

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи

Яковлев Дмитрий Сергеевич

**Экспериментальное исследование квантовых явлений в
гибридных сверхпроводящих системах на основе
топологических изоляторов**

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Специальность 1.3.8 —
«Физика конденсированного состояния»

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук
Столяров Василий Сергеевич

Москва 2024

Оглавление

Стр.

Введение	5
Глава 1. Литературный обзор	14
1.1 Топологические изоляторы	14
1.1.1 Кристаллическая структура ТИ	14
1.1.2 Методы получения топологических изоляторов	14
1.1.3 Зонная структура ТИ	18
1.2 Гибридные структуры сверхпроводник/топологический изолятор	21
1.2.1 Майорановские фермионы	21
1.2.2 Сверхпроводимость и андреевские связанные состояния	22
1.2.3 Эффект близости и Майорановские состояния в системах СП/ТИ/СП	24
1.2.4 Эффект Джозефсона и наблюдение сверхтока в топологических изоляторах	26
1.3 Баллистический и Диффузионный транспорт режим в ТИ	29
1.3.1 Модель Эйленбергера	31
1.3.2 Модель Узаделя	32
1.3.3 Экспериментальное наблюдение баллистического транспорта в ТИ	33
1.4 Влияние высокочастотного излучения на джозефсоновский контакт в ТИ	35
1.4.1 RCSJ модель	35
1.4.2 Ступени Шапиро	37
1.4.3 Отсутствие первой ступени Шапиро в ТИ	38
1.5 Выводы	42
Глава 2. Технологические и экспериментальные методы	44
2.1 Установка для синтеза монокристаллов ТИ	44
2.2 Изготовление образца	50
2.2.1 Дизайн образца	50
2.2.2 Электронная литография	50
2.2.3 Магнетронное напыление	52

2.3	Измерительные установки	54
2.3.1	Криостат Advanced research systems	54
2.3.2	Вставка Oxford Heliox VL	56
2.3.3	Криостат Bluefors LD250	58
2.4	Выводы	62

Глава 3. Синтез монокристаллов топологических изоляторов

	$\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ для гибридных субмикронных планарных джозефсоновских переходов	63
3.1	Введение	63
3.2	Методика синтеза нанокристаллов	64
3.2.1	Описание установки синтеза	64
3.2.2	Описание процесса синтеза	65
3.3	Результаты синтеза	66
3.3.1	Влияние параметров осаждения	66
3.3.2	Определение химического состава	70
3.3.3	Определение параметров кристаллической решетки	73
3.4	Транспортные измерения	75
3.5	Выводы	78

Глава 4. Исследование баллистического транспорта в

	субмикронных джозефсоновских контактах Nb/ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ /Nb	79
4.1	Введение	79
4.2	Изготовление экспериментальных образцов	80
4.2.1	Формирование субмикронных планарных СП-ТИ-СП контактов	80
4.2.2	Техника измерений	82
4.3	Результаты транспортных измерений	82
4.3.1	Зависимость сопротивления от температуры	82
4.3.2	Поведение образцов в магнитном поле	85
4.3.3	Зависимость критического тока образцов от магнитного поля	87

4.3.4	Поведение двухконтактных образцов в приложенном магнитном поле	89
4.3.5	Анализ транспортного режима образцов	91
4.3.6	Температурная зависимость критического тока	93
4.3.7	Избыточный ток в образцах	98
4.3.8	Магнетотранспортные характеристики образцов при I » I_c	99
4.4	Выводы	102

Глава 5. Исчезновение первой ступени Шапиро в джозефсоновских контактах на основе

топологического изолятора 103

5.1	Введение	103
5.2	Описание устройства	104
5.3	Результаты транспортных измерений	106
5.3.1	Зависимость сопротивления от температуры и вольтамперные характеристики	106
5.3.2	Эволюция ступеней Шапиро в зависимости от ВЧ мощности	107
5.4	Выводы	115

Заключение 116

5.5	Благодарности	117
-----	-------------------------	-----

Список литературы 119

Список рисунков 136

Список таблиц 146

Введение

Топологические изоляторы (ТИ) - это материалы, которые являются изоляторами или полупроводниками в объеме, но на внешней границе имеют проводящие поверхностные состояния. Эти поверхностные состояния защищены симметрией и устойчивы к возмущениям, что делает их нечувствительными к определенным классам примесей или дефектов в материале. Примерами таких материалов являются широко известные соединения Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ и др [1–7].

Последние десять лет топологические изоляторы привлекают активное внимание ученых и инженеров полупроводниковой индустрии из-за их уникальных спин-орбитальных свойств [2]. Сильное спин-орбитальное взаимодействие обеспечивает защищенность поверхностных проводящих состояний в ТИ. Эти уникальные электронные свойства проявляются в гибридных структурах топологический изолятор/сверхпроводник (ТИ/СП) [2; 8–11]. Ожидается, что сверхпроводящие корреляции, наведенные в ТИ сверхпроводящим эффектом близости, помимо тривиальной компоненты могут иметь хиральную $p_x + ip_y$ компоненту [12]. Это сочетание может привести к возникновению топологической сверхпроводимости и появлению экзотических краевых состояний — майорановских фермионов [7; 9; 10; 13–16]. Майорановские фермионы рассматриваются в качестве основы для топологических квантовых вычислений [2; 9; 17–21]. Кроме того, реализации гибридных структур на основе баллистических ТИ позволит реализовать устройства на новых физических типах кубитов [22–24]. Поэтому в настоящее время системы СП/ТИ/СП изучаются активно [11; 25–34]. Несколько недавних теоретических работ предложили конкретные топологии с использованием гибридных СП/ТИ/СП структур, в которых может наблюдаться наведенная топологическая сверхпроводимость [7; 35; 36]. Для успешной реализации и изучения свойств гибридных структур СП/ТИ/СП требуется решение трех существенных проблем: получения высококачественных монокристаллов топологического изолятора с определяющим вкладом поверхностных электронных состояний в проводимость; реализация СП/ТИ интерфейса с высокой прозрачностью границы; наличия баллистического транспорта в

СП/ТИ/СП гибридных структурах. Представленная к защите работа посвящена экспериментальному решению этих проблем.

Хорошо контролируемый синтез высококачественных монокристаллов топологического изолятора является основой для изучения и использования их уникальных свойств. Тонкие слои топологических изоляторов могут быть получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ - от англ. Molecular Beam Epitaxy) [37; 38]. Механическое отслоение (эксфолиация) тонких слоев от объемных кристаллов, широко используемое для получения графена из графита [39], также можно использовать для получения ТИ, но с низким выходом в совокупности со сложной формой получаемых образцов. Для воспроизводимого роста ТИ может быть использован метод физического осаждения из газовой фазы (PVD - от англ. Physical Vapor Deposition) [40—42]. Во многих работах сообщается о синтезе и характеристике наноразмерных монокристаллов дихалькогенидов различных составов (Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ и др.) и различных морфологий. Однако большая концентрация объемных электронных состояний была основной проблемой для определения вклада именно поверхностных состояний. При помощи PVD в представленной работе удалось получить монокристаллы с треугольной и гексагональной морфологией с толщиной вплоть до 10 нм, что способствовало уменьшению концентрации объемных носителей, а также легкому регулированию уровней Ферми вблизи точки Дирака с помощью электростатического затвора (гейта) [43].

При исследовании топологической сверхпроводимости в гибридных системах СП/ТИ/СП необходимо различать, является ли транспорт диффузионным или баллистическим. Общеизвестные теоретические описания «Эффекта близости» в интерфейсах сверхпроводник-нормальный металл основаны на квазиклассическом уравнении Узаделя [44]. Квазиклассическая теория как баллистического, так диффузионного транспорта в рамках уравнений Узаделя и Эйленбергера в ТИ развивалась в ряде работ [45; 46]. В статьях [47; 48] четко выражен диффузионный характер проводимости в области слабой связи. Для изучения андреевских состояний и майорановских состояний с нулевой энергией требуется наличие баллистического транспортного режима [49]. Работ по реализации баллистического транспорта в СП/ТИ/СП структурах очень мало [26; 50]. Первые эксперименты по синтезу, изготовлению и характеристике таких структур были выполнены в

рамках работы над диссертацией. Именно эти начальные эксперименты поставили целый ряд задач и вопросов: разработка установки и контролируемого метода синтеза нанокристаллов, демонстрация баллистического транспорта в полученных гибридных структурах; нетривиальные отклики критического тока в зависимости от магнитного потока; изучение многократных андреевских отражений на СП/ТИ границе; оценка числа баллистических каналов, участвующих в переносе электронов; демонстрация избыточного тока при больших напряжениях; исчезновение первой ступени Шапиро и др. С учетом отмеченного выше, исследования, представленные в рамках диссертационной работы, представляются актуальными, а результаты дают существенный вклад в дальнейшее развитие направления.

Целью диссертационной работы было изготовление и экспериментальное исследование сверхпроводящих свойств гибридных структур сверхпроводник - топологический изолятор - сверхпроводник на основе монокристаллов $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$, а также поиск и описание новых эффектов возникающих в таких системах при сверхнизких температурах.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Реализовать установку для синтеза монокристаллов топологического изолятора $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ PVD методом, с возможностью контролировать положение уровня Ферми за счет изменения химического состава. Синтезировать ультратонкие монокристаллы ТИ с латеральными размерами 0.1-1 мкм, толщиной вплоть до 10 нм, гексагональной и треугольной формы.
2. Исследовать морфологию и состав монокристаллов топологического изолятора с использованием методов дифракции обратного рассеяния электронов (ДОЭ), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭРС), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС), рентгеновской дифракции (РДА) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).
3. Отработать, с использованием электронной литографии и магнетронного напыления, технологию изготовления гибридных структур сверхпроводник - топологический изолятор - сверхпроводник.

4. Исследовать низкотемпературный джозефсоновский транспорт полученных структур при сверхнизких температурах вплоть до 11 мК. Измерить вольтамперные характеристики (ВАХ) в зависимости от температуры, внешних приложенных магнитных полей, высокочастотного излучения, различных технологических и геометрических параметров.
5. Детально проанализировать полученные экспериментальные данные и провести расчеты на основе теоретических моделей.

Научная новизна:

1. Впервые разработан и апробирован метод физического осаждения из газовой фазы (PVD синтез) с использованием внешних индукционных нагревателей; результат интеллектуальной деятельности защищен патентом РФ.
2. Разработанный метод PVD синтеза позволил впервые получить ультратонкие монокристаллы топологического изолятора $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ с возможностью контролировать положение уровня Ферми за счет изменения концентрации Se.
3. Впервые продемонстрирован баллистический транспортный режим в субмикронных планарных гибридных джозефсоновских СП/ТИ/СП переходах на основе $\text{Nb}/\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}/\text{Nb}$ с высокой прозрачностью интерфейса. Было обнаружено, что больший вклад в транспортный режим осуществляется по поверхностным баллистическим каналам кристаллов ТИ.
4. Разработан метод исследования поведения вольт-амперных характеристик (ВАХ) и критического тока в магнитном поле для одиночных и двухконтактных джозефсоновских структур с топологическим изолятором в области слабой связи (СП/ТИ/СП). Впервые показано, что двухконтактные структуры демонстрируют поведение, характерное для сверхпроводящих квантовых интерферометров (СКВИДов, SQUID - от англ. Superconducting Quantum Interference Device). На основе теоретических моделей были получены оценки для вкладов баллистического и диффузионного транспорта заряда через структуры.
5. Для джозефсоновских структур с топологическим изолятором в области слабой связи (СП/ТИ/СП) было впервые исследовано пове-

дение вольт-амперных характеристик (ВАХ) и критического тока в присутствии высокочастотного излучения. Экспериментально продемонстрировано исчезновение первой ступени Шапиро для различных диапазонов мощностей и частот высокочастотного излучения. Теоретическая модель показывает наличие вклада, как минимум 5% от 4π -периодичной компоненты в ток-фазовой зависимости в определенных режимах, что и объясняет эффект исчезновения ступени Шапиро.

Практическая значимость Исследование гибридных джозефсоновских контактов СП/ТИ/СП представляет значимость для современной науки и техники. Находясь на переднем крае физики, исследования по созданию таких систем могут в конечном итоге привести к созданию практически полезных макроскопических квантовых устройств, которые найдут применение в решении задач сверхпроводящей электроники и спинтроники. Реализованная в рамках работы над диссертацией PVD установка для синтеза монокристаллов с возможностью контроля состава может быть масштабирована и применима в массовом производстве гибридных структур на основе топологических изоляторов. Баллистический поверхностный электронный транспорт в таких системах может быть использован при реализации топологических квантовых вычислений.

Методология и методы исследования. Синтез ультратонких монокристаллов топологических изоляторов производился на созданной и запатентованной автором диссертации установке физического осаждения из газовой фазы (PVD, МФТИ) [A6]. Качество полученных монокристаллов было охарактеризовано методами: дифракции обратного рассеяния электронов (ZEISS Gemini, МИФИ), сканирующей электронной микроскопии (Jeol JSM 7001FA, ИФТТ РАН), энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ZEISS Gemini, МФТИ), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (Kratos AXIS Ultra DLD, ИФТТ РАН), рентгеновской дифракции (Rigaku SmartLab SE, МИСиС) и просвечивающей электронной микроскопии (Titan Themis Z, Сколтех). Для исследования свойств образцов при сверхнизких температурах (вплоть до 11 мК) применялись рефрижераторы растворения замкнутого цикла (BlueFors LD-250, ИФТТ РАН, МФТИ) и криостаты с жидким гелием.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Монокристаллы топологических изоляторов могут быть изготовлены при помощи специализированной установки для синтеза методом физического осаждения из газовой фазы (PVD) с двузонным индукционным нагревом. С помощью контроля уровня дефицита селена дихалькогенида висмута $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ во время синтеза можно изменять положение уровня Ферми.
2. Ультратонкие нанокристаллы $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ с нестехиометрическим содержанием селена $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ демонстрируют высокое сопротивление $R = 2.5$ кОм с $\text{RRR}=2$ (RRR - от англ. Residual-Resistivity Ratio) и характерный для металлов вид зависимости сопротивления от температуры. Для самых тонких кристаллов толщиной ≈ 10 нм, наблюдался небольшой рост сопротивления при низких температурах, что может свидетельствовать о расположении уровня Ферми вблизи нижней точки зоны проводимости.
3. Субмикронные планарные джозефсоновские контакты $\text{Nb-Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}\text{-Nb}$ различной геометрии, демонстрируют наличие критического тока на уровне 1 мкА, при нормальном сопротивлении порядка 1 кОм. Теоретический анализ данных о проводимости, а также анализ температурной зависимости критического тока указывает на баллистический характер переноса заряда через нанокристаллы $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$.
4. На вольт-амперных характеристиках джозефсоновских контактов $\text{Nb-Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}\text{-Nb}$ под действием внешнего высокочастотного излучения первая ступень Шапиро исчезает для частот излучения от 1 ГГц до 2 ГГц. Теоретический расчет с использованием $t\text{RSJ}$ модели позволяет объяснить исчезновение ступени Шапиро наличием, как минимум 5% вклада от 4π -периодичной компоненты в ток-фазовой зависимости.

Достоверность. Результаты, представленные в диссертации, получены на основе воспроизводимых экспериментов, проведенных на современном научном оборудовании с использованием апробированных методов обработки данных. Экспериментальные данные подтверждены расчетами, основанными на общепринятых теоретических подходах и не противоречат исследованиям других научных групп. Результаты исследований неоднократно обсужде-

ны на семинарах и доложены на специализированных конференциях по проблемам, связанным с тематикой диссертационной работы. Результаты опубликованы в международных научных журналах, рецензируемых ВАК, Scopus и WoS. Это позволяет считать полученные результаты обоснованными и достоверными, а также полностью отвечающими современному мировому уровню исследований.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

1. Conference: 26^{eme} Congres General de la SFP «Gate Tunable Supercurrent in Nb-Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7}-Nb topological Josephson junctions» Dmitry Yakovlev, Ivan Nazhestkin, Vasiliy Stoliarov, Conference: 26^{eme} Congres General de la SFP, Paris, France 3–7 July 2023

2. «Fractional ac Josephson effect in ultrasmall Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7} single crystal based junction» Dmitry Yakovlev, Sergei Kozlov, Vasily Stolyarov, Cheryl Feuillet-Palma and Dimitri Rodichev, International Workshop on The physics of disordered superconductors and their application to quantum circuits, Les Houches, France, 4-9 June 2023

3. «Баллистический транспорт через поверхностные состояния монокристаллов топологического изолятора» Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7} Д.С. Яковлев и В.С. Столяров 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, 23–29 ноября 2020;

4. Yakovlev, D. S., Egorov, S. V., Skryabina, O. V., Kozlov, S. N., and Stolyarov, V. S. «Josephson junction based on topological insulator/superconductor heterostructure for topological quantum computation», International School on Quantum Technologies, Russia. Sochi. 1-7 March 2020;

5. Yakovlev, Dmitry «Josephson supercurrent in single-crystalline nanoplate of Bi₂Te₂Se topological insulator». Traditional the 22nd International conference on Low Temperature Physics and Superconductivity, Superconducting Quantum Circuits. Mandarfen, Austria, March 16-23, 2019;

6. «Coherent effects in junctions based on p-wave superconductor» Golubov A., Stolyarov V.S., Yakovlev D.S., Skryabina O.V., Gurtovoy V., Lvov D.S., Egorov S.V., Ryazanov V.V., Rodichev D., Vinokur V.M. Quantum Coherent Phenomena at Nanoscale 2019 workshop, Ischia, Naples (Italy);

7. «Исследование гибридных сверхпроводниковых структур топологического изолятора» Яковлев Д.С., Скрябина О.В., Львов Д.С. и Столяров

В.С. в сборнике Материалы Международного молодежного научного форума ЛОМОНОСОВ, 2017 ;

8. «Эффект джозефсона в гибридных структурах сверхпроводник - топологический изолятор - сверхпроводник на основе наноразмерных монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ » Яковлев Д.С., Львов Д.С., Скрыбина О.В., Егоров С.В., Голубов А.А., Столяров В.С. в сборнике Юбилейная XV Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа, 2017;

9. «The synthesis of nanodimensional monocrystals of a topological insulator and the investigation of hybrid superconductor structures on their basis» Yakovlev D.S., Skryabina O.V., Egorov S.V., Stepanov N.S. and Stolyarov V.S. Conference and International School Superconducting hybrid nanostructures: physics and application, 2016.

