

**УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
МИКРОСТРУКТУР РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

УДК 538.9

№ 01201056532

УТВЕРЖДАЮ

**Директор ИФМ РАН,
д-р. физ.-мат. наук, проф.
_____ З. Ф. Красильник
« 01 » ноября 2011 г.**

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

В рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры
инновационной России» на 2009-2013 годы

по государственному контракту от «22» марта 2010 г. № 02.740.11.0540

по теме:

**РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
НАНОСТРУКТУР**

(промежуточный, 4 этап)

Наименование этапа: “Создание технологических и измерительных стендов, изготовление образцов, проведение измерений, выполнение расчетов, построение теоретических моделей. Обработка результатов измерений, сравнительный анализ экспериментальных и теоретических данных”

Руководитель темы:

С. В. Гапонов

подпись, дата

Нижний Новгород 2011

СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, советник РАН, академик	_____	С. В. Гапонов (введение, заключение)
	подпись, дата	
Исполнители темы:		
Член.-корр. РАН, д.ф.-м.н., зав.отд.	_____	Н.Н. Салашенко (раздел 7-8)
Зам. директора, д.ф.-м.н.	_____	А.А. Фраерман (раздел 1, заклучение)
Зам. директора, д.ф.-м.н.	_____	А.С. Мельников (раздел 5, заклучение)
зав. лаб., д.ф.-м.н.	_____	Н.И. Чхало (введение, раздел 7- 8)
С.н.с., к.ф.-м.н.	_____	С. А. Гусев (раздел 1)
С.н.с., д.ф.-м.н.	_____	В.Л. Миронов (раздел 1)
С.н.с., к.ф.-м.н.	_____	Н.И. Полушкин (раздел 1)
С.н.с., к.ф.-м.н.	_____	А.В. Самохвалов (раздел 6)
С.н.с., к.ф.-м.н.	_____	И.Д. Токман (раздел 6)
С.н.с., к.ф.-м.н.	_____	А.Ю. Аладышкин (раздел 3)
С.н.с., к.ф.-м.н., нормоконтролер	_____	Д.Ю. Водолазов (введение, раздел 4, заклучение)
С.н.с., к.ф.-м.н.	_____	С.Н. Вдовичев (раздел 1)
Н.с., к.ф.-м.н.	_____	М. М. Барышева (раздел 7-8)
Н.с., к.ф.-м.н.	_____	Б.А. Грибков (раздел 1)
Н.с., к.ф.-м.н.	_____	А.Е. Пестов (раздел 7-8)
Н.с., к.ф.-м.н.	_____	Д.А. Рыжов (раздел 2)
Н.с., к.ф.-м.н.	_____	М.А. Силаев (раздел 2)

Н.с., к.ф.-м.н.	_____	О.Г. Удалов (раздел 1)
Н.с.	_____	А.Я. Лопатин (раздел 7-8)
Н.с.	_____	А.В. Чигинев (раздел 3)
М.н.с	_____	В.Н. Полковников (раздел 7-8)
Н.с.	_____	Е.Е. Пестов (раздел 3)
М.н.с	_____	Н.Н. Цыбин (раздел 7-9)
Инженер-технолог 1-й категории	_____	Ю.А. Вайнер (раздел 6-10)
Ведущий инженер электроник	_____	С.Ю. Зуев (раздел 1)
Ведущий инженер-технолог	_____	А.Ю. Климов (раздел 1)
Ведущий инженер-технолог	_____	В.В. Рогов (раздел 1)
Инженер 2-й категории	_____	М.Н. Торопов (раздел 7-8)
М.н.с	_____	О.Л. Ермолаева (раздел 1)
Инженер 2-й категории	_____	Е.В. Скороходов (раздел 1)
М.н.с	_____	Д. А. Савинов (раздел 3)
Аспирант	_____	К.Р. Мухаматчин (раздел 1)
Аспирант	_____	Е.А. Караштин (раздел 1)
Аспирант	_____	И. М. Хаймович (раздел 2)
Аспирант	_____	С. В. Миронов (раздел 3)
Аспирант	_____	А. А. Беспалов (раздел 6)

Аспирант	_____	П. К. Гайкович (раздел 7-8)
Аспирант	_____	Д. А. Татарский (раздел 1)
Аспирант	_____	А. В. Щербаков (раздел 7-8)
Студент	_____	А.Н. Зотова (раздел 4)
Студент	_____	А.В. Путилов (раздел 3)
Студент	_____	А. А. Смирнов (раздел 3)
Студент	_____	С.Н. Кузнецова (раздел 2)

Реферат

Отчет 63 страницы, 8 частей, 33 рисунка, 17 источников.

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СИСТЕМЫ, МНОГОСЛОЙНЫЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ СТРУКТУРЫ, НАНОЛИТОГРАФИЯ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 4 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0540 "Рентгенооптические и транспортные свойства металлических наноструктур" от 22 марта 2010 в рамках федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Целью работы на 4 этапе являлось выполнение ряда технологических, экспериментальных и теоретических работ, направленных на: (а) теоретическое и экспериментальное исследование сверхпроводящих свойств металлических (в том числе гибридных сверхпроводящих/ферромагнитных) наноструктур, (б) развитие методов создания и рентгенооптической диагностики структурных свойств металлических наноструктурированных систем. В частности, на четвертом этапе были получены следующие результаты:

1. Был изготовлен специализированный измерительный стенд измерений для проведения транспортных измерений во внешнем магнитном поле, измерения вольтамперных характеристик структур, в том числе и многослойных магниторезистивных структур. Стенд состоит из двух частей - механической (микроскоп с основанием, монтажная площадка, электромагнит и два манипулятора с зондами, прикрепленные к основанию микроскопа) и измерительной (аналоговый характеристограф).

2. Произведен расчет плотности состояний квазичастиц в двух- и трех- квантовых вихрях и вихревых молекулах малого размера в мезоскопических сверхпроводниках. Рассмотрено влияние граничных эффектов на стабильность вихрей с дробным квантом потока, находящихся в равновесии вблизи границы сверхпроводника. Показано, что наличие дробных вихрей может оказать существенное влияние на распределение плотности состояний квазичастиц и пространственного распределения сверхпроводящей щели в мезоскопических сверхпроводниках.

3. Произведен расчет пространственной структуры мезоскопических сверхпроводящих каналов, формирующихся в неоднородном магнитном поле доменных стенок. Для различных значений внешнего поля получены вольт-амперные характеристики каналов. На основе численных

расчетов проанализирована зависимость критического тока перехода в резистивное состояние от внешнего магнитного поля.

4. В рамках модели Лондона рассчитаны зависимости критического тока сверхпроводящей пленки (мостика) во внешнем магнитном поле при наличии ферромагнетика, расположенного над плоскостью пленки. Показано, что разбиение сплошного ферромагнетика на несколько полосок снижает эффект увеличения критического тока в гибридной структуре сверхпроводник-ферромагнетик, однако отличия не значительные в достаточно сильных магнитных полях (500-1000 Эрстед). Предсказывается, что в наклонных слабых магнитных полях (меньших 100 Эрстед) критический ток такой гибридной структуры будет слабо зависеть от магнитного поля и будет определяться критическим полем сверхпроводника без ферромагнетика при $H=0$.

5. Показано, что туннелирование между вихрями внутри вихревого кластера оказывается существенным, когда расстояние между вихрями становится порядка нескольких длин когерентности. Таким образом, при полях, значительно меньших второго критического поля, квазичастицы более не локализованы на вихревых центрах и получают возможность двигаться по соответствующим циклотронным орбитам, что может, в свою очередь, привести к восстановлению квантовых осцилляций магнитного момента, характерных для нормального состояния и подавленных за счет сверхпроводящей щели в спектре возбуждений.

6. На основе решения микроскопических уравнений Боголюбова – де Жена теоретически изучена электронная структура вихревых линий, захваченных на протяженных дефектах в сверхпроводниках второго рода. Показано, что в спектре квазичастичных возбуждений возникает минищель, величина которой растет с увеличением радиуса дефекта. Предложена микроскопическая модель депиннинга вихря Абрикосова с протяженного цилиндрического дефекта с радиусом меньшим длины когерентности под влиянием внешнего транспортного тока. Выполнены расчеты критической плотности тока, при которой происходит образование пары вихрей с противоположным направлением, локализованных вблизи дефекта, и тока депиннинга, соответствующего разрушению такого связанного состояния.

7. Впервые в России создан опытный образец маски с отражающим многослойным Mo/Si интерференционным покрытием для проекционной ЭУФ нанолитографии. Рисунок маски позволяет формировать в фоторезисте структуры с шириной линий до 27 нм и со среднеквадратической неровностью края 3 нм. С использованием этой маски начаты работы по оптимизации отечественных резистов на длину волны 13,5 нм.

8. Для повышения производительности литографического процесса и уменьшения нагрева элементов оптической схемы нанолитографа разработан лазерно-плазменный источник ЭУФ

излучения. В настоящее время он установлен в стенд нанолитографа и проводится отладка его основных систем и изучение эмиссионных характеристик в окрестности длины волны 13,5 нм.

На основе полученных теоретических и экспериментальных результатов подготовлены материалы, раскрывающие содержание работ по решению поставленных научно-исследовательских задач, включая:

1. Создание измерительного стенда для проведения транспортных измерений во внешнем магнитном поле.
2. Расчет плотности состояний квазичастиц и пространственного распределения сверхпроводящей щели для многоквантовых вихрей и вихревых молекул в мезоскопических сверхпроводниках.
3. Расчет пространственной структуры и вольт-амперных характеристик мезоскопических сверхпроводящих каналов, формирующихся в неоднородном магнитном поле магнитных частиц или доменных стенок.
4. Расчет зависимости критического тока сверхпроводящих пленок с поверхностным барьером и объемным пиннингом вихрей во внешнем магнитном поле при наличии ферромагнетика, расположенного над плоскостью пленки.
5. Анализ трансформации спектра и намагниченности вихревых кластеров при увеличении числа вихрей.
6. Расчет спектра вихрей, захваченных на протяженных дефектах, определение силы пиннинга, вычисление подвижности вихревых линий на конечной частоте. Решение задачи рассеяния на примесном центре для квазичастичных мод.
7. Разработка и изготовление многослойных отражательных масок для нанолитографа.
8. Разработка источника ЭУФ излучения для стенда нанолитографа.

По результатам исследований подготовлен научно-технический отчет по 4 этапу. По результатам работы опубликовано 4 статьи в отечественных и зарубежных журналах и 5 тезисов в конференционных сборниках. Часть полученных результатов докладывалась на институтских семинарах и международных конференциях («Нанозифика и нанозлектроника-2011» (г. Нижний Новгород, 14-18 марта 2011 года); «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС'11, 3-7 октября 2011 года; SPIE European Symposium on Optics and Optoelectronics (ЕОО). April 18-21 2011. Prague, Czech Republic):

Участником НИР (Пестовым Е. Е.) была представлена (31 октября 2011 года на семинаре ИФМ РАН) кандидатская диссертация на тему 'Исследование нелинейного СВЧ отклика сверхпроводников методом ближнепольной СВЧ микроскопии'. Тремя аспирантами (участниками НИР Ермолаевой О.Е., Скороходовым Е.В. и Савиновым Д.А.) были проведены выпускные семинары аспирантуры по темам кандидатских диссертаций в июне 2011 года (см. список семинаров). Планируется защита этих кандидатских диссертаций в 2012 году.

Содержание

Введение.....	11
1. Создание измерительного стенда для проведения транспортных измерений во внешнем магнитном поле.....	12
2. Расчет плотности состояний квазичастиц и пространственного распределения сверхпроводящей щели для многоквантовых вихрей и вихревых молекул в мезоскопических сверхпроводниках	17
3. Расчет пространственной структуры и вольт-амперных характеристик мезоскопических сверхпроводящих каналов, формирующихся в неоднородном магнитном поле магнитных частиц или доменных стенок.. ..	21
4. Расчет зависимости критического тока сверхпроводящих пленок с поверхностным барьером и объемным пиннингом вихрей во внешнем магнитном поле при наличии ферромагнетика, расположенного над плоскостью пленки.....	25
5. Анализ трансформации спектра и намагниченности вихревых кластеров при увеличении числа вихрей.....	29
6. Расчет спектра вихрей, захваченных на протяженных дефектах, определение силы пиннинга, вычисление подвижности вихревых линий на конечной частоте. Решение задачи рассеяния на примесном центре для квазичастичных мод... ..	32
7. Разработка и изготовление многослойных отражательных масок для нанолитографа.....	36
8. Разработка источника ЭУФ излучения для стенда нанолитографа.....	43
Заключение.....	57
Список использованных источников.....	59
Список публикаций, тезисов выступлений на конференциях и проведенных семинаров по теме НИР	61

Сокращения и обозначения

1. ВАХ – вольт-амперная характеристика
2. нм – нанометр
3. мкм – микрометр
4. МС – многослойная структура
5. ЭУФ - экстремальный ультрафиолет
6. T_c – критическая температура сверхпроводника
7. k_B – постоянная Больцмана
8. \hbar – постоянная Планка
9. ξ – сверхпроводящая длина когерентности
10. I_c - критический ток сверхпроводника
11. Э – эрстед
12. А – ампер
13. ЦАП - цифровой аналоговый преобразователь
14. ЭУФ – экстремальный ультрафиолет
15. k_F - волновой вектор на поверхности Ферми

Введение

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 4 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0540 "Рентгенооптические и транспортные свойства металлических наноструктур" от 22 марта 2010 в рамках федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Целью работы на 4 этапе являлось создание технологических и измерительных стендов, изготовление образцов, проведение измерений, выполнение расчетов, построение теоретических моделей. Была также проведена обработка результатов измерений, сравнительный анализ экспериментальных и теоретических данных.

1. Создание измерительного стенда для проведения транспортных измерений во внешнем магнитном поле.

Для проведения транспортных измерений во внешнем магнитном поле, измерения вольтамперных характеристик структур, в том числе и многослойных магниторезистивных структур, был изготовлен специализированный измерительный стенд и развита методика измерений, см. Рисунки 1-3. Принципиально стенд состоит из двух частей. Первая, это механическая часть - микроскоп с основанием, монтажная площадка, электромагнит и два манипулятора с зондами, прикрепленные к основанию микроскопа. Механические манипуляторы с легкостью позволяли осуществлять прижим заостренных зондов с подведенными к ним проводами измерительной цепи, в контактные площадки образца, используя микроскоп с увеличением в 2-7 раз, см. Рисунок 3.

Электромагнит был создан специально для проводимых измерений и вмонтирован в основание микроскопа. Электромагнит создает поле порядка 800 Э при пропускании через его обмотку электрического тока величиной 5А. Сердечник электромагнита изготовлен из стали толщиной 4 мм. Остаточное поле магнита может достигать 50 Э. Монтажный столик представлял собой пластину оксида кремния, приклеенную на электромагнит. Подобная геометрия позволяет с хорошей точностью помещать образец в продольное поле магнита.

Второй частью стенда являлась измерительная аппаратура. Нами предложено две методики измерения ВАХ образцов с использованием двух контактного метода. Самый простой реализованный вариант измерения ВАХ - это использование аналогового характеристографа. Характерограф предназначен для измерения ВАХ, в том числе и туннельных структур, его входной каскад хорошо экранирует измеряемый элемент от внешних воздействий. В этом случае возможно лишь визуальное наблюдение ВАХ на экране характеристографа. Влияние магнитного поля на ВАХ образца можно зарегистрировать, если ВАХ изменяется более чем на 10%.

Также была разработана методика измерений с возможностью цифровой записи сигнала. В качестве стабилизированного источника тока было предложено использовать аккумулятор большой емкости с использованием электронной стабилизации по току. Величина пропускаемого тока определялось значением нагрузки последовательно включенной в цепь с образцом. Падающее напряжение поступало на усилитель, с возможностью усиления от 1 до 1000. С выхода усилителя сигнал мог быть подан как сразу на ЦАП (цифровой аналоговый преобразователь), так и на нановольтметры, обладающие собственными частотными фильтрами и усилением выходного сигнала. Необходимо отметить, что ЦАП предназначена для цифровой записи сигналов с величиной существенно больших 1 мВ. Собственные шумы ЦАП составляют около 2 мВ при нагрузке единицы Ом и увеличивается до 7-10 мВ при нагрузке 10^5 - 10^6 Ом.

При ожидаемом сопротивлении магниторезистивного элемента порядка 10 кОм данная методика измерений позволяет регистрировать изменение сопротивления структур в магнитном поле не ниже 0.1-0.3%.

В ходе работы необходимо изменять направление магнитного поля, создаваемого электромагнитом, т.е. изменять направление тока, пропускаемого через обмотки электромагнита. Стандартные (коммерчески доступные) источники тока обычно являются однополярными. Т.е. для смены направления протекания тока необходимо поменять между собой провода, через которые подключается электромагнит к источнику тока. Подобная механическая операция, как показала работа, может вывести измеряемый образец из строя, с вероятностью более чем 50%. Это связано с тем, что в момент подключения нагрузки на источник происходит стабилизация по току, что может приводить к пропусканию через цепь короткого импульса напряжения большой величины. Для питания электромагнита было решено использовать источник тока, поставляемый с магнитносиловым микроскопом Solver (НТ-МДТ, Зеленоград). В данном источнике тока реализована электронная коммутация по направлению пропускания тока, создающая паразитных импульсов напряжения переход через 0. Также было решено использовать поставляемые в комплекте с магнитносиловым микроскопом Solver программу управления этим источником тока и ЦАП, для цифровой записи напряжения, падающего на образце, в режиме постоянного тока, пропускаемого через образец.



