показано, что структуры с такой геометрией и толщиной ($d_F=10$ нм) находятся в монокристаллическом состоянии. Подробно изучены особенности на дифференциальном сопротивлении ($dU/dI(U)$) гибридных планарных субмикронных мостиков Al-(Cu/Fe)-Al при низких температурах и слабых магнитных полях. Экспериментально обнаружено, что в спектре $dU/dI(U)$ в подщелевой области присутствует особенность в виде раздвоенного пика при напряжении U , соответствующему минищели. Проведенные эксперименты и модельные расчеты показывают, что этот эффект связан со спиновым расщеплением минищели из-за наведенной спиновой поляризации в N-слое, находящемся в контакте с монокристаллическим ферромагнетиком. Показано, что в магнитном поле, близком к коэрцитивному, раздвоенная особенность становится одинарной, что обусловлено усреднением намагниченности в F-слое и, соответственно, уменьшением наведенной спиновой поляризации в N-слое.

Нелокальные неравновесные явления в планарных SNS структурах с джозефсоновскими контактами.

3.1. Введение

Изучение нелокальных неравновесных эффектов, а также соответствующих характерных длин в мезоскопических структурах довольно актуально в настоящее время, в связи с появлением работ, результаты которых можно объяснить в рамках таких явлений. Нелокальные эффекты в сверхпроводящих мезоскопических системах представляют довольно большой интерес последние десятилетия в связи с обнаружением таких явлений как кросс-андреевское отражение (нелокальное андреевское отражение) и упругое котуннелирование [25–27, 74, 75], спиновая диффузия, инжекция и аккумуляция [23, 24, 76–78], которые в будущем могут найти применение в сверхпроводящей спинтронике. Современные электронные устройства с наноразмерами довольно часто работают в условиях далеких от равновесия, т.к. их размеры уже становятся сравнимыми с характерными длинами затухания. Комплексные многокомпонентные сверхпроводящие цепи могут включать в себя джозефсоновские контакты в резистивном состоянии наряду с компонентами из нормальных металлов или ферромагнетиков, которые являются источниками неравновесных квазичастиц, в том числе и спин-поляризованных. Поэтому и существует задача изучения неравновесных эффектов в таких системах, определения величин, их характеризующих, и изучения их температурной зависимости в интересующем температурном диапазоне.

Одними из первых исследований нелокальных неравновесных эффектов в джозефсоновских SNS структурах были работы, выполненные на довольно-таки макроскопических джозефсоновских SNS сэндвичах много лет назад [79, 80]. В

изучаемых тогда SNS структурах использовался тонкий S-электрод с толщиной, сравнимой с длиной зарядовой релаксации λ_{Q^*} , и он приводился в неравновесное состояние при помощи инъекции квазичастиц. Эффект зарядового разбаланса в сверхпроводниках изучался довольно интенсивно в 1970-х и 1980-х годах. Однако, он был исследован подробно только при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода T_c как экспериментально [28, 81–85], так и теоретически [29, 86, 87]. Низкотемпературный диапазон изучался сравнительно недавно в экспериментальных работах [27, 30, 88–90] и до сих пор соответствующих теоретических исследований представлено не было. Существенные разногласия наблюдаются и в экспериментальных результатах. В то время как эксперименты с инъекцией через туннельный контакт [30] дают длину релаксации λ_{Q^*} порядка нескольких микрон в согласии с более ранними работами, выполненными вблизи температуры T_c , результаты с омическими контактами [27] слабо согласуются с предыдущими результатами при высоких температурах, когда длина λ_{Q^*} определяется только временем неупругого электрон-фононного рассеяния [83, 84]. Для того, чтобы измерить длину зарядового разбаланса авторы статей [27, 30] использовали инжекторы из нормального металла, присоединенные к сверхпроводнику омическими или туннельными контактами, соответственно, как это было сделано в первых работах [28, 81, 83], а также по аналогии с недавними экспериментами со спиновой инъекцией [76, 77].

3.2. Нелокальный сверхпроводящий ток в SNS структурах

Другой метод нелокальной детекции, предложенный в работах [79, 80], связан с использованием джозефсоновского контакта в качестве детектора инжектированных неравновесных квазичастиц и заключается в измерении нелокального критического тока. Впервые этот “нелокальный эффект Джозефсона” был обнаружен на трехслойных сэндвичных SNS структурах также вблизи температуры T_c . На

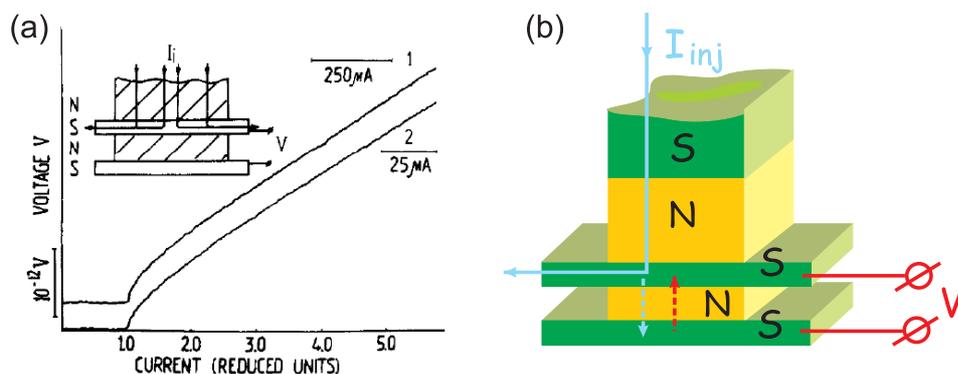


Рис. 3.1. (а) Локальный и нелокальный критические токи. Из работы [79]. 1 - Напряжение на контакте в зависимости от инжекционного тока, 2 - обычная вольт-амперная характеристика SNS контакта Ta-Cu-Ta при температуре $T \approx 0.990T_c$. (б) Схема инжекционного эксперимента на многослойном образце, соответствующая (а).

Рис. 3.1 (а) показан результат этого эксперимента. Кривая 1 соответствует нелокальному измерению, а кривая 2 - обычная вольт-амперная характеристика SNS контакта. На Рис. 3.1 (б) схематически изображен инжекционный эксперимент на использованной многослойной структуре. Нелокальная инжекция квазичастиц из N-электрода осуществлялась в один из берегов SNS контакта с толщиной порядка $2\lambda_{Q^*}$, а напряжение измерялось также, как и в локальном случае. Наблюдение нелокального критического тока объяснялось тем, что длина конверсии квазичастиц в куперовские пары λ_{Q^*} становится довольно-таки большой при T близкой к T_c , и квазичастицы в S-электроде, в который осуществляется инжекция, не успевают полностью конвертироваться в куперовские пары и проходят через слабую связь, но, поскольку суммарный ток через SNS контакт равен нулю, то обратно через джозефсоновский SNS сэндвич идет противоток куперовских пар (красная стрелка на Рис. 3.1 (б)). Как только этот противоток достигает величины обычного критического тока I_c , на контакте появляется напряжение, и соответствующий появлению этого напряжения инжекционный ток фиксируется как нелокальный критический ток.

Преимущество описываемого метода, который также был использован и в настоящей работе, заключается в том, что он позволяет фактически напрямую измерять поток квазичастиц. Более того, этот эффект может быть использован в дальнейшем для нелокального контроля джозефсоновских контактов в современных сверхпроводящих электронных наноустройствах, поэтому довольно актуально его изучение в более сложных многотерминальных планарных схемах.

Настоящая работа посвящена исследованию нелокальных неравновесных эффектов в планарных мезоскопических SNS системах на основе контактов Al-Cu-Al, содержащих несколько пространственно разделенных N-инжекторов из меди, присоединенных к одному из S-берегов джозефсоновского контакта в непосредственной близости от самого контакта. Медные инжекторы служат источником неравновесных квазичастиц. Неравновесное состояние (зарядовый разбаланс) изучается при помощи измерения нелокального критического тока в такой системе при низких температурах $T \ll T_c$ и исследуется его температурная зависимость. Для объяснения связи эффекта зарядового разбаланса и эффекта Джозефсона в исследуемых мезоскопических системах в низкотемпературном диапазоне была использована двухжидкостная модель эффекта зарядового разбаланса, предложенная ранее в работах [80, 91].