10. Яковлев Д.С., Скрыбина О.В., Егоров С.В., Столяров В.С. “Синтез наноразмерных монокристаллов топологического изолятора и исследование гибридных сверхпроводниковых структур на их основе” XIV Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа, 2016.

Личный вклад. Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором в «Лаборатории топологических квантовых явлений в сверхпроводящих системах» лично либо при его непосредственном участии.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях , 3 из которых — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 1 препринт arXiv, 3 — в тезисах докладов. Зарегистрирован 1 патент.

[A1] Stolyarov, V. S., **Yakovlev, D. S.**, Kozlov, S. N., Skryabina, O. V., Lvov, D. S., Gumarov, A. I., ... and Roditchev, D. (2020). Josephson current mediated by ballistic topological states in $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ single nanocrystals. Communications Materials, 1(1), 38.

[A2] **Yakovlev, D. S.**, Lvov, D. S., Emelyanova, O. V., Dzhumaev, P. S., Shchetinin, I. V., Skryabina, O. V., ... and Stolyarov, V. S. (2022). Physical Vapor Deposition Features of Ultrathin Nanocrystals of $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$. The Journal of Physical Chemistry Letters, 13(39), 9221-9231.

[A3] Stolyarov, V. S., Roditchev, D., Kozlov, S. N., **Yakovlev, D. S.**, Skryabina, O. V., ... and Golubov, A. A. (2022). Resonant Oscillations

of Josephson Current in Nb-Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7}-Nb Junctions. Advanced Quantum Technologies, 5(3), 2100124.

[A4] Stolyarov, V., Kozlov, S., **Yakovlev, D.**, Bergeal, N., Feuillet-Palma, C., Lvov, D., ... and Roditchev, D. (2023). Anomalous microwave response in the dissipative regime of topological superconducting devices based on Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7} arXiv preprint arXiv:2309.10897.

[A5] **Yakovlev, D. S.**, Egorov, S. V., Skryabina, O. V., Kozlov, S. N., and Stolyarov, V. S. (2020) Josephson junction based on topological insulator/superconductor heterostructure for topological quantum computation. 3rd International School on Quantum Technologies, book of abstract.

[A6] **Yakovlev, D. S.**, Lvov, D. S., Gurtovoi, V. L. and Stolyarov, V. S. Physical vapour deposition setup (2020) RO Patent 203,742 Moscow, RU. Patent.

[A7] **Yakovlev, D. S.** (2020) Ballistic transport through surface states topological insulator single crystals Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7}. 63 conference MIPT, book of abstract.

[A8] **Yakovlev, D. S.**, Egorov, S. V., Skryabina, O. V. and Stolyarov, V. S. (2017) The synthesis of nanodimensional monocrystals of a topological insulator and the investigation of hybrid superconductor structures on their basis. Superconducting hybrid nanostructures: physics and application conference, book of abstract.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 147 страниц, включая 61 рисунок и 11 таблиц. Список литературы содержит 184 наименования.

Глава 1. Литературный обзор

1.1 Топологические изоляторы

1.1.1 Кристаллическая структура ТИ

Группа топологических изоляторов, изучаемая в данной диссертации, принадлежит к (V) и (VI) классу полупроводников, где Bi - элемент группы (V), а элементы Se и Te - группы (VI). Кристаллическая структура $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ относится к ромбоэдрической кристаллической структуре с пространственной группой $R\bar{3}m$ и состоит из пятикратных слоев (Ql - от англ. Quintuple layer) вдоль оси c (рис.1.1). Каждый Ql состоит из пяти атомных слоев Te1-Bi-Te2-Se-Te1 и считается основным строительным блоком кристаллической структуры. Внутри каждого Ql существуют ковалентные связи между атомами, а Ван-дер-Ваальсово взаимодействие между соседними Ql поддерживает общую структуру стабильной. Векторы трансляции для $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ могут быть выражены в форме :

$$\mathbf{a}_1 = \left(\frac{-a}{2}, \frac{\sqrt{3}a}{6}, \frac{c}{3} \right), \mathbf{a}_2 = \left(\frac{a}{2}, \frac{-\sqrt{3}a}{6}, \frac{c}{3} \right), \mathbf{a}_3 = c \left(0, \frac{\sqrt{3}a}{3}, \frac{c}{3} \right) \quad (1.1)$$

где $a = b = 4.319 \text{ \AA}$, $c = 30.018 \text{ \AA}$ параметры кристаллической решетки [51].

1.1.2 Методы получения топологических изоляторов

В большинстве случаев, топологические изоляторы создаются путем процесса, называемого эксфолиацией, при котором тонкие слои материалов отделяются от объемного кристалла ТИ [11; 30–34]. Эксфолиация - это метод получения плоских тонких слоев различных материалов, включая топологические изоляторы. Эксфолиация осуществляется путем механического

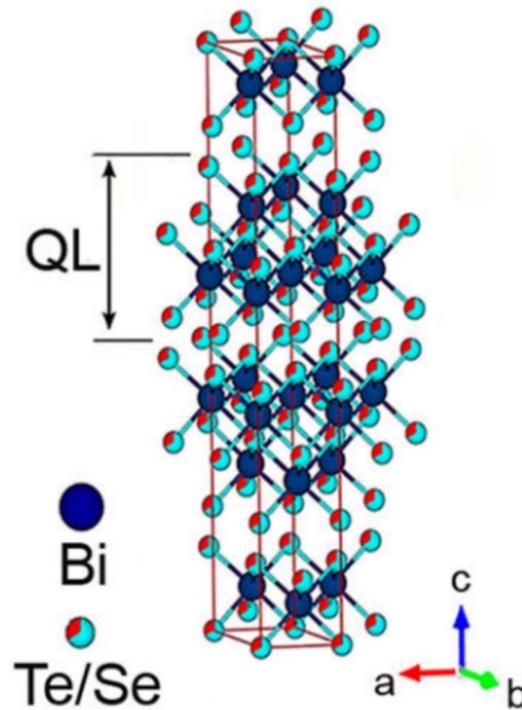


Рисунок 1.1 — Кристаллическая структура изученного семейства соединений $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$. Структура состоит из (V)-атомов (синие) и (VI)-атомов (красные/лазурный), расположенных в плоскостях А, В и С внутри суперячейки из атомных слоев (3 нм) с повторяющимися Ql (1 нм), которые связаны между собой силой Ван-дер-Ваальса.

отслаивания тонких слоев от объемного материала с использованием особых инструментов, таких как скальпель и липкая лента. Преимущества эксфолиации в производстве топологических изоляторов включают возможность получения высококачественных материалов с желаемыми свойствами и относительно низкую стоимость процесса. Тем не менее, использование метода механической эксфолиации сопряжено с недостатками. В частности, это ручной процесс, который может затруднить массовое производство устройств с воспроизводимыми характеристиками. Контроль над толщиной создаваемого материала также является сложной задачей, толщина может варьироваться от партии к партии. Кроме того, механический процесс отслаивания может привести к возникновению дефектов, которые влияют на его свойства. Точечные дефекты и дислокации в материале, как уже существующие в нем, так и образованные в результате эксфолиации [12; 30; 52], могут оказать влияние на транспортные свойства структур[53].

Метод физического осаждения из газовой фазы (PVD) лишен недостатков метода эксфолиации и, в то же время, намного проще и дешевле,

чем полностью контролируемый рост методом молекулярно-лучевой эпитаксии [12]. Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) — это метод выращивания тонких пленок материалов, в том числе топологических изоляторов, с высокой степенью контроля и точности. В МЛЭ пучок частиц молекулярного размера направляется на подложку, где частицы осаждаются и образуют тонкую пленку. Этот метод позволяет контролировать состав и структуру пленки, что позволяет получать высококачественные материалы с заданными свойствами. Однако есть и некоторые недостатки использования МЛЭ для производства топологических изоляторов. Одна из основных проблем заключается в том, что МЛЭ является медленным процессом, который может ограничить скорость производства и увеличить стоимость производства топологических изоляторов. Кроме того, оборудование, используемое для МЛЭ, дорогое, что может затруднить доступ к технологии для небольших лабораторий и компаний.

PVD-метод позволяет воспроизводимо синтезировать монокристаллы различных слоистых квазидвумерных материалов, включая ТИ (например, Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3) [42; 54—58]. PVD имеет ряд преимуществ при производстве топологических изоляторов. В таблице 1 отражены основные параметры PVD и CVD синтеза из современной литературы. На основе анализа данных статей была разработана усовершенствованная установка для PVD синтеза [59]. Одно из главных преимуществ PVD заключается в том, что он позволяет получать высококачественные, однородные тонкие пленки с заданной концентрацией вещества за счет применения индукционных нагревателей. Кроме того, PVD - это масштабируемый процесс, который можно использовать для производства большого количества материала. Еще одно преимущество PVD заключается в том, что с его помощью можно получать тонкие пленки с определенной геометрией и размерами, что может быть полезно для создания устройств. PVD - это относительно недорогой и эффективный процесс, который можно автоматизировать, что делает его хорошо подходящим для лабораторий и средне-массового производства. Полученные монокристаллы имеют четко выраженную кристаллографическую ориентацию; возможно контролировать их химический состав, толщину, размер и их концентрацию на выбранной подложке.

Таблица 1 — Резюме параметров PVD и CVD синтеза из современной литературы.

Группа год	Ссылка	Подложка	Метод синтеза	Материал	Температура источника	Температура подложки	Расст. между	Время	Давление	Поток	Что получилось?
Stanford 2010	[54]	oxidized silicon (300 nm SiO ₂ /Si)	PVD	(99.999%Bi ₂ Se ₃ or Bi ₂ Te ₃)	460-500	320-360	12 cm	5 min	100 mTorr	20-50 sccm	Монокристаллы TI гексагоны, треугольники, толщина до 3х нм, латеральный размер до 5 микрон
Max Planck 2012	[60]	micromechanical cleavage of hBN powder on Si/SiO _x	PVD	Bi ₂ Te ₂ Se Sigma Aldrich, 99.999%	590		15 cm	30s -6min	80 mbar	150 sccm	Пленки Bi ₂ Te ₂ Se на hBN размером до 10 мкм
Stanford 2012	[41]	silicon wafer with thermally-evapo-rated 10 nm Au film	PVD	Bi ₂ Se ₃ (99.999%) from Alfa Aesar	540 °C	450 and 350 °C,		1.5 h		130-s.c.c	Bi ₂ Se ₃ nanoribbons, Ленты обычно имеют толщину 50–300 нм, ширину от 200 нм до нескольких микрометров и длину до десятков микрометров
Pekin Univercity 2013	[42]	Si substrates covered with a thingold layer	CVD	Bi ₂ Se ₃ powders (Alfa Aesar, 99.999% purity)	to 700 C at a rate of 20uCmin21		5- 15 cm	0.5 hour		30 sccm	Bi ₂ Se ₃ nanostuctures with different morphologieshave been synthesized
Oxford 2014	[61]	Si(100)	PVD	Bi ₂ Se ₂ Te	150°C до 550°C			1 h			Bi ₂ Se ₂ Te (BST) nanowires
Northeastern Univercity 2014	[62]	Si wafers (N-doped, (100)	CVD	0.1g Bi ₂ Se ₃ powder (99.999%, Alfa Aesar)	450-500°C	350-450°C	11-16 cm	1- 10 min	360 mTorr.	30 sccm	Bi ₂ Te ₂ nanocrysta lateralsize (down to a few nanometers)
SUNY Polytechnic 2015	[63]	SiO ₂ /Si	PVD	Bulk Sb ₂ Te ₃ pieces (99.999% Alfa Aesar, 36282)	500 °C		12 cm	5 min		50 sccm to 100 sccm	nanoplate size is 4 mum with thicknessall greater than 100 nm. NPs down to a single-quintuple-layer wasproved to be possible.
National Taiwan Univercity 2016	[56]	(0001) Al ₂ O ₃	PVD	Bi ₂ Te ₃ powder (99.999% pure)	480-500	280-300	12 cm	5-30 min			Epitaxial growth of Bi ₂ Te ₃ thinfilms onc-plane Al ₂ O ₃ substrateswas achieved by PVD
Universidad de La Habana, La Habana, Cuba 2017	[64]	Si (1 0 0), Si (1 1 1) and sapphire (0 0 1)	PVT	Bi and Te sources synthesizing Bi ₂ Te ₃ on the substrate.	Bi 620 and Te 400°C	320?°C		60	values of 0.01 for Bi and 0.1 Torr for Te.		High-oriented Bi ₂ Te ₃ crystals with plate-like morphology
Ciudad de Mexico 2018	[65]	Si (1 0 0) and Si (1 1 1)	PVT	graphite containers with the elemental Bi and Te sources s	Bi 460 and Te 800°C	250 to 450?°C	15 cm	7-240 min	atmospheric pressure.	1L/min of nitrogen	Textured epitaxial Bi ₂ Te ₃ films
Arizona State University 2020	[66]	grown onc-cut sapphire	PVD	2 mg of Bi ₂ Te ₃ (Alpha Aesar, 99.98%)	480°C	200°C	12 cm	5 min	200mTorr	no gasflow was maintained duringthe growth	15 layer thick BiTeCl andBiTeBr Janus layers
Hunan University, Changsha, China 2021	[67]	SiO ₂ (285 nm)/Si	CVD	solid WSe ₂ source		Tsubstrate = 850°C		4 min		80 (sccm)	synthesis of diverse two-dimensional vdWH arrays provides. На подложке делают точечные дефекты с помощью SEM
Technological University, Singapore 2021	[68]	SiO ₂ /Si (285 nm)	CVD	Fe ₂ O ₃ and FeCl ₂ powders (10 mg, Fe ₂ O ₃ /FeCl ₂ = 5:1 by mass)	500 and 540 °C			15 min	atmospheric pressure	Ar (80 (sccm)) and H ₂ (6 sccm)	We used an atmospheric pressure CVD approach to grow FeTe1– xSex nanosheets on various substrates, including SiO ₂ /Si, Si(100), and STO(110)

Контроль толщины синтезируемых кристаллов особенно важен для трехмерных ТИ, в которых тривиальные (объемные) каналы проводимости обычно преобладают в транспортных свойствах и маскируют вклад топологических (поверхностных) состояний. Уменьшая толщину ТИ, можно снизить вклад тривиальных объемных каналов в общую проводимость, тем самым большая часть электрического тока начинает переноситься по топологическим состояниям. Недавно было предсказано, что $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ являются ТИ [69]; причем $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ имеет одно из самых высоких объемных сопротивлений [69–73] из-за низкой концентрации носителей заряда по тривиальным каналам [74]. Для нестехиометрического сплава $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ основные параметры, определяющие нетривиальные топологические свойства, такие как параметры кристаллической решетки, величина спин-орбитального взаимодействия и ширина объемной запрещенной зоны, близки к таковым для Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 . Ожидается, что $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ сохраняет топологические свойства для всех атомных отношений $0 \leq x \leq 1$, как и в случае топологического изолятора $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Te}_3$ [75] (рис.1.2). Таким образом, возможно реализовать ультратонкие структуры на основе кристаллов $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$, в которых доминируют топологические каналы проводимости [76].

1.1.3 Зонная структура ТИ

Отличительной особенностью топологических изоляторов является присутствие внутри запрещенной зоны электронов «объема» квазичастичных состояний, описываемых линейным законом дисперсии Дирака (конус Дирака) (рис.1.3(A)). Эти состояния локализованы на поверхности кристалла, где проявляют целый ряд необычных свойств, которые могут лечь в основу будущей, устойчивой к внешним воздействиям (за счет топологической защищенности) сверхпроводящей электроники и спинтроники [77].

Трехмерные топологические изоляторы (3D ТИ) являются изоляторами в объеме, но имеют двумерные (2D) металлические поверхностные состояния. Существование металлических поверхностных состояний обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием и приводит к инверсии

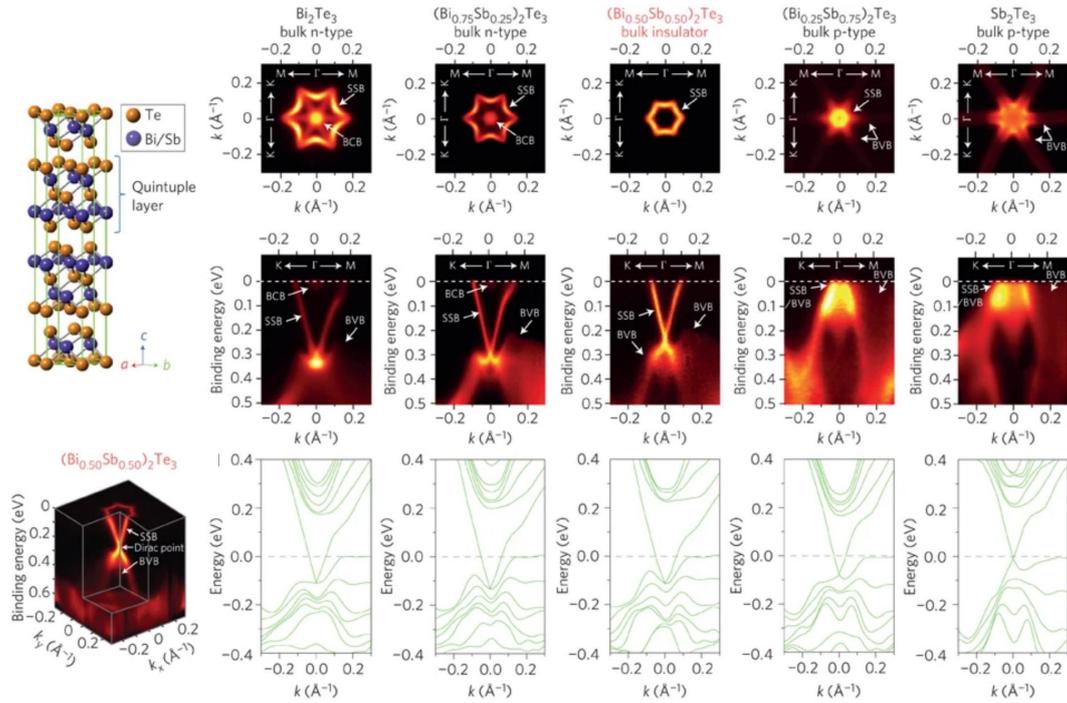


Рисунок 1.2 — Структура трехкомпонентного состава $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Te}_3$ и ARPES исследование [75] эволюции проводимости от объемного п-типа к р-типу по мере уменьшения x в составе ТИ.