Рисунок 1. Общий вид измерительного стенда и вакуумного магнитосилового микроскопа Solver (НТ-МДТ, Зеленоград)

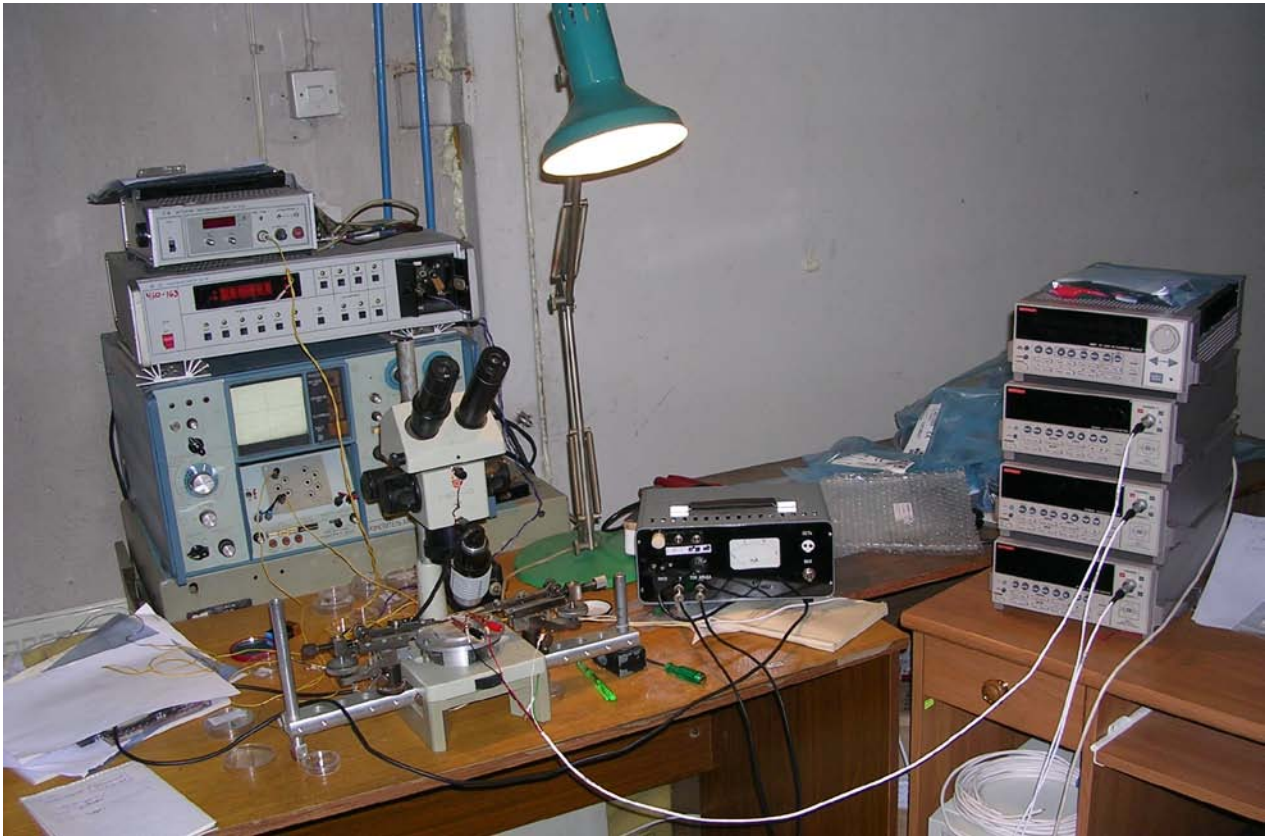


Рисунок 2. Измерительный стенд. Общий вид.

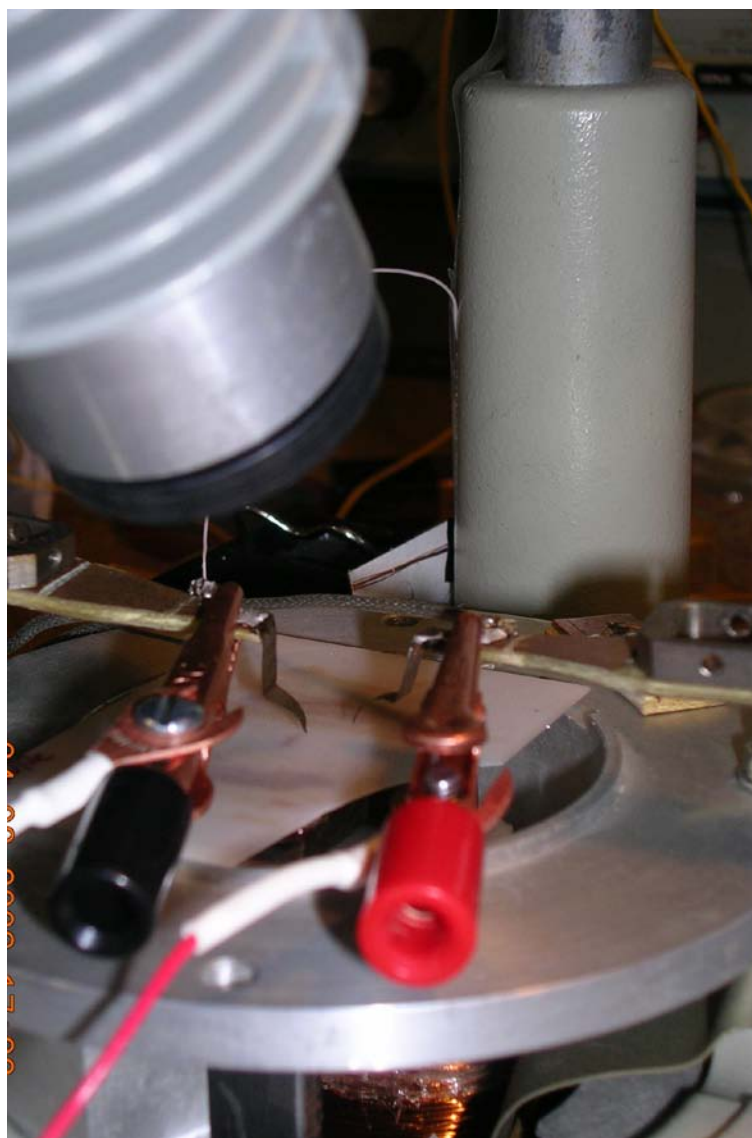


Рисунок 3. Заостренные зонды на окончаниях механических манипуляторов вблизи монтажной площадки (образец отсутствует).

2. Расчет плотности состояний квазичастиц и пространственного распределения сверхпроводящей щели для многоквантовых вихрей и вихревых молекул в мезоскопических сверхпроводниках

Транспортные свойства сверхпроводников, содержащих вихри, существенным образом определяются спектром низколежащих уровней, локализованных в центрах вихрей. Это означает, что, управляя электронной структурой вихревого состояния (например, изменяя положение вихрей с помощью внешнего магнитного поля), можно влиять также и на транспортные свойства сверхпроводящих микроструктур. Так, если в мезоскопическом сверхпроводнике находятся два вихря, то расстояние между ними может изменяться с ростом поля от размера образца до нуля. В последнем случае вихри слипаются и образуют двухквантовый вихрь.

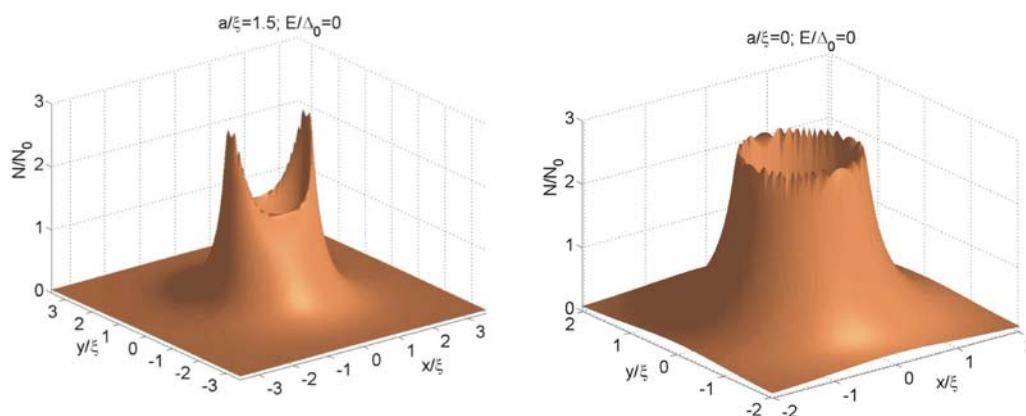


Рисунок 4. Эволюция профиля локальной плотности состояний при образовании двухквантового вихря из двух одноквантовых вихрей.

Мы исследовали, как влияет интерференция состояний, локализованных на разных вихрях, на спектр. Сначала рассмотрим случай, имеющий наибольшее отношение к современному эксперименту: пусть измеряемой величиной является плотность состояний на уровне Ферми, усредненная по энергетическому масштабу, который намного превышает расстояние между уровнями. Тогда можно проследить эволюцию плотности состояний при сближении вихрей и образовании двухквантового вихря. Когда расстояние между вихрями становится достаточно малым (порядка нескольких длин когерентности), пики в центрах вихрей трансформируются в анизотропное кольцо, как показано на Рисунке 4. По мере дальнейшего уменьшения расстояния кольцо становится аксиально симметричным, при этом образуется двухквантовый вихрь. При слиянии большего числа вихрей образуется несколько колец.

Подобную трансформацию плотности состояний экспериментально можно обнаружить, измеряя проводимость точечного контакта, расположенного в некоторой точке сверхпроводника.

Например, если контакт расположен в центре сверхпроводящего диска, то можно ожидать, что зависимость сопротивления от магнитного поля будет ступенчатой.

Еще более интересное поведение туннельной проводимости в зависимости от магнитного поля может наблюдаться при проведении измерений с масштабом по энергии, позволяющим разрешить отдельные уровни размерного квантования в центрах вихрей. Чтобы предсказать теоретически зависимость туннельной проводимости от магнитного поля в этом случае, необходимо исследовать детальную структуру электронного спектра вихрей Абрикосова в мезоскопическом сверхпроводнике.

На примере системы, состоящей из двух вихрей, нами была изучена трансформация квазичастичного спектра при образовании многоквантового вихря из отдельных одноквантовых вихрей с увеличением магнитного поля. Для случая, когда вихри расположены близко к поверхности сверхпроводника, исследовано влияние нормального отражения квазичастиц от границы образца (как плоской, так и конечной кривизны) на спектр и плотность состояний.

Характерной особенностью спектра электронов при учете взаимодействия состояний, локализованных на разных вихрях, является наличие мелкомасштабных осцилляций, причина которых в интерференции электронных волн. Начиная с некоторого критического расстояния между вихрями, амплитуда осцилляций сравнивается с расстоянием между уровнями. Это означает, что спектр полностью перестраивается, и начинается переход к спектру двухквантового вихря. В отличие от одноквантового вихря, спектральные ветви в многоквантовом вихре могут проходить через уровень Ферми. При изменении расстояния между вихрями положение уровней меняется, и в результате экстремумы спектральных ветвей последовательно проходят через уровень Ферми, образуя особенности ван Хофа на данном уровне энергии.

Это, в свою очередь, приводит к появлению осцилляций в зависимости проводимости от магнитного поля, связанных с размерным квантованием уровней в вихрях Абрикосова (см. Рисунок 5 (b)).

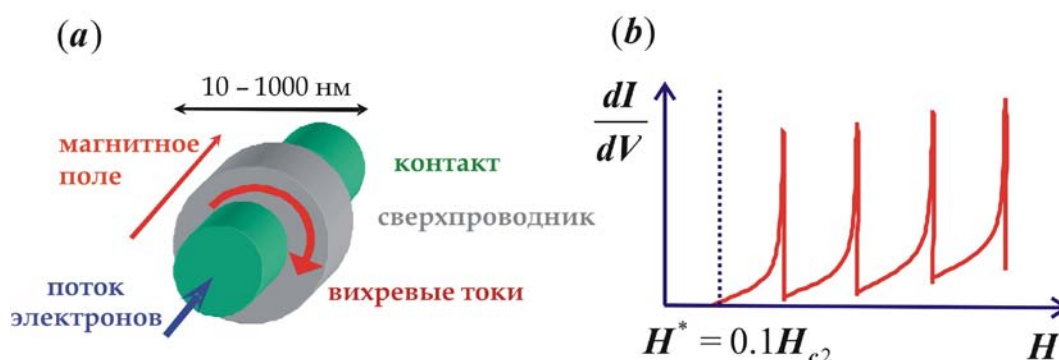


Рисунок 5 (a) Схема квантового транспорта через мезоскопический сверхпроводник, содержащий несколько вихрей Абрикосова; (b) Квантовые осцилляции проводимости мезоскопического

сверхпроводника в магнитном поле. Период осцилляций выражается формулой $\delta H/H \sim \sqrt{\hbar\omega_H/\varepsilon_F}$, где ω_H - циклотронная частота, а ε_F - энергия Ферми.

Значительное влияние на транспортные свойства сверхпроводников могут оказывать также дробные вихри. В этой связи мы исследовали вопрос о принципиальной возможности реализации состояния с дробными вихрями в сверхпроводниках. Дробные вихри могут появляться в гибридных системах, состоящих из слоев сверхпроводников I рода/II рода, как показано на Рисунке 6(a). Обычные вихри Абрикосова, несущие квант магнитного потока, пронизывают оба слоя. С другой стороны- дробный вихрь, несущий только часть кванта магнитного потока, пронизывает только один слой. Образование магнитного отражения в нижнем слое приводит к частичной компенсации магнитного потока. Таким образом, дробный вихрь несет только часть магнитного потока.

Проблема в получении стабильных дробных вихрей состоит в том, что нейтральный ток, возникающий в результате движения сверхпроводящих конденсатов в разные стороны, спадает настолько медленно, что приводит к логарифмически расходящейся энергии дробного вихря. Поэтому наличие дробных вихрей еще не подтверждено экспериментально. Однако, проблему бесконечной энергии можно решить за счет того, что дробные вихри обладают конечной энергией и являются термодинамически стабильными вблизи границ и дефектов. Мы нашли распределение дробных вихрей вблизи границы сверхпроводника. При этом оказалось, что такие вихри проникают с конечной концентрацией в некоторый граничный слой и определяют дополнительный скачок намагниченности сверхпроводника.

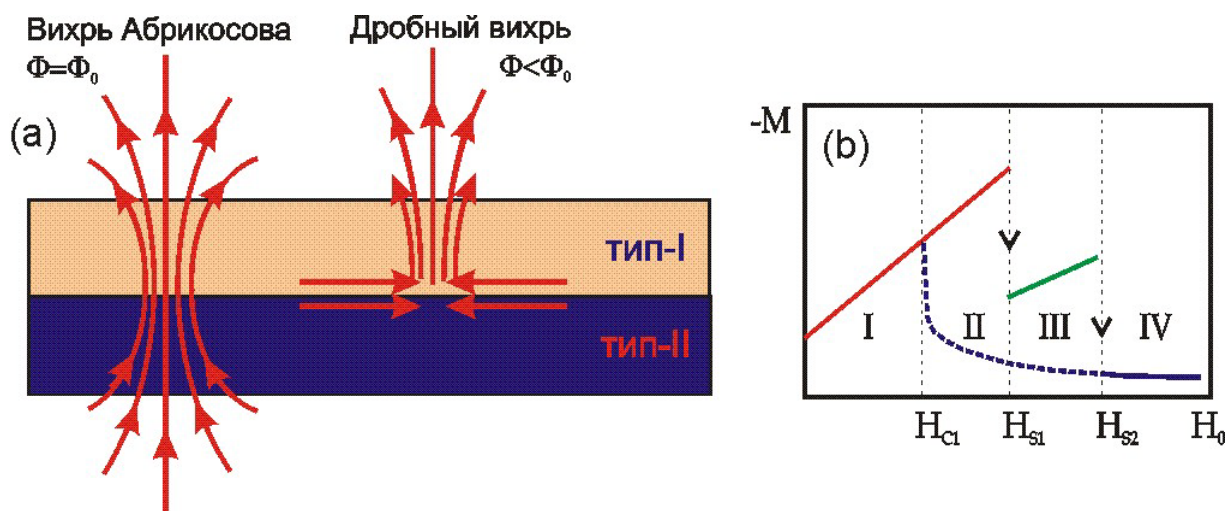


Рисунок 6. (a) Схематическое изображение разных типов вихрей в гибридной структуре, состоящей из слоев сверхпроводников I и II типа. Слева показан обычный вихрь Абрикосова, несущий квант магнитного потока. В этом случае поток пронизывает оба слоя. Справа- дробный вихрь, несущий только часть кванта магнитного потока. При этом поток пронизывает только один слой. (b) Модификация кривой намагничивания двухзонного сверхпроводника из-за возможности

проникновения дробных вихрей.

Основные особенности кривой намагничивания определяются следующими обстоятельствами. (i) При увеличении магнитного поля вихри проникают в сверхпроводник по частям. Когда магнитное поле достигает некоторого порогового значения H_{s1} , в сверхпроводнике дробные вихри с большим размером коа. С этим связан первый скачок намагниченности на Рисунке 6(b). (ii) В интервале полей $H_{s1} < H_0 < H_{s2}$ существуют только дробные вихри одного типа, концентрация которых локализована вблизи поверхности сверхпроводника. Когда магнитное поле становится больше, чем второе пороговое значение, в сверхпроводник проникают дробные вихри другого типа. После этого образуются композитные вихри, которые могут существовать вдали от границы. С этим связан второй скачок намагниченности на Рисунке 6(b).

3. Расчет пространственной структуры и вольт-амперных характеристик мезоскопических сверхпроводящих каналов, формирующихся в неоднородном магнитном поле магнитных частиц или доменных стенок.

В рамках работ по данному пункту государственного контракта была проанализирована пространственная структура квазиодномерных сверхпроводящих каналов, формирующихся в тонкой пленке сверхпроводника под действием пространственно-неоднородного магнитного поля, индуцированного ферромагнетиком с одномерной доменной структурой. Также были рассчитаны вольт-амперные характеристики данных каналов.

В качестве модельной системы был рассмотрен прямоугольный сверхпроводящий мостик (см. Рисунок 7) размерами $10\xi_0 \times 5\xi_0$ (ξ_0 - длина когерентности при нулевой температуре), помещенный во внешнее магнитное поле вида $B_z(x) = H + b_z(x)$, где z - координата вдоль оси, нормальной к поверхности мостика, x - координата вдоль мостика, H - величина внешнего однородного магнитного поля, $b_z(x)$ - магнитное поле, создаваемое одиночной доменной стенкой, которая предполагалась расположенной в центре мостика (вдоль оси y).

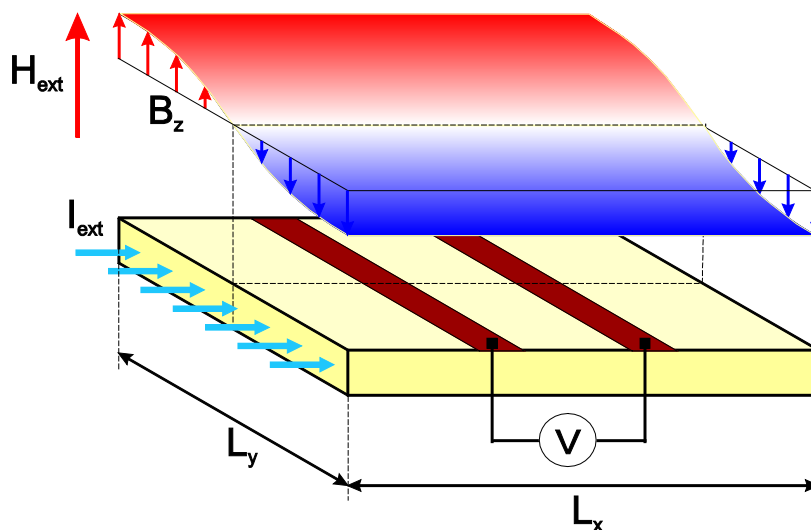


Рисунок 7. Схематическое изображение модельной планарной гибридной системы «сверхпроводник - ферромагнетик». Сверхпроводящий мостик прямоугольной формы помещен в неоднородное магнитное поле, создаваемое ферромагнетиком с одиночной доменной стенкой. Распределение магнитного поля в области образца показано красным и синим цветом. Мы изучали электрическое напряжение между контактами, которые показаны коричневым цветом.