3.3. Изготовление планарных многотерминальных SNS структур и схема эксперимента

В качестве сверхпроводника в исследуемых структурах был выбран алюминий, а в качестве джозефсоновского контакта использовались исследованные ранее субмикронные планарные мостики Al-Cu-Al (см. соответствующую главу 1). Целью этой работы было выполнить переход от многослойной к планарной геометрии, позволяющей уменьшить геометрические размеры элементов и сделать возможным изготовление сложных многотерминальных структур. На Рис. 3.2 по-

Многослойная геометрия

Планарная геометрия

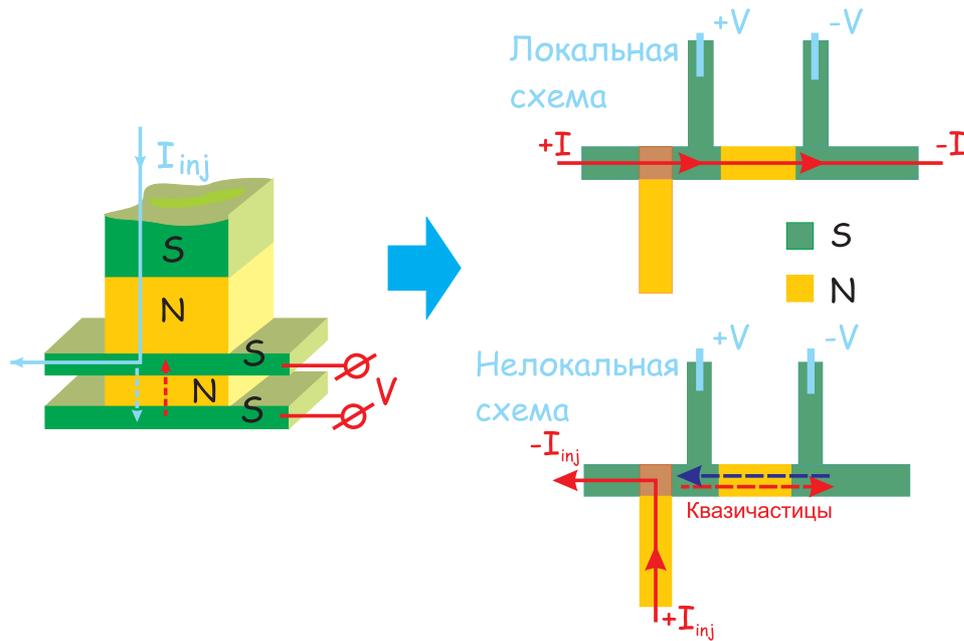


Рис. 3.2. Схематическое изображение структур в случае многослойной и планарной геометрии для проведения локальных и нелокальных измерений.

казана схема перехода от многослойной геометрии к планарной. Для реализации таких структур в планарной геометрии был выбран метод теневого напыления, технология которого была отработана на этапе изготовления предыдущих более простых образцов (см. предыдущие главы 1 и 2). Структуры были получены двумя различными способами. При первом предварительном способе применялся метод теневого напыления на стенку резиста, чтобы таким образом избавиться от нежелательных теней-закороток в слое алюминия. Схема применения этого метода показана на Рис. 3.3 (а), где изображена маска из бислойного резиста и стрелками показаны направления напыления слоев меди и алюминия. На Рис. 3.3 (b) показано СЭМ-изображение полученной структуры: S-N-S мостика и инжектора из меди, присоединенного к левому берегу S-N-S контакта. Тень от слоя алюминия удалена при помощи взрывной литографии (lift-off) на стенке нижнего резиста MMA. Однако, как показал опыт, этот метод не всегда позволяет получить воспроизводимые структуры из-за сложности процедуры изготовления

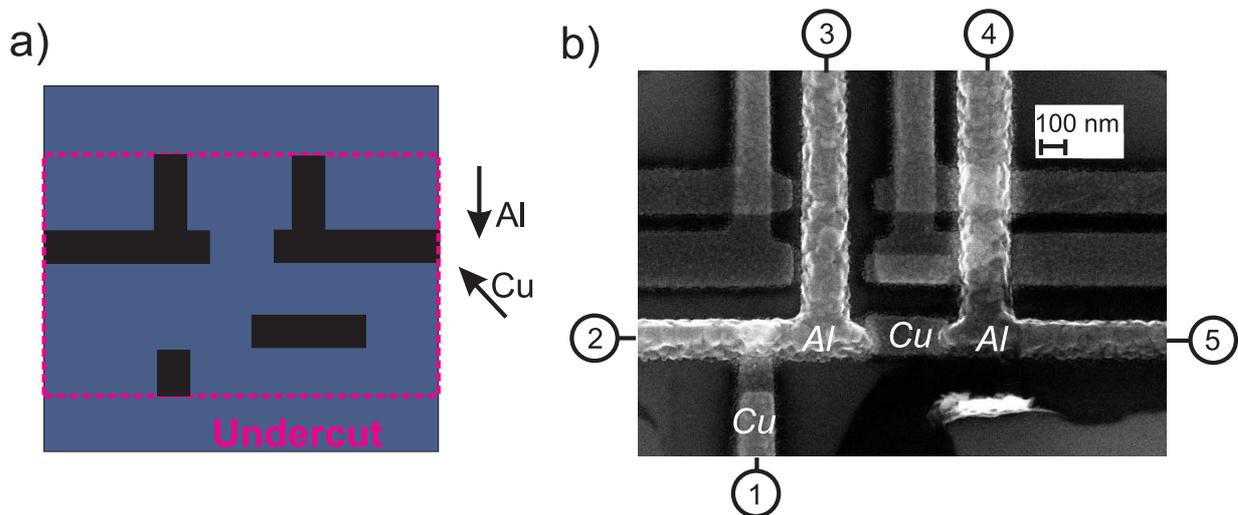


Рис. 3.3. (а) Бислойная маска из резиста РММА/ММА (вид сверху) для изготовления SNS структуры с инжектором, стрелками обозначены направления напыления слоев Al и Cu. (b) СЭМ изображение 5-ти терминальной структуры для нелокальных измерений, изготовленной методом теневого напыления по схеме (а).

нужной геометрии подслоя ММА в связи с немного различными от раза к разу условиями проявления резиста (температура, влажность), т.е. такой метод требует более жесткого контроля параметров. Поэтому был выбран другой способ изготовления образцов, описываемый ниже, который позволяет изготавливать и более сложные структуры.

Второй, и он же основной, способ изготовления многотерминальных планарных структур, содержащий в себе и джозефсоновские S-N-S контакты Al-Cu-Al, и инжекторы из нормального металла (Cu) на разных расстояниях от контакта, заключался также в применении метода теневого напыления, однако с использованием геометрии наклонных линий, просчитанной заранее. Маска, применяемая в этом методе, изображена на Рис. 3.4 (а). СЭМ-изображение структуры, полученной с применением этой маски, показана на Рис. 3.4 (b) вместе со схемой измерений. Сначала на подложку из оксидированного кремния наносился слой меди с толщиной $d_N = 30$ нм для формирования слабой связи в джозефсоновском контакте Al-Cu-Al и двух нормальных инжекторов из Cu, затем, без разрыва вакуума,