зоны. Зонная структура обычного изолятора топологически показана на рисунке 1.3(Б). Перевернутая зонная структура топологического изолятора в сравнении с обычным изолятором изображена на рисунке 1.3(В). Когда топологически тривиальная структура (нормальный изолятор или вакуум) соединена с нетривиальной структурой (топологический изолятор), зонные структуры не могут непрерывно деформироваться друг в друга. На рисунке 1.3(Г) показано, что происходит на поверхности ТИ, когда он окружен топологически тривиальным материалом. В результате в топологическом изоляторе появляются металлические поверхностные состояния. Пока инверсия зон сохраняется, существуют поверхностные состояния. Эти поверхностные состояния описываются линейным законом дисперсии, где спин электрона сильно связан с импульсом. Одним из следствий этого является то, что ток электронов на поверхности топологического изолятора одновременно протекает в двух взаимно противоположных направлениях. То есть частицы со спином «вниз» движутся по краю в одну сторону, а со спином «вверх» — в обратную, как показано на рисунке 1.3(А). Эти состояния топологически защищены и не могут быть разрушены загрязнениями, неоднородностями или другими несовершенствами материала.

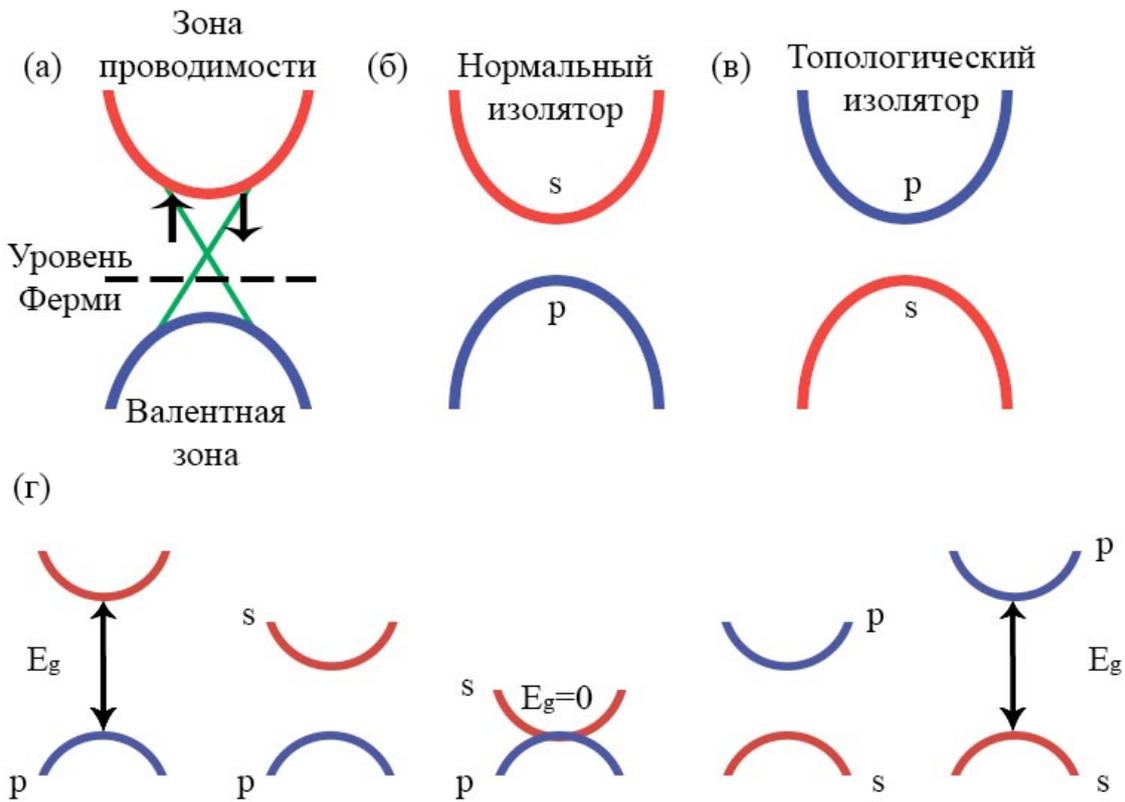


Рисунок 1.3 — (а) Линейный закон дисперсии Дирака (конус Дирака) для поверхностных состояний. (б) Зонная структура нормального изолятора. (в) Зонная структура топологического изолятора. (г) Порядок инверсии зонной структуры, которая приводит к топологически защищенным состояниям.

Первые экспериментальные подтверждения нетривиальной зонной структуры топологических изоляторов были показаны с использованием различных методов, таких как транспортные измерения [78], Фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) - исследования [4] (рис. 1.4(Г)) и сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) [79] (рис. 1.4(А)) для трехмерных топологических изоляторов [80], включая Bi_2Se_3 [81], Bi_2Te_3 [3; 4](рис. 1.4(Б)), Sb_2Te_3 [5; 6] (рис. 1.4(В)) и другие. В этих теоретических и экспериментальных исследованиях было показано, что ТИ представляют собой материалы, характеризующиеся бесщелевыми поверхностными или краевыми состояниями, которые сосуществуют с объемными состояниями.

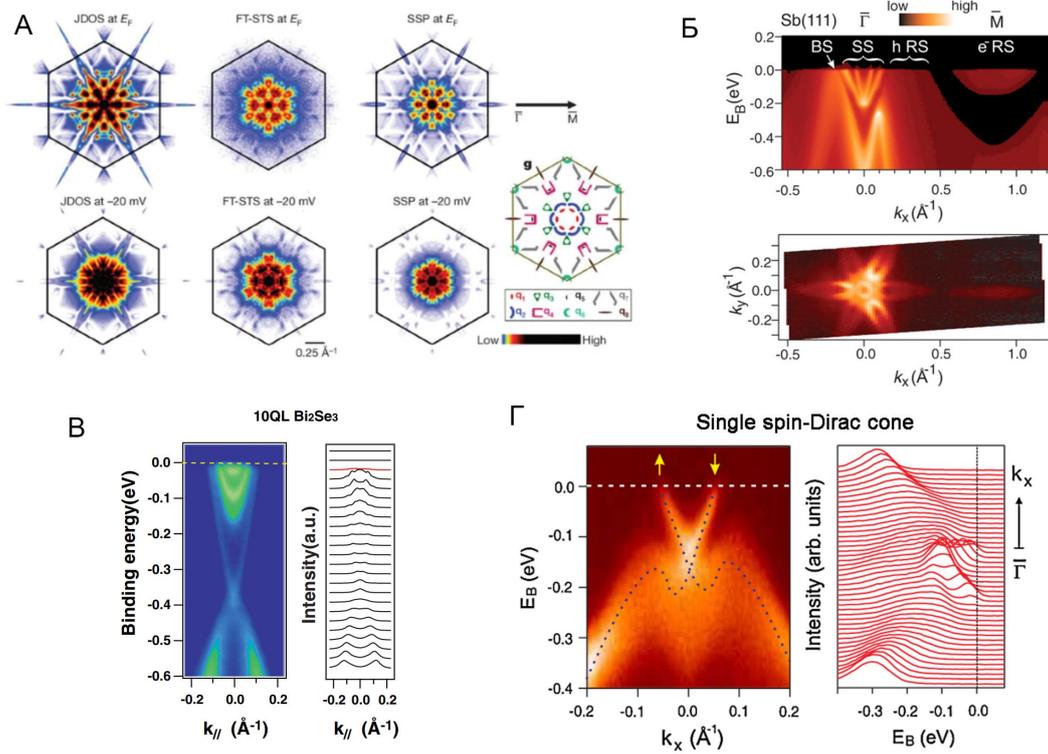


Рисунок 1.4 — (А) Плотность состояний для электронов поверхностного состояния в ТИ (Б) Спектр ARPES на поверхности Sb111 (В) Дираковские поверхностные состояния в терммерном ТИ (Г) Карта интенсивности ARPES показывает дираковский конус в ТИ.

1.2 Гибридные структуры сверхпроводник/топологический изолятор

1.2.1 Майорановские фермионы

В 1937 году [13] Этторе Майорана обнаружил, что, упростив уравнение Дирака, можно описать новый класс частиц. Он предсказал, что должен существовать фермион, который является своей собственной античастицей. Эти частицы получили название майорановских фермионов. Хотя они хорошо описаны теоретически и встречаются в различных моделях, до сих пор они не были найдены. В физике конденсированного состояния существуют квазичастицы, которые имеют похожие характеристики, что и майорановские фермионы. Сверхпроводники являются отправной точкой для поиска майорановских фермионов, поскольку квазичастицы в сверхпроводни-

как описываются как суперпозиция электронов и дырок. Для майорановского фермиона нам нужно состояние, которое имеет равные электронные и дырочные компоненты [82]. Однако не каждое майорановское состояние полезно. Если волновые функции для двух майорановских фермионов пересекаются, то частица и античастица могут взаимодействовать, а следовательно, и аннигилировать. Однако два изолированных майорановских фермиона могут быть использованы для создания двухуровневой системы. Поведение двух майорановских фермионов в состоянии наполовину электрона и наполовину дырки может быть описано как поведение двухуровневой системы, где первое пустое (дырочное) состояние - это $|0\rangle$, а второе занятое (электронное) - это $|1\rangle$. Моды майораны имеют нулевую энергию, это означает, что нет никаких затрат энергии на переход из основного в возбужденное состояние. В другой квантово-механической системе, такой, как частица в яме, нужно внести определенное количество энергии для перехода на другой уровень и получить такое же количество назад при переходе обратно. В случае основного состояния, которое содержит мода майораны, можно просто занимать майорановские моды без затрат энергии. Основное состояние вырождается, и можно подготовить двухуровневую систему в любом состоянии по желанию [14; 82—84]. Майорановские состояния можно наблюдать в системах сверхпроводник / топологический изолятор / сверхпроводник, где они реализуются на базе андреевских состояний (АС).

1.2.2 Сверхпроводимость и андреевские связанные состояния

Сверхпроводимость - явление, наблюдаемое в некоторых материалах при достижении критической температуры (T_c), при котором полное электрическое сопротивление материала равно нулю, а магнитное поле выталкивается из материала. Впервые она была открыта в 1911 году Хайке Камерлинг Оннесом, который в 1913 году за что был удостоен Нобелевской премии по физике [85]. Первой феноменологической теорией, описывающей электродинамику и распределение магнитного поля в сверхпроводниках, была теория Лондонов [86], однако она не учитывала квантовой природы сверхпроводимости.

Квантовомеханическое описание было дано в теории Гинзбурга-Ландау [87], где характеристики сверхпроводника заданы волновой функцией $\Psi(\vec{r})$, квадрат модуля которой равен плотности сверхпроводящих носителей заряда. Теория основана на предположении, что сверхпроводимость описывается комплексным параметром порядка, который связан с волновой функцией куперовских пар [87].

Микроскопическое описание механизмов сверхпроводимости было дано позднее в теории, разработанной Бардином, Купером и Шриффером (БКШ) [88], согласно которой электроны в сверхпроводнике при переходе через критическую температуру объединяются в так называемые куперовские пары. Спаривание электронов происходит благодаря электрон-фононному взаимодействию, приводящему к эффективному притяжению между ними и образованию связанного состояния на уровне Ферми, отделенного от уровней квазичастичных возбуждений энергетической щелью.

В теории БКШ [88], возбужденное s-волновое сверхпроводящее состояние описывается, как взаимодействие между электронами с волновой функцией f и дырки с волновой функцией g в соответствии с уравнениями Боголюбова — де Жена [89]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \mu(x) + V(x)\right]f + \Delta g = i\hbar\frac{\partial f}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$-\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \mu(x) + V(x)\right]g + \Delta f = i\hbar\frac{\partial g}{\partial t} \quad (1.3)$$

где V - разность потенциалов и Δ сверхпроводящая щель.

Электроны, близкие к уровню Ферми, «пойманы» в потенциальной яме, где высота барьера задается сверхпроводящей щелью. Подобно квантово-механической модели частицы в яме, когда рассматривается отражение одиночного электрона от потенциального барьера, образуются только дискретные уровни энергии. Однако в сверхпроводящих СНС контактах нужно учитывать процессы андреевского отражения [90; 91]. В таких процессах электрон с импульсом p и энергией ε меньше сверхпроводящей щели Δ , налетающий из нормального металла на НС-границу, отражается от нее в виде дырки с импульсом $-p$ и энергией $-\varepsilon$. При этом, в сверхпроводнике образуется куперовская пара с импульсом p (рис.1.5(А)). Результирующие дискретные

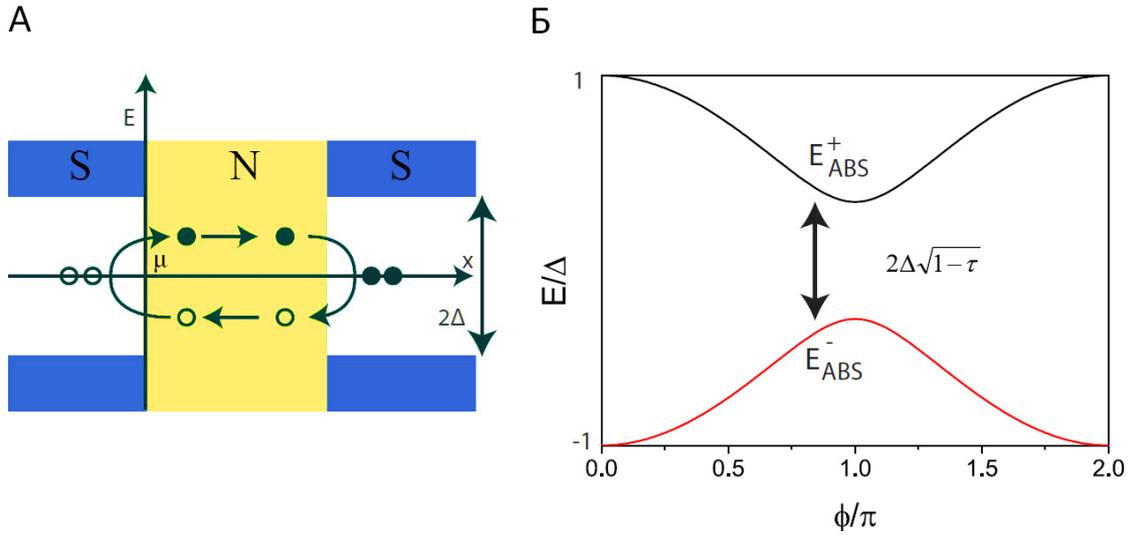


Рисунок 1.5 — А) Процесс андреевского отражения в СНС переходе. Б) Андреевские состояния для СНС-перехода с длиной, меньшей длины когерентности.

энергетические состояния известны как андреевские состояния. Энергетический спектр показан на рисунке 1.5(Б) и задается формулой [92; 93] :

$$E_{ABS}^{\pm} = \pm\Delta\sqrt{1 - \tau \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad (1.4)$$

где τ - вероятность передачи состояния и φ - разность фаз между берегами СНС контакта. При низких температурах занята только самая низкая ветвь. Из этой ветви видно, что после фазового перехода из 2π все снова возвращается в то же самое состояние. Поэтому принято, что джозефсоновский контакт 2π периодичен.

1.2.3 Эффект близости и Майорановские состояния в системах СП/ТИ/СП

Эффект близости возникает между сверхпроводником и нормальным металлом, когда они находятся в контакте, ниже критической температуры сверхпроводника. Критическая температура T_c сверхпроводника снижается вблизи границы, а в нормальном металле на малых расстояниях от границы появляется сверхпроводящая область. Характерное расстояние, на которое в нормальный металл наводится сверхпроводимость, называется длиной ко-

герентности ξ_N и может составлять от нескольких нанометров до десятков микрон, в зависимости от материала (рис. 1.6).

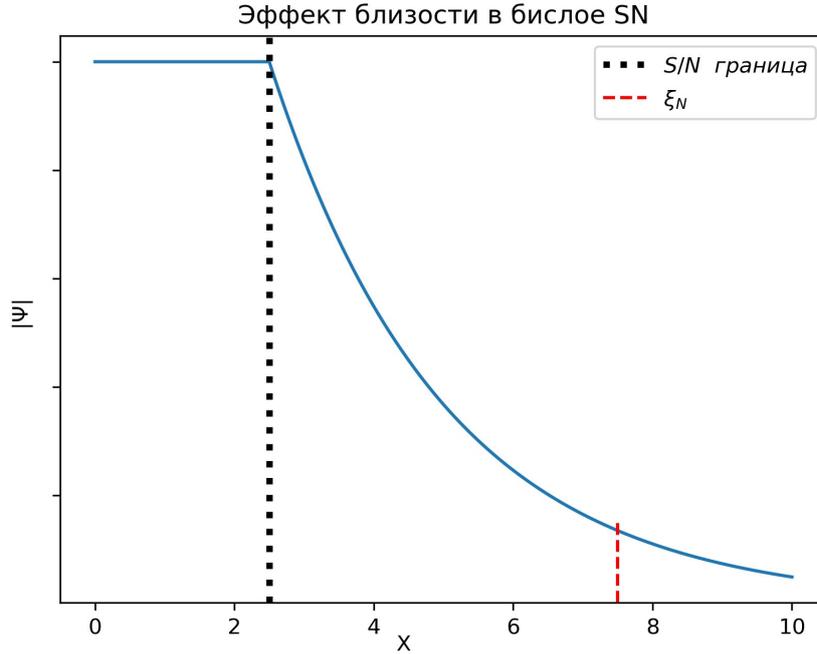


Рисунок 1.6 — Поведение волновой функции на SN границе.