Предполагалось, что толщина диэлектрической прослойки между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями существенно превышает характерную ширину домена d , так что магнитное поле рассеяния в области сверхпроводящей пленки содержит только одну

пространственную гармонику и может быть представлено в виде $b_z(x) = B_0 \sin(\pi x/d)$. Возникновение локализованного квазиодномерного сверхпроводящего канала в области доменной границы возможно, если амплитуда магнитного поля B_0 превышает величину верхнего критического поля H_{c2} , что обеспечивает подавление сверхпроводимости в пространственных областях над доменами.

Для анализа транспортных свойств сверхпроводящего канала было произведено численное решение нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау. Мы рассмотрели случай, когда в торцы образца однородно инжектирует нормальный ток с плотностью $j_{ext} = I/w$ (I - величина полного тока, инжектируемого в образец, w - ширина мостика). Для получения вольт-амперных характеристик мостика при различных значениях внешнего магнитного поля H мы проанализировали временные зависимости разности потенциалов $V = \varphi_2(t) - \varphi_1(t)$ между двумя заданными областями 1 и 2 мостика (виртуальными контактами), расположенными во внутренней части образца (см. Рисунок 7). Если плотность инжектируемого тока j_{ext} меньше порогового тока $j_c(H)$, сверхпроводящий канал способен переносить ток без диссипации. В случае, когда $j_{ext} > j_c(H)$, сверхпроводящий канал становится нестабильным: все измеримые величины начинают зависеть от времени периодическим образом, что означает переход образца в резистивное состояние. Типичные зависимости напряжения между виртуальными контактами $V(t)$ показаны на Рисунке 8. Осцилляторная зависимость напряжения обусловлена движением вихрей поперек мостика. При этом для положительных значений инжектируемого тока ($j_{ext} > 0$) возникает процесс входа пары вихрь – антивихрь с противоположных краев мостика и их последующей аннигиляции внутри сверхпроводящего канала. В случае же, когда $j_{ext} < 0$ происходит периодическая генерация пары вихрь – антивихрь в центральной части образца и их последующая диссоциация под действием транспортного тока.

Величина $\langle V \rangle$ напряжения на виртуальных контактах, усредненного на одном временном периоде осцилляций, характеризует сопротивление образца в резистивном состоянии. Зависимости $\langle V \rangle$ от приложенного к образцу тока для различных значений внешнего магнитного поля H показаны на Рисунке 8.

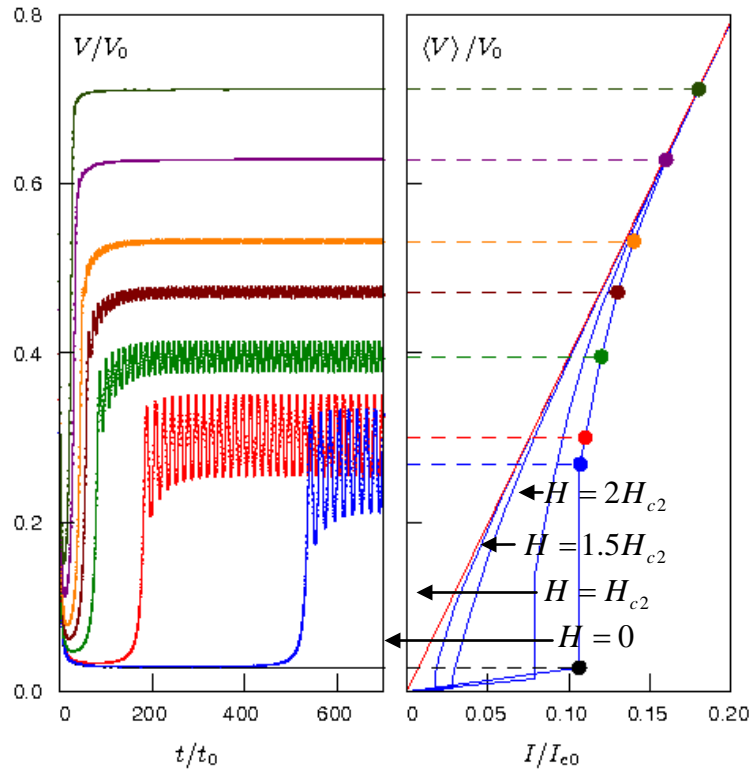


Рисунок 8. Зависимости напряжения на виртуальных контактах от времени для различных значений транспортного тока в сверхпроводящем мостике (левая часть рисунка) для случая, когда внешнее магнитное поле равно $H = 2H_{c2}$. На правой части рисунка показаны вольт-амперные характеристики мостика для различных значений внешнего магнитного поля. Значения на осях указаны в относительных единицах.

Из Рисунка 8 (левая половина) видно, что увеличение полного тока I в образце приводит к монотонному уменьшению амплитуды осцилляций напряжения. При некоторых токах осцилляции полностью исчезают, что соответствует полному разрушению сверхпроводящего канала и переключению в обычный омический проводящий режим. Рассчитанные вольт-амперные характеристики для различных значений внешнего магнитного поля H показаны в правой части Рисунка 8. При малых значениях полного тока напряжение на контактах линейно зависит от приложенного тока. При этом канал находится в сверхпроводящем состоянии и переносит ток бездиссипативно, однако длина мостика сравнима с характерным масштабом конверсии нормального тока, инжектируемого в торец мостика, в сверхток, текущий в канале. Этим обстоятельством и обусловлен конечный наклон $d\langle V \rangle / dI$ вольт-амперной характеристики. Когда плотность тока в мостике достигает величины критического тока j_c , сверхпроводящий канал переходит в резистивное состояние, и напряжение увеличивается скачком. При дальнейшем же увеличении величины транспортного тока зависимость напряжения от тока приближается к стандартной линейной омической зависимости.

Для анализа пространственной конфигурации сверхпроводящих каналов мы рассчитали координатную зависимость параметра порядка в канале, а также пространственное распределение нормального и сверхпроводящего тока в мостике для различных значений внешнего магнитного поля H . Результаты расчетов показаны на Рисунке 9.

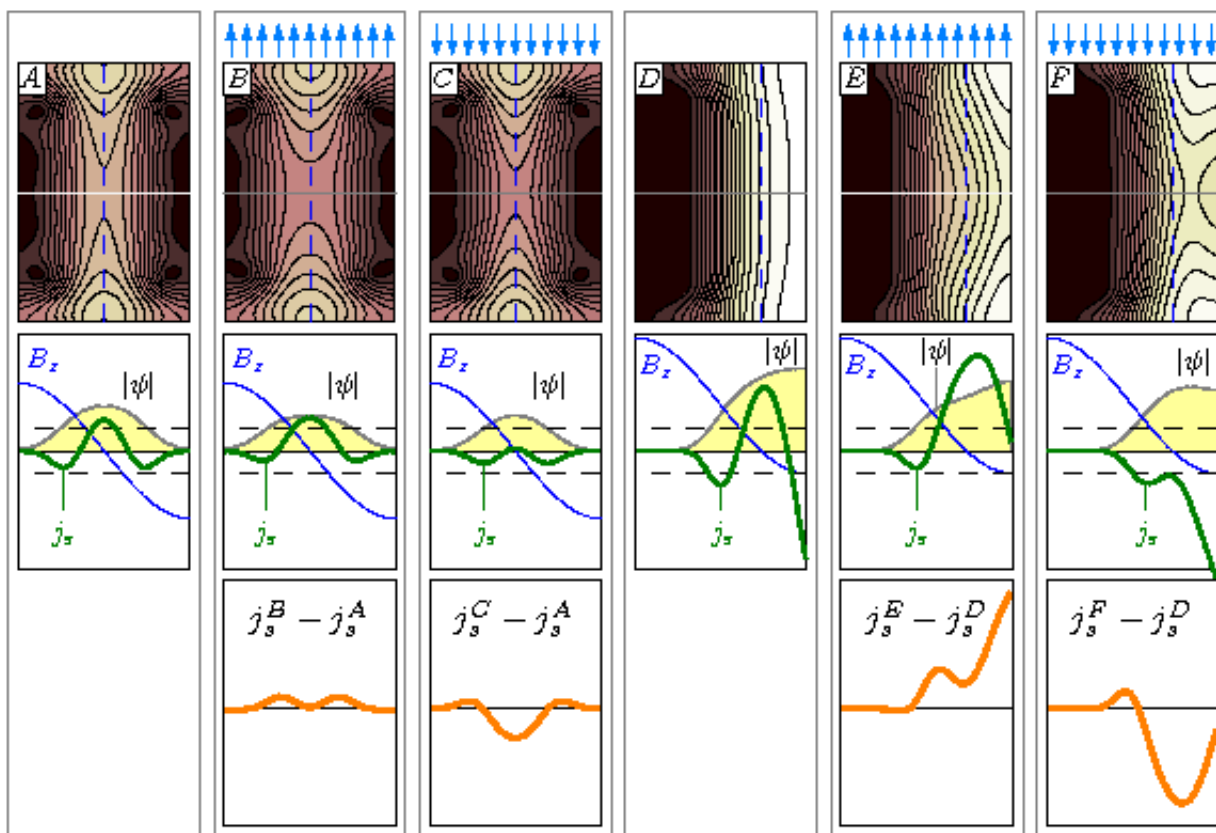


Рисунок 9. Пространственная структура одномерных сверхпроводящих каналов: пространственное распределение параметра порядка, сверхпроводящего тока и транспортного тока по сечению мостика. Синими стрелками показано направление транспортного тока. Контраст на верхней серии рисунков соответствует различным значениям параметра порядка. Оранжевым цветом показано распределение транспортного тока в области сверхпроводящего канала.

Из Рисунка 9 видно, что распределение сверхпроводящего тока в каналах существенно зависит от направления транспортного тока, инжектируемого в мостик.

Таким образом, в работе проанализирована пространственная структура сверхпроводящих каналов в гибридных системах сверхпроводник – ферромагнетик, а также рассчитаны вольт-амперные характеристики данных каналов.

4. Расчет зависимости критического тока сверхпроводящих пленок с поверхностным барьером и объемным пиннингом вихрей во внешнем магнитном поле при наличии ферромагнетика, расположенного над плоскостью пленки.

В рамках работ по данному пункту государственного контракта были рассчитаны зависимости критического тока сверхпроводящей пленки (мостика) от приложенного магнитного поля. При этом сравнивались три типа сверхпроводников:

- 1) сверхпроводящая пленка и сплошной ферромагнетик, намагниченный параллельно плоскости пленки и перпендикулярно по отношению к внешнему полю и транспортному току. Ферромагнетик располагался над сверхпроводником.
- 2) сверхпроводящая пленка и фрагментированный ферромагнетик, намагниченный параллельно плоскости пленки и перпендикулярно по отношению к внешнему полю и транспортному току. Ферромагнетик располагался над сверхпроводником.
- 3) сверхпроводящая пленка без ферромагнетика

Первый и третий случаи были теоретически и экспериментально изучены в нашей недавней работе [1]. Нами было показано, что наличие намагниченного ферромагнетика над плоскостью сверхпроводящей пленки приводит к значительному увеличению величины критического тока в диапазоне наклонных магнитных полей 300-1500 Э [1]. Подавление I_c в гибридной структуре (по сравнению со сверхпроводящей пленкой без ферромагнетика) в слабых полях ($H < 300$ Э) объяснялось наличием развитой доменной структурой ферромагнетика (при $H > 300$ Э ферромагнетик однородно намагничивался). Чтобы подавить данный паразитный эффект в нашей работе [1] было предложено использовать не сплошной ферромагнетик, а фрагментированный (разрезанный вдоль пленки на несколько длинных и узких полосок – см. Рисунок 10(а)). В этом случае энергетически выгодным в нулевом внешнем поле является состояние с вектором намагниченности M направленным вдоль течения тока. В этом случае влияние ферромагнетика на величину критического тока сверхпроводящей пленки минимальное. Целью данной работы явилось изучение влияния фрагментации ферромагнетика намагниченного перпендикулярно направлению течения тока (см. Рисунок 10(б)) на усиление критического тока в гибридной структуре сверхпроводник-ферромагнетик.

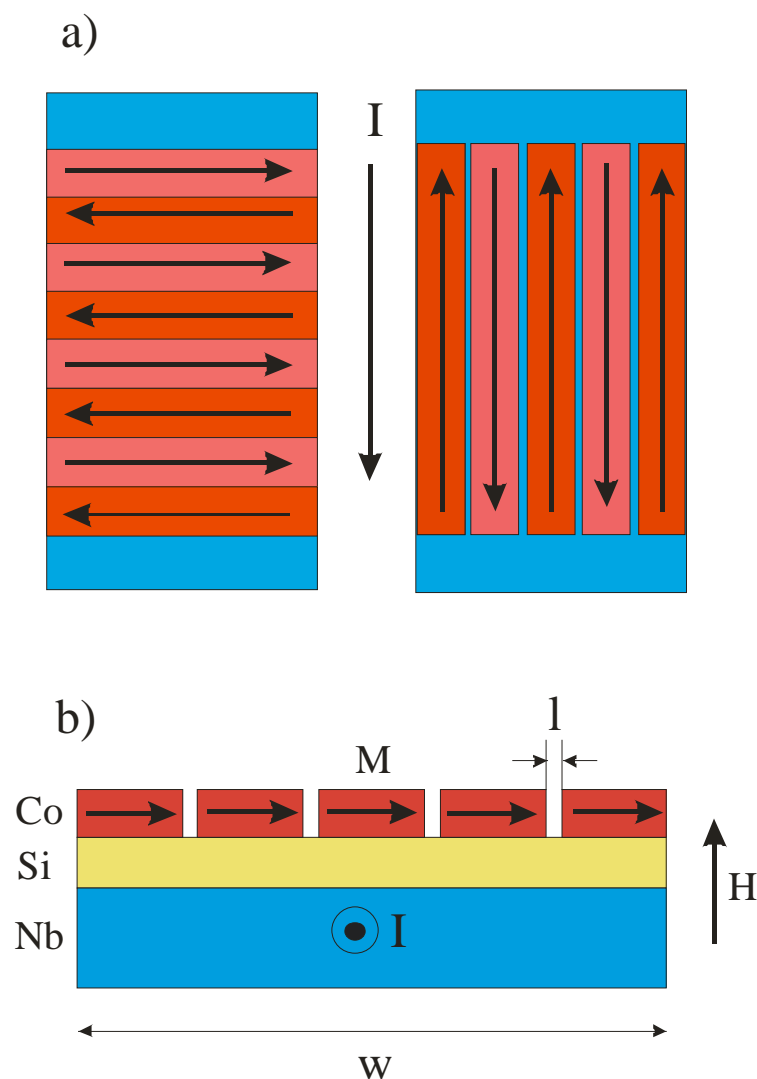


Рисунок 10. а) Сплошной и фрагментированный ферромагнетик над поверхностью сверхпроводящей пленки. Стрелками показано энергетически выгодное распределение намагниченности в размагниченном состоянии ферромагнетика. б) Фрагментированный ферромагнетик, состоящий из 5 полосок (и находящийся над поверхностью сверхпроводящей пленки) намагниченный перпендикулярно направлению течения тока и магнитного поля Ферромагнитный материал – кобальт (Co), сверхпроводник – ниобий (Nb), изоляционная прослойка – кремний (Si).

Для расчета величины критического тока использовалась модель Лондонов и континуальное приближение, когда вместо рассмотрения отдельных вихрей вводится их плотность, зависящая от координат [2]. Объемный пиннинг вихрей рассматривался в рамках модели Кима-Андерсона (в рамках которой плотность тока депиннинга вихрей равна $j_p = j_{p0} / (1 + H/H_p)^\alpha$, где для численного моделирования использовались значения, найденные из эксперимента [1]: $j_{p0} = 10^7$ А/см², $H_p = 128$ Э и $\alpha = 0.6$). Кроме того, при вычислениях предполагалось, что максимальная плотность тока в сверхпроводниках не может превышать плотность тока распаривания $j_{рас}$ (для Nb мостика,

использованного в работе [1] $j_{рас}=4.9 \times 10^7$ А/см²), а в местах нахождения вихрей плотность тока равна плотности тока депиннинга. На рисунке 11 мы представили результаты расчетов $I_c(H)$, при этом предполагалось, что ферромагнитные полосы намагничены вдоль плоскости пленки до состояния насыщения ($M_{нас}(Co)=1200$ гауссов). При расчетах использовались следующие геометрические параметры: ширина сверхпроводящей ниобиевой (Nb) пленки $w=2$ мкм, толщина пленки $d_{Nb}=100$ нм, толщина диэлектрика (Si) между сверхпроводником и ферромагнитными полосками $d_{Si}=50$ нм и толщина кобальтовых ферромагнитных полосок $d_{Co}=50$ нм. Ферромагнетик состоял из пяти ферромагнитных полосок (см. рисунок 10), равноудаленных друг от друга на расстояние $l=40$ нм.

Видно, что фрагментация ферромагнетика приводит к уменьшению критического тока, по сравнению со сплошным ферромагнетиком. Заметим, что чем меньше расстояние между ферромагнитными полосками, тем меньше это различие (приведенные на рисунке 11 результаты получены для $l=40$ нм, что является минимальным пределом для существующих в нашем распоряжении методов создания таких структур).

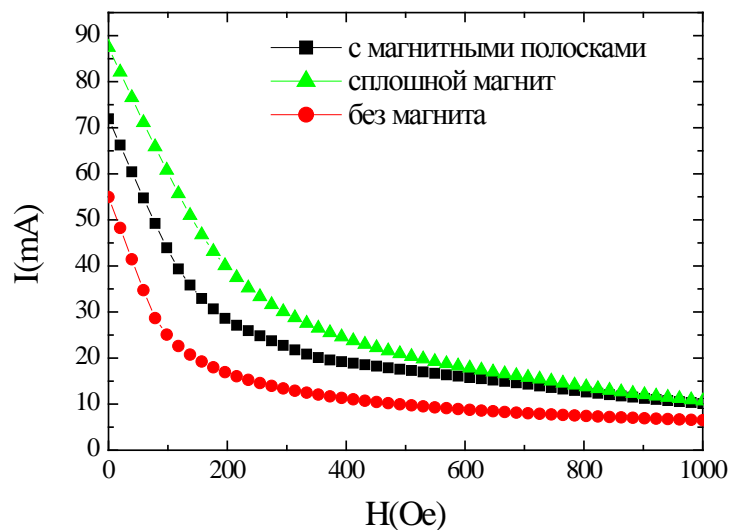


Рисунок 11. Зависимость критического тока сверхпроводящей пленки от перпендикулярного магнитного поля (при наличии сплошного магнита, магнитных полосок, и без магнита).

Уменьшение критического тока (по сравнению со сплошным магнитом) связано с наличием знакопеременных полей рассеяния в промежутке между магнитами. Это, в свою очередь, приводит к осцилляциям плотности тока поперек сверхпроводящей пленки (см. Рисунок 3). В результате величина критического тока (что есть интеграл по ширине пленки от плотности тока) становится меньше. Но, тем не менее, I_c в достаточно широком диапазоне магнитных полей ($H < 1000$ Э) оказывается больше, чем у сверхпроводящей пленки без магнита.