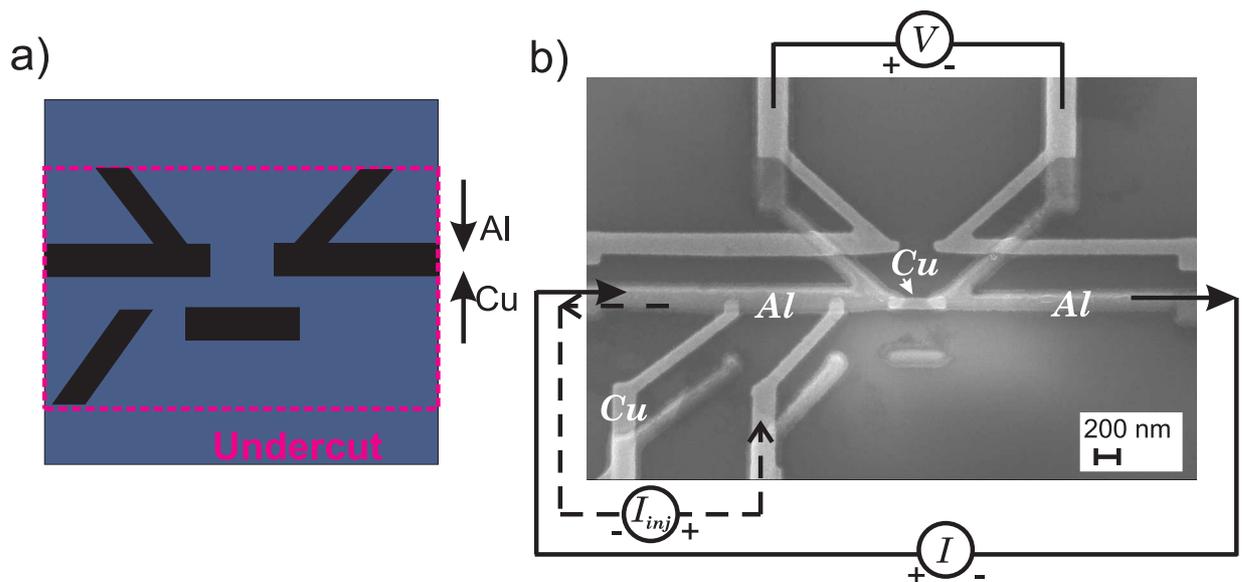


Рис. 3.4. (а) Бислойная маска из резиста PMMA/MMA (вид сверху) для изготовления SNS структуры с инжекторами (показан только один) с применением метода наклонных линий, стрелками обозначены направления напыления слоев Al и Cu. (b) СЭМ изображение полученной многотерминальной структуры для нелокальных измерений, изготовленной методом теневого напыления по соответствующей схеме (а). Показана также схема измерений в локальном случае (непрерывная линия) и в нелокальном (пунктир).

напылялся толстый слой алюминия с толщиной примерно 100 нм под другим углом (Рис. 3.4 (а)) для того, чтобы сформировать все сверхпроводящие подводы. Таким образом, все SN-границы технологически являются довольно прозрачными. Инжекторы были изготовлены в виде наклонных тонких полосок шириной примерно 100 нм. Такая геометрия была выбрана для того, чтобы удлинить нормальную часть полоски и тем самым избежать возникновения джозефсоновской связи между левым сверхпроводящим берегом S-N-S контакта и алюминиевой тени от инжектора (Рис. 3.4 (а)), т.е. целью использования такой геометрии было отвести пересечение теней как можно дальше. Таким образом, длина нормальной части инжектора составила порядка $1 \mu\text{m}$, что довольно много для возникновения слабой связи. Все исследуемые структуры были изготовлены с номинально одинаковыми S-N-S джозефсоновскими контактами Al-Cu-Al, которые характеризовались одинаковым расстоянием $L = 250$ нм между сверхпроводящими берегами, но с разными расстояниями d между инжекторами и S-N-S контактом. В образцах типа I (такого типа образец показан на Рис. 3.4 (b)) было два инжектора в левой части структуры с расстоянием d примерно 1.5 и 0.5 μm , а в образцах типа II эти расстояния составляли 1.5 и 1 μm , соответственно. Такой выбор расстояний d позволяет заведомо исключить когерентные эффекты нелокального андреевского отражения и упругого котуннелирования [26], а также эффект близости, поскольку эти расстояния гораздо больше, чем длина когерентности в алюминии $\xi_S \approx 130$ нм. С другой стороны, неравновесные эффекты, которые характеризуются длиной зарядового разбаланса $\lambda_{Q^*} \sim 1 \mu\text{m}$ [27], должны всё ещё проявляться при таком выборе расстояний.

Все транспортные измерения в локальной и нелокальной конфигурации были проведены с использованием стандартной 4-х точечной схемы в экранированном криостате при температурах вплоть до 0.37 К. Были использованы 2 серии RC-фильтров, встроенных в измерительные DC-линии с целью фильтрации высокоча-

стотных шумов: 1-я серия была установлена при комнатной температуре наверху криостата, а 2-я - непосредственно перед образцом на держателе при самой низкой температуре (см. Рис. 1.6 и Рис. 1.7 (b)).

3.4. Экспериментальные результаты.

3.4.1. Нелокальный критический ток в субмикронных планарных структурах

Первоначально эксперименты проводились со структурами, изготовленными первым способом (т.е. с применением технологии теневого напыления на стенку резиста). Результат измерения локальных и нелокальных вольт-амперных характеристик, полученный при базовой температуре $T = 0.36$ К, представлен на Рис. 3.5 (а). Приведены ВАХ для двух структур одинаковой геометрии S1 (синяя кривая) и S2 (черная кривая), СЭМ-изображение подобных структур показано на Рис. 3.3 (b). При локальном измерении (обычные джозефсоновские характеристики) транспортный ток пропускаться через электроды 2-5, а напряжение было измерено на S-N-S контакте при помощи электродов 3-4. Соответствующие графики показаны на Рис. 3.5 (а) синим и черным цветом для разных структур и открытыми символами. При нелокальном измерении транспортный инжекционный ток пропускаться через электроды 1-2, а напряжение измерялось на электродах 3-4. Полученные нелокальные вольт-амперные характеристики показаны на Рис. 3.5 (а) для разных структур синим и черным цветом и закрашенными символами. В обоих случаях для структур S1 и S2 при нелокальном измерении наблюдалось напряжение противоположного знака по сравнению с локальным измерением (на графике это не показано). Из сравнения нелокальных и локальных вольт-амперных характеристик видно, что чем больше обычный критический ток, тем больше величина соответствующего нелокального критического тока. Вместе с тем, вели-

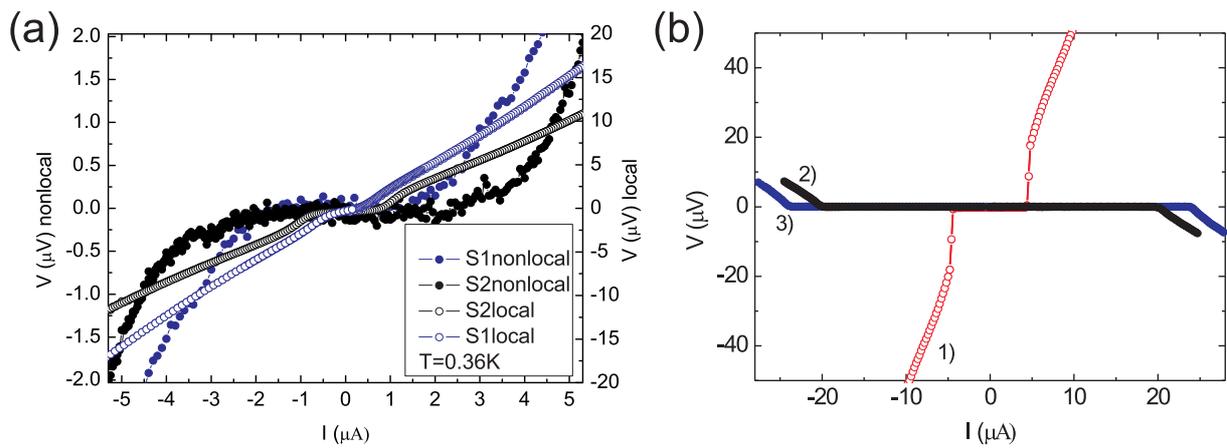


Рис. 3.5. (а) Вольт-амперные характеристики первых структур S1 и S2, измеренные по локальной и нелокальной схеме. (Соответствующее СЭМ-изображение приведено на Рис. 3.3 (b)); (b) Вольт-амперные характеристики джозефсоновского контакта Al-Cu-Al, изготовленного вторым способом (Рис. 3.4 (b)), при $T=0.4\text{K}$. Кривая 1 - обычное измерение по локальной схеме; кривая 2 - нелокальное измерение, ток инжектируется из ближней (R - right) полоски Cu; кривая 3 - нелокальное измерение, ток инжектируется из дальней (L - left) полоски Cu.

чина нелокального критического тока в несколько раз превышает локальное значение. Нелокальный критический ток на подобного типа структурах наблюдался впервые.