В работе [8] Фу и Кане предсказали наличие эффекта близости и майорановских состояний в системе сверхпроводник/топологических изолятор, которая изображена на рисунке 1.7(А). Различие майорановских связанных состояний и андреевских связанных состояний в системе СП/ТИ/СП показано на рисунке 1.7(Б). Электрон, на границе ТИ/СП, может быть отражен как электрон или отражен андреевским отражением как дырка. Заряд $2e$ успешно передается в сверхпроводник в случае андреевского отражения. Заряд не передается в случае обычного отражения. Спин падающего электрона будет перевернут на 180° , так как спин в топологических поверхностных состояниях жестко связан их импульсом [19; 79]. Для электронов с перпендикулярным спином, нормальное отражение на границе ТИ/СП запрещено, так как эти два электронных состояния в спин невырожденных топологических поверхностных состояниях ортогональны. Данные состояния называются бесщелевыми майорановскими связными состояниями и характеризуются 4π -периодичным ток фазовым соотношением (рис. 1.7 Б, бирюзовый цвет) [94]. Для неперпендикулярных падающих зарядов образуются Андреевские связанные состояния с щелью 4π -периодичным ток фазовым соотношением (рис. 1.7 Б, красный цвет) [47].

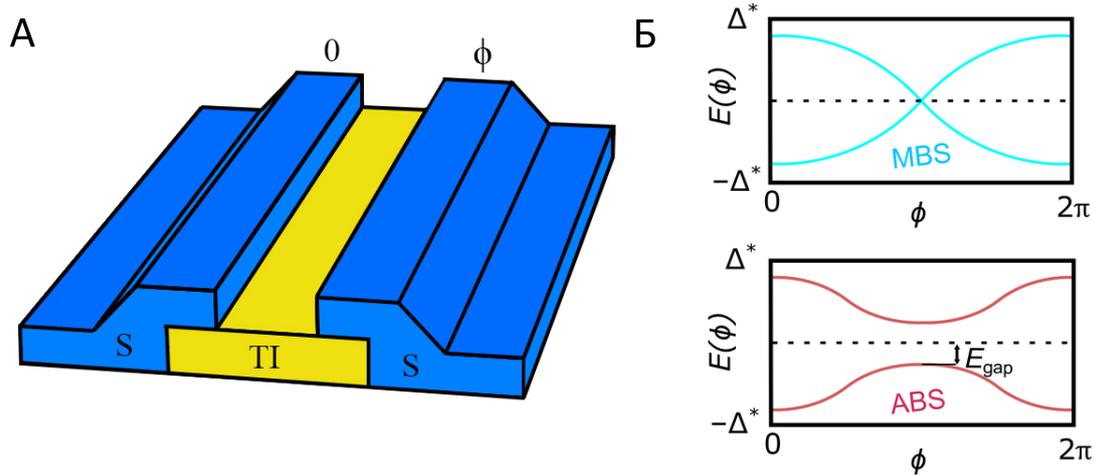


Рисунок 1.7 — А) Джозефсоновский СП/ТИ/СП переход, разность фаз равна ϕ . Б) Спектр майорановских связанных состояний (бирюзовый цвет) и андреевских состояний для системы сверхпроводник - топологический изолятор - сверхпроводник (красный цвет).

Таким образом, наблюдение этой удвоенной периодичности может являться отличительной чертой существования режима майораны в системах конденсированного состояния.

1.2.4 Эффект Джозефсона и наблюдение сверхтока в топологических изоляторах

Эффект Джозефсона - это явление, возникающее в структуре сверхпроводник - нормальный металл - сверхпроводник, которая называется джозефсоновским переходом. Эффект Джозефсона был впервые постулирован Брайаном Дэвидом Джозефсоном в 1962 году [95] и подтвержден экспериментально Филипом Андерсоном и Джоном Роуэллом в 1963 году [96]. Эффект Джозефсона может быть стационарным и нестационарным.

Стационарный эффект Джозефсона заключается в том, что при приложении напряжения через слабую связь будет течь бездиссипативный ток, зависящий от разности фаз на переходе $\phi = \theta_2 - \theta_1$ (рис.1.8) и определяемый *ток-фазовым соотношением*. Для туннельного контакта [76] это соотношение синусоидально :

$$I_s = I_c \sin(\theta_2 - \theta_1) = I_c \sin \varphi. \quad (1.5)$$

В этом выражении амплитуда сверхпроводящего тока I_s не может превысить некоторого значения I_c . Это так называемый *критический ток* джозефсоновского перехода, при превышении которого бездиссипативность протекания сверхпроводящего тока нарушается, т.е. возникает ток нормальных электронов, а на переходе устанавливается напряжение (разность потенциалов) V . В этом случае начинает работать второе уравнение Джозефсона:

$$\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 2eV. \quad (1.6)$$

Напряжение на переходе при этом постоянно, а разность фаз начинает осциллировать. Это явление называется нестационарным эффектом Джозефсона.

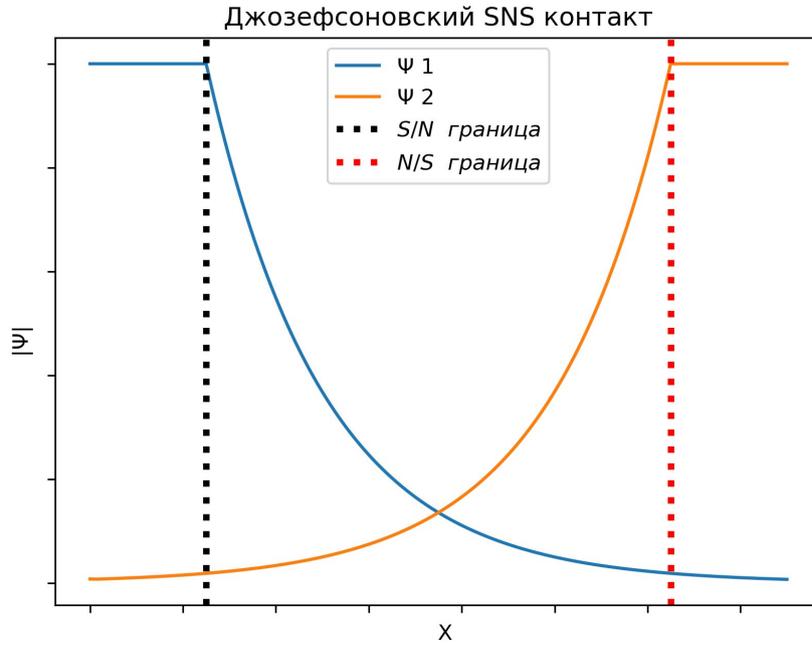


Рисунок 1.8 — Поведение волновой функции в джозефсоновском SNS контакте.

В последнее время увеличилось количество работ с наблюдением джозефсоновского сверхтока в топологических изоляторах [25; 30; 31]. В статье [11] ТИ были получены с использованием метода, основного на механическом отслоении от объемного кристалла. На рисунке 1.9 показаны изготовленные СП/ТИ/СП контакты.

Здесь джозефсоновский эффект вызывает осцилляции сверхпроводящего критического тока в приложенном магнитном поле. При однородном

распределении плотности тока зависимость критического тока от магнитного поля описывается функцией Фраунгофера:

$$I_c(\Phi_0) = I_c(0) \frac{\sin(\pi\Phi/\alpha\Phi_0)}{\pi\Phi/\alpha\Phi_0} \quad (1.7)$$

Здесь Φ_0 - квант магнитного потока. Рисунок 1.9 показывает типичные осцилляции критического тока, наблюдаемые в таких системах. Джозефсоновские соединения, изготовленные в данной статье хорошо описываются формулой 1.7 с $\alpha = 1$, однако в статье [97] сообщают об отклонениях от экспериментально полученных данных. Эти отклонения могут быть обусловлены фокусировкой потока в джозефсоновском контакте или геометрическими неоднородностями.

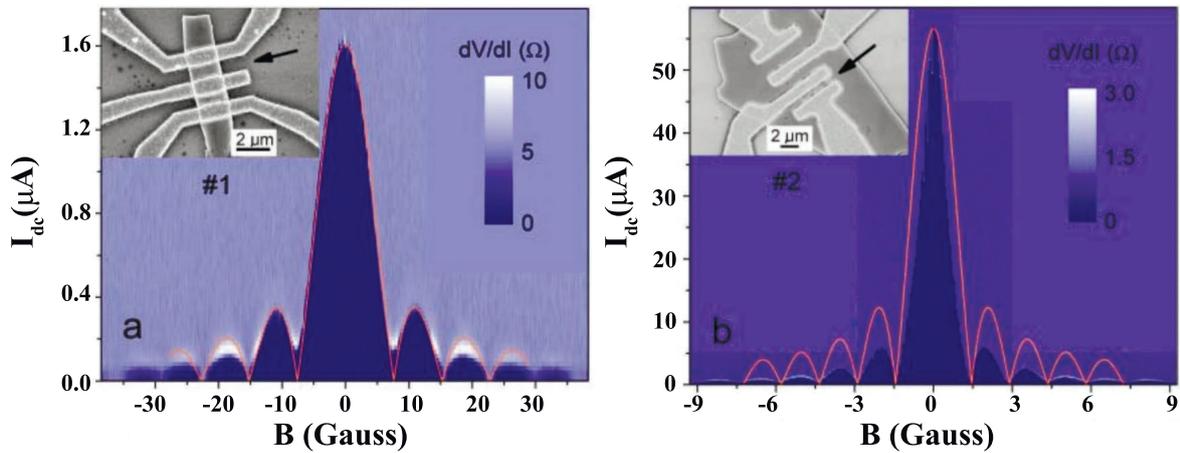


Рисунок 1.9 — А) Зависимость дифференциального сопротивления dV/dI перехода № 1 (обозначенного стрелкой), измеренная при температуре 15 мК от магнитного поля. Б) Зависимость dV/dI от магнитного для перехода №2. Критический ток осциллирует при повышении магнитного поля, отклоняясь от стандартной зависимости Фраунгофера.

В статье [98] показано наблюдение джозефсоновского сверхтока при температурах от 100 до 300 мК (рис. 1.10Б). Из графика зависимости дифференциального сопротивления dV/dI от температуры T видно, что когерентность и нулевое сопротивление сохраняется только до определенного температурного предела. На рисунке 1.10(А) показана нормированная температурная зависимость критического тока для 57 нм контакта. Характер проводимости в области слабой связи определяется этой температурной зависимостью. В данном случае она аппроксимируется диффузионным пределом

для СНС контакта, то есть длина перехода L больше, чем длина свободного пробега электронов. Уравнение Узаделя (1.13) используется для описания данного случая [99–101]. Поскольку аналитического выражения для произвольной длины свободного пробега и прозрачности барьера нет, то выражение решалось численно с тремя численно изменяемыми параметрами [102].

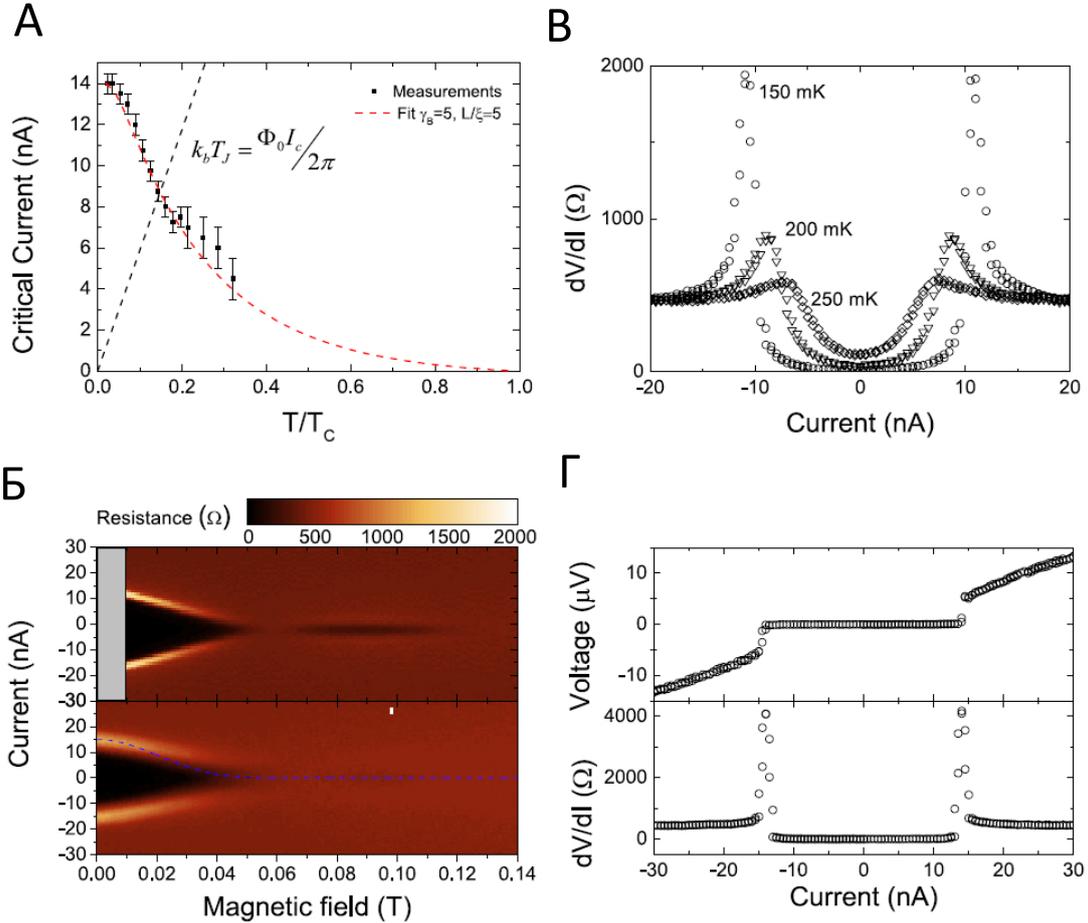


Рисунок 1.10 — А) Температурная зависимость критического тока. Б) Серия вольт-амперных характеристик при различных температурах. В) Зависимость критического тока от перпендикулярно приложенного магнитного поля. Г) Вольт-амперная характеристика и производная при базовой температуре, $I_c = 14$ нА, $R_n = 460$ Ом.

1.3 Баллистический и Диффузионный транспорт режим в ТИ

В данном разделе описаны режимы когерентного транспорта и связанная с ним феноменология. Транспортные режимы могут быть класси-

фицированы как баллистический и диффузионный. При баллистическом транспорте носители заряда проходят через туннельный барьер без какого-либо рассеяния. В этом режиме электроны ведут себя как частицы в вакууме, двигаясь по прямым траекториям, пока не достигнут противоположного электрода. В джозефсоновских контактах на основе топологических изоляторов баллистический транспорт обусловлен наличием топологически защищенных состояний, невосприимчивых к рассеянию. В случае же диффузионного транспорта носители заряда претерпевают различные типы рассеяния, например, рассеяние Мотта, электрон-фононное рассеяние или рассеяние на примесях. Здесь стоит отметить, что при диффузионном транспорте не всегда теряется фазовая когерентность, во многих случаях она может быть сохранена [103]. Переходом между диффузионным и баллистическим режимами транспорта в джозефсоновском контакте можно управлять, изменяя геометрию перехода, прозрачность границы и свойства туннельного барьера.

Поведение сверхтока в джозефсоновском переходе зависит от отношения длины перехода к длине когерентности материала.

К обсуждению длинного контакта $d \gg \xi_N$ можно подойти в рамках модели Лихарева [104]. Длина когерентности ξ_N описывает когерентный транспорт внутри барьера. Поэтому [105] :

$$\xi_N = \tau_T V_F \quad (1.8)$$

где V_F - скорость Ферми, а $\tau_T = \hbar/(2\pi k_B T)$ - время жизни куперовских пар. Если длина когерентности ξ_N больше длины свободного пробега, то реализуется баллистический режим, и ξ_N определяется уравнением:

$$\xi_N = \frac{\hbar V_F}{k_b T} \quad (1.9)$$

В противном случае реализуется диффузионный режим, и ξ_N определяется коэффициентом диффузии $D_N = V_F l / 3$ по формуле

$$\xi_N = \sqrt{\tau_T D_N} \quad (1.10)$$

В коротком контакте ($d \ll \xi_N$) электронный транспорт зависит от величины сверхпроводящей щели Δ [106]. В этом случае различие между диффузионным и баллистическим транспортом определяется взаимным отношением между d и длиной свободного пробега l_e .

Баллистический $l_e \gg \xi_N$		Диффузионный $l_e \ll \xi_N$	
$E_{th} = \hbar V_F / d$		$E_{th} = \hbar D / d^2$	
Длинный $l_e \gg d \gg \xi_N$	Короткий $l_e \gg \xi_N \gg d$	Длинный $d \gg \xi_N \gg l_e$	Короткий $\xi_N \gg d \gg l_e$
$I_c = eV_F l / L^2$	$I_c = Ne\Delta / \hbar$	$I_c \simeq eD_n / L^2$	$I_c \simeq e\Delta / \hbar$ $I_c = Ne\Delta \hbar$

Классификация приведена в таблице ниже:

В данной таблице E_{th} - энергия Таулеса, которая является фундаментальной константой для эффекта Джозефсона, а N - количество поперечных мод на поверхности Ферми, которые распространяются через переход. Понятие длинных и коротких контактов может быть также определено через соотношение E_{th} и Δ . Короткий переход описывается соотношением $E_{th} \gg \Delta$, а длинный - $E_{th} \ll \Delta$.

1.3.1 Модель Эйленбергера

Гибридные сверхпроводящие структуры могут быть описаны на основе уравнений Горькова [107]. После интегрирования микроскопических уравнений Горькова по энергии быстрых электронных осцилляций получены квазиклассические уравнения Эйленбергера для баллистического случая и уравнения Узаделя для диффузного случая. Например, так можно описать короткие СИНИС-переходы [108] и обобщить модель для переходов произвольной длины [109]. Модельная зависимость критического тока от температуры показана на рисунке 1.11. Критический ток можно получить из формулы :

$$I_c = a \frac{2}{\pi} e k_F^2 \frac{k_B T}{h} \sum_{\omega_n} \int_0^1 \zeta d\zeta \frac{t^2}{Q^{1/2}(t, \chi, \zeta)} \quad (1.11)$$

где $\zeta = k_x / k_F$ и $t = D / (2 - D)$ где D - прозрачность S/N границы, a - поперечное сечение перехода, а

$$Q = [t^2 \cos(\chi) + (1 + (t^2 + 1)\omega_n^2 / \Delta^2) * \cosh(2\omega_n L / \mu \hbar V_F) + 2t\omega_n \frac{\Omega_n}{\Delta^2} \sinh(2\omega_n L / \mu \hbar V_F)]^2 - (1 - t^2)^2 \Omega_n^2 \Delta^2,$$

где $\omega_n = \pi k_b T (2n + 1)$ - частота Мацубары, $\Omega_n = \sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}$, а χ - разность фаз между двумя сверхпроводящими берегами.