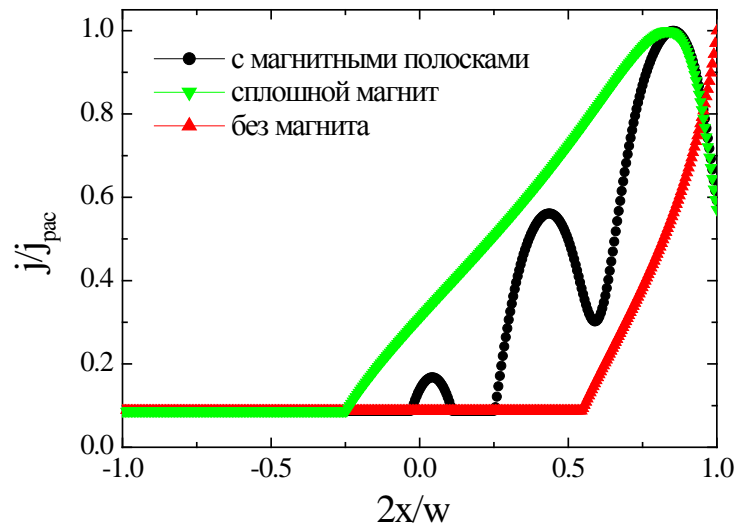


Рисунок 12. Распределение плотности тока в сверхпроводящей пленке при $I=I_c$ и $H=200$ Э для разных типов гибридных структур.

Таким образом, в работе показано, что разбиение сплошного ферромагнетика на несколько полосок снижает эффект увеличения критического тока в гибридной структуре сверхпроводник-ферромагнетик, однако отличия не значительные в достаточно сильных магнитных полях (500-1000 Э). Ожидается, что в наклонных слабых магнитных полях ($H < 100$ Э) критический ток такой гибридной структуры будет слабо зависеть от магнитного поля и будет определяться критическим полем сверхпроводника без ферромагнетика при $H=0$.

5. Анализ трансформации спектра и намагниченности вихревых кластеров при увеличении числа вихрей

В этом разделе мы рассмотрим модификацию квазичастичного спектра многовихревой конфигурации при уменьшении расстояния между вихрями. Чтобы избежать излишней сложности рассмотрения, мы сосредоточимся сначала на случае, когда вихревая конфигурация состоит из двух вихрей, расположенных на расстоянии a , которое контролируется внешним магнитным полем.

Предполагается, что вихри ориентированы вдоль оси z , тогда в плоскости (xy) координаты сингулярностей фазы параметра порядка можно выбрать следующим образом $r_{1,2} = (\pm a/2, 0)$. Для квазичастиц, распространяющихся вдоль квазиклассических траекторий можно определить проекции углового момента $\mu = [r, k_F] \cdot z_0 = k_F r \sin(\theta_p - \theta)$ на ось вихря, расположенного в точке r_i . Если пренебречь туннелированием квазичастиц между вихрями, то волновая функция может быть представлена в виде суперпозиции состояний, локализованных на различных вихрях с энергиями:

$$\varepsilon_{v1} = -\omega[\mu - (k_{\perp} a / 2) \sin \theta_p],$$

$$\varepsilon_{v2} = -\omega[\mu + (k_{\perp} a / 2) \sin \theta_p].$$

Рассмотрим окрестность точки вырождения спектра, например, $\theta_p = 0$. Траектория с углом ориентации $\theta_p \leq \xi/a$ проходит через коры обоих вихрей, и поэтому трансформация спектра за счет перекрытия волновых функций может быть найдена в рамках стандартной теории возмущений для почти вырожденной двухуровневой системы:

$$(\varepsilon - \varepsilon_{v1})(\varepsilon - \varepsilon_{v2}) = (\delta\varepsilon)^2, \quad (5.1)$$

Трансформация спектра (5.1) приводит к расщеплению изоэнергетических линий на плоскости $\mu - \theta$ в окрестности точки вырождения спектра ($\theta_p = 0$ в нашем случае).

$$\omega\mu = -\varepsilon \pm \sqrt{\omega^2 (k_F a / 2)^2 \theta_p^2 + (\delta\varepsilon)^2}. \quad (5.2)$$

Туннелирование квазичастиц между вихрями определяется экспоненциально малым перекрытием волновых функций, локализованных в окрестности коров, таким образом, что расщепление уровней энергии определяется фактором $\delta\varepsilon: \Delta_0 \exp(-a/\xi)$. Таким образом, оценка расщепления $\delta\mu$; $\delta\varepsilon/\omega$ изоэнергетических линий на плоскости (μ, θ_p) имеет вид:

$$\delta\mu \sim k_F \xi \exp(-a/\xi) \quad (5.3)$$

Приведенное выше рассмотрение справедливо в случае, когда изменение спектра за счет перекрытия волновых функций не слишком велико. Это означает, что вихри не должны быть

расположены слишком близко, то есть мы имеем ограничение на расстояние между вихрями $a \geq \xi$. Расщепление квазиклассических орбит растет по мере уменьшения a и орбиты $b = \pm(a/2)\sin\theta_p$, соответствующие двум изолированным вихрям, переходят в две линии $\mu = \pm\mu_0$, соответствующие двух-квантовому вихрю.

При больших расстояниях $a \geq \xi$ расщепление квазиклассических орбит в точках вырождения спектра мало. Начиная с некоторого расстояния необходимо учитывать туннелирование Ландау–Зинера между классическими орбитами (μ, θ_p) плоскости, вероятность которого определяется следующим образом:

$$W = \exp\left(-4\text{Im}\int_0^{i\theta_p^*} \mu(\theta_p) d\theta_p\right), \quad (5.4)$$

где $\theta_p^* = 2\delta\varepsilon / (\omega k_\perp a)$ и $\mu(\theta_p)$ находится из уравнения (5.2) с нижним знаком. В результате получаем следующее выражение для вероятности туннелирования между квазиклассическими орбитами:

$$W = \exp(-2\pi(\delta\mu / \Delta\mu)^2), \quad (5.5)$$

где $\Delta\mu = \sqrt{k_\perp a}$ – квантово-механическая неопределенность углового момента. Таким образом, туннелированием между квазиклассическими орбитами можно пренебречь, если $\delta\mu \gg \Delta\mu$.

Изложенные выше результаты для системы двух вихрей могут быть непосредственным образом обобщены на систему M вихрей. В этом случае мы имеем M квазиклассических орбит на плоскости (μ, θ_p) . Расстояние между орбитами в точках вырождения, то есть при таких значениях параметров, когда траектория проходит через несколько вихрей одновременно, зависит от расстояния между соответствующими вихрями. Дискретные уровни энергии могут быть получены с помощью правила квантования Бора-Зоммерфельда для канонически сопряженных переменных μ и θ_p :

$$\int_0^{2\pi n_\theta} \mu(\theta_p) d\theta_p = 2\pi(n + \eta), \quad (5.6)$$

где n и n_θ – целые числа, $2\pi n_\theta$ – период функции $\mu(\theta_p)$ ($1 \leq n_\theta \leq M$), а η – некоторое число порядка 1. Заметим, что период $\mu(\theta_p)$ может быть больше, чем 2π ($n_\theta > 1$), если нельзя пренебречь переходами Ландау–Зинера между некоторыми орбитами. В зависимости от отношения $\delta\mu(a_{ij}) / \Delta\mu$ правило квантования (5.6) должно применяться к орбитам $\mu_i(\theta_p)$ или $\mu_i^*(\theta_p)$. В интервале импульсов

$$k_F \sqrt{1 - [\min(a_{ij}) / a_c]^2} = |k_z| < k_F \quad (5.7)$$

расщепление изоэнергетических линий несущественно, поскольку $\delta\mu(a_{ij}) = \Delta\mu$. Поэтому уравнение (5.6), примененное к орбитам $\mu_i(\theta_p)$, определяет спектр Кароли – де Жена – Матрикона, характеризующийся минищелью на уровне Ферми $\omega_0/2 = \omega(k_z=0)/2$. В случае $\min(a_{ij}) > a_c$ ответ Кароли – де Жена – Матрикона справедлив во всем интервале импульсов квазичастиц. Если же вихри образуют кластер, появляется некоторый интервал импульсов $|k_z| < k_z^*$,

$$k_z^* = k_F \sqrt{1 - [\min(a_{ij}) / a_c]^2}, \quad (5.8)$$

где квазичастичное туннелирование между вихрями приводит к качественной перестройке спектра. В этом случае спектр может быть получен применением правила квантования (5.6) к модифицированным орбитам $\mu_i^*(\theta_p)$:

$$\varepsilon_{ni}(k_z) \approx \frac{\Delta_0}{\xi} \left[\frac{n + \zeta}{k_\perp} + b_i(r_1, \dots, r_M) \right], \quad (5.9)$$

где $i = 1, \dots, M$. Легко видеть, что спектр (5.9) переходит в спектр многоквантового вихря в пределе $a_{ij} \rightarrow 0$, когда $b_i \sim \xi$. Значения эффективных прицельных параметров $b_i(r_1, \dots, r_M)$ определяются геометрией и размерами вихревого кластера.

Приведенные выше рассуждения показывают, что туннелирование между вихрями в кластере оказывается существенным при условии $a < a_c = \xi \ln k_F \xi$, что соответствует магнитным полям, которые могут быть в несколько раз меньше верхнего критического поля H_{c2} : $H_c \sim H_{c2} / \ln^2(k_F \xi)$. Таким образом, при полях, превышающих критическое поле H_c , квазичастицы более не локализованы на вихревых центрах и получают возможность двигаться по соответствующим циклотронным орбитам, что может, в свою очередь, привести к восстановлению квантовых осцилляций магнитного момента, характерных для нормального состояния и подавленных за счет сверхпроводящей щели в спектре возбуждений.

6. Расчет спектра вихрей, захваченных на протяженных дефектах, определение силы пиннинга, вычисление подвижности вихревых линий на конечной частоте. Решение задачи рассеяния на примесном центре для квазичастичных мод.

В рамках работ по данному пункту государственного контракта была теоретически изучена электронная структура вихревых линий, захваченных на протяженных дефектах в сверхпроводниках второго рода. Подход основан на решении микроскопических уравнений Боголюбова – де Жена. Предполагается, что дефект представляет собой идеальный непроводящий цилиндр с радиусом a , на поверхности которого происходит нормальное отражение квазичастиц, а ось цилиндра совпадает с осью вихревой линии. Для траекторий с малым прицельным параметром $|b = -\mu/k_F| < a$ в спектре подщелевых возбуждений появляется новая ветвь $\varepsilon_s(b)$, энергия локализованных состояний на которой убывает с увеличением прицельного параметра траектории (см. Рисунок 13). Здесь μ обозначает угловой момент квазичастиц. Данные подщелевые состояния возникают из-за ненулевой разности фаз сверхпроводящего параметра порядка, набегавшей вдоль траектории при отражении квазичастиц от поверхности цилиндра. В отличие от вихря в однородном сверхпроводнике, эта разность фаз в общем случае не равна нулю, а получающийся спектр аналогичен спектру подщелевых возбуждений в джозефсоновском контакте. В области прицельных параметров порядка радиуса цилиндра a , данный спектр трансформируется в аномальную ветвь $\varepsilon_0(\mu)$, характеризующую вихрь Абрикосова в однородном сверхпроводнике. Таким образом, из-за нормального рассеяния на поверхности дефекта качественно изменяется электронная структура вихря Абрикосова: в спектре возбуждений квазичастиц возникает минищель, размер которой растет с увеличением радиуса дефекта a [3]. Величина минищели Δ_m определяется энергией аномальной ветки спектра Кароли-де Жена-Матрикона (CdGM) в вихре Абрикосова $\varepsilon_0(\mu) \approx -\mu\Delta_0/k_F\xi$ и угловым моментом квазичастиц $|\mu| = \mu_a = k_F a$ с прицельным параметром равным радиусу цилиндра ($|b| = a$): $\Delta_m \approx 2\varepsilon_m = 2\varepsilon_0(\mu_a)$. Появление минищели $\Delta_m \gg T$ приводит к подавлению плотности состояний на уровне Ферми и препятствует спектральному переносу возбуждений через сверхпроводящую щель Δ_0 , т.е. несмотря на присутствие вихря в сверхпроводнике диссипации внешнего тока \vec{j} не возникает. С макроскопической точки зрения отсутствие диссипации означает, что вихрь неподвижен, а вихревая нить закреплена в полости. Отметим, что в случае одноквантового вихря минищель в спектре образуется при любом значении радиуса a . Это означает, что при низких температурах T одноквантовый вихрь захватывается полостью любого радиуса, а величина минищели служит грубой оценкой энергии пиннинга: $U_p \approx \Delta_m \sim a/\xi$.

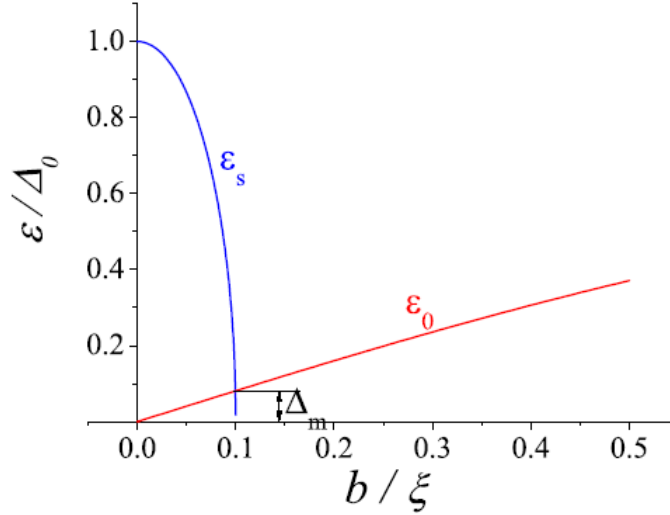


Рисунок 13. Энергетический спектр подщелевых состояний квазичастиц в вихре, запиннигованном на цилиндрическом дефекте ($a = 0.1\xi_0$, $\xi_0 = \hbar V_{\perp} / \pi \Delta_0$, $k_z = 0$).

Изменение механизма пиннинга при уменьшении размера дефекта приводит к качественному изменению и процесса срыва вихря с протяженных дефектов малого радиуса внешним током: «уходу» вихря с центра пиннинга предшествует образование связанного состояния, при котором вне полости формируется пара вихревых структур с противоположным направлением циркуляции фазы. Для анализа процесса срыва вихря с бесконечной вдоль оси z цилиндрической полости радиуса $a < \xi$ под действием сверхтока $\vec{j} = j\vec{x}_0 = en_s\vec{V}$ использовался модельный вид спектра квазичастиц $\varepsilon(\mu)$ в одноквантовом вихре, захваченном полостью:

$$\varepsilon(\mu) / \Delta_0 = \begin{cases} -\chi(\mu), & |\mu| < \mu_a \\ -\hbar\omega_0\mu, & |\mu| \geq \mu_a \end{cases}$$

где величина $\hbar\omega_0 = \Delta_0 / k_F \xi$ определяет интервал между уровнями энергии в CdGM ветке, а $\chi(\mu) = \text{sign } \mu$. Внешний сверхток \vec{j} вызывает доплеровский сдвиг уровней энергии $\varepsilon_d = (\vec{p} \cdot \vec{V})$ ($\varepsilon(\mu, \theta) = \varepsilon(\mu) + \varepsilon_d(\mu, \theta)$), где импульс $\vec{p} = p_F (\cos \theta_p, \sin \theta_p)$ определяется углом ориентации θ_p квазиклассической траектории. Доплеровский сдвиг ε_d максимален, если квазичастица движется вдоль сверхтока ($\theta_p = 0, \pi$) не рассеиваясь на дефекте ($|\mu| \geq \mu_a, \theta_r = \theta_p$). При превышении сверхскоростью критического значения $V_L = \Delta_m / p_F \approx \Delta_0 a / p_F \xi$, минищель в спектре исчезает, и появляются состояния на уровне Ферми. Соответствующее значение плотности тока $j_L = en_s V_L$ выражается через плотность тока распаривания j_d следующим образом:

$$j_L = 3\sqrt{3} j_d (a / \xi) \ll j_d$$

Выполненные в квазиклассическом приближении для $T \rightarrow 0$ расчеты показали, что при $V > V_L$ происходит качественное изменение распределения параметра порядка $\tilde{\Delta}(r, \theta) = |\tilde{\Delta}| e^{i\phi}$ в окрестности полости $r \sim a \ll \xi$: в точке S на расстоянии $u = V / \omega_0$ от центра полости возникает особенность распределения фазы $\phi(r, \theta)$. Циркуляция фазы ϕ изменяется на 2π при обходе по контуру вокруг точки S, что означает образование в точке S особенности с той же завихренностью, что и исходный вихрь, захваченный полостью. Кроме этого, на расстоянии $r = 2a / \sqrt{3}$ от центра полости формируется распределенная область, в которой параметр порядка $\tilde{\Delta}$ обращается в нуль, а циркуляция фазы ϕ вокруг этой области равна -2π . Другими словами, при $V > V_L$ внешний сверхток \vec{j} индуцирует вне полости связанное вихревое состояние в виде пары вихрь-антивихрь.

Появление при $V > V_L$ состояний на уровне Ферми означает существование для $\varepsilon = 0$ в плоскости (μ, θ_p) квазиклассических орбит

$$\mu(\theta_p) = \begin{cases} \pm \mu_a, \\ -\varepsilon / \hbar \omega_0 + k_F u \cos \theta_p, & |\mu| \geq \mu_a, \end{cases}$$

которые показаны на Рисунке 14. Разрушение связанного состояния происходит, если скорость сверхтока настолько велика, что необходимо учитывать влияние туннелирования Ландау-Зенера между орбитами в окрестности $\theta_p \approx \pm \pi / 2$ или рассеяние на примесях. В чистом случае, используя принцип неопределенности $\Delta\mu \Delta\theta \sim 1$ легко найти, что $\Delta\mu \sim \sqrt{k_F u}$. Полагая, что туннелирование Ландау-Зенера существенно, если $\Delta\mu > \mu_a$, можно оценить критическую скорость V_p , превышение которой должно означать разрушение связанного вихревого состояния в окрестности полости: $V_p > k_F \omega_0 a^2$. Соответствующее значение сверхтока $j_p = en_s V_p$ определяет величину тока депиннинга вихря с цилиндрического дефекта с размером $a \ll \xi$:

$$j_p = 3\sqrt{3} j_d (k_F a) (a / \xi) \gg j_L ..$$

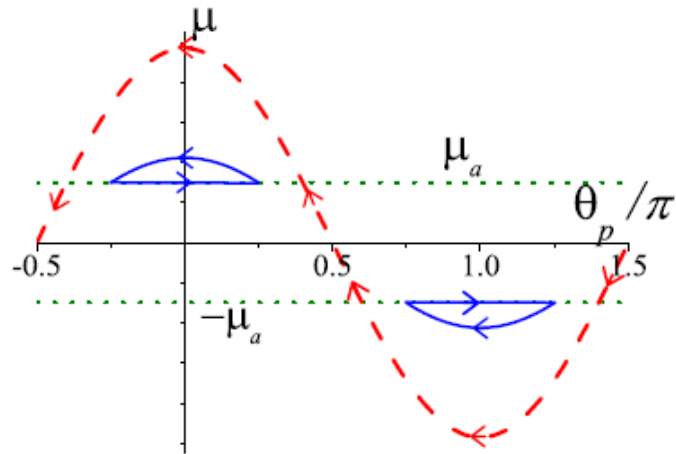


Рисунок 14. Схематическое изображение квазиклассических орбит $\mu(\theta_p)$, соответствующих состояниям на уровне Ферми $\varepsilon = 0$ для $V_L < V < V_p$ (сплошная) и для $V > V_p$ (пунктир). Стрелками показано направление прецессии квазиклассической траектории по орбитам, описываемое уравнением Гамильтона $\hbar \partial \theta_p / \partial t = \partial \varepsilon / \partial \mu$.