Как указывалось выше, ввиду сильного разброса значений обычного критического тока для структур одинаковой геометрии был применен второй способ изготовления структур (маска с линиями наклонной геометрии). СЭМ-изображение вместе со схемой измерений для одной из таких структур показана на Рис. 3.4 (b). На Рис. 3.5 (b) представлены вольт-амперные характеристики при температуре $T = 0.4$ К одного из образцов, измеренные в локальной и нелокальной конфигурации. При локальной схеме измерений ток пропускаться напрямую через джозефсоновский S-N-S контакт, через горизонтальные алюминиевые подводы. Напряжение на контакте измерялось при помощи двух наклонных сверхпроводящих линий рядом с контактом. В этом случае наблюдались обычные вольт-амперные характеристики, которые являются довольно типичными для подобных субмикронных джозефсоновских SNS контактов [31, 54] с критическим током $I_c \simeq 4 \mu\text{A}$ (Рис. 3.5 (b), кривая 1). Из графика видно, что при токах, слегка превышающих критический ток I_c , наблюдается довольно резкий скачок по напряжению, однако вольт-амперные характеристики все ещё не гистерезисные. В нелокальной конфигурации ток пропускаться через один из инжекторов из нормального металла и выводился в левую часть горизонтального алюминиевого электрода (Рис. 3.4 (b)), а напряжение измерялось на джозефсоновском контакте так же, как и в случае локальной конфигурации. Кривые 2 и 3 представляют нелокальные вольт-амперные характеристики при инжекции из ближнего к S-N-S контакту “правого” (R) инжектора и из дальнего “левого” (L) инжектора с расстояниями $d=0.5 \mu\text{m}$ и $1.5 \mu\text{m}$, соответственно. В нелокальном случае измеренные критические токи также оказались существенно больше, чем при локальной конфигурации: $I_{cR}^{inj} = 19.7 \mu\text{A}$ и $I_{cL}^{inj} = 23.6 \mu\text{A}$ (данные для структуры A1) и напряжение имело противо-

ложный знак. Детальная модель нелокального эффекта и его обсуждение будет представлено в следующем параграфе. Короткое объяснение состоит в следующем. Существенная часть квазичастиц, инжектируемая из нормального металла в сверхпроводник имеет энергию больше, чем сверхпроводящая щель Δ и, следовательно, проникает в сверхпроводник. Возникновение зарядового разбаланса и соответствующее уменьшение химического потенциала сверхпроводящих пар μ_S приводят к появлению в сверхпроводнике продольного электрического поля $E = \nabla\mu_s/e$ (где e - это заряд электрона). Длина зарядового разбаланса λ_Q^* - это характерная длина конверсии неравновесных квазичастиц в пары, т.е. длина проникновения потока квазичастиц в обоих направлениях от нормального инжектора. Квазичастицы проникают также в область джозефсоновского контакта и в правый сверхпроводящий электрод за S-N-S контактом в случае, если расстояние d между инжектором и джозефсоновским контактом меньше чем λ_Q^* . Суммарный ток через джозефсоновский контакт в нелокальной схеме измерений равен нулю, и, таким образом, должен возникать противоток куперовских пар для того, чтобы скомпенсировать поток квазичастиц, до тех пор пока его величина не достигнет значения критического тока. Кроме того, нелокальное напряжение V , равное падению электрохимического потенциала пар, имеет противоположный знак по сравнению с локальным экспериментом в согласии со схемой направления токов, показанной на Рис. 3.4 (b), что подтверждается результатами, представленными на графике Рис. 3.5 (b). Наблюдаемый “инжекционный критический ток” I_c^{inj} по величине гораздо больше обычного критического тока I_c , т.к. только малая часть от тока из инжектора достигает джозефсоновского контакта из-за андреевского отражения на NS-границе, а также конверсии квазичастиц в пары между инжектором и джозефсоновским контактом. По той же причине инжекционный критический ток I_{cL}^{inj} из дальнего инжектора больше, чем соответствующий критический ток из ближнего инжектора I_{cR}^{inj} , как это видно из графика Рис. 3.5 (b).

3.4.2. Модель планарного джозефсоновского SNS контакта в случае квазичастичной инжекции

Неравновесные процессы в сверхпроводнике, включая конверсию квазичастичного потока в ток куперовских пар, могут быть вполне объяснены в рамках эквивалентной схемы, впервые предложенной Кадином, Смитом и Скочполом (КСС) в [91] для объяснения поведения центров проскальзывания фазы. Подход КСС был упрощен для случая низкочастотных процессов (исключая индуктивные и емкостные элементы) и расширен для изучения эффекта неравновесного квазичастичного потока в джозефсоновских SNS контактах в статье Каплененко, Рязанова и Шмидта [80]. Похожая модель, модифицированная для случая планарной геометрии и низких температур, используется и в нашей работе [92], расчеты из которой приводятся ниже.

Продольное электрическое поле E , возникающее из-за квазичастичного зарядового разбаланса Q^* , появляется в неравновесных областях сверхпроводника, где квазичастичный ток I_n конвертируется в ток куперовских пар I_s :

$$\operatorname{div}\mathbf{I}_n = -\operatorname{div}\mathbf{I}_s \propto U, \quad \nabla U = -E. \quad (3.1)$$

Калибровочно-инвариантный потенциал U связан с отклонением химического потенциала пар $\delta\mu_s$ от его равновесного значения ($U = -\delta\mu_s/e \propto Q^*$) и может быть измерен при помощи нормальных и сверхпроводящих электродов, размещенных в неравновесной области [81, 93]. Релаксация величин Q^* , U и I_n характеризуется длиной зарядового разбаланса λ_{Q^*} [87]:

$$\lambda_{Q^*}^2 \nabla^2 Q^* = Q^*, \quad \lambda_{Q^*}^2 \nabla^2 U = U, \quad \lambda_{Q^*}^2 \nabla^2 I_n = I_n. \quad (3.2)$$

Для нашего эксперимента (Рис. 3.4 (b)) может быть использована одномерная модель. Эквивалентная схема изображена на Рис. 3.6. Она отображает двухжидкостную модель, учитывающую два разных электрохимических потенциала для нормальной (квазичастицы) и сверхпроводящей компонент. В рассматриваемом

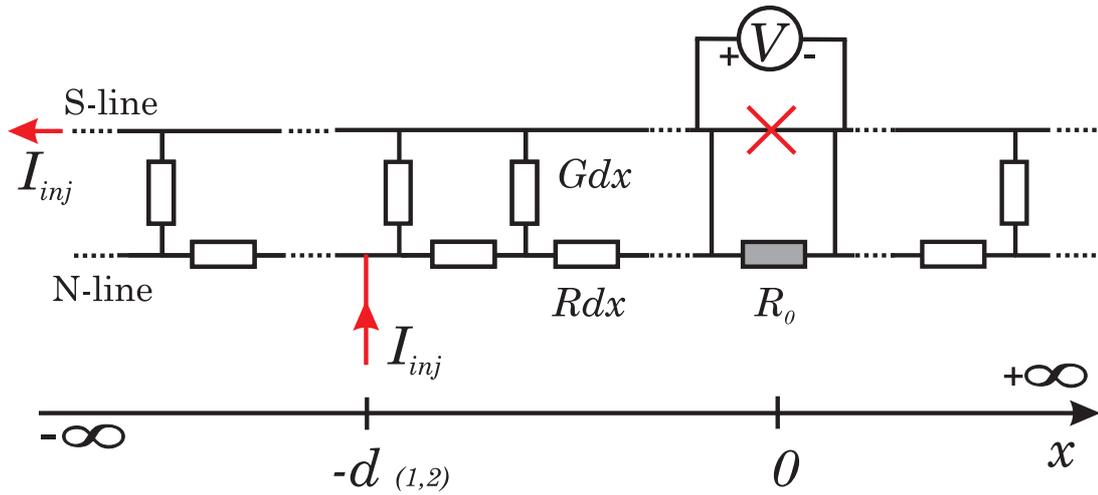


Рис. 3.6. Схема эквивалентной цепи, применяемая в расчетах. Крестом обозначена центральная часть - джозефсоновский SNS контакт, R_0 - сопротивление полоски нормального металла, образующего слабую связь, d - это расстояние от N - инжектора до джозефсоновского контакта. (На смехе рассматривается только один инжектор.)