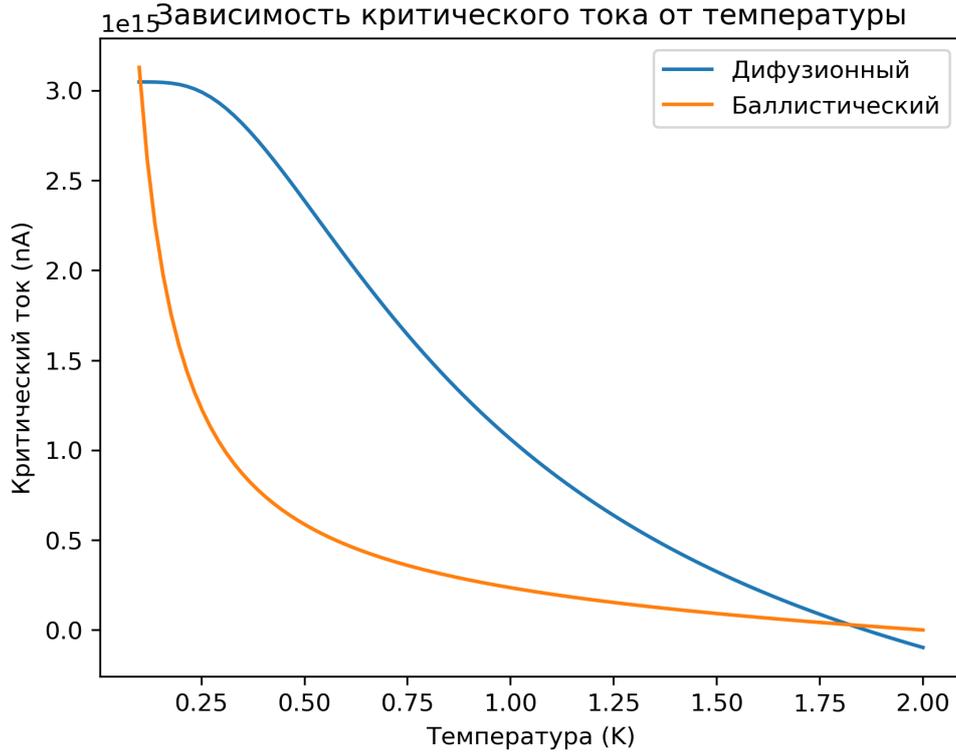


Рисунок 1.11 — Зависимости критического тока от температуры $I_c(T)$, промоделированные с помощью уравнений 1.11, 1.12 для баллистического (Эйленбергер) и диффузионного (Узадель) транспортных режимов.

1.3.2 Модель Узаделя

Короткий СНС контакт в диффузионном транспортном режиме может быть описан уравнением Узаделя [32; 99].

$$\Phi_{S,N} = \Delta_{S,N} + \xi_{S,N}^2 \frac{\pi k_B T_c}{\omega_n G_{S,N}} \frac{d}{dx} \left(G_{S,N}^2 \frac{d}{dx} \Phi_{S,N} \right) \quad (1.12)$$

где Φ и G - нормальная и аномальная функции Грина, соответственно, а ω_n частота Мацубары. Эта модель может быть упрощена в случае грязного сверхпроводника, что дает температурную зависимость плотности критического тока [101] :

$$J = \frac{2\pi k_b T}{e \rho_N} \text{Im} \sum_{\omega_n^2 > 0} \frac{G_N^2}{\omega_n^2} \Phi_N \frac{d}{dx} \Phi_N \quad (1.13)$$

Для контактов с произвольной длиной и произвольной прозрачностью границы аналитического решения для функций Грина не существует, хотя возможно численное решение дифференциальных уравнений Узаделя. Кривая $I_c(T)$ позволяет определить транспортный режим перехода. Рисунок 1.11 показывает численную оценку, сделанную из уравнения 1.11 и 1.13, где видна существенная разница для баллистического и диффузионного предела.

1.3.3 Экспериментальное наблюдение баллистического транспорта в ТИ

Первые экспериментальные подтверждения наличия баллистического транспорта в топологических изоляторах были получены в эксфолиированных слоях гибридных контактов Nb/Bi₂Te₃/Nb [32]. На рисунке 1.12(А) представлены зависимости критического тока от температуры и длины. В то время как зависимость от длины может быть описана как диффузионной, так и баллистической моделью транспорта, температурная зависимость критического тока явно выходит за пределы диффузионного случая и может быть описана только теорией Эйленбергера для баллистических переходов. Основным параметром аппроксимации является длина свободного пробега l_e . Средняя длина в объеме, $l_e = 22$ нм, является недостаточной для объяснения баллистического характера сверхтока в переходах, в то время, как поверхностная длина в несколько раз больше, $l_e = 105$ нм. В результате авторы приходят к выводу, что баллистический джозефсоновский сверхток передается топологическими поверхностными состояниями Bi₂Te₃.

В работе [110] показано наблюдение двух разных типов многократных андреевских отражений в одном джозефсоновском переходе, свидетельствует сосуществовании вклада диффузионных объемных и баллистических поверхностных состояний, что также подтверждается анализом температурной зависимости критического тока 1.12(Б). Это наблюдение выявляет разное температурное поведение двух различных вкладов в сверхток, обусловленных диффузионными объемными и баллистическими топологическими поверхностными состояниями. При низких температурах оба вклада присутствуют,

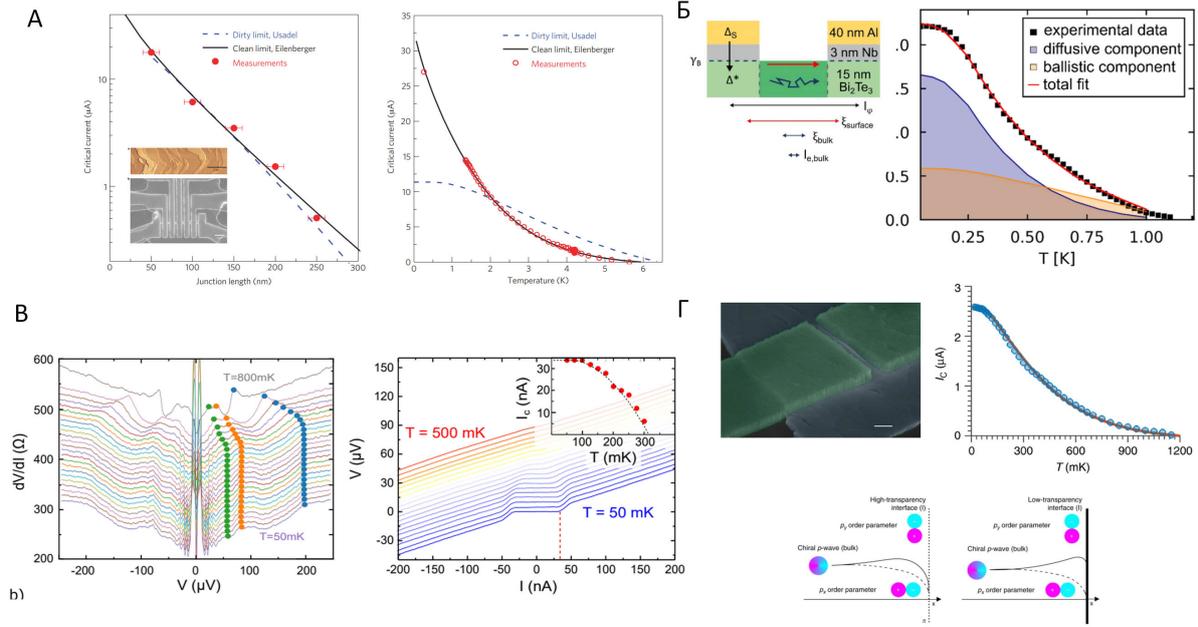


Рисунок 1.12 — А) Зависимость критического тока от температуры и длины; демонстрация баллистического транспорта [32]; Б) Температурная зависимость критического тока джозефсоновского перехода, показано сосуществование диффузионного и баллистического транспорта [110]; В) Анализ транспортного режима в полуметаллическом материале Bi_4Te_3 [111]; Г) Температурная зависимость критического тока для перехода с высокой прозрачностью границы [12].

но при более высоких температурах баллистические поверхностные состояния начинают доминировать в сверхтоке.

Анализ температурной зависимости, как критического тока, так и магнитосопротивления показывает, что преимущественный вклад в сверхток осуществляется через баллистический механизм, даже несмотря на полуметаллическую природу объемной фазы материала Bi_4Te_3 [111]. Эти наблюдаемые баллистические характеристики свидетельствуют о топологической природе материала Bi_4Te_3 рис.1.12(В).

В работе [12] авторы подтвердили соответствие зависимости критического тока от температуры моделям Эйленбергера для баллистических переходов и теории Узаделя для коротких диффузионных переходов. На рисунке 1.12(Г) представлена зависимость $I_C(T)$ для перехода, изображенного на рисунке 1.12(Г). Сплошная кривая соответствует геометрическим размерам и $l_e=130\text{nm}$. Полученное значение длины свободного пробега четко подтверждает предположение о том, что в барьере присутствует мало центров рассеяния и что некоторые квазичастицы при пересечении канала ТИ

претерпят лишь один акт рассеяния. Извлеченное из аппроксимации значение нормального сопротивления оказалось выше экспериментального, что может быть объяснено шунтирующим эффектом объемных носителей Bi_2Te_3 .

1.4 Влияние высокочастотного излучения на джозефсоновский контакт в ТИ

1.4.1 RCSJ модель

Модель резистивно-емкостного шунтированного перехода (RCSJ - от англ. Resistively and Capacitively Shunted Josephson Junctions) — это простая модель, используемая для описания поведения джозефсоновских контактов, которые представляют собой два сверхпроводящих электрода, разделенных слабой связью. В модели RCSJ переход Джозефсона представлен нелинейной катушкой индуктивности, параллельной линейному конденсатору C и резистору R . Нелинейный индуктор проводит туннельный ток Джозефсона, который пропорционален синусу разности фаз между двумя сверхпроводящими электродами. Конденсатор представляет собой емкость изолирующего барьера (в случае СНС перехода емкость считается пренебрежимо малой). Резистор отвечает за нормальное сопротивление квазичастичному току.

Применяя закон Кирхгофа к точке А, как показано на рис.1.13(А), получаем:

$$I = I_c \sin(\varphi) + \frac{V}{R} + C \frac{\partial V}{\partial T} \quad (1.14)$$

Уравнение 1.14 можно рассматривать как движение флуктуирующей частицы с фазой φ и потенциалом $U(\varphi)$ из уравнения :

$$U(\varphi) = \frac{\hbar}{2e} (-I_c(1 - \cos(\varphi)) - I\varphi) \quad (1.15)$$

С помощью уравнения 1.15 можно описать динамику джозефсоновского перехода (рис.1.13(Б)). Величина $E_J = \frac{\hbar I_c}{2e}$ называется Джозефсоновской

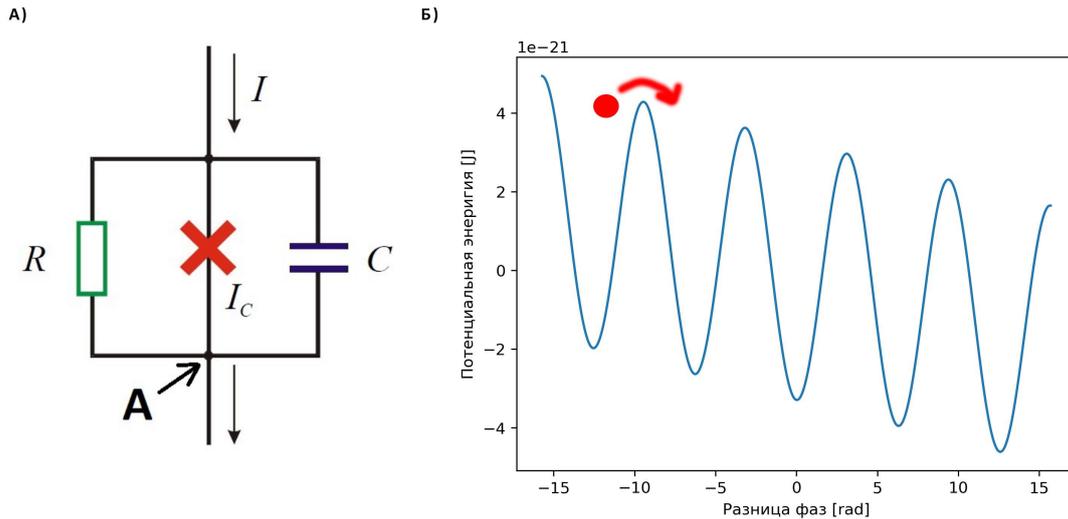


Рисунок 1.13 — А) Эквивалентная схема модели RSCJ. Б) Потенциальная энергия частицы в наклонном потенциале.

энергией и задает характеристическую энергетическую шкалу джозефсоновского перехода. Потенциал имеет линейный член, представляющий приложенный ток смещения I и периодическую модуляцию, заданную фазой. По аналогии с маятником можно интерпретировать сопротивление устройства R_n как трение, а потенциальная емкость играла бы роль массы. Потенциал для различных значений приложенного смещения показан на (рис.1.14(А)). Для нулевого тока смещения (голубой график), частица находится в потенциальном минимуме и ее фазовая скорость $\langle \varphi \rangle$ равна нулю, падение напряжения на переходе отсутствует ($V = 0$). При $I = I_c$ наклон достаточно крутой, и частица начинает «падать» и возникает конечное падение напряжения.

Фазовая скорость становится больше по мере того, как напряжение на переходе увеличивается. При большом токе смещения $I > I_c$ падение напряжения определяется сопротивлением нормального состояния R_n . Вольтамперная характеристика джозефсоновского перехода показана на рис.1.14(Б). Эта вольтамперная характеристика описывается простой формулой $V = R_n \sqrt{I^2 - I_c^2}$. Цветными точками отмечены различные токи смещения, соответствующие потенциалу.

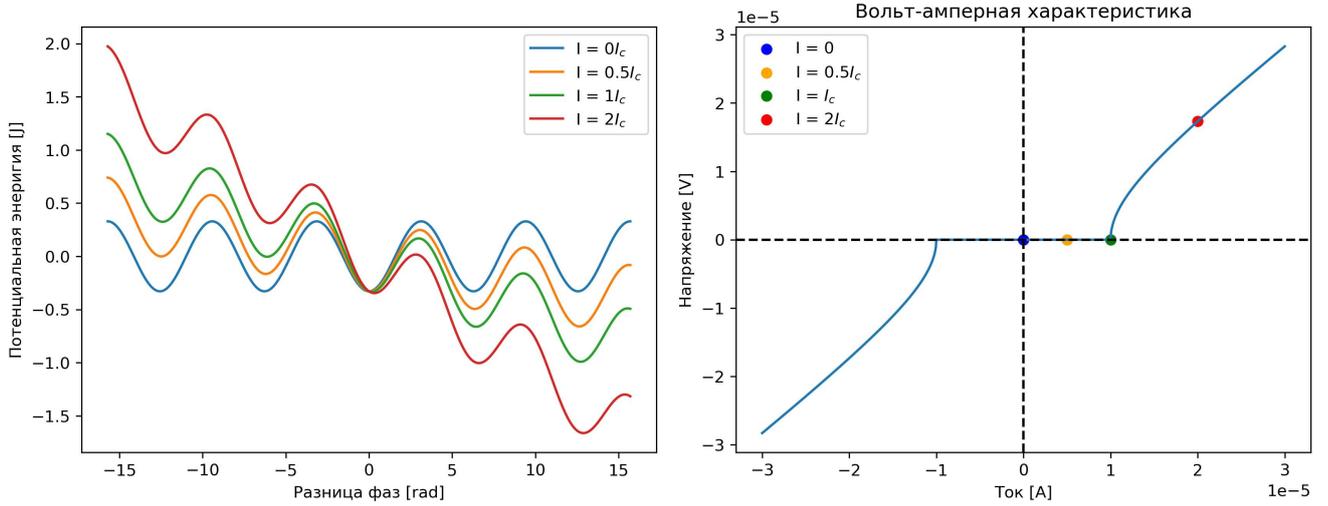


Рисунок 1.14 — А) Наклонный потенциал для различного тока смещения I . Б) Вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода. Цветные точки обозначают разный ток смещения I

1.4.2 Ступени Шапиро

При подаче переменного СВЧ сигнала на джозефсоновский переход, на вольт-амперной характеристике I - V появляются ступени постоянного напряжения (ступени Шапиро) [112]. Высота ступеньки квантуется и определяется как $V_n = n \frac{\hbar\omega}{2e}$ при $n \in \mathbb{Z}$. Влияние переменного тока можно учесть, добавив переменный ток смещения в соотношение :

$$I = I_0 + I_1 \cos(\omega t) \quad (1.16)$$

исх. [113], целесообразно переписать уравнение джозефсона в нормированных единицах

$$a_0 + a_1 \sin(\varepsilon \tau) = \frac{d\varphi}{d\tau} \sin(\varphi) \quad (1.17)$$

Здесь, $a_i = \frac{I_i}{I_{max}}$ — нормированные токи, $\tau = \omega t = \frac{2eI_{max}R_n}{\hbar t}$ — нормированное время и $\varepsilon = \frac{\hbar\omega}{2eI_{max}R_n}$ — нормированная микроволновая частота. Это дифференциальное уравнение нелинейно и не имеет простого аналитического решения, но может быть решено численно. Усредненное по времени напряжение для заданного смещения можно рассчитать, рассматривая $\varphi(t)$, и определить время для одного периода T , за которое φ поменяется на 2π . Тогда напряжение V будет выражаться уравнением $2e/\hbar = 2\pi/T$. На рисунке

1.15(Б) показаны ступени на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода для двух разных амплитуд. Ступени постоянного напряжения появляются на ВАХ при значениях $V = \hbar f/2e$. Это так называемые шаги Шапиро. Интуитивный способ понять это поведение, рассмотреть наклонный потенциал. Подача СВЧ сигнала приводит к изменению амплитуды потенциала, как показано на рис. 1.15(А). Это может привести частицу в движение при заданном наклоне постоянного тока. Частица падает целое число периодов. Целое число периодов падения напряжения приводит к образованию ступенек.