Таким образом показано, что пиннинг вихря Абрикосова на протяженном цилиндрическом дефекте связан с формированием минищели Δ_m в спектре возбуждений квазичастиц. Предложена микроскопическая модель депиннинга вихря с цилиндрической полости с радиусом меньшим длины когерентности под влиянием внешнего тока \vec{j} , в соответствии с которой срыв вихря с центра пиннинга происходит в два этапа. На первом этапе ($j_L < j < j_p$) в окрестности дефекта возникает пара вихрей противоположного направления. Дальнейшее увеличение тока приводит при $j > j_p$ к разрушению связанного состояния и формированию свободно движущегося вихря.

7. Разработка и изготовление многослойных отражательных масок для нанолитографа.

В настоящее время признано, что проекционная ЭУФ (экстремальное ультрафиолетовое излучение) литография на длине волны $\lambda=13,5$ нм является наиболее рентабельной для массового изготовления современных интегральных схем. И хотя есть еще ряд не решенных технических проблем, ожидается, что по этой технологии начнется производство микросхем с минимальными размерами элементов 32-22 нм в течение следующих трех лет (2012-2014 гг) [4]. В перспективе размеры элементов могут быть уменьшены до 10 нм, а при дальнейшем уменьшении рабочей длины волны излучения до $\lambda=6,7$ нм – и до 8 нм.

Принцип работы проекционной фотолитографии заключается в том, что изображение маски (шаблона), например, топологии микросхемы с помощью проекционного объектива с уменьшением передается на подложку с фоторезистом. При этом для традиционной фотолитографии шаблон представляет собой прозрачную для рабочей длины волны подложку, на которой сформирован рисунок, не пропускающий излучение. Облучение маски производится с обратной стороны от рисунка. В рамках данной работе была разработана технология, изготовлена и изучена маска, предназначенная для станда ЭУФ литографа, разработанного в ИФМ РАН [5].

При разработке масок для ЭУФ литографии необходимо учитывать особенности взаимодействия излучения этого диапазона с веществом, ключевыми из которых являются: сильное поглощение (типичные глубины поглощения лежат в диапазоне десятков – сотен нанометров) и низкая рефракция (показатель преломления близок к единице) [6]. Исходя из этих ограничений конструктивно-технологические особенности масок для ЭУФ литографии базируются на принципах, основными из которых являются:

1. Маски могут быть только отражательного типа. Топологический рисунок микросхемы из материала хорошо поглощающего излучение с длиной волны 13,5 нм наносится поверх зеркального покрытия.
2. Отражающее ЭУФ излучение покрытие представляет собой многослойную интерференционную структуру (брэгговский отражатель). Для длины волны 13,5 нм – это Mo/Si структура с числом периодов около 40 и величиной периода (бислоя) около 7 нм (примерно половина длины волны).
3. Исключительно высокие требования к дефектности масок, не более 0,003 дефекта с размером, превышающим 30 нм на одном квадратном сантиметре.
4. Минимальный размер топологического элемента на маске составляет 100 нм.

В рамках проекта разрабатывалась экспериментальная маска, основной целью которой была проверка предельной разрешающей способности нанолитографа и изучение пространственного разрешения фоторезистов. Поэтому основное внимание уделялось геометрическим характеристикам топологических элементов (ширина и шероховатость края полос

(*LER*) и надежному подавлению излучения с длиной волны 13,5 нм слоем-абсорбером. Разработка маски включала следующие основные этапы:

1. Выбор материалов и структуры (число периодов и соотношение толщин слоев в периоде) интерференционного зеркала, обеспечивающего максимальный коэффициент отражения на рабочей длине волны.
2. Выбор материала поглощающего слоя, обеспечивающего максимальное поглощение излучения с рабочей длиной волны при минимальной толщине. Материал должен быть достаточно «стойким», с точки зрения проведения над ним различных литографических операций (напыление, травление в растворителях и кислотах, плазмо-химическое травление и др.) и обеспечивать требуемый уровень шероховатости края топологического рисунка.
3. Разработка технологии формирования рисунка в поглощающем слое.
4. Физическая реализации маски и аттестация отражательных свойств и характеристик рисунка (ширина и *LER*).

В качестве отражающей многослойной структуры была выбрана пара Mo/Si, обладающая наибольшими коэффициентами отражения на длине волны 13,5 нм, до 69-70% [7].

Одним из основных критериев при выборе материала поглощающего слоя является сильное поглощение излучения с длиной волны 13,5 нм. В таблице 1 приведены расчетные значения глубин проникновения излучения 13,5 нм при падении под углом $\theta=8^\circ$ от нормали к поверхности маски (угол падения в реальном нанолитографе) для ряда наиболее перспективных материалов. Обозначения в таблице h_{ex} и h_z соответствуют толщинам поглощающей пленки, пропускание которой падает в e -раз или составляет 3%, соответственно. Присутствие Al в этой таблице, несмотря на малый заряд ядра, объясняется резонансным поглощением излучения в области за L-краем поглощения ($\lambda_{Lab}=17$ нм). Как видно из таблицы, наибольшее поглощение имеют никель и золото. Удовлетворительным сочетанием свойств обладает тантал (высота структуры менее 0,1 мкм, соответственно аспектное отношение на маске менее 1). С учетом развитой в ИФМ РАН технологии формирования танталовых наноструктур, в частности они показывают низкую шероховатость края линии при плазмо-химическом травлении, на данном этапе этот материал был выбран в качестве поглощающего слоя.

Таблица 1. Глубины проникновения излучения с длиной волны 13,5 нм при падении под углом $\theta=8^\circ$ h_{ex} (интенсивность падает в e -раз) и толщина поглощающей пленки, пропускание которой составляет 3% h_z для ряда наиболее перспективных материалов.

Материал	Cr	Ni	W	Au	Ta	Al
h_{ex} , мкм	0,0273	0,0146	0,0322	0,0205	0,0260	0,0359
h_z , мкм	0,096	0,051	0,113	0,072	0,091	0,125

Технологию изготовления маски на стадии формирования рисунка (наноструктуры), разработанную в рамках проекта иллюстрирует Рисунок 15. После нанесения на многослойное Mo/Si зеркало медного подслоя (стоп-слой) толщиной 15 нм и слоя тантала (поглотитель) 90 нм на структуру наносится электронный резист (типичная толщина 100 нм). Далее с помощью электронной литографии формировался «скрытый» рисунок маски (Рисунок 15(а)). Засвеченный фоторезист убирался с помощью жидкого проявителя. Далее поверх структуры напылялся слой Sc толщиной 20 нм (Рисунок 15(б,в)). Далее остатки фоторезиста вместе со Sc взрывались (lift-off технология) в ультразвуковой ванне (Рисунок 15(г)). На завершающем этапе происходило плазмохимическое травление Ta и Sc (Рисунок 15(д)). Так как скорость травления Sc была существенно меньше скорости травления Ta, то открытый тантал стравливался полностью, а под скандием был защищен. После этого химически удалялись остатки меди и скандия (Рисунок 15(е)).

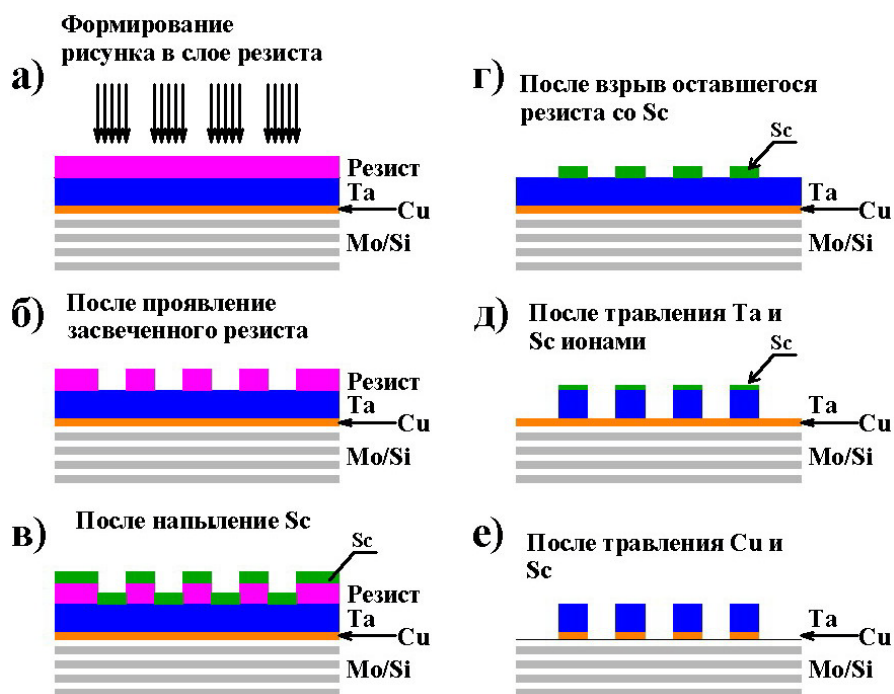


Рисунок 15. Технология формирования рисунка маски с помощью электронной литографии и технологий вакуумного нанесения тонких пленок и плазмохимического травления.

Фотография изготовленной по этой технологии маски приведена на Рисунке 16. Она состоит в общей сложности из 48 идентичных фрагментов, сформированных на различных участках маски. Электронно-микроскопическое изображение фрагмента приведено на Рисунке 17. Топология рисунка представляет собой систему полос различной ширины и высоты. Ширина изменялась от 0,14 до 20 мкм, высота – от 30 до 100 мкм. Такая структура маски решает несколько задач одновременно. Во-первых, позволяет оценить как предельное разрешение нанолитографа, до 28 нм на фоторезисте, так и сформировать полосы с максимальной шириной 4 мкм, что значительно ускоряет поиск плоскости изображения проекционного объектива. Это связано с тем, что при формировании полос шириной 30 нм глубина фокуса не превышает 100 нм, в то время для

структур 4 мкм, она составляет почти 10 мкм. Во-вторых, широкие полосы позволяют обнаружить наличие наноструктуры с помощью оптического микроскопа, а их высота, даже идентифицировать их ширину. После обнаружения рельефа в фоторезисте в оптическом микроскопе, образец будет изучаться уже более сложными методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии. В-третьих, искажение изображения фрагментов, расположенных в различных областях маски позволит оценить поле зрения проекционного объектива, т.е. ту область маски, которая изображается с помощью объектива без искажений. Это так же позволит сопрячь (отъюстировать) плоскости маски и пластины с фоторезистом.

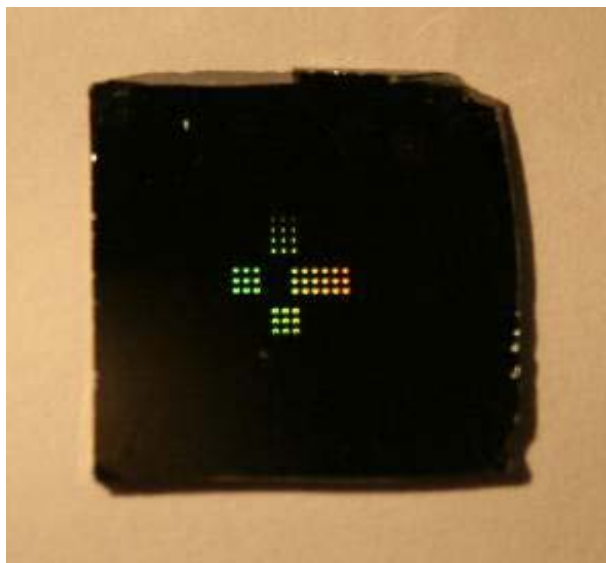


Рисунок 16. Фотография изготовленной маски. Появившийся цвет рисунка объясняется дифракцией света на сформированных наноструктурах.

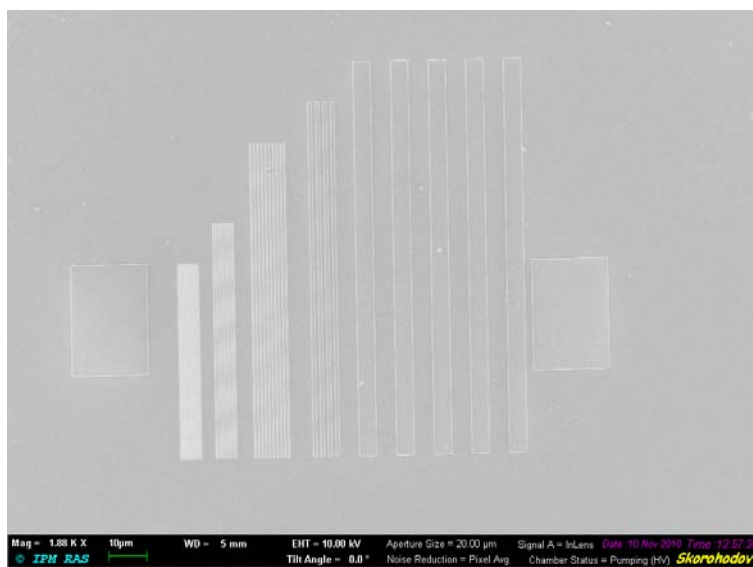


Рисунок 17. Электронно-микроскопическое изображение фрагмента с полосами различной ширины и высоты, который мультиплицировался по поверхности маски (в общей сложности 48 фрагментов).

После изготовления маски изучались ее основные характеристики: спектральная зависимость коэффициента отражения излучения в окрестности рабочей длины волны 13,5 нм, толщина танталового слоя и шероховатость краев линий различной ширины. Коэффициенты отражения маски в ЭУФ диапазоне измерялись на лабораторном рефлектометре, оснащённом решеточным монохроматором скользящего падения (спектральная ширина зондирующего пучка на полувысоте составляла 0,03 нм) [8]. На Рисунке 18 приведены измеренные спектральные зависимости коэффициентов отражения от маски, измеренные при угле падения 8° (рабочий угол в нанолитографе) в окрестности длины волны 13,5 нм. Верхняя кривая соответствует месту на маске, где отсутствует рисунок, нижняя – с рисунком. Потери коэффициента отражения во втором случае связаны с тем, что часть зондового пучка попадает на свободную, а часть на закрытую танталом поверхность Mo/Si зеркала.

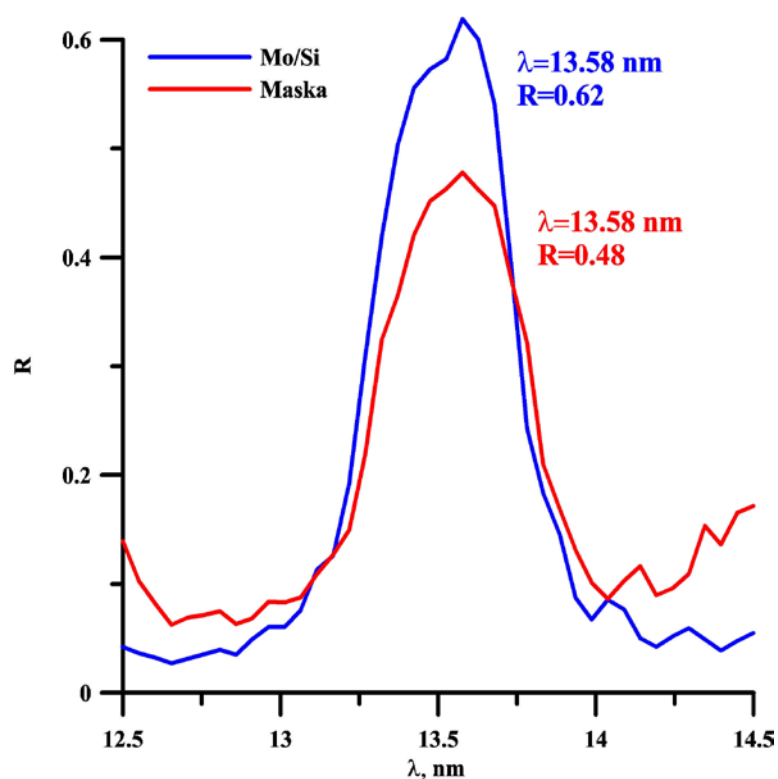


Рисунок 18. Спектральные зависимости коэффициентов отражения от маски, измеренные при угле падения 8° (рабочий угол в нанолитографе) в окрестности длины волны 13,5 нм. Верхняя кривая соответствует месту на маске, где отсутствует рисунок, нижняя – с рисунком.

Толщина слоя-поглотителя измерялась с помощью атомно-силового микроскопа и составила 80 нм, что близко к расчетному значению.

На Рисунках 19 и 20 слева приведены электронно-микроскопические изображения фрагментов маски с полосами шириной 140 и 500 нм. Справа даны восстановленные по этим изображениям профили краев линий. Корень квадратный из среднеквадратического отклонения профилей от линий составил $LER \approx 8-9$ нм для обеих ширин. Таким образом, разработанная технология позволяет изготавливать тестовые маски с шириной полос до 100 нм и

шероховатостью края $LER \approx 8-9$ нм, что с учетом уменьшения проекционной схемк5 полностью удовлетворяет требованиям, предъявляемым к маскам для проекционной ЭУФ литографии.

Наиболее сложно выполнимым требованием к маскам для ЭУФ литографии является допустимый уровень дефектов, который не должен превышать 1 дефекта с размером более 30 нм на площади 300 см^2 . На Рисунке 21 кружками отмечены подобные дефекты для созданной в рамках данной работы маски. Как видно из рисунка их плотность существенно выше, тем не менее, они не мешают проведению экспериментов по формированию наноструктур методом проекционной ЭУФ литографии, в частности изучению пространственного разрешения фоторезистов, совместной разработки ИФМ РАН и Института химии при ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород [9].