мой одномерной задаче в качестве начала координат был выбран центр контакта, и ось x направлена параллельно горизонтальным Al линиям, берегам контакта. Резистивная линия (N-line) - это канал для квазичастичного тока I_n , и потенциал этой линии соответствует электрохимическому потенциалу квазичастиц. Здесь R - это сопротивление на единицу длины алюминиевых электродов в нормальном состоянии, а R_0 - сопротивление полоски меди, составляющей слабую связь в джозефсоновском контакте. В свою очередь, сверхпроводящая линия (S-line) - это канал для сверхпроводящего тока I_s , и потенциал этой линии равен электрохимическому потенциалу куперовских пар. Крест на схеме обозначает область где проскальзывает фаза на контакте, а связанное с этим падение электрохимического потенциала пар измеряется вольтметром, подсоединенным с помощью сверхпроводящих подводов. "Проводимости" G - представляют каналы конверсии квазичастиц в пары. Если записать законы Кирхгофа для контуров эквивалентной цепи на Рис. 3.6, то получим следующие уравнения:

$$\frac{dI_n}{dx} + GU = 0, \quad \frac{dU}{dx} + RI_n = 0, \quad \frac{d^2I_n}{dx^2} = GRI_n. \quad (3.3)$$

Сравнение уравнений (3.2) и (3.3) показывает, что конверсия квазичастиц в конденсат на единицу длины определяется “проводимостью” $G = (R\lambda_{Q^*}^2)^{-1}$. В нашей модели мы полагаем горизонтальные алюминиевые подводы бесконечными. По факту же длина правого и левого электродов составляла порядка $8 \mu\text{m}$, т.е. существенно больше, чем длина λ_{Q^*} и все расстояния d между инжекторами и джозефсоновским контактом. По причине андреевского отражения на NS-границе инжектируемый ток I_{inj} в сверхпроводнике разбивается на две составляющие - сверхпроводящую и нормальную. Введем коэффициент $\beta = I_{n,inj}/I_{inj}$ для учета доли инжектируемых квазичастиц, которые не сконденсировались в пары из-за андреевского отражения непосредственно на границе инжектор/сверхпроводник.

Уравнение для нормального тока I_n [см. уравнения (3.2), (3.3)] имеет вид:

$$\frac{d^2 I_n}{dx^2} - \lambda_{Q^*}^{-2} I_n = 0 \quad (3.4)$$

и соответствующие граничные условия в точке инъекции ($x = -d$) и в точке джозефсоновского перехода ($x = 0$) для эквивалентной схемы, показанной на Рис. 3.6 могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_n(x = -0) &= I_n(x = +0), \\ I_n(x = -d + 0) + I_s(x = -d + 0) &= 0, \\ I_s(x = -d - 0) + I_n(x = -d - 0) &= -I_{inj}, \\ I_s(x = -d - 0) &= I_s(x = -d + 0) - (1 - \beta)I_{inj}, \\ U(x = -d - 0) &= U(x = -d + 0), \\ U(x = +0) - U(x = -0) - V + I_n(x = 0)R_0 &= 0 . \end{aligned} \quad (3.5)$$

Здесь первое уравнение - это просто непрерывность тока, текущего по N-линии через джозефсоновский контакт, второе и третье уравнения описывают сохранение общего тока (суммарный ток слева от инжектора равен I_{inj} , справа же от инжектора он равен нулю), четвертое уравнение - непрерывность тока на инжекторе

($x = -d$). $U(x) = -\frac{1}{G} \frac{dI_n}{dx}$ (см. уравнение (3.3)) определяет разницу химических потенциалов нормальной и сверхпроводящей компонент, т.е. разность потенциалов N- и S- линий, V - это разность электрохимических потенциалов пар на джозефсоновском контакте. Решая уравнение (3.4) с граничными условиями (3.5), получаем следующее джозефсоновское уравнение:

$$\frac{\hbar\dot{\varphi}}{2e\tilde{R}} + I_c \sin\varphi = -\frac{R\lambda_{Q^*}\beta I_{inj} e^{-d/\lambda_{Q^*}}}{\tilde{R}}, \quad (3.6)$$

где $\tilde{R} = R_0 + 2R\lambda_{Q^*}$, $V \equiv \frac{\hbar\dot{\varphi}}{2e}$ и φ - разность фаз на джозефсоновском контакте. Из уравнения (3.6) получаем значение критического тока инжекции I_c^{inj} :

$$\frac{I_c}{I_c^{inj}} = \frac{R\beta\lambda_{Q^*} e^{-d/\lambda_{Q^*}}}{\tilde{R}} \quad (3.7)$$

У этого уравнения есть простой физический смысл. Правая часть - это доля тока от инжектора, которая достигает SNS контакта. Эта доля пропорциональна коэффициенту β , экспоненциальному множителю и отношению $R\lambda_{Q^*}/\tilde{R}$. Коэффициент β - представляет собой коэффициент прохождения квазичастиц через границу инжектор/сверхпроводник, т.к. $(1 - \beta)I^{inj}$ - доля тока из инжектора, которая конденсируется в пары из-за андреевского отражения на NS- границе. Соотношение $R\lambda_{Q^*}/\tilde{R}$ - играет роль геометрического фактора и определяет долю квазичастиц, которая распространяется в правой части, т.к. правая ветвь имеет большее сопротивление $R_0 + R\lambda_{Q^*}$ по сравнению с сопротивлением левой части $R\lambda_{Q^*}$. Эта доля испытывает экспоненциальное затухание между инжектором и SNS контактом из-за релаксации зарядового разбаланса. В обсуждаемом эксперименте наибольший количественный вклад в уравнение (3.7) вносится геометрическим фактором. Если коэффициент β известен при конкретных условиях для границы инжектор/сверхпроводник, то, в принципе, можно оценить значение λ_{Q^*} из уравнения (3.7). Однако, для того, чтобы вычислить β нужно точно знать довольно большое число экспериментальных параметров, которые зачастую не

удается определить в каждом конкретном случае. Поэтому здесь мы используем другой метод определения λ_{Q^*} из экспериментальных данных. Предполагая, что параметры NS- границ, соответствующих правому и левому инжектору, приблизительно одинаковы, из уравнения (3.7) получаем:

$$\lambda_{Q^*} = \frac{d_L - d_R}{\log(I_{cL}^{inj} / I_{cR}^{inj})} . \quad (3.8)$$

Этот метод дает вполне надежные значения λ_{Q^*} , т.к. он не содержит неопределенностей по отношению к коэффициенту β (андреевское отражение на границе инжектор/сверхпроводник) наряду с неизвестными факторами, связанными с процессами андреевского отражения на джозефсоновском SNS контакте [80]. В уравнении (3.8) сделано только одно допущение - это предположение об экспоненциальном затухании квазичастичного потока в сверхпроводнике. Строго говоря, эквивалентная схема, описанная выше, справедлива только для температур близких к температуре перехода. Тем не менее, как будет показано в [94], при низких температурах релаксация зарядового разбаланса может приближенно рассматриваться как экспоненциальная. Экспоненциальное затухание зарядового разбаланса при низких температурах было также обнаружено экспериментально в [30]. Таким образом, получать значения λ_{Q^*} из экспериментальных данных и при помощи уравнения (3.8) можно вполне достоверно даже при низких температурах.

3.4.3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В таблице 3.1 приведены результаты для λ_{Q^*} , полученные при помощи уравнения (3.8), наряду с необходимыми параметрами, определенными из эксперимента. Все величины были измерены при температуре 0.4 К. Оцененные значения $\lambda_{Q^*} \simeq 5\mu\text{m}$ находятся в приемлемом согласии с данными по алюминию, полученными ранее при $T \ll T_c$ [30]. Более того, был определен коэффициент квазичастичного прохождения β на границе инжектор/сверхпроводник при помощи

полученных значений λ_{Q^*} для каждого образца и уравнения (3.7). Значения коэффициента β показывают, что большая часть тока инжектируется в сверхпроводник в виде квазичастичного потока, и доминирующий процесс, описываемый уравнением (3.7), связан с процессами конверсии в сверхпроводнике. Для всех исследованных образцов длина зарядовой релаксации оказалась существенно больше, чем расстояния d_L и d_R между инжекторами и джозефсоновским контактом. Таким образом, в соответствии с нашей моделью, инжектируемые квазичастицы не могут полностью превратиться в пары до джозефсоновского контакта. Поэтому нормальный ток и продольное электрическое поле проникают в область слабой связи и в правый берег мостика, где они уже конвертируются полностью. Возникает противоток куперовских пар для того, чтобы скомпенсировать поток квазичастиц, т.к. суммарный ток в части, которая находится правее инжекторов, равен нулю. Инжекционный критический ток I_{cL}^{inj} дальнего инжектора больше, чем соответствующий I_{cR}^{inj} ближнего, поскольку квазичастицам нужно преодолеть большее расстояние и, в то же время, создать такой же ток через контакт, чтобы компенсирующий противоток достиг того же значения критического тока контакта I_c . Не очень очевидно, что описываемый метод определения λ_{Q^*} имеет преимущества перед методами, используемыми в [27, 30], т.к. он может требовать коррекции между коэффициентами на границах β_L и β_R из-за возможных разных напряжений на

Таблица 3.1. Характерные параметры трех образцов (А-С) и результаты оценки λ_{Q^*} и β при $T=0.4$ К. Индекс L соответствует дальнему(левому) инжектору, а индекс R - ближнему (правому) инжектору.

	d_L (μm)	d_R (μm)	R ($\Omega/\mu\text{m}$)	R_0 (Ω)	I_c (μA)	I_{cL}^{inj} (μA)	I_{cR}^{inj} (μA)	λ_{Q^*} (μm)	β
А	1.47	0.56	0.65	5.5	4.4	24	20	4.99 ± 0.31	0.91
В	1.53	0.59	0.69	5.6	4.4	23.6	19.7	5.20 ± 0.31	0.89
С	1.48	1.02	1.07	6.0	3.7	24.2	22.4	5.95 ± 0.71	0.58

левой и правой NS-границах. Тем не менее данный эксперимент и вычислительная модель дают хорошее описание современных субмикронных сверхпроводящих цепей, содержащих джозефсоновские контакты, в которых неравновесные процессы нежелательны, или же, наоборот, могут применяться для настройки джозефсоновских характеристик.