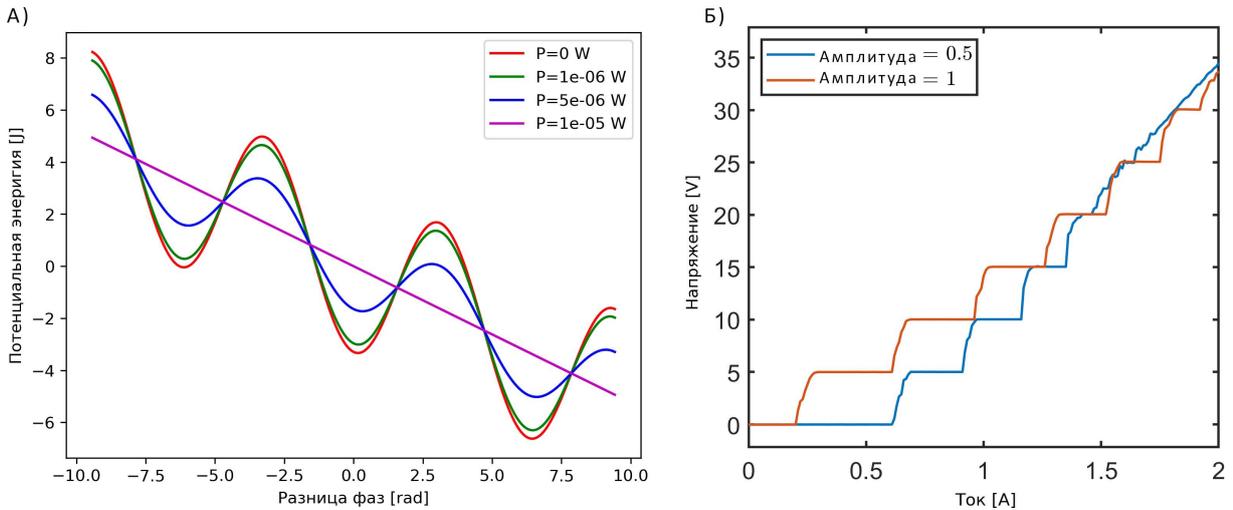


Рисунок 1.15 — А) Наклонный потенциал для различной мощности СВЧ сигнала. Б) Ступени Шапиро на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода для двух разных амплитуд.

Ступени Шапиро, в настоящее время используются как наиболее точные физические стандарт для вольта, поскольку напряжение делает целые шаги по частоте, и уравнение включает в себя только фундаментальные константы такие как заряд электрона и постоянная Планка.

1.4.3 Отсутствие первой ступени Шапиро в ТИ

Сверхпроводящие джозефсоновские переходы, где в роли слабой связи выступает топологический изолятор, могут содержать в себе майорановские

состояния. Эти состояния могут быть применены для реализации топологических квантовых вычислений. В настоящее время одной из ключевых задач в квантовой физике является поиск материалов, способных создать топологически защищенные состояния, подходящих для реализации топологических кубитов. Эта задача приобрела особую актуальность после обнаружения аномального ВЧ-джозефсоновского эффекта [29], который может свидетельствовать о наличии фермионов майорана и проявляться, например, в отсутствии первой или четных ступеней Шапиро.

Первое экспериментальное свидетельство отсутствия первой ступени Шапиро при напряжении $V_1 = 1 \frac{hf}{2e}$ было показано в нанопроволоках с сильной спин-орбитальной связью [114–116] (рис.1.16(А)) и в трехмерных топологических изоляторах [117] (рис.1.16(Б)). Более поздние эксперименты с использованием двумерных топологических изоляторов HgTe/CdTe показали отсутствие первых девяти нечетных ступеней и дробный (ВЧ) эффект джозефсона [118]. Однако интерпретация аномального эффекта Джозефсона под воздействием СВЧ излучения в таких системах все еще находится на стадии обсуждения.

Феномен отсутствия первой ступени Шапиро с $n = \pm 1$ также наблюдался в топологических изоляторах Bi₂Se₃, полученных методом эксфолиации и в дираковских полуметаллах [34] (рис.1.17(А,Б)). В этих статьях аномальный отклик на СВЧ излучение связан с 4π -периодичностью. Но, наблюдаемый дробный эффект Джозефсона может быть также объяснен джоулевым перегревом, который влияет на майорановские состояния и сокращает время существования четности. Этот механизм перегрева сильно заметен в гистерезисных вольт-амперных характеристиках.

Для объяснения эффекта отсутствия первой ступеньки Шапиро было предложено уменьшить частоту фазовой накачки f_{Jt} до eV/h , что в два раза меньше обычной частоты $f_J = 2eV/h$, вызванной когерентным переносом заряда $1e$. Это означает, что первая индуцированная СВЧ излучением ступенька должна появляться при напряжении $eV_{1t}/h = hf/e$, что в два раза больше обычного напряжения для первой ступеньки, $V_1 = hf/2e$. В результате первая ступенька отсутствует, и возникает эффект MFS [117; 119–124] (рис.1.17В).

Наблюдение дробного джозефсоновского эффекта проявляется в удвоении периода ступенек Шапиро. Например, в случае воздействия СВЧ-сигнала

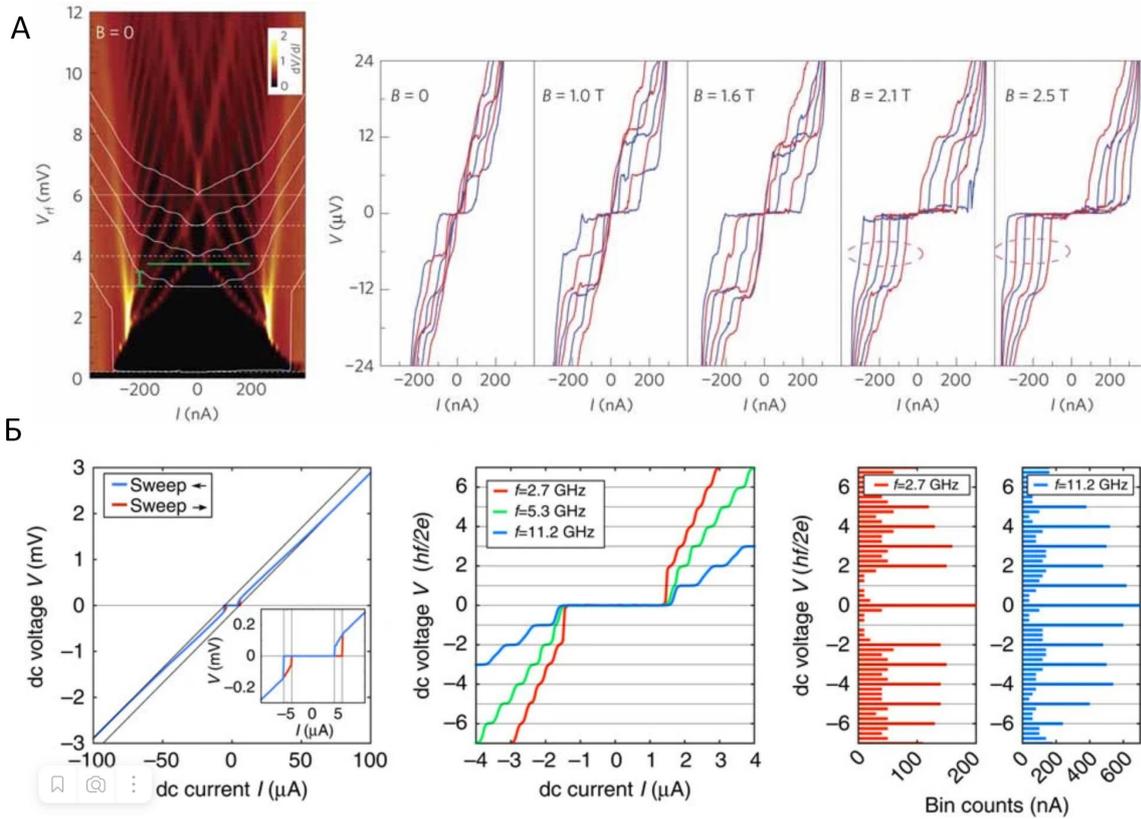


Рисунок 1.16 — А) Дифференциальное сопротивление $\frac{dV}{dI}$, как функция амплитуды ВЧ V_{rf} и постоянного тока I для $f_0 = 3$ ГГц. Для $B > 2$ Т плато при 6 мкВ исчезает, что подчеркнуто пунктирными овалами, и первая ступень наблюдается при 12 мкВ. Это удвоение первой ступени Шапиро переменного тока является признаком дробного эффекта Джозефсона и может являться отличительной чертой топологической сверхпроводимости. Б) Ступени Шапиро для трех различных частот, измеренные при $T \approx 800$ мК. Шкала напряжения на графике приведена в нормированных единицах $\frac{hf}{2e}$, чтобы подчеркнуть ступени Шапиро на кривой I-V в присутствии РЧ-облучения. Для высокой частоты $f = 11,2$ ГГц (синяя линия) все ступеньки хорошо видны при напряжениях (вплоть до $|n| > 12$), но для наглядности показаны только первые три. Для промежуточной частоты ($f = 5,3$ ГГц, синяя линия) первая ступенька ($n = 1$) заметно уменьшается. На низкой частоте ($f = 2,7$ ГГц, красная линия) первая ступенька полностью подавлена.

с частотой f на переход, ожидается, что ступеньки должны появляться при напряжениях $V_n = 2 \left(n \frac{hf}{2e} \right)$, где n - целое число. Это явление известно как четно-нечетный эффект [120].

В статье [125] было показано наблюдение ступенек Шапиро. Измерение этих ступенек позволяет исследовать отношение вклада майорановских

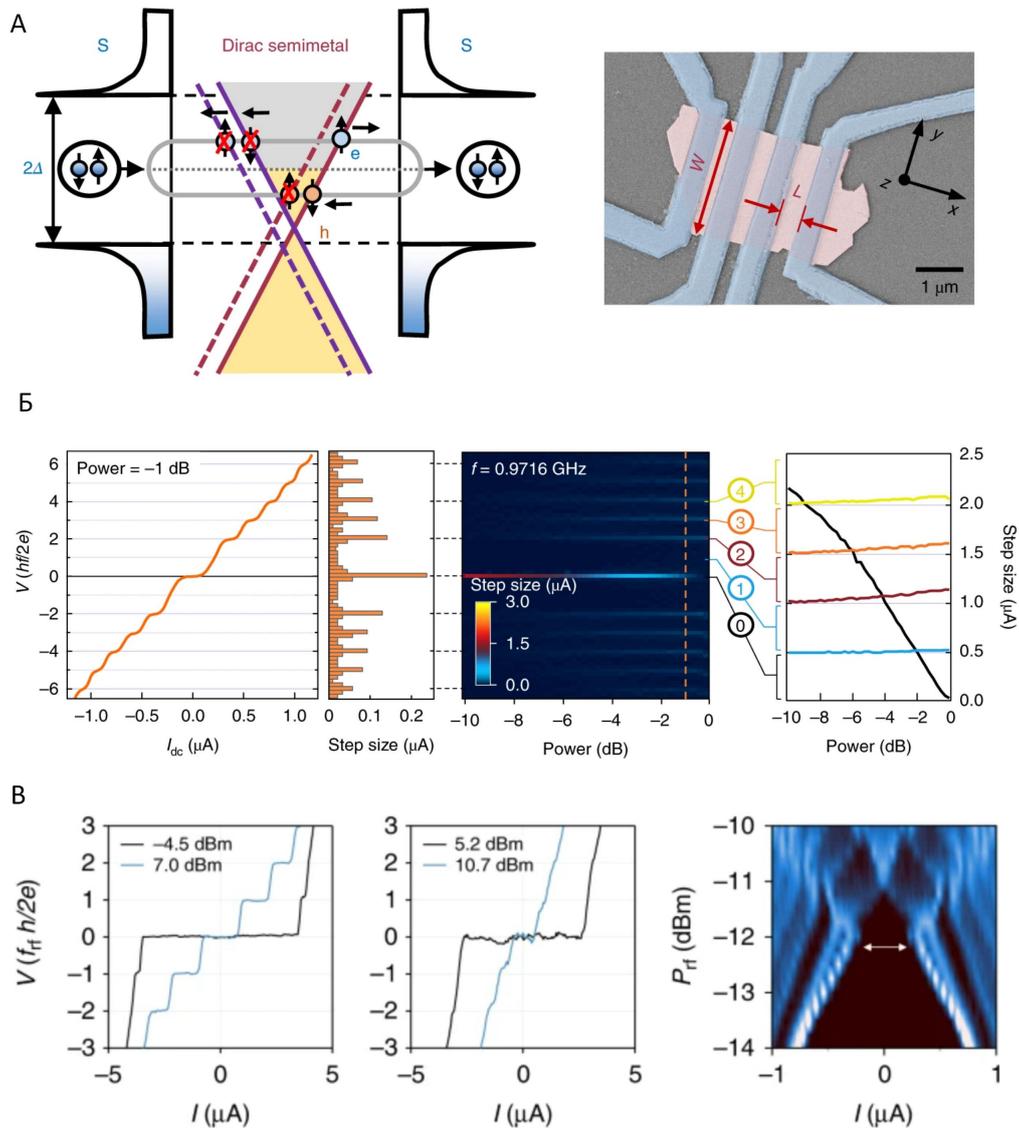


Рисунок 1.17 — А) СЭМ изображение джозефсоновского перехода со сверхпроводящими Nb-электродами на поверхности отшелушенной чешуйки $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$ и схема энергетического спектра андреевского связанного состояния (нормированного на сверхпроводящую щель) [34]; Б) Вольтамперные характеристики образца при температуре $T = 12$ мК при воздействия радиочастотным (РЧ) излучением с частотой $f = 0,90$ ГГц и мощностью $-1,0$ дБ. Видно отсутствие первой ступени Шапиро. В) Показано отсутствие первой ступени Шапиро в доджозефсоновском контакте на основе Bi_2Se_3 ТИ [119].

состояний к андреевским состояниям, соответствующее суммарному критическому току $I_c = I_4\pi + I_2\pi(B)$. Когда джозефсоновский контакт облучается радиочастотным излучением, фотоны поглощаются в области слабой связи, увеличивая энергию носителей заряда внутри нее. Вышедшие частицы могут войти во второй электрод только, если его химический потенциал μ_2 сдвинут

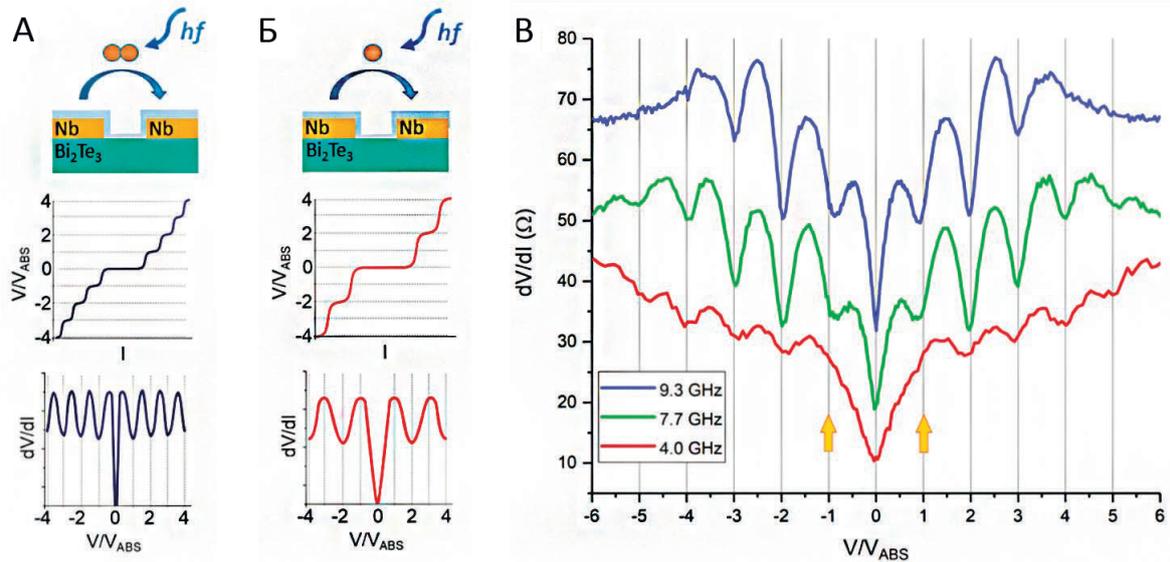


Рисунок 1.18 — А) Наблюдение ступенек Шапиро. Куперовские пары при поглощении фотона показывают целочисленные ступеньки Шапиро. Б) Поглощение фотона одним электроном приводит к удваиванию периода ступенек Шапиро. В) Реакция ступенек Шапиро на различные частотные диапазоны от 9.3 ГГц до 4 ГГц.

на $V = \mu_2 - \mu_1 = n \cdot \frac{hf}{q}$. Здесь q это заряд, h - постоянная Планка, n - целое число, f частота радиочастотного сигнала и V - напряжение на переходе. Для куперовских пар $q = 2e$. Под действием ВЧ-излучения образуются ступеньки при постоянных напряжениях, и соответствующие провалы появляются на графике 1.18(А)[118]. Однако для майорановских состояний $2e$ проводимость меняется на $1e$, то есть нечетные ступени исчезают, и только четные ступени остаются при транспорте через майорановские состояния (рис. 1.18(Б)).