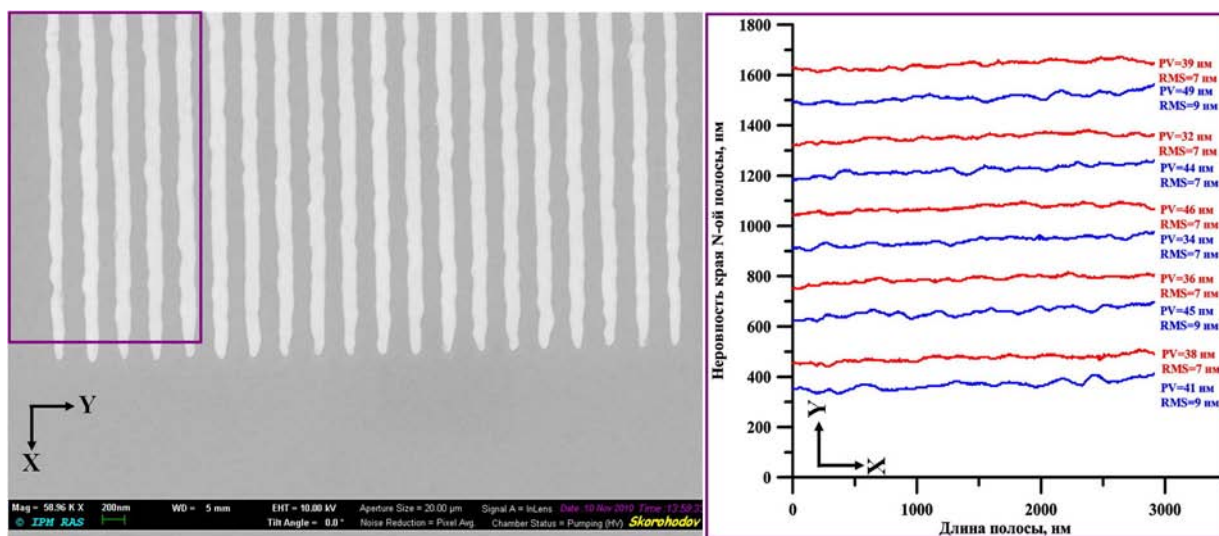


Рисунок 19. Электронно-микроскопическое изображение фрагмента маски с полосами шириной 140 нм. $LER=8-9$ нм.

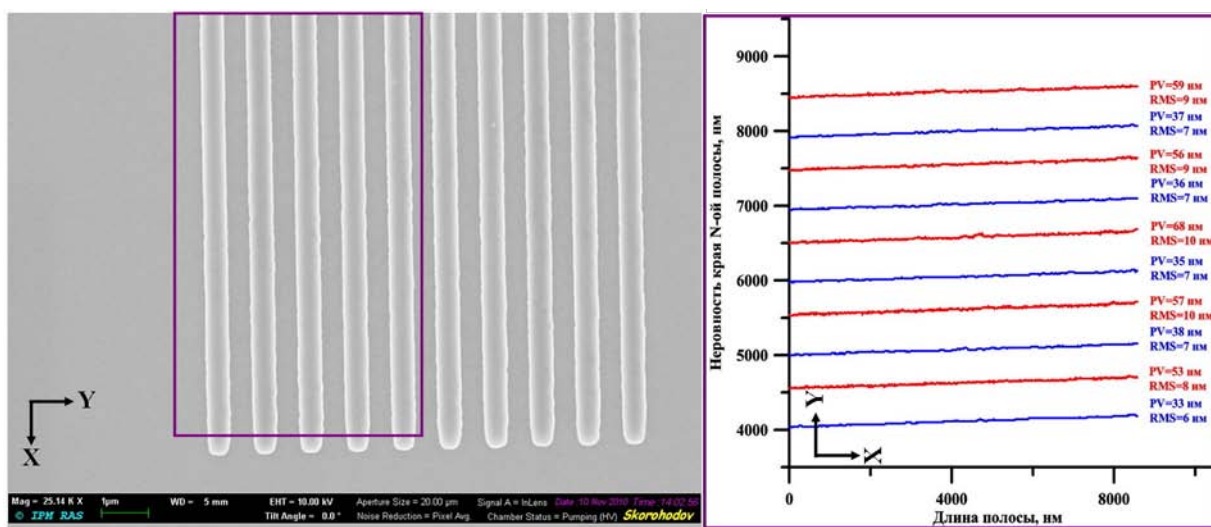


Рисунок 20. Электронно-микроскопическое изображение фрагмента маски с полосами шириной 500 нм. $LER=8-9$ нм.

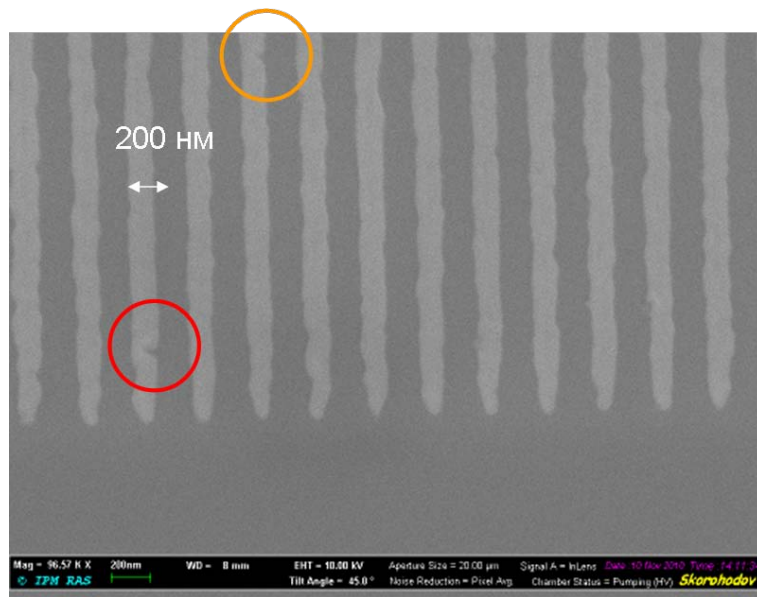


Рисунок 21. Электронно-микроскопическое изображение фрагмента маски с полосами шириной 140 нм. Кружками отмечены «критические» дефекты.

Таким образом, основными результатом данной работы стало:

впервые в России разработана технология и создана отражательная маска с многослойным покрытием, позволяющая изучать пространственное разрешение фоторезистов и решать другие задачи, связанные с формированием наноструктур методом проекционной ЭУФ литографии с разрешением вплоть до 27 нм (при коэффициенте уменьшения проекционной схемы $\times 5$).

8. Разработка источника ЭУФ излучения для стенда нанолитографа.

Опыт эксплуатации источника экстремального ультрафиолетового излучения на основе разборной рентгеновской трубки показал, что из-за выделения значительного потока энергии в виде видимого и ИК излучения, источником которого является термокатод рентгеновской трубки, а так же из-за энергии рассеянных электронов, наблюдается значительный нагрев оптических элементов. В результате температурного расширения материалов происходит разъюстировка оптической схемы. Для поддержания положения основных элементов оптической схемы в пространстве в пределах номинальных значений приходится непрерывно, с темпом примерно 1 раз в минуту или полминуты, подстраивать их положение с помощью пьезокерамических толкателей. Так как подстройка происходила дискретно, все это приводило к резкому падению изображающих свойств объектива. Проблема усугублялась еще и тем, что коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию излучения с длиной волны 13,5 нм (ЭУФ) невелик и составляет 3×10^{-6} (0,0003%) [10], что требует длительного времени набора необходимой дозы облучения пластины с фоторезистом.

Для решения этой проблемы на данном этапе был разработан лабораторный источник ЭУФ излучения на основе лазерной плазмы. Как было показано в ряде работ, например [11-13], при воздействии сфокусированных световых лазерных импульсов, генерируемых относительно маломощными твердотельными лазерами, на твердую мишень, плотности мощности в диапазоне $10^{10} - 10^{12}$ Вт/см², возникает плазма, которая генерирует коротковолновое излучение, простирающееся до нанометровых длин волн и позволяющее решать задачи спектроскопии и метрологии в лабораторных условиях. В [13] была измерена абсолютная эмиссионная способность подобного источника в диапазоне длин волн 6 - 16 нм в зависимости от энергии лазерного излучения в импульсе. В экспериментах использовался лазер PRO-290-30 компании SPECTRA PHYSICS с характеристиками:

рабочая длина волны	532 нм (2-я гармоника Nd:YAG лазера)
длительность импульса	10 нс
диапазон энергий в импульсе	200-630 мДж
материал мишени	Au
диаметр пятна фокусировки	>20 мкм
частота следования импульсов	10 Гц

Золотая мишень была выбрана из соображений, что в отличие от легких материалов, в спектре излучения которых в значительном количестве присутствуют линии, золото в ЭУФ диапазоне производит квазимонохроматическое излучение благодаря переналожению большого числа линий $4d^{10} 4f^n \rightarrow 4d^9 4f^{n+1}$ переходов сильно ионизованных состояний. В окрестности длины волны 13,5 нм при оптимальных для генерации излучения в этом диапазоне размерах пятна на мишени

$63 \times 112 \text{ мкм}^2$ коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ЭУФ излучения в спектральной полосе 0,3 нм в телесный угол $\Omega = 2\pi$ страд составил $\eta = 5,9 \times 10^{-3}$ (0,59%). При энергии лазерного импульса $E = 400$ мДж это соответствует мощности ЭУФ излучения 2,4 мДж. Оптимальная плотность мощности для генерации излучения в данном диапазоне составила $5,6 \times 10^{11}$ Вт/см².

В нашем случае, оптическая система состоит из 5-ти отражающих элементов и свет собирается из телесного угла $\Omega = 1$ страд, данный источник излучения, в случае идеальных параметров оптической системы (коэффициенты отражения всех зеркал и маски составляют $R = 69\%$, резонансные длины волн излучения для всех зеркал совпадают, в схеме отсутствует виньетирование) обеспечивает скорость засветки T фоторезиста с чувствительностью $W = 5$ мЖд/см² на уровне

$$T = \frac{2\pi \cdot W}{E \cdot \eta \cdot \Omega \cdot R^5} = 85 \text{ импульсов / см}^2, \quad (8.1)$$

или около 10 секунд на засветку 1 квадратного сантиметра фоторезиста, что вполне достаточно для исследовательских целей и, даже, для мелкосерийного производства.

8.1. Описание лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения

Схема лазерно-плазменного источника, разработанного в рамках данного проекта приведена на Рисунке 22. В качестве источника лазерного излучения использовался твердотельный Nd:YAG лазер белорусской компании «СОЛАР ТИИ» LF117. Основные паспортные характеристики лазера следующие:

максимальная энергия на длине волны $\lambda = 1,064$ мкм (1-я гармоника)	800 мДж
максимальная энергия на длине волны $\lambda = 0,532$ мкм (2-я гармоника)	500 мДж
длительность импульса	10 нс
частота следования импульсов	10 Гц.

Часть излучения лазерного пучка, 8% по данным калибровки, отражается от стеклянной пластины (рисунок 22, поз. 2) и попадает в измеритель мощности (рисунок 22, поз. 3). Основной пучок через управляемую компьютером заслонку (рисунок 22, поз. 4) проходит далее через специальное отверстие в стене к нанолитографу. Пройдя через просветленные поворотные призмы (Рисунок 24, поз. 1 и 2), лазерный луч попадает в расширитель пучка (телескоп) (Рисунок 22, поз. 5 и Рисунок 24, поз. 3). На выходе расширителя мы имеем квазипараллельный пучок диаметром около 60 мм. Применение расширителя позволяет увеличить числовую апертуру фокусирующей линзы при сохранении длинного фокуса. Последнее необходимо, так как продукты эрозии мишени загрязняют поверхность окна, через которое лазерное излучение вводится в вакуумный объем. Загрязнение поверхности оптического ввода с одной стороны, уменьшает интенсивность

падающего на мишень лазерного излучения, а с другой – может привести к разрушению окна, поэтому его необходимо отодвигать как можно дальше от мишени. Расширенный пучок, проходя через линзу (Рисунок 22, поз. 6) (на Рисунке 24 ее не видно, так как она находится внутри трубы оптического ввода) фокусируется на мишени (Рисунок 22, поз. 7 и Рисунок 25). Излучение плазмы направляется на коллектор излучения (Рисунок 25, поз. 4).

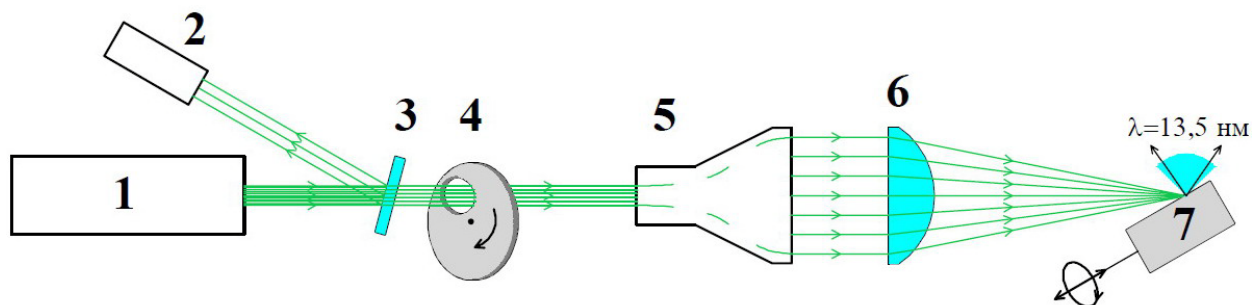


Рисунок 22. Схема лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения. 1 – Nd:YAG лазер, 2 – измеритель мощности лазерного излучения, 3 – полупрозрачная пластинка, 4 – электромеханическая заслонка, 5 – расширитель лазерного пучка, 6 – плоско-выпуклая линза, 7 – молибденовая мишень, совершающая вращательное и поступательное движения.

Мишень (Рисунок 25, поз. 1), представляет собой молибденовый цилиндр, установленный на ось шагового двигателя (Рисунок 25, поз. 2). После каждого выстрела лазерного излучения мишень поворачивается на 1 шаг. В линейных величинах это составляет 100 мкм. После завершения полного оборота мишени она, с помощью линейного транслятора (Рисунок 25, поз. 3), так же управляемого шаговым двигателем, перемещается на 100 мкм. Процесс повторяется. Практика показала, что такая система сканирования, когда лазерный луч каждый раз попадает в новое место, обеспечивает стабильность эмиссионных характеристик и снижает загрязнение оптики продуктами эрозии мишени.

Выбор в качестве материала мишени молибдена обусловлен его относительно малым для «тяжелых» материалов поглощением на длине волны 13,5 нм [14]. Причиной выбора этого критерия как основного является маленькое, 138,2 мм, расстояние между мишенью и коллектором (Рисунок 25, поз. 4).

В настоящее время лазерно-плазменный источник ЭУФ излучения установлен на нанолитограф и проводятся его испытания и аттестация основных технических характеристик.



Рисунок 23. Фотография стойки с лазером, светоделительной пластинкой, электро-механической заслонкой, измерителем мощности лазерного излучения и системой питания и охлаждения лазера.

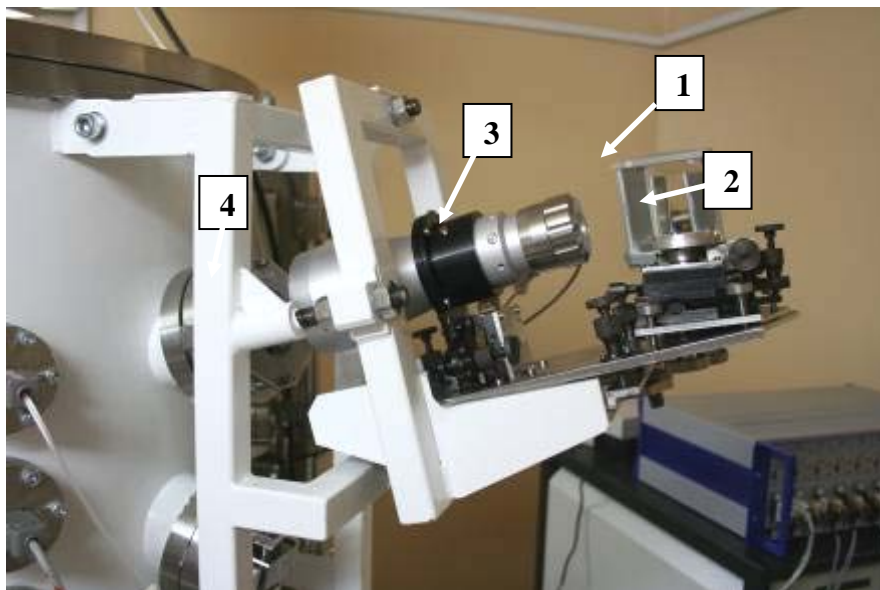


Рисунок 24. Фотография системы формирования и заводки лазерного излучения в нанолитограф. 1 и 2 – просветленные поворотные призмы, 3 – расширитель лазерного пучка, 4 – юстируемый

держатель фокусирующей линзы (линза находится внутри оптического вода излучения в вакуумный объем).

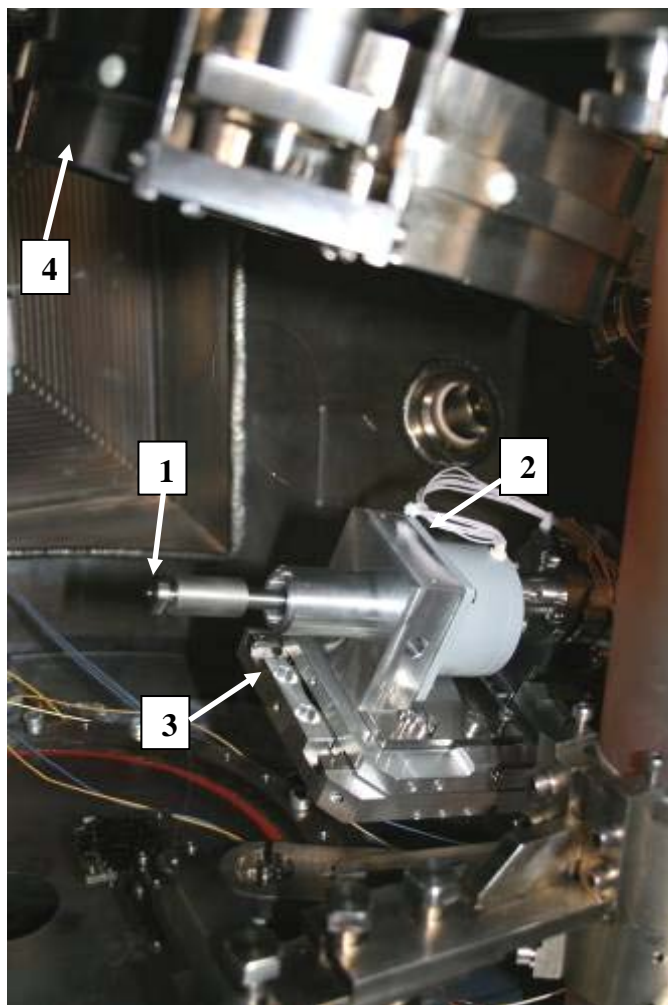


Рисунок 25. Фотография мишени, установленной в нанолитографе. 1 – молибденовая мишень, 2 – шаговый двигатель, 3 – линейный транслятор, 4 – коллектор.

8.2. Изучение размера пятна фокусировки

Ключевой характеристикой лазерно-плазменного источника коротковолнового излучения, во многом определяющей интенсивность излучения, является размер пятна фокусировки. В данной работе измерение размеров пятна при работе лазера на длине волны 0,532 мкм производилось методом цифровой фотографии пятна фокусировки при работе лазера в режиме свободной генерации. Фотография пятна и результат обработки приведены на Рисунке 26. Минимально полученный на данный момент размер пятна составил $\times 0,35 \text{ мм}^2$. В нашем случае максимальная плотность мощности на мишени при энергии лазерного излучения в импульсе 400 мДж составила $2,1 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$, что примерно в 27 раз ниже оптимального уровня.