Для того чтобы уточнить детали явления зарядового разбаланса и неравновесного распределения квазичастиц были также исследованы температурные зависимости критических токов и λ_Q^* . Температурные зависимости критического тока I_c и инжекционных критических токов I_{cL}^{inj} и I_{cR}^{inj} для образцов В и С показаны на Рис. 3.7 (а). Температурная зависимость для обычного (локального) критического тока I_c показана на Рис. 3.7 (б), она является характерной для такого типа контактов Al-Cu-Al [31, 54]. Оценка энергии Таулеса для наших структур дает следующее значение: $E_{Th} = \hbar D_n / L^2 = 80 \mu\text{эВ}$, где коэффициент диффузии для слоя меди D_n порядка $80 \text{ см}^2/\text{с}$ был определен в предыдущих резистивных измерениях на S-N-S мостиках. По сравнению с величиной сверхпроводящей щели $\Delta = 180 \mu\text{эВ}$, значение E_{Th} меньше в нашем случае, но в то же время не достаточно мало, чтобы удовлетворять пределу длинных контактов [31, 42]. Для того, чтобы сделать теоретический фиттинг зависимости произведения $eI_c R_0$ от температуры в локальном случае использовалось приближение, предложенное в работе [42] для низких температур: $eI_c R_0 / E_{Th} = a(1 - b e^{-a E_{Th} / 3.2 k_B T})$, где $a = 10.87$ и $b = 1.3$ были получены в пределе длинных контактов ($\Delta \gg E_{Th}$) и для SN- границ с хорошей прозрачностью. Лучший фиттинг, представленный на Рис. 3.7 (б) в виде сплошной линии, имеет параметры $a = 0.87$, $b = 1.25$ для $E_{Th} = 80 \mu\text{эВ}$ в нашем случае.

Таким образом, $a E_{Th} = e I_c R_0 (T = 0) = 70 \mu\text{эВ}$ вместо примерно $866 \mu\text{эВ}$ [см. уравнение (2) в статье [42] для предела длинных контактов]. Такое расхождение полностью объяснимо. Использование приближения из статьи Dubos *et al.* довольно популярно, причем не только для предела длинных контактов и прозрачных SN

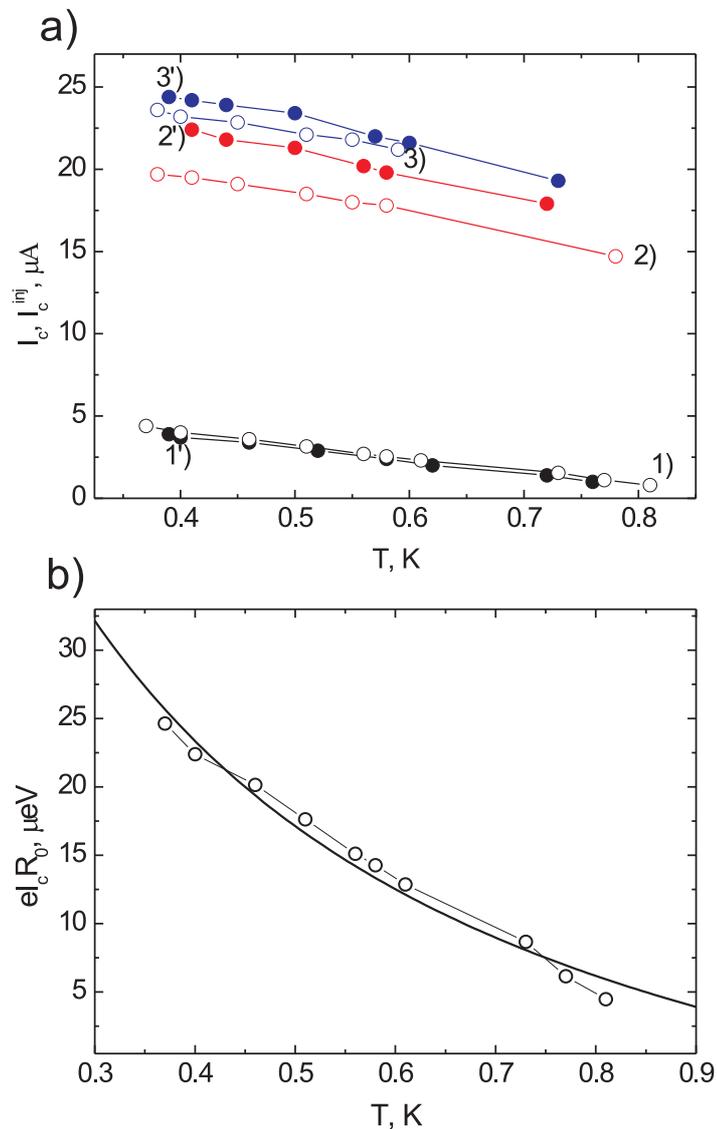


Рис. 3.7. (а) Температурные зависимости критических токов I_c и критических инжекционных токов I_c^{inj} для образцов В (открытые символы) и С (закрашенные символы). Кривые 1), 2), 3) соответствуют локальному, нелокальному R (ближний инжектор), нелокальному L (дальний инжектор) измерениям для образца В, соответственно; а кривые 1'), 2'), 3') аналогично для образца С; (б) Температурная зависимость измеренного значения $eI_c R_0$ для образца В (открытые символы) и соответствующий теоретический расчет (непрерывная линия)

границ. Подобное расхождение для соотношения $aE_{Th}=eI_cR_0(T=0)$ обсуждалось в нескольких работах [95–97] и было объяснено неидеальными границами, а также промежуточной длиной контакта $L \sim \sqrt{\hbar D_n/\Delta}$. Резкое изменение произведения eI_cR_0 с E_{Th}/Δ представлено на рисунке 1 в работе [42]. Барьер на границе в этом подходе учитывается при помощи уменьшенной эффективной энергии Таулеса в качестве еще одного подгоночного параметра [95]. Для наших параметров S-N-S структур получается: $E_{Th}/\Delta \simeq 0.4$ и $r = R_b/R_N \simeq 0.2$, где R_b и R_N - сопротивление границы и сопротивление полоски меди, соответственно. (Надо отметить, что $R_N = R_0 - 2R_b$ в нашем случае.) Оценки показывают, что эти два фактора могут привести к уменьшению произведения eI_cR_0 более чем на порядок величины. Во всем исследуемом температурном диапазоне критический ток I_c практически одинаков для двух образцов. В то же время, чем дальше инжектор от контакта, тем больше значение нелокального критического тока I_c^{inj} .