1.5 Выводы

В данной главе было представлено краткое теоретическое обсуждение гибридных систем топологический изолятор - сверхпроводник, составляющих фундамент проведенных диссертантом исследований. Рассмотрена зонная структура и методы изготовления топологических изоляторов. Рассмотрены примеры баллистического и диффузионного транспортных режимов для исследования андреевских связанных состояний. Также была показана разница между коротким и длинным пределами. Далее следовало введение в физи-

ку, связанную с Майорановскими-связанными состояниями, топологической сверхпроводимостью, включая нетрадиционную сверхпроводимость типа $px + i\mu y$. В заключительной части рассмотрен один из потенциальных способов подтверждения присутствия 4π периодичности и фермионов майорана - анализ шагов Шапиро. Был приведен обзор актуальных исследований последних лет.

Глава 2. Технологические и экспериментальные методы

2.1 Установка для синтеза монокристаллов ТИ

В ходе диссертационного исследования была разработана и запатентована [А6] установка, предназначенная для создания наноструктур методом физического осаждения из газовой фазы (PVD). Конкретно, эта установка способна формировать субмикронные и наноразмерные монокристаллы топологических изоляторов. Наноструктуры, полученные с помощью данной установки, обладают потенциалом для создания элементов сверхпроводящей наноэлектроники и спинтроники. Эти элементы могут включать в себя устройства для квантовых вычислений, такие как майорановские кубиты.

Разработана конструкция установки для получения субмикронных монокристаллических нанопластин топологических изоляторов. Основной особенностью установки является наличие индивидуального индукционного нагрева образца и источников материала ТИ, что позволяет гибко управлять режимом осаждения, а именно своевременно изменять температуру одного или нескольких источников и температуру образца.

В ходе разработки данной установки, целью было усовершенствование конструкции устройств для осаждения монокристаллов топологических изоляторов микро- и субмикронных размеров различных соединений (например, Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ и других) с возможностью контроля и изменения концентрации Se .

Технический результат заключается в улучшении качества монокристаллов, получаемых методами физического и химического осаждения из газовой фазы (PVD/CVD). Установка позволяет проводить осаждение с независимым контролем нагрева источника и держателя образца с использованием индукционных нагревателей. Это обеспечивает точный и стабильный температурный режим, необходимый для роста монокристаллов и многослойных гетероструктур. Примеси, такие как атомы кислорода, углерода и органических веществ, которые могли бы повлиять на свойства монокристаллов и гетероструктур, которые оседают на стенках кварцевой трубы реактора, не перераспыляются обратно за счет локального воздействию ин-

дукционного нагрева только на держатели. Труба реактор во время синтеза остается холодной.

Конструкция установки позволяет регулировать расстояние между держателем источника и держателем образца с точностью около 1 мм. Это влияет на концентрацию и температурное распределение атомов в области держателя образца из-за диффузионного движения испаряемого вещества в газе-носителе. Такое решение обеспечивает плавное регулирование потока атомов на поверхность подложки, влияя на режим осаждения.

Кроме того, конструкция позволяет изменять угол между нормалью к поверхности подложки и осью кварцевой трубы-реактора, что позволяет контролировать поток атомов испаряемого вещества вблизи подложки. Установка допускает также установку нескольких держателей источников с разными испаряемыми веществами и соответствующее количество индукционных нагревателей. Это позволяет осаждать материалы, образующиеся из исходных веществ с различными температурами плавления. Установка предусматривает индукционный нагреватель с сетчатым или пористым сердечником для предварительного нагрева газа-носителя. Такое решение позволяет более точно контролировать температурный режим осаждения. Кроме того, установка оснащена системой автоматического управления режимом осаждения (температуры держателя источника, держателя образца, температуры газа-носителя и потока газа-носителя) с помощью компьютера, что повышает повторяемость параметров монокристаллов.

Конструкционные решения установки представлены на рисунках 2.1, 2.2, 2.3. Изображенная на рисунке 2.1 конструкция установки для получения микро- и наноразмерных монокристаллов ТИ методом физического осаждения из газовой фазы (PVD) включает станину (5), на которой установлены кварцевая труба реактора (основной элемент) (8), форвакуумный насос (3) и контроллеры температуры (7). Блоки питания (6) включают в себя мощные источники постоянного напряжения и преобразователи “постоянное напряжение – переменное напряжение” с резонансной частотой индукционных нагревателей (9). Индукционные нагреватели (9) расположены непосредственно на кварцевой трубе реактора (8). Слева располагается баллон с инертным газом (1), к нему подключен редуктор высокого давления (2), все вакуумные части установки связаны вакуум-плотными соединениями (4).

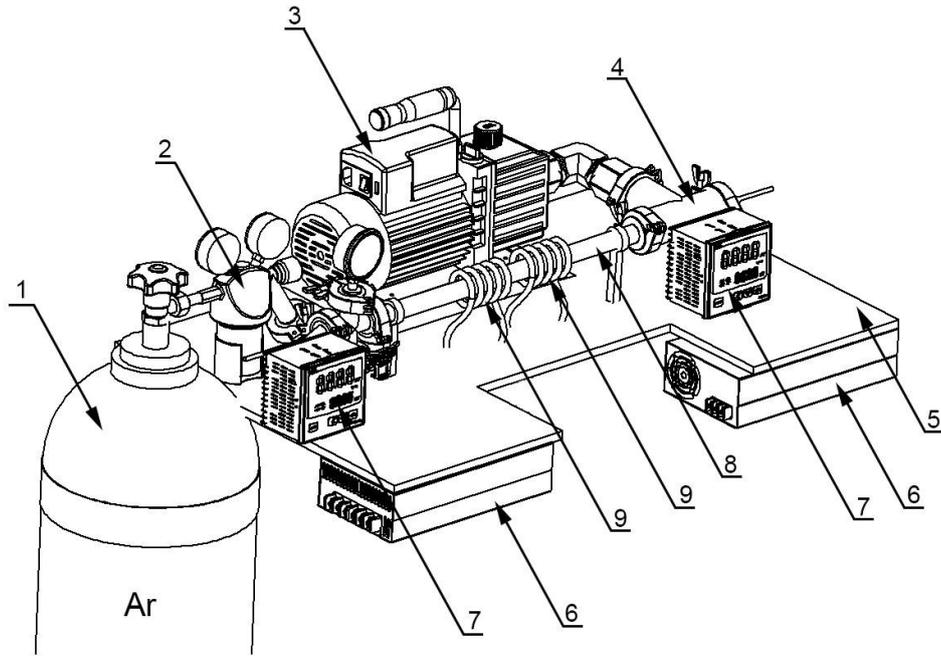


Рисунок 2.1 — Конструкция установки для получения микро- и наноразмерных монокристаллов ТИ методом физического осаждения из газовой фазы (PVD).

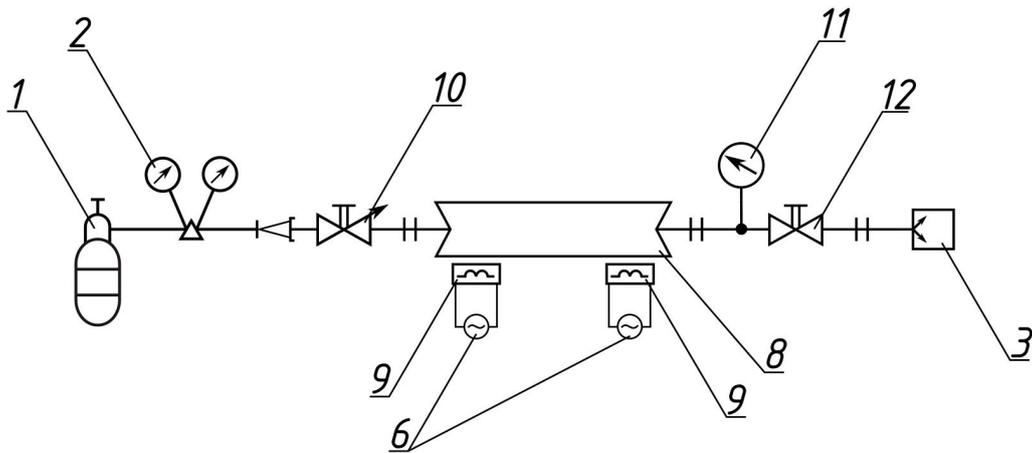


Рисунок 2.2 — Вид установки в разрезе.

Изображенный на рисунке 2.2 схематичный вид установки в разрезе показывает кварцевую трубу реактора (8), в которой установлен держатель источника (22) с испаряемым веществом (21) (например, Bi , Te , Se и их соединения Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$), расположенном в тигле (20), и держатель образца (13) с подложкой (19) (Si , SiO_2 , сапфир). Индукционные нагреватели (9) расположены снаружи кварцевой трубы реактора (8) и нагревают держатели (13) и (22). Положение держателей (13) и (22) регулируется с помощью полых стержней (15), которые закрепляются в вакуумных фланцах (16).

Вывод проводов термопар через стержни (15) обеспечивается вакуум-плотными электрическими разъемами (17). Герметичное соединение кварцевой трубы реактора (8) с прочими частями вакуумной системы обеспечивается посредством переходников (14). Напуск газа осуществляется со стороны держателя источника через натекатель. Вакуумная откачка производится со стороны держателя образца. Такая конструкция обеспечивает простоту замены исходного материала (21) и подложек (19). При замене исходного материала и подложек стержни (15) извлекаются через вакуумные фланцы (16). Основным элементом установки является сборка, состоящая из держателя испаряемого вещества (13), держателя подложки (22) и индукционных нагревателей (9), схематическое изображение которой приведено на рис 2.2. Держатели (13) и (22) и нагреватели (9) могут перемещаться вдоль оси кварцевой трубы реактора (8), что позволяет прецизионно изменять расстояние между держателями (13) и (22), а также позиционировать их внутри катушек индукторов (9). Для более эффективного индукционного нагрева держатели (13) и (22) изготавливаются из материала с высокой магнитной проницаемостью μ (например, из никеля или стали). Тигель (20) изготовлен из тантала и не взаимодействует с исходным веществом (21).

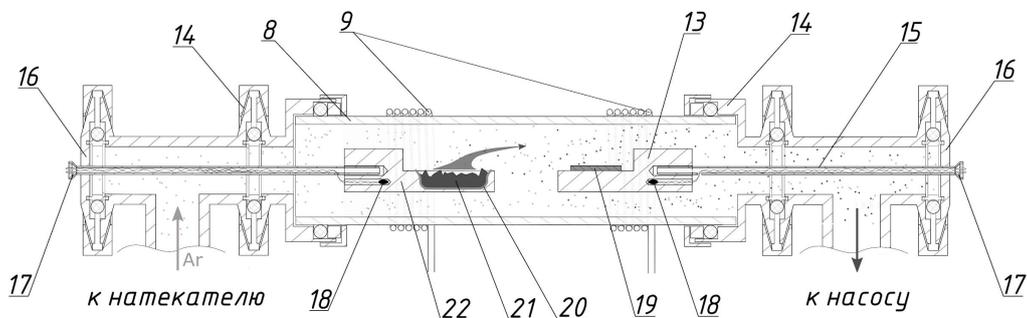


Рисунок 2.3 — Схема.

При индукционном нагреве требуемую высокую температуру имеют только держатели (13) и (22), что положительно сказывается на чистоте получаемых кристаллов, т.к. поток загрязняющих примесей со стенок кварцевой трубы реактора (8) практически отсутствует. Для подачи резонансного переменного напряжения на индукционные нагреватели используются источники напряжения (6), совмещенные с преобразователями с постоянного напряжения (12-48 В) на переменное (220 В). Нагрев осуществляется продольным переменным магнитным полем внутри соленоида (катушки индукционного нагревателя), по которому протекает переменный ток. Таким образом,

держатели могут разогреваться до температуры 700-900 °С. Глубина проникновения переменного электромагнитного поля в держатель, а соответственно, и выделяемая мощность зависят от частоты и магнитных свойств материала держателей (13) и (22).

Получения микро- и наноразмерных монокристаллов включает следующие этапы:

- Шаг 1. Производят очистку подложек, на которые будет осуществляться осаждение монокристаллов ТИ. Для удаления загрязнений подложки подвергаются ультразвуковой очистке поочередно в ацетоне, изопропиловом спирте и дистиллированной воде (10 мин.), затем их сушат.
- Шаг 2. Исходный материал помещают в тигель на держателе источника.
- Шаг 3. Подложку помещают на соответствующий держатель образцов, расположенный в 5-15 см держателя источника (в зависимости от нужного режима осаждения).
- Шаг 4. Перед проведением синтеза производится продувка трубы реактора сверхчистым инертным газом для удаления остатков атмосферного воздуха. Затем производится откачка вакуумной системы до базового вакуума.
- Шаг 5. Держатель источника нагревается до 400-700 °С, и держатель образца - до 200-500 °С.
- Шаг 6. После установления постоянной температуры держателей в кварцевую трубу реактора подается сверхчистый инертный газ-носитель, в результате создается постоянный поток газа при установившемся давлении ок. 100 торр. На подложке начинается рост кристаллов.
- Шаг 7. Выключение нагрева держателей, которые охлаждаются естественным образом.

Для проведения осаждения ТИ в контролируемых и повторяемых условиях установка синтеза была автоматизирована. В частности, поддержание температурных режимов осуществляется посредством ПИД-контроля. Измерение температуры на столиках с переосаждаемым веществом и подложкой происходит с помощью термопар К-типа, встроенных в нагреватель. Сигнал с термопар (100 мкВ) усиливается в 10⁴ раза с помощью инструментальных

усилителей AD8221, а затем поступает на цифровой вход платы Arduino, где считывается программой в цикле ПИД-контроля. Выводы термопары соединены керамическим конденсатором $C = 1$ мкФ, что образует высокочастотный фильтр. Кроме того, использование инструментального усилителя для усиления сигнала термопары позволяет избавиться от синфазной наводки, образующейся на длинных проводах термопары. Такие наводки могут быть на несколько порядков больше, чем полезный дифференциальный сигнал. Плата Arduino с помощью цифрового выхода с ШИМ-модуляцией управляет затвором полевого транзистора, который регулирует ток через нагреватель. На рисунке 2.4 показан Общий вид интерфейса монитора управления установкой.

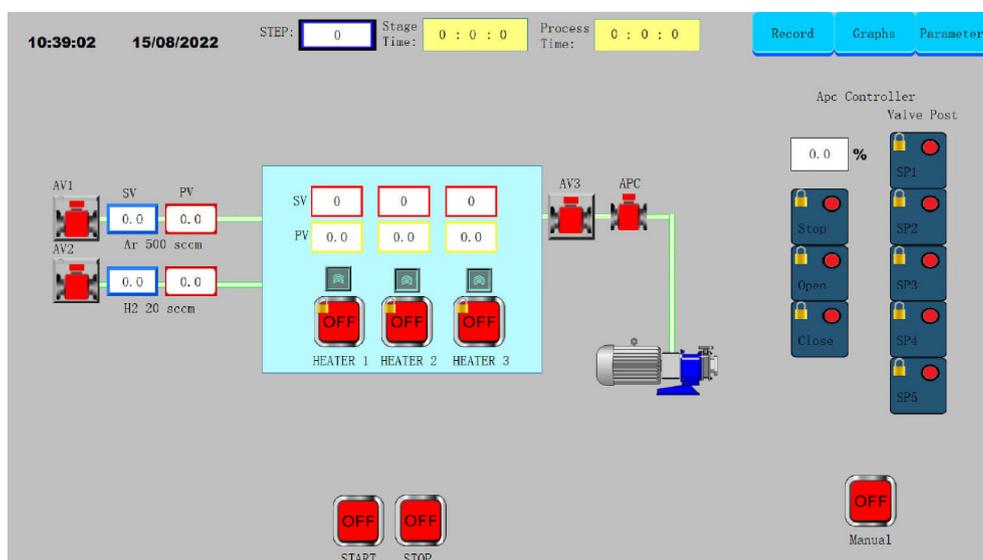


Рисунок 2.4 — Окно интерфейса управления установкой.

Интерфейс оператора состоит из нескольких основных блоков: В центре показана вакуумная камера-реактор, слева от нее блок управления газами. Справа от реактора - блок откачки. В правой части экрана находится блок управления рабочим давлением в реакторе. Существует возможность производить процессы, как в ручном режиме, так и в автоматическом режимах работы. Выбрав соответствующей кнопкой В ручном режиме существует возможность производить процесс с учётом блокировок.

2.2 Изготовление образца

Существуют различные методы создания субмикронных джозефсоновских структур. Они основаны на технологиях напыления тонких пленок сверхпроводников, барьеров и функциональных слоев на диэлектрическую подложку, а также на формировании их топологии с применением плазменного или химического травления, электронной или фотолитографии. Джозефсоновские структуры делятся на два основных типа: сэндвичевые и планарные, в зависимости от методов их изготовления. В настоящее время одной из нерешенных проблем является уменьшение гибридных джозефсоновских структур до субмикронного уровня, что позволит интегрировать их в электрические цепи с высокой плотностью упаковки активных элементов.

2.2.1 Дизайн образца

Первым шагом при изготовлении образца является создание дизайна подводящих контактов для последующей электронной литографии (рис. 2.5). Чип имеет длину 15 мм и ширину 5 мм. В среде AutoCad была разработана схема подведения контактов. Путем анализа фотографий со сканирующего электронного микроскопа было выбрано 5 наиболее интересных областей с подходящей концентрацией монокристаллов. К каждой интересующей структуре была подведена квазичетырехточечная система контактов, для минимизации контактного сопротивления.