При работе с излучением первой гармоники лазера, $\lambda=1,064 \text{ мкм}$, размер пятна фокусировки определялся по отпечатку пятна эрозии на мишени. Минимальный размер пятна составил

$0,35 \times 0,55 \text{ мм}^2$. Соответственно, при крейсерской энергии в импульсе лазерного излучения $E=500$ мДж, плотность мощности на мишени составляет $2,6 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$.

Увеличенный размер пятна фокусировки по сравнению с оптимальным значением приводит как к падению коэффициента конверсии энергии лазерного пучка в ЭУФ излучение, так и к дополнительному загрязнению коллектора продуктами эрозии мишени. Для контроля загрязнения на коллектор устанавливается маленькое многослойное зеркало - свидетель половина которого закрыта. На Рисунке 27 приведены спектральные зависимости коэффициентов отражения в закрытой и открытой (подвергнутой загрязнению) областях. Число лазерных импульсов составило $N=6928$. Видно, что коэффициент отражения упал на 7%, что соответствует появлению на поверхности пленки слоя молибдена толщиной 11,3 нм. Тем не менее, как будет показано ниже, такой темп загрязнения позволяет проводить эксперименты по нанолитографии.

Для повышения эффективности литографического процесса необходимо уменьшать размер пятна фокусировки. Для решения этой задачи были изучены причины, приводящие к увеличению диаметра пятна фокусировки. С этой целью с помощью программы ZEMAX, позволяющей проводить расчеты сколь угодно сложных оптических систем, было проведено моделирование влияния aberrаций плоско-выпуклой линзы, наклона линзы по отношению к оси пучка и наличия в оптической системе плоско-параллельного окна на размер пятна фокусировки. Рассматривался случай фокусировки плоского фронта. Оптическая схема фокусировки и ввода лазерного излучения в вакуумный объем приведена на Рисунке 28. На Рисунках 29 и 30 приведены графики показывающие количество энергии, попадающее в круг с центром в точке попадания главного луча в зависимости от радиуса этого круга от угла наклона линзы к оси пучка. Графики подбирались варьированием фокусного расстояния таким образом, чтобы 50% энергии попало в пятнышко минимального радиуса. Справа приведены изображения пятен. Графики с литерой а) соответствуют наклону ϑ с литерой б) – 2° и с литерой в) – 5° . Рисунок 29 соответствует параксиальному случаю фокусировки, диаметр линзы 12 мм. Рисунок 30 – реальной ситуации с диаметром линзы 48 мм

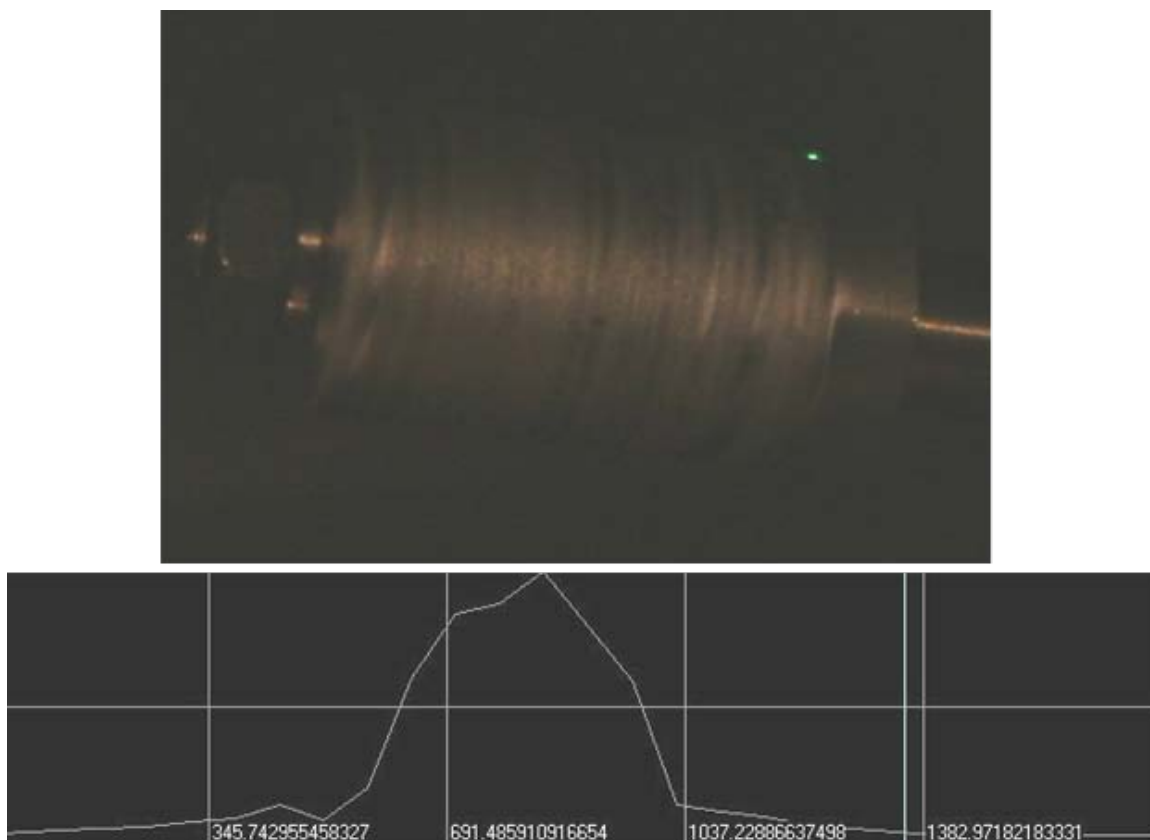


Рисунок 26. Фотография мишени с пятном фокусировки лазера (сверху) и сечение пятна по большой оси эллипса (внизу). Линейные размеры приведены в микрометрах.

По результатам расчетов, аналогичных приведенным на Рисунках 29 и 30, были построены графики зависимости радиуса фокусного пятна от угла наклона линзы. Пример такой зависимости для линзы диаметром 48 мм приведен на Рисунке 31.

Расчеты показали, что плоскопараллельная пластина (окно) и ее закос относительно оси пучка не влияет заметным образом на размер пятна фокусировки.

Зависимость оптимального фокусного расстояния и размеров пятнышка от закоса линзы с диаметром 48 мм приведены в таблице 2.



Рисунок 27. Спектральная зависимость коэффициентов отражения Mo/Si многослойного зеркала. Верхняя кривая соответствует закрытой области, нижняя - открытой (подвергнутой загрязнению).

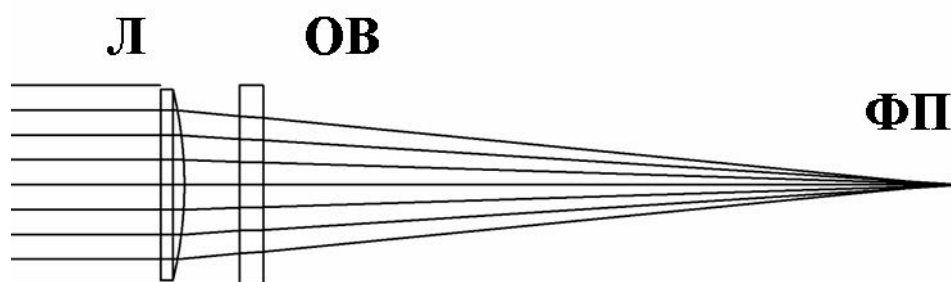


Рисунок 28. Оптическая схема фокусировки и ввода лазерного излучения в вакуумный объем. Л – плоско-выпуклая линза с номинальным фокусным расстоянием $F=190$ мм, ОВ – оптический ввод, представляющий собой плоскопараллельную пластину толщиной 6 мм, ФП – фокальное пятно.

Таблица 2. Зависимость размера пятна фокусировки и фокусного расстояния линзы от угла закоса линзы по отношению к оси лазерного пятна.

Закос, градусы	Фокусное расстояние, мм	Радиус пятнышка, мкм
0	194,5	140
1	194,6	155
2	194,8	170
3	195,0	180
4	195,2	200
5	195,4	215

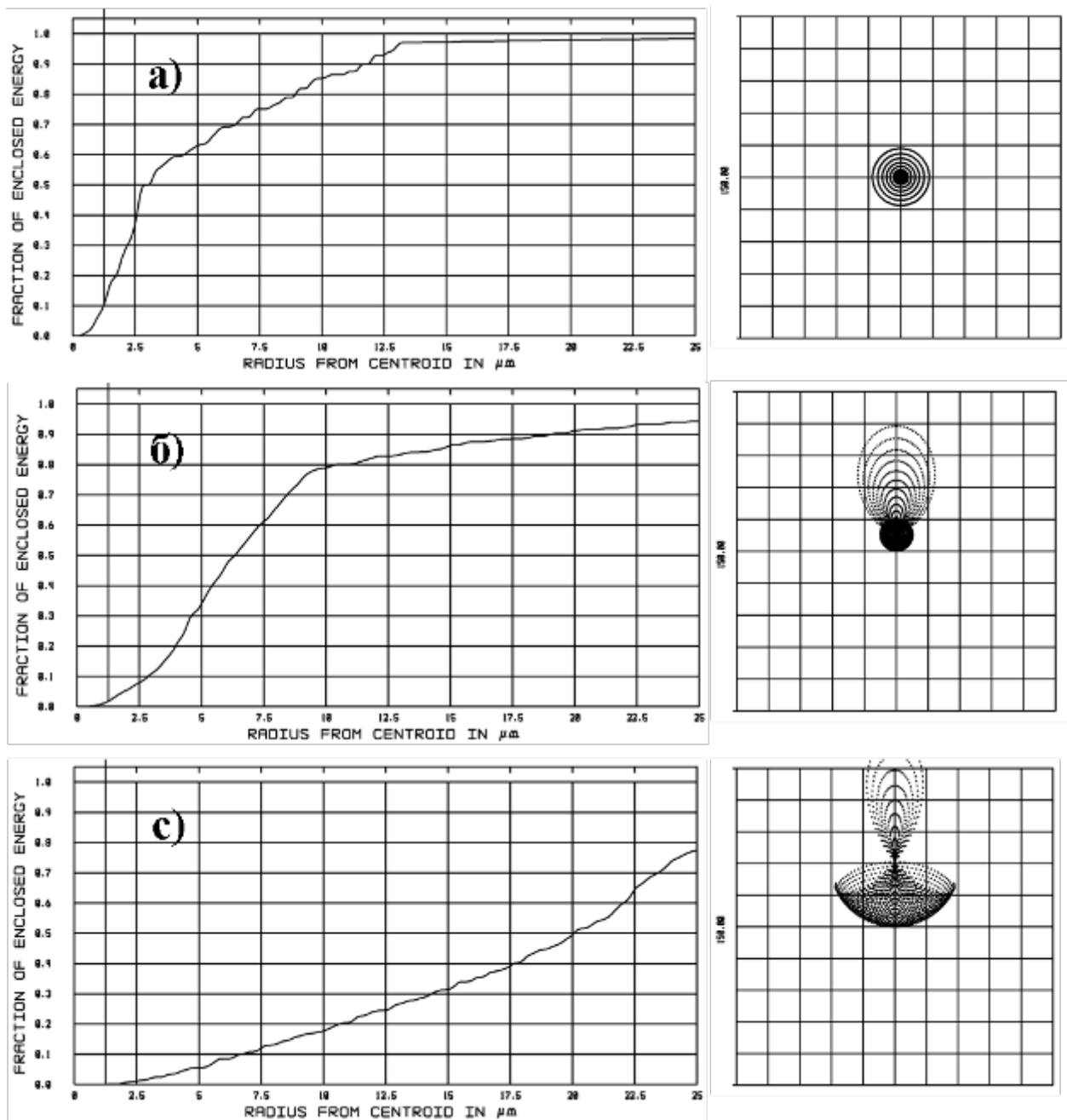


Рисунок 29. Графики (слева) показывающие количество энергии, попадающее в круг с центром в точке попадания главного луча в зависимости от радиуса этого круга от угла наклона линзы к оси пучка. Графики подбирались варьированием фокусного расстояния таким образом, чтобы 50% энергии попало в пятнышко минимального радиуса. Графики с литерой а) соответствуют наклону 0° , с литерой б) – 2° и с литерой с) – 5° . Справа приведены изображения пятен. Расчет соответствует параксиальному случаю фокусировки, диаметр линзы 12 мм.

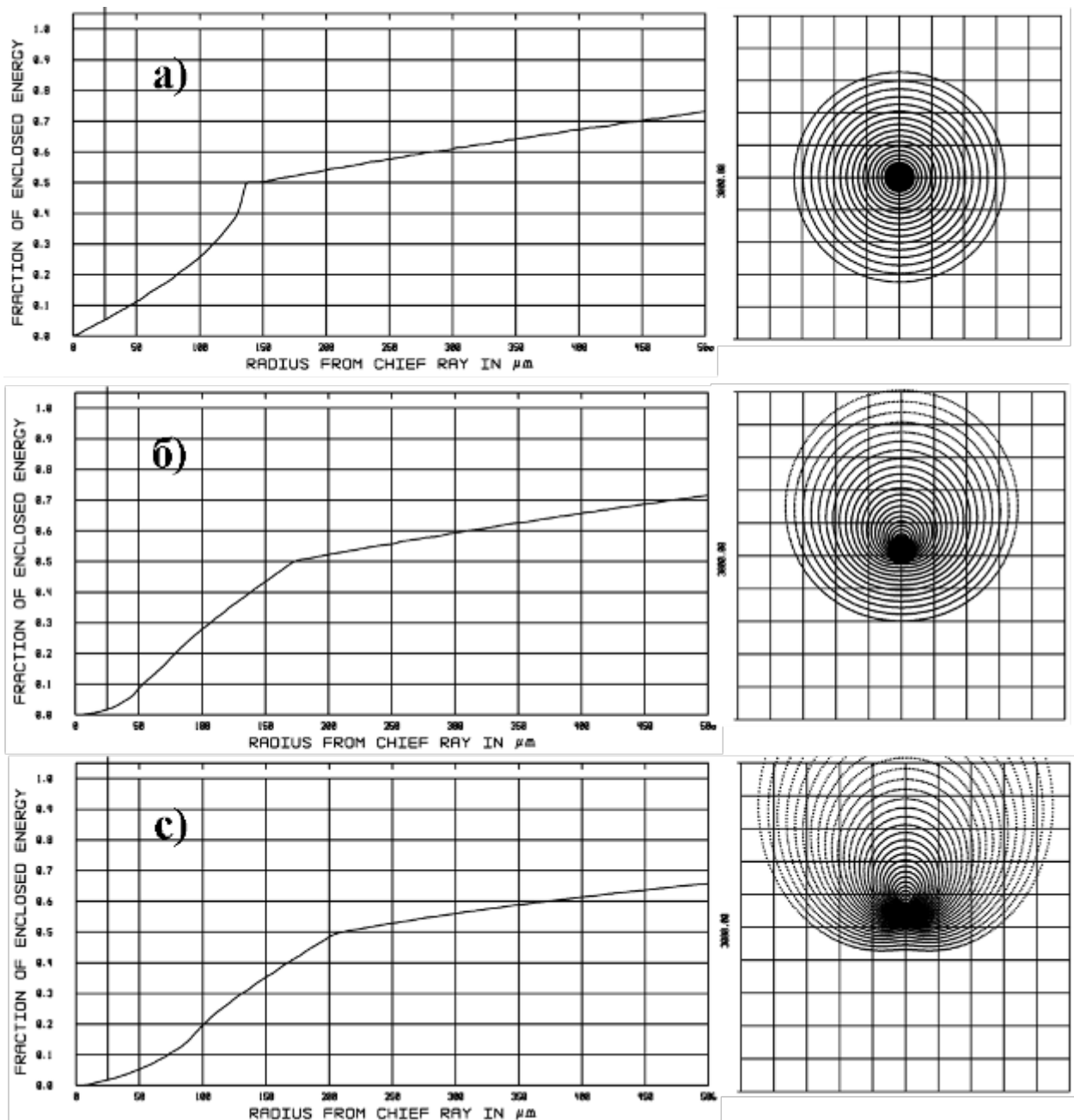


Рисунок 30. Графики (слева) показывающие количество энергии, попадающее в круг с центром в точке попадания главного луча в зависимости от радиуса этого круга от угла наклона линзы к оси пучка. Графики подбирались варьированием фокусного расстояния таким образом, чтобы 50% энергии попало в пятнышко минимального радиуса. Графики с литерой а) соответствуют наклону 0° , с литерой б) – 2° и с литерой с) – 5° . Справа приведены изображения пятен. Расчет соответствует реальному случаю фокусировки, диаметр линзы 48 мм.

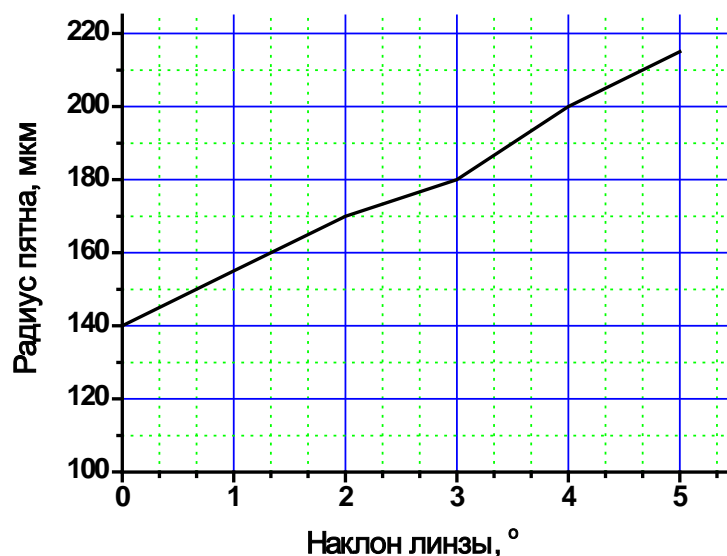


Рисунок 31. Распределения интенсивности лазерного излучения в пятне фокусировки в зависимости от угла наклона линзы по отношению к оси пучка. Углы наклона составили 0, 1, 2, 3 и 5 градусов.

Из приведенных соотношений видно, что наибольшее влияние на размер пучка оказывают диаметр и наклон линзы по отношению к падающему пучку. При этом наклон линзы является доминирующим при работе с малыми диаметрами линзы (параксиальное приближение). Так при диаметре 12 мм и при нулевом закосе линзы радиус пятна фокусировки, в котором заключено 50% энергии лазерного излучения, составляет менее 3-х мкм, в то время как при наклоне линзы всего в 2° радиус становится более 6 мкм, увеличивается более чем в 2 раза. В целом наклон линзы приводит к появлению aberrаций комы и астигматизма.

Для реальной линзы с диаметром 48 мм (отношение диаметра к фокусу $d/F \approx 0,25$, параксиальное приближение не работает) радиус пятна существенно больше дифракционного предела и для «идеальной» юстировки составляет около 140 мкм. Закос линзы так же отрицательно сказывается на размере пятна. Так закос приводит к увеличению радиуса пятна до 170 мкм, что уменьшает плотность мощности в пятне фокусировки в 1,5 раза.