Температурная зависимость длины зарядового разбаланса, рассчитанная по экспериментальным данным с использованием уравнения (3.8), представлена на Рис. 3.8. Расчеты и сравнение с экспериментальными данными были выполнены в сотрудничестве с И. В. Бобковой и А. М. Бобковым в совместной работе [92]. По сравнению с резким увеличением $\lambda_{Q^*}(T) \propto ((1 - T/T_c)^{-1/4})$, наблюдаемым вблизи T_c [80, 84, 86, 87, 93], полученная температурная зависимость гораздо слабее. Качественно наблюдаемое слабое уменьшение λ_{Q^*} с ростом температуры может быть объяснено следующим образом. В диффузионном случае $\lambda_{Q^*} = \sqrt{D_s\tau_Q}$, где D_s - это коэффициент электронной диффузии, а τ_Q - время релаксации зарядового разбаланса. Близко к критической температуре: $\tau_Q \propto \tau_\varepsilon k_B T / \Delta(T)$, где τ_ε - время энергетической релаксации, а отношение $\Delta(T)/k_B T$ представляет собой грубую оценку доли квазичастиц, которые принимают участие в зарядовой релаксации. Учитывая, что время энергетической релаксации можно рассматривать как независимую от температуры величину вблизи T_c , то температурная зависимость λ_{Q^*}

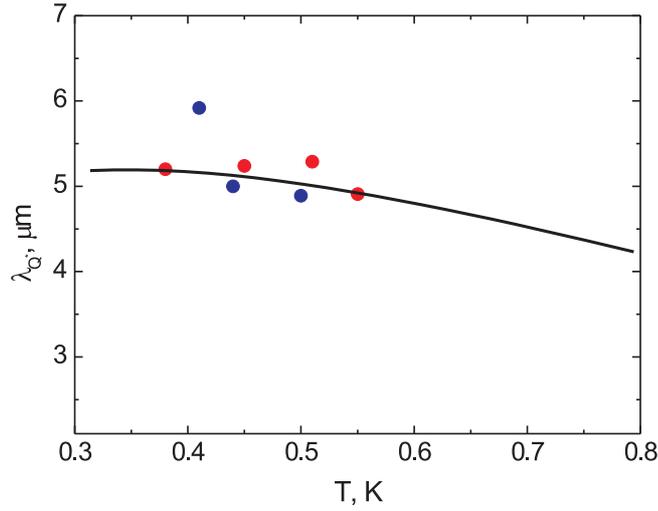


Рис. 3.8. Температурная зависимость длины λ_{Q^*} по экспериментальным данным образца В (красные точки) и образца С (синие точки), рассчитанная с использованием уравнения (3.8). Непрерывная линия - результат теоретических вычислений.

определяется только температурной зависимостью щели $\Delta^{-1/2} \propto (1 - T/T_c)^{-1/4}$. Этот результат хорошо известен [28, 29, 86].

В промежуточном температурном диапазоне, соответствующему нашим экспериментальным данным, температурная зависимость Δ уже почти не вносит вклада. Доля квазичастиц, участвующих в зарядовой релаксации, порядка единицы. Мы предполагаем, что релаксация зарядового разбаланса происходит только из-за неупругого электрон-фононного рассеяния. Основной вклад в температурную зависимость τ_Q вносит температурная зависимость τ_ε . Хорошо известно, что $\tau_\varepsilon \propto T^{-3}$ при $\varepsilon < T$ [98]. Грубо говоря, такое температурное поведение τ_ε и ответственно за наблюдаемое слабое уменьшение λ_{Q^*} с увеличением температуры в исследуемом температурном диапазоне. Однако, для того, чтобы получить количественную зависимость, все-таки нужно учесть температурную зависимость щели $\Delta(T)$, температурную и энергетическую зависимости времени неупругого электрон-фононного взаимодействия τ_ε , энергетическую зависимость эффектив-

ного коэффициента диффузии D_s в сверхпроводнике на равных условиях. Для того, чтобы учесть все эти факторы было решено кинетическое уравнение [92], полученное в рамках квазиклассических уравнений Узаделя [99]. По сравнению с более ранним рассмотрением [86] при вычислении λ_{Q^*} мы не ограничиваем себя пределом температур близких к T_c и рассматриваем явную температурную зависимость τ_ε . Это позволяет объяснить наблюдаемое слабое температурное уменьшение $\lambda_{Q^*}(T)$, имеющее место для промежуточного температурного диапазона. Детальное вычисление будет опубликовано позже в [94]. Полученная температурная зависимость $\lambda_{Q^*}(T)$ построена на Рис. 3.8 вместе с экспериментальными данными. В вычислениях использован только один подгоночный параметр - сила электрон-фононного взаимодействия. В частности, величина, которая была использована для аппроксимации экспериментальных данных соответствовала $\tau_\varepsilon(T = T_c) = 3.6 \cdot 10^{-9}$ с. Это значение довольно хорошо согласуется с ранними экспериментами [83, 100]. Таким образом, описываемые теоретические результаты вполне приемлемо согласуются с экспериментальными данными. Тем не менее, мы не можем полностью исключать и другие механизмы релаксации зарядового разбаланса - упругого рассеяния на примесях в присутствии анизотропии щели (неоднородности) [101] и сверхтока [102].

3.5. Выводы главы 3

В данной главе приведены результаты измерений нелокальных критических токов при низких температурах ($T \ll T_c$) в многотерминальных планарных субмикронных SNS структурах, содержащих джозефсоновские контакты и электроды-инжекторы из нормального металла. В качестве джозефсоновских контактов были выбраны исследованные ранее мостики Al-Cu-Al, к одному из берегов которых были присоединены медные инжекторы - источники неравновесных квазичастиц. В работе описывается способ экспериментального определения длины

зарядового разбаланса λ_{Q^*} (при помощи двух инжекторов) по значениям нелокальных критических токов, приводится рассмотрение неравновесного сверхпроводника с джозефсоновским контактом при помощи двухжидкостной модели и эквивалентной схемы. Кроме того, была получена температурная зависимость $\lambda_{Q^*}(T)$ при низких температурах. Результаты хорошо согласуются с теоретическим расчетом.

Заключение

Основные результаты работы

1. Изготовлены и исследованы планарные субмикронные джозефсоновские S-N-S контакты Al-Cu-Al. На температурной зависимости критического тока этих структур обнаружен перегиб, который связан с переключением в когерентном транспорте между SN границами разного типа. Температурное переключение между ними меняет распределение токов и эффективную длину слабой связи. Этот вывод подтвержден теоретическими расчетами и дополнительными экспериментами.
2. Исследованы особенности спектра дифференциальной проводимости контактов Al-Cu-Al с различной длиной слабой связи при энергиях ниже сверхпроводящей щели алюминия. Показано, что при длине, сравнимой с длиной когерентности, имеет место влияние как эффекта близости, так и многократного андреевского отражения. Полученные экспериментальные результаты согласуются с опубликованными в литературе теоретическими данными.
3. Изготовлены гибридные планарные S-(N/F)-S структуры со слабой связью в виде N/F-бислоя Al-(Cu/Fe)-Al. На планарных структурах с бислойным джозефсоновским барьером, включающим сильный ферромагнетик, впервые был обнаружен сверхпроводящий критический ток и исследована его температурная зависимость для нескольких длин образцов. Проведено сравнение с результатами для аналогичных S-N-S структур Al-Cu-Al той же геометрии, но с однослойным N-барьером, а также с теоретическими расчетами. Обнаружено сильное подавление критического тока в присутствии ферромагнитного подслоя в барьере.
4. Экспериментально при помощи измерений дифференциального сопротивления

ния в магнитном поле в планарной S-(N/F)-S структуре обнаружено спиновое расщепление наведенной сверхпроводящей минищели в N-слое, который находится в контакте со сверхпроводником с одной стороны и с ферромагнетиком с другой. Было продемонстрировано, что это расщепление исчезает при включении внешнего магнитного поля, близкого к коэрцитивному полю ферромагнитного слоя, при котором средняя намагниченность последнего близка к нулю.

5. Изготовлены многотерминальные субмикронные структуры на основе планарных S-N-S контактов Al-Cu-Al с дополнительными электродами-инжекторами из нормального металла (Cu), присоединенными к одному из берегов джозефсоновского контакта. На таких структурах был обнаружен нелокальный сверхпроводящий ток через джозефсоновский переход при температурах значительно меньших критической температуры сверхпроводника.
6. При помощи многотерминальных сверхпроводящих структур с несколькими медными инжекторами неравновесных квазичастиц на различном удалении от джозефсоновского контакта Al-Cu-Al экспериментально исследована релаксация квазичастиц в сверхпроводнике, измеренная при помощи детектирования нелокального сверхпроводящего тока в джозефсоновском контакте. Для количественного описания наблюдаемых явлений разработана двухжидкостная модель и, соответствующая исследуемой структуре, эквивалентная схема, которые позволили количественно определить по экспериментальным данным длину релаксации квазичастичного тока в сверхпроводнике (зарядового разбаланса) и ее температурную зависимость.

Литература

1. Josephson B. D. // Phys. Lett. 1962. Vol. 1. P. 251.
2. Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. М.: МЦНМО, 2000.
3. Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Rusanov A. Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 2427.
4. Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Veretennikov A. V., Rusanov A. Y. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 020501.
5. Khabipov M. I., Balashov D. V., Maibaum F. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2010. Vol. 23. P. 045032.
6. Blatter G., Geshkenbein V. B., Ioffe L. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 174511.
7. Feofanov A. K., Oboznov V. A., Bol'ginov V. V. et al. // Nature Physics. 2010. Vol. 6. P. 593–597.
8. Moseley R. W., Booiij W. E., Tarte E. J., Blamire M. G. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. P. 262.
9. Hao L., Macfarlane J. C., Gallop J. C. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. P. 192507.
10. Krasnov V. M., Ericsson O., Intiso S. et al. // Physica C. 2005. Vol. 418. P. 16–22.
11. Gurvitch M., Washington M. A., Huggins H. A. // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 42. P. 472.
12. Dolan G. J. // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 31. P. 337.