Таким образом, основными результатами проведенного моделирования свойств оптической системы лазерно-плазменного источника стали:

1. Подтверждение наблюдаемых на практике размеров пятен фокусировки и пониженным, по сравнению с ожидаемым, коэффициентом конверсии электронов.
2. Показаны ограниченные возможности способа фокусировки лазерного излучения с помощью одиночной линзой со сферическими поверхностями. Для

достижения фокусировки менее 100 мкм необходимо применение специально рассчитанных многолинзовых объективов, корректирующих сферические aberrации линз.

3. Показана настоятельная необходимость хорошей (лучше Ψ) юстировки линзы по отношению к оси пучка.

Для уменьшения размера пятна фокусировки в настоящее время разработан и изготавливается новый оптический ввод излучения в вакуум, который позволит более точно юстировать линзу относительно оси пучка. Для визуализации пучка с длиной волны 1,06 мкм были изготовлены оригинальные визуализаторы с юстировочными отверстиями, позволяющие контролируемым образом трассировать инфракрасный лазерный пучок и наблюдать отраженные от различных элементов пучки.

8.3. Изучение энергетических характеристик лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения

Изучение эмиссионных характеристик лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения производилось с помощью разработанного в ИФМ РАН абсолютно калиброванного измерителя мощности [15]. Прибор включает в себя тонкопленочный фильтр, отсекающий длинноволновое излучение, двухзеркальный монохроматор, задающий спектральную полосу регистрации и поверхностно-барьерный полупроводниковый диод с экстремально тонким (единицы нанометров) мертвым слоем. Типичная схема прибора приведена на Рисунке 32. В качестве детекторов ЭУФ излучения использовались диоды AXUV-100 производства компании IRD, США [16] и аналогичные диоды ФДУК-100УВ - ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург [17]. Результаты измерений с обоими диодами совпали в пределах 10%, что говорит о достоверности полученных данных. Фотография измерителя мощности, установленного на нанолитографе и сориентированного на мишень лазерно-плазменного источника приведена на Рисунке 33.

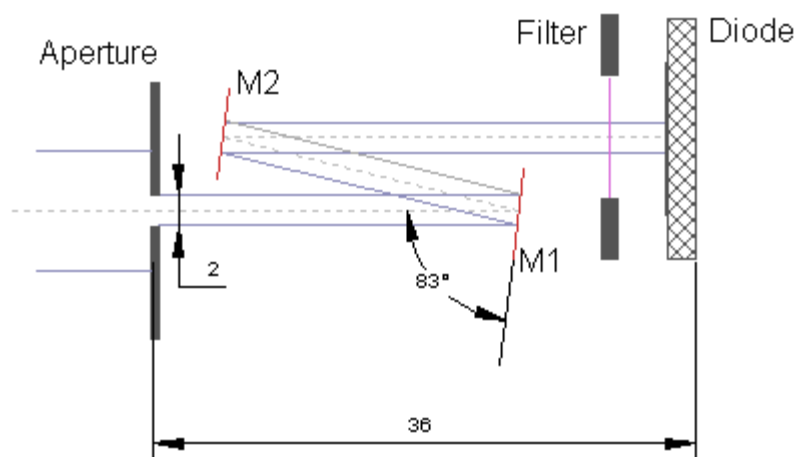


Рисунок 32. Схема абсолютно калиброванного измерителя ЭУФ мощности для аттестации источников излучения в требуемой спектральной полосе пропускания.



Рисунок 33. Фотография измерителя ЭУФ мощности (поз. 1) на нанолитографе.

Мощность ЭУФ излучения в плоскости пластины с фоторезистом изучалась с помощью детектора ФДУК-100УВ с Zr/Si фильтром, нанесенным непосредственно на кристалл. В качестве монохроматора в этом эксперименте использовались зеркала оптической схемы нанолитографа. Для постоянного мониторинга интенсивности ЭУФ излучения, отраженного от маски еще один детектор ФДУК-25УВ с Zr/Si фильтром устанавливался в середине проекционного объектива. В таблице 4.8.2 приведены измеренные сигналы и мощность ЭУФ излучения, в месте установки детекторов (полная мощность, с учетом потерь в спектральных элементах и регистрирующих системах).

Таблица 3. Сигналы и мощность ЭУФ излучения, в месте установки детекторов (полная мощность, с учетом потерь в спектральных элементах и регистрирующих системах).

Детектор	Регистрируемый ток, А	Регистрируемая ЭУФ мощность, Вт	Пропускание фильтров	Отражение зеркал	Истинная мощность ЭУФ, Вт
Измеритель мощности	$5,2 \cdot 10^{-12}$	$2,7 \cdot 10^{-11}$	0,4	0,28	$2,4 \cdot 10^{-10}$
Детектор в объективе	$1,9 \cdot 10^{-11}$	$9,5 \cdot 10^{-11}$	0,28	-	$3,4 \cdot 10^{-9}$
Детектор в плоскости резиста	$6,2 \cdot 10^{-10}$	$3,1 \cdot 10^{-9}$	0,28	-	$1,1 \cdot 10^{-8}$

Заключение

Все задачи четвертого этапа проекта выполнены полностью:

1. Изготовлен специализированный измерительный стенд измерений для проведения транспортных измерений во внешнем магнитном поле, измерения вольтамперных характеристик структур, в том числе и многослойных магниторезистивных структур. Стенд состоит из двух частей - механической (микроскоп с основанием, монтажная площадка, электромагнит и два манипулятора с зондами, прикрепленные к основанию микроскопа) и измерительной (аналоговый характеристограф).

2. Произведен расчет плотности состояний квазичастиц в двух- и трех- квантовых вихрях и вихревых молекулах малого размера в мезоскопических сверхпроводниках. Рассмотрено влияние граничных эффектов на стабильность вихрей с дробным квантом потока, находящихся в равновесии вблизи границы сверхпроводника. Показано, что наличие дробных вихрей может оказать существенное влияние на распределение плотности состояний квазичастиц и пространственного распределения сверхпроводящей щели в мезоскопических сверхпроводниках.

3. Произведен расчет пространственной структуры мезоскопических сверхпроводящих каналов, формирующихся в неоднородном магнитном поле доменных стенок. Для различных значений внешнего поля получены вольт-амперные характеристики каналов. На основе численных расчетов проанализирована зависимость критического тока перехода в резистивное состояние от внешнего магнитного поля.

4. В рамках модели Лондона рассчитаны зависимости критического тока сверхпроводящей пленки (мостика) во внешнем магнитном поле при наличии ферромагнетика, расположенного над плоскостью пленки. Показано, что разбиение сплошного ферромагнетика на несколько полосок снижает эффект увеличения критического тока в гибридной структуре сверхпроводник-ферромагнетик, однако отличия не значительные в достаточно сильных магнитных полях (500-1000 Эрстед). Предсказывается, что в наклонных слабых магнитных полях (меньших 100 Эрстед) критический ток такой гибридной структуры будет слабо зависеть от магнитного поля и будет определяться критическим полем сверхпроводника без ферромагнетика при $H=0$.

5. Показано, что туннелирование между вихрями внутри вихревого кластера оказывается существенным, когда расстояние между вихрями становится порядка нескольких длин когерентности. Таким образом, при полях, значительно меньших второго критического поля, квазичастицы более не локализованы на вихревых центрах и получают возможность двигаться по соответствующим циклотронным орбитам, что может, в свою очередь, привести к восстановлению

квантовых осцилляций магнитного момента, характерных для нормального состояния и подавленных за счет сверхпроводящей щели в спектре возбуждений.

6. На основе решения микроскопических уравнений Боголюбова – де Жена теоретически изучена электронная структура вихревых линий, захваченных на протяженных дефектах в сверхпроводниках второго рода. Показано, что в спектре квазичастичных возбуждений возникает минищель, величина которой растет с увеличением радиуса дефекта. Предложена микроскопическая модель депиннинга вихря Абрикосова с протяженного цилиндрического дефекта с радиусом меньшим длины когерентности под влиянием внешнего транспортного тока. Выполнены расчеты критической плотности тока, при которой происходит образование пары вихрей с противоположным направлением, локализованных вблизи дефекта, и тока депиннинга, соответствующего разрушению такого связанного состояния.

7. Впервые в России создан опытный образец маски с отражающим многослойным Mo/Si интерференционным покрытием для проекционной ЭУФ нанолитографии. Рисунок маски позволяет формировать в фоторезисте структуры с шириной линий до 27 нм и со среднеквадратической неровностью края 3 нм. С использованием этой маски начаты работы по оптимизации отечественных резистов на длину волны 13,5 нм.

8. Для повышения производительности литографического процесса и уменьшения нагрева элементов оптической схемы нанолитографа разработан лазерно-плазменный источник ЭУФ излучения. В настоящее время он установлен в стенд нанолитографа и проводится отладка его основных систем и изучение эмиссионных характеристик в окрестности длины волны 13,5 нм.

По результатам исследований подготовлен научно-технический отчет по 4 этапу. По результатам работы опубликовано 4 статьи в рецензируемых российских и международных журналах. Большая часть полученных результатов докладывалась на международных конференциях («Нанопизика и наноэлектроника-2011», г. Нижний Новгород, 14-18 марта 2011 года; «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС'11, 3-7 октября 2011 года; SPIE European Symposium on Optics and Optoelectronics (ЕОО). April 18-21 2011. Prague, Czech Republic) и семинара ИФМ РАН (было опубликовано 5 тезисов в конференционных сборниках и проведено 6 семинаров).

Список использованных источников

- [1] **Vodolazov, D. Y.** Strong influence of a magnetic layer on the critical current of Nb bridge in finite magnetic fields due to surface barrier effect / D. Y. Vodolazov, B. A. Gribkov, A. Yu. Klimov, V. V. Rogov and S. N. Vdovichev // Appl. Phys. Lett. – 2009.- Vol. 94. – N. 012508.
- [2] **Vodolazov, D. Y.** Considerable enhancement of the critical current in a superconducting film by magnetized magnetic strip / D. Y. Vodolazov, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, Yu. N. Nozdrin, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev // Phys. Rev. B - 2005. –Vol. 72. – N. 064509.
- [3]. **Mel'nikov, A. S.** Electronic structure of vortices pinned by columnar defects / A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, M. N. Zubarev // Phys. Rev. B – 2009. – Vol.79.- N.134529.
- [4] **Wagner, C.** EUV lithography: lithography gets extreme / C. Wagner, N. Harned // Nature Photonics – 2010.- Vol. 4(1) –P. 24–26.
- [5] **Волгунов, Д.Г.** Стенд проекционного ЭУФ-нанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая – 2011.- Т. 75(1)-С. 54-56.
- [6] WEB источник: http://henke.lbl.gov/optical_constants/
- [7] **Andreev, S.S.** Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications / S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, E.B. Klunokov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, F. Schafers, S. Yu. Zuev // Central European Journal of Physics. – 2003.- V.1 - P. 191-209.
- [8] **Бибишкин, М.С.** Рефлектометр с модернизированной оптической схемой для исследования элементов рентгенооптики в диапазоне 0,6-20 нм / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Е.П. Чехонадских, Н.И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.- 2005. –Т.2 - С. 23-27.
- [9] **Булгакова, С.А.** Рентгенорезисты на основе полиметилметакрилата для спектрального диапазона 13 нм / С.А. Булгакова, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Л.М. Мазанова, Н.Н. Салащенко // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 1999. - №1. - С.133-139.
- [10] **Бибишкин, М.С.** Двухзеркальный рефлектометр для относительных измерений коэффициентов отражения многослойных зеркал на длине волны 13.5 нм / М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Известия академии наук. Серия физическая. - 2004. - Т.68.№ 4. - С.560-564.

- [11] **Gillikson, E.M.** A soft X-ray/EUV reflectometer based on a laser produced plasma source / E.M. Gillikson, J.H. Underwood, P.C. Batson, V. Nikitin // Journal of x-ray science and technology. - 1992. - V.3. - P.283-299.
- [12] **Горбовский, А.И.** Лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского излучения для калибровки спектральной аппаратуры / А.И. Горбовский, Э.П. Кругляков, М.В. Федорченко, Н.И. Чхало // Физика плазмы. - 1994. - Т.20.Вып.1. - С.98-100.
- [13] **Loyen, L.** A New Laboratory EUV Reflectometer for Large Optics using a Laser Plasma Source / L. Loyen, T. Bottger, S. Braun, H. Mai, A. Leson, F. Scholze, J. Tummler, G. Ulm, H. Legall, P.V. Nickels, W. Sandner, H. Stiel, C. Rempel, M. Schulze, J. Brutscher, F. Macco, S. Mullender // Proc. SPIE. - 2003. - V.5038. - P.12-21.
- [14] **Henke, B.L.** Low energy X-ray interaction coefficients: photoabsorption, scattering and reflection. E=100-2000 eV, Z=1-94 / B.L. Henke, P. Lee, T.J. Tanaka, R.L. Shimabukuro, and B.K. Fujikawa // Atomic and Nuclear Data Table. - 1982. - V.27. или http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/pert_form.html
- [15] **Забродин, И.Г.** Абсолютно калиброванный измеритель ЭУФ-мощности для аттестации и оптимизации источников излучения на 13,5 нм / И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, Л.А. Шмаенок // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2007. - №6. - С.104-107.
- [16] WEB источник: <http://www.ird-inc.com/brochure/IRD2007.pdf>
- [17] **Алексеев, А.Г.** Солнечно-слепые кремниевые детекторы для EUV диапазона / А.Г. Алексеев, П.Н. Аруев, Б.Я. Бер, Н.В. Забродский, В.В. Забродский, Д.Ю. Казанцев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Н. Рогачев, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало // Материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2010», г. Черногловка, 20-23 сентября 2010 г., с. 107-108.

Список публикаций

По результатам работ 4 этапа государственного контракта 02.740.11.0540 было опубликовано 4 статьи в реферируемых российских и зарубежных журналах (копия первой и последней страницы статей прилагаются к отчету)

[1] **Вайнер, Ю.А.** Развитие микрошероховатости поверхности плавленого кварца и покрытий Cr/Sc при травлении ионными пучками/ Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, И.Л. Струля, Н.И. Чхало, Р.А. Храмков // Известия РАН. Серия физическая.- 2011.- Т. 75(1).- С. 65-67.

[2] **Зуев, С.Ю.** Двухзеркальный проекционный объектив нанолитографа на $\lambda=13,5$ нм / С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, И.Л. Струля, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало// Известия РАН. Серия физическая. -2011. – Т. 75(1).- С. 61-64.

[3] **Зуев, С.Ю.** Система освещения маски ЭУФ-нанолитографа / С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, А. С. Скрыль, И.Л. Струля, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования – 2011.-Т.6.- С. 10-13.

[4] **Silaev, M.A.** Stable fractional flux vortices and unconventional magnetic state in two-component superconductors/ M.A. Silaev // Phys. Rev. B- 2011.- V.83.-N.144519.

Также были опубликованы 2 статьи, направленные в печать по результатам работ выполненных на предыдущем (3) этапе (копия первой и последней страницы статей прилагаются к отчету):

[1] **Vodolazov, D. Yu.** Heating of quasiparticles driven by oscillations of the order parameter in short superconducting microbridges / D. Yu. Vodolazov, F. M. Peeters // Phys. Rev. B – 2011. – V. 83.- N. 224523.

[2] **Vodolazov, D. Yu.** Origin of the hysteresis of the current voltage characteristics of superconducting microbridges near the critical temperature/ D. Yu. Vodolazov, F. M. Peeters // Phys. Rev. B – 2011.- V. 84. – N. 094511.

Также подготовлено к печати 2 статьи:

[1] A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, Abrikosov vortex escape from a columnar defect as a topological electronic transition in vortex core (принята к публикации в журнал Письма в ЖЭТФ).

[2] С.А. Гусев, С.Ю. Зуев, А.Ю. Климов, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, В.В. Рогов, Н.Н. Салащенко, Е.В. Скороходов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало. Отражательная маска для проекционной литографии на длине волны 13.5 нм (направлена в журнал «Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования»).

Копии подготовленных к публикации статей прилагаются к отчету.

Было также сделано 5 докладов на международных конференциях («Нанофизика и наноэлектроника-2011» (г. Нижний Новгород, 14-18 марта 2011 года); «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС'11, 3-7 октября 2011 года; SPIE European Symposium on Optics and Optoelectronics (EEO). April 18-21 2011. Prague, Czech Republic):

- [1] **Mel'nikov, A. S.** Topological electronic transitions in vortex cores in type-II superconductors / A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, M. A. Silaev // IV Международная конференция «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС'11, 3-7 октября 2011 года, г. Звенигород, С.82-84.
- [2] **Мельников, А.С.** Микроскопический сценарий депиннинга вихрей с протяженных дефектов: критерий Ландау для определения тока депиннинга / А.С. Мельников, А.В. Самохвалов // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 14 – 18 марта 2011 г., Нижний Новгород, С.169-170.
- [3] **Barysheva, M.M** Problem of roughness detection for supersmooth surfaces / M.M. Barysheva, B.A. Gribkov Yu. A. Vainer, M.V. Zorina, A.E. Pestov, Yu. Ya. Platonov, D.N. Rogachev, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo // Proceedings of SPIE. – 2011. - V. 8076. - P. 80760M-1-10
- [4] **Chkhalo, N.I.** Freestanding multilayer films for application as phase retarders and spectral purity filters in the soft X-ray and EUV ranges/ N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, S.A. Gusev, E.B. Kluev, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, N.N. Tsybin, B.A. Volodin // Proc. of SPIE.-2011.-V. 8076.- P. 80760O-1-11.
- [5] **Chkhalo, N.I.** Manufacturing and characterization the diffraction quality normal incidence optics for the XEUV range / N.I. Chkhalo, M.M. Barysheva, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // Proc. of SPIE –2011.- V. 8076.- P. 80760P-1-13.

Копии первых и последних страниц докладов из конференционных сборников прилагаются к отчету.

Проведенные семинары по теме НИР

Выпускные семинары аспирантуры по теме кандидатских диссертаций

1. • 22 июня 2011

Е.В.Скороходов

Изготовление магнитных наноструктур методом электронно-лучевой литографии

2. • 27 июня 2011

Д.А.Савинов

О структуре смешанного состояния тонких пленок анизотропных сверхпроводников

3. • 29 июня 2011

О.Л.Ермолаева

Магнитно-силовая микроскопия магнитных состояний паттернированных ферромагнитных наноструктур

Семинары ИФМ РАН:

1. • 15 июня 2011

О.Л.Ермолаева

Field-controlled domain wall pinning-depinning effects in ferromagnetic nanowire-nanoparticles system

2. • 21 июня 2011

А.В.Самохвалов

ЛОФФ состояние и осцилляции Литтла-Паркса в мезоскопическом сверхпроводящем диске и сверхтекучем Ферми газе

3. • 11 апреля 2011

А.С.Мельников

Депиннинг вихря с протяженного дефекта как квантовый фазовый переход

Информация о проведенных семинарах может быть найдена на сайте ИФМ РАН

<http://ipmras.ru/ru/seminars> .