13. Kontos T., Aprili M., Lesueur J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 137007.
14. Weides M., Kemmler M., Goldobin E. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 122511.
15. Robinson J. W. A., Piano S., Burnell G. et al. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 94522.
16. Karminskaya T. Y., Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Sidorenko A. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 214509.
17. Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B. // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 1321.
18. Keizer R. S., Goennenwein S. T. B., Klapwijk T. M. et al. // Nature. 2006. Vol. 439. P. 825.
19. Sosnin I., Cho H., Petrashov V. T., Volkov A. F. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 157002.
20. Khaire T. S., Khasawneh M. A., Jr. W. P. P., Birge N. O. // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 104. P. 137002.
21. Halasz G. B., Blamire M. G., Robinson J. W. A. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 024517.
22. Karminskaya T. Y., Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Sidorenko A. S. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 214518.
23. Johnson M. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65. P. 1460.
24. Poli N., Morten J. P., Urech M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 136601.

25. Deutscher G., Feinberg D. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 487.
26. Beckmann D., Weber H. B., v. Löneysen H. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 197003.
27. Cadden-Zimansky P., Chandrasekhar V. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 237003.
28. Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. P. 1363.
29. Tinkham M., Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. P. 1366.
30. Hübler F., Lemyre J. C., Beckmann D., v. Löhneysen H. // Phys. Rev B. 2010. Vol. 81. P. 184524.
31. Courtois H., Meschke M., Peltonen J. T., Pekola J. P. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 067002.
32. Лихарев К. К. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1700.
33. Лихарев К. К. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. С. 29.
34. Барышев Ю. П., Валиев К. А., Дмитриев А. А. и др. // Микроэлектроника. 1987. Т. 16 №2. С. 186–188.
35. Burnell G., Hadfield R. H., Bell C. et al. // Physica C. 2002. Vol. 14. P. 372–376.
36. Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф. // ФНТ. 1982. Т. 8. С. 1045.
37. Garsia C. P., Giazotto F. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 132508.
38. Chiodi F., Aprili M., Reulet B. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 103. P. 177002.
39. Golikova T. E., Hübler F., Beckmann D. et al. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 064416.

40. Octavio M., Blonder G., Tinkham M., Klapwijk T. // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. P. 6739–6746.
41. Cuevas J. C., Hammer J., Kopu J. et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 184505.
42. Dubos P., Courtois H., Pannetier B. et al. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 064502.
43. Scheer E., Joyez P., Esteve D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 3535.
44. Kutchinsky J., Taboryski R., Clausen T. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 931.
45. Hoss T., Strunk C., Nussbaumer T. et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. 4079.
46. Luo P. S., Crozes T., Gilles B. et al. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 140508(R).
47. Kimura T., Sato T., Otani Y. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 066602.
48. Likharev K. K. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits. Gordon and Breach, New York, 1991.
49. McCumber D. E. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 3113.
50. Angers L., Chiodi F., Montambaux G. et al. // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 77. P. 165408.
51. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Lukichev V. F. // Mikroelektronika. 1983. Vol. 12. P. 342.
52. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Lukichev V. F. // Mikroelektronika. 1983. Vol. 12. P. 355.
53. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Lukichev V. F. // Mikroelektronika. 1986. Vol. 15. P. 328.

54. Голикова Т. Е., Хюблер Ф., Бекманн Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 743748.
55. Baselmans J. J., Morpurgo A. F., van Wees B. J., Klapwijk T. M. // Nature (London). 1999. Vol. 43. P. 397.
56. Karminskaya T. Y., Yu.Kupriyanov M. // JETP Lett. 2007. Vol. 85. P. 343.
57. Gueron S., Pothier H., Birge N. O. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 3025.
58. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y. // Journal of Low Temp. Phys. 1988. Vol. 70. P. 83.
59. Gupta A. K., Cretinon L., Moussy N. et al. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 69. P. 104514.
60. le Sueur H., Joyez P., Pothier H. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 197002.
61. Meschke M., Peltonen J. T., Pekola J. P., Giazotto F. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 214514.
62. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Fominov Y. V. // Pisma v ZhETF. 2002. Vol. 75. P. 223.
63. Oboznov V. A., Bol'ginov V. V., Feofanov A. K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 197003.
64. Kontos T., Aprili M., Lesueur J., Grison X. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 304.
65. Yip S.-K. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. R6127.

66. Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 147.
67. Hanson M., Kazakova O., Blomqvist P. et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 144419.
68. Rave W., Hubert A. // IEEE Trans. Magn. 2000. Vol. 36. P. 3886.
69. Horcas I., Fernandez R., Gomez-Rodriguez J. M. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2007. Vol. 78. P. 013705.
70. Freitas P. P., Plaskett T. S. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. P. 4901.
71. McGuire R., Potter R. J. // IEEE Trans. Magn. 1975. Vol. 11. P. 1018.
72. Kupriyanov M. Y., Lukichev V. F. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1988. Vol. 94. P. 139.
73. Volkov A. F., Zaitsev A. V., Klapwijk T. M. // Physica C. 1993. Vol. 210. P. 21.
74. Brauer J., Hübler F., Smetanin M. et al. // Phys. Rev B. 2010. Vol. 81. P. 024515.
75. Russo S., Kroug M., Klapwijk T. M., Morpurgo A. F. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 027002.
76. Jedema F. J., Heersche H. B., Filip A. T. et al. // Nature (London). 2002. Vol. 416. P. 713.
77. Jedema F. J., Nijboer M. S., Filip A. T., van Wees B. J. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 085319.
78. Urech M., Johansson J., Poli N. et al. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 99. P. 08M513.
79. Kaplunenko V. K., Ryazanov V. V. // Phys. Lett. 1985. Vol. A110. P. 3.
80. Kaplunenko V. K., Ryazanov V. V., Shmidt V. V. // Sov. Phys. JETP. 1985. Vol. 62. P. 804.

81. Yu M. L., Mercereau J. E. // Phys. Rev. B. 1975. Vol. 12. P. 4909.
82. Ryazanov V. V., Schmidt V. V., Ermolaeva L. A. // J. Low Temp. Phys. 1981. Vol. 45. P. 507.
83. Mamin H. J., Clarke J., Harlingen D. J. V. // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 29. P. 3881.
84. Latyshev Y. I., Nad' F. Y. // JETP Lett. 1979. Vol. 29. P. 557.
85. Santhanam P., Chi C. C., Wind S. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. P. 2254.
86. Schmid A., Schön G. // J. Low Temp. Phys. 1975. Vol. 20. P. 207.
87. Artemenko S. N., Volkov A. F. // Sov. Phys. Usp. 1979. Vol. 22. P. 295.
88. Yagi R. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 134507.
89. Kleine A., Baumgartner A., Trbovic J. et al. // Nanotechnology. 2010. Vol. 21. P. 274002.
90. Arutyunov K. Y., Auraneva H.-P., Vasenko A. S. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 104509.
91. Kadin A. M., Smith L. N., Skocpol W. J. // J. Low Temp. Phys. 1980. Vol. 38. P. 497.
92. Golikova T. E., Wolf M. J., Beckmann D. et al. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89. P. 104507.
93. Dolan G. J., Jackel L. D. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. P. 1628.
94. Bobkov A. M., Bobkova I. V. // in preparation. . Vol. . P. .

95. Hammer J. C., Cuevas J. C., Bergeret F. S., Belzig W. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 064514.
96. Carillo F., Born D., Pellegrini V. et al. // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78. P. 052506.
97. Frielinghaus R., Batov I. E., Weides M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96. P. 132504.
98. Abrikosov A. A., Gor'kov L. P., Dzyaloshinskii I. Y. Quantum field theoretical methods in statistical physics. Pergamon Press, 1965.
99. Usadel K. D. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 507.
100. Chi C. C., Clarke J. // Phys. Rev. B. 1979. Vol. 19. P. 4495.
101. Tinkham M. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. P. 1747.
102. Galaiko V. P. // Sov. Phys. JETP. 1970. Vol. 44. P. 141.