2.2.2 Электронная литография

Электронная литография – на данный момент самый распространенный и надежный метод создания наноструктур [126]. Предел разрешения в электронном литографе теоретически может достичь величины близкой к 0.1 нм [127]. В научных исследованиях удавалось вытравливать линии

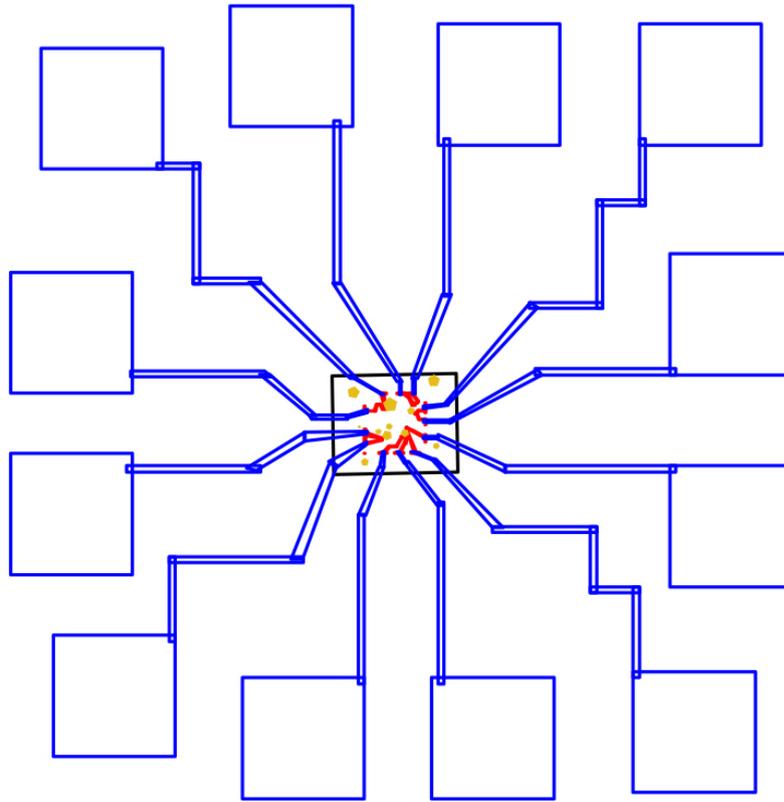


Рисунок 2.5 — Схема контактов для исследуемого образца.

шириной 1.5 нм при использовании луча диаметром 0.5 нм [128]. На рисунке 2.6 показан технологический процесс изготовления джозефсоновских контактов СП/ТИ/СП. Сначала образец (рис. 2.6(а)) покрывается ПММА резистом (рис. 2.6(б)), затем происходит засветка резиста электронным лучом (рис. 2.6(в)). Засветка происходит электронами с большой энергией, с ускоряющим напряжением $\sim 20\text{-}50$ kV. В данной работе использовались две технологические рамки полей 100×100 мкм для более тонких структур, и 600×600 мкм для более широких и контактных площадок. Это позволяет сократить время засветки. Чтобы металл не разорвался в нахлестах на нерабочие прямоугольники, в этих местах было выполнено уширение места контакта. Следующим этапом является проявление засвеченного электронного резиста (рис. 2.6(г)) и магнетронное напыление сверхпроводящих контактов (рис. 2.6(д)) о котором подробно рассказано в следующем разделе. Последним шагом является удаление резиста растворителем (lift-off) (рис. 2.6(е)).

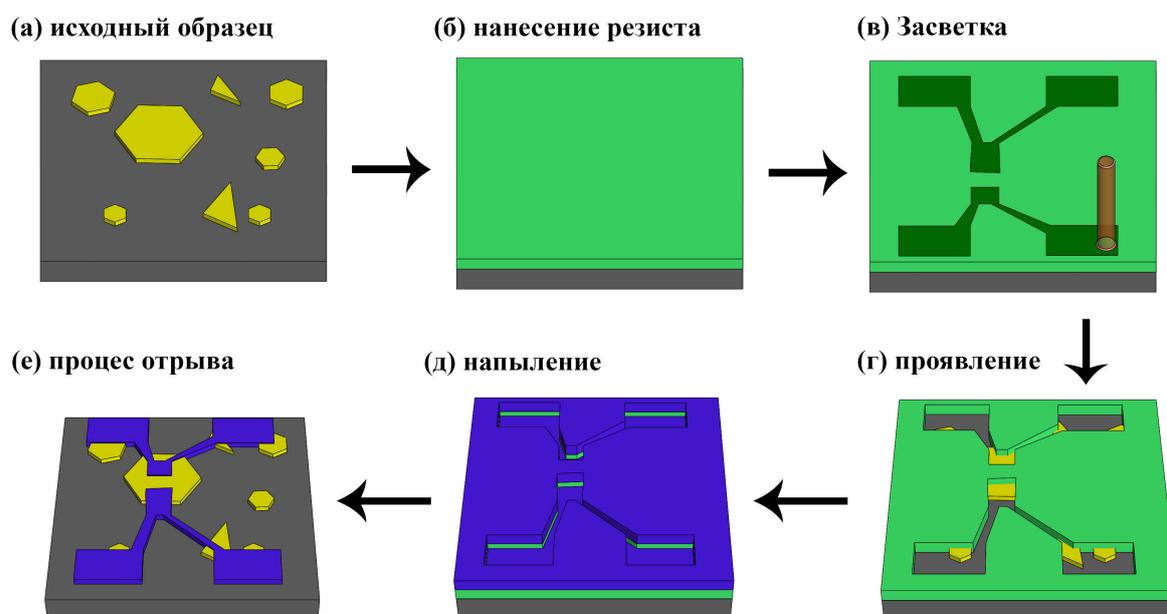


Рисунок 2.6 — Технологический процесс изготовления контактов СП/ТИ/СП.

2.2.3 Магнетронное напыление

Для напыления тонких пленок использовался метод магнетронного напыления. Суть метода в том, что в электрическом поле между подложкой и мишенью положительно заряженные ионы инертного газа Ar ускоряются в направлении от мишени к подложке. При столкновении с поверхностью мишени заряженные ионы выбивают нейтральные атомы вещества с кинетическими энергиями выше 10 эВ. После чего атомы разлетаются в пространство камеры и осаждаются на подложку.

Магнетронная установка, в которой были напылены сверхпроводящие Nb контакты, изображена на рисунке 2.7. Расстояние от подложки до мишени в ней составляет 6 см, в этом же пространстве находится автоматическая шторка и зона для манипулятора загрузки образца. Шторка позволяет проводить предраспыление мишени для получения очищенной от окислов поверхности. Держатель подложки имеет функцию вращения. Типичная мощность, выдаваемая источником на магнетрон - 150 Вт.

Схематическое изображение S/TI/S контакта показано на рисунке 2.8. Предварительно подложка подвергалась очистке в аргонной плазме при давлении $2 \cdot 10^{-2}$ мбар, мощности 60 Вт, ускоряющем напряжении 500 В, 10

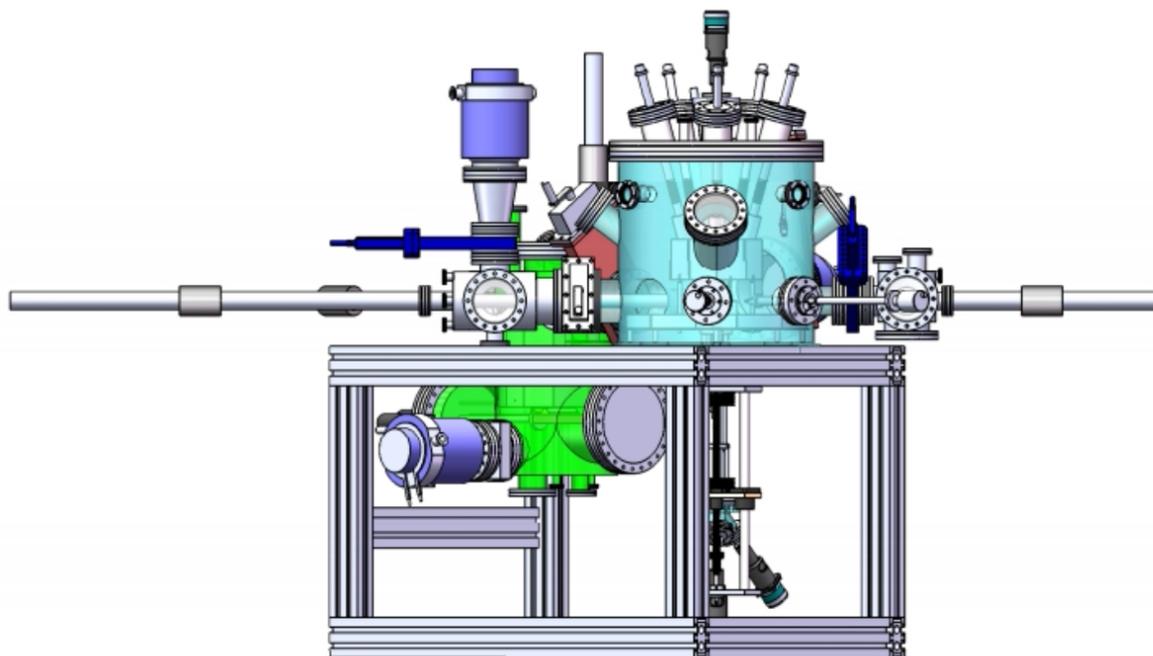


Рисунок 2.7 — Модель установки магнетронного напыления.

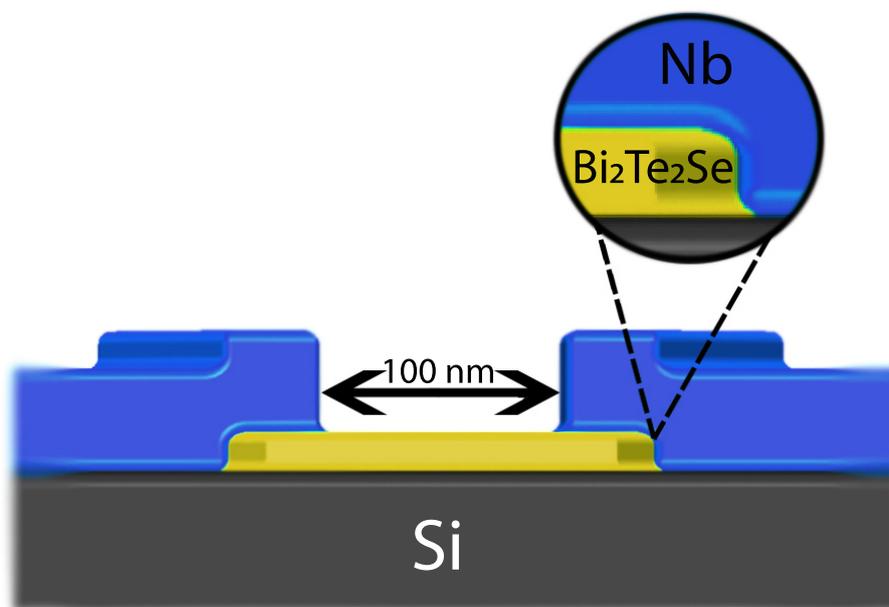


Рисунок 2.8 — Схематическое изображение S/TI/S контакта. Сверхпроводящие контакты выполнены из ниобия Nb, в качестве слабой связи использован монокристалл топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$.

сек. Затем, в ходе одного вакуумного цикла, напылялись ниобиевые контакты. Остаточный вакуум $7 \cdot 10^{-7}$ мбар, рабочее давление 10^{-2} мбар, толщина ниобия 70 нм. После напыления подложку оставляют в ацетоне на 10 - 20 минут для удаления остатков резиста и сушат. После этого образец готов к

измерениям. СЭМ фотография изготовленного СП/ТИ/СП контакта представлена на рисунке 2.9, видно, что контакты перекрыли один монокристалл и нет закоротки.

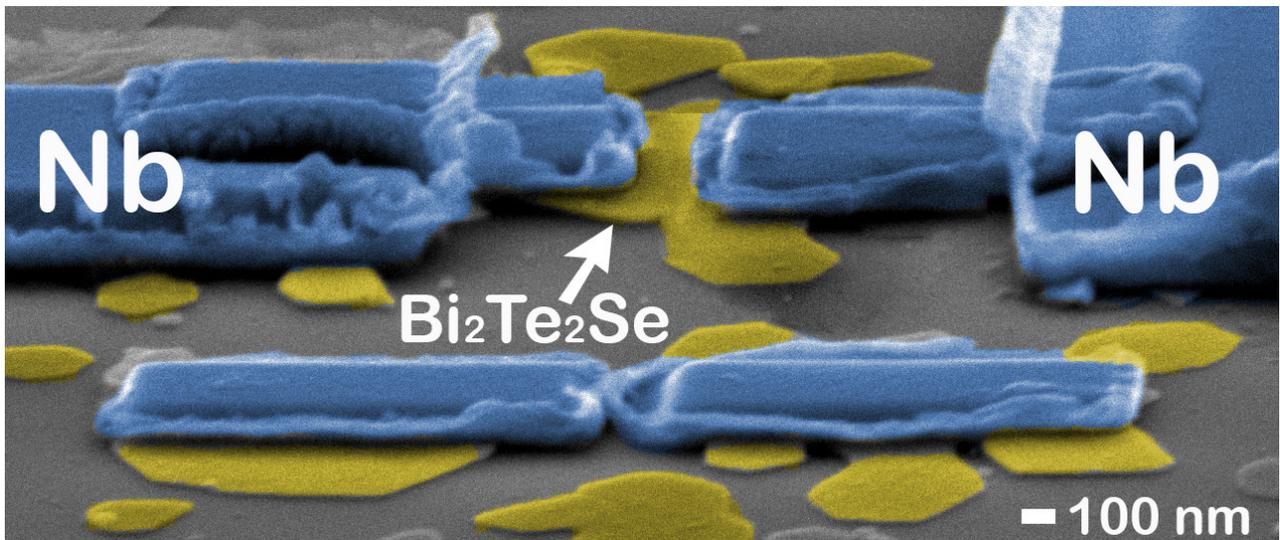


Рисунок 2.9 — СЭМ фотография джозефсоновского СП/ТИ/СП контакта под углом 45° , виден зазор 150 нм между сверхпроводящими Nb берегами.

2.3 Измерительные установки

2.3.1 Криостат Advanced research systems

Криостат предназначен для проведения DC-измерений при температуре до 4.2 К и охлаждается за счёт замкнутого цикла Гиффорда-МакМагона [129]. Схематически устройство криостата показано на рис. 2.10

Криоголовка (DE-204SF, Advanced Research Systems) отделена от используемого в эксперименте пространства объёмом с обменным газом (гелием). За счёт этого обеспечивается виброизоляция, а также возможность задания температуры образца с помощью нагревателя. Исследуемый образец приклеивается к съёмному держателю и подключается к его контактам алюминиевой проволокой методом ультразвуковой сварки (бондинга). Образец закрывается экраном, предохраняющим от инфракрасного излучения,

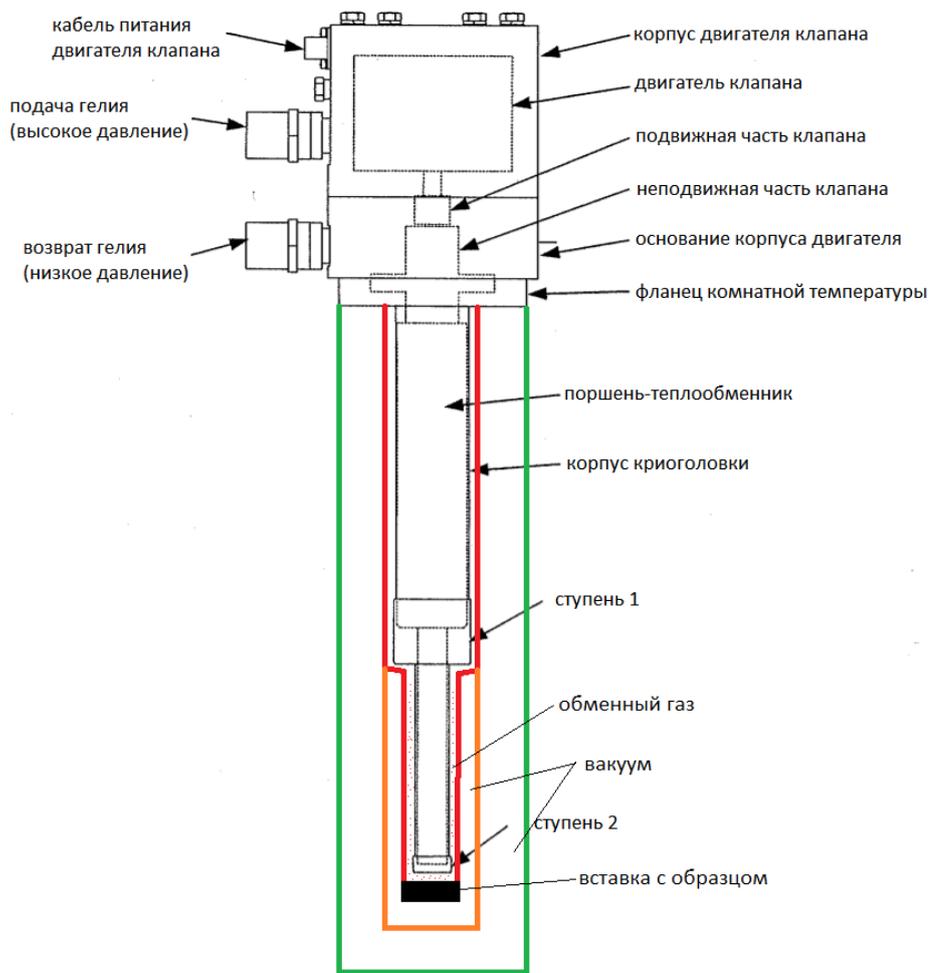


Рисунок 2.10 — Схема устройства криостата на 4К Advanced research system.

после чего – вакуумным экраном. От комнатной температуры до держателя с образцом проложен шлейф на 12 витых пар, что позволяет измерять до 6 структур четырёхзондовым методом за одну загрузку. Шлейф по всей длине прижат к охлаждаемым поверхностям для его наилучшего охлаждения и, тем самым, минимизации подвода тепла к образцу. Для проведения измерений с магнитным полем (например, характеристики СКВИДов) сверху от держателя намотан соленоид из сверхпроводящего NbTi сплава. Работа цикла Гиффорда-МакМагона основана на адиабатическом расширении гелия, за счёт которого происходит охлаждение [129].

2.3.2 Вставка Oxford Heliox VL

Описание. Вставка Oxford Heliox VL относится к «мокрым» системам (использующим в работе жидкий гелий) и позволяет проводить измерения на постоянном и ВЧ токе – измерения при температурах до 250 мК. Схема устройства вставки показана на рис. 2.11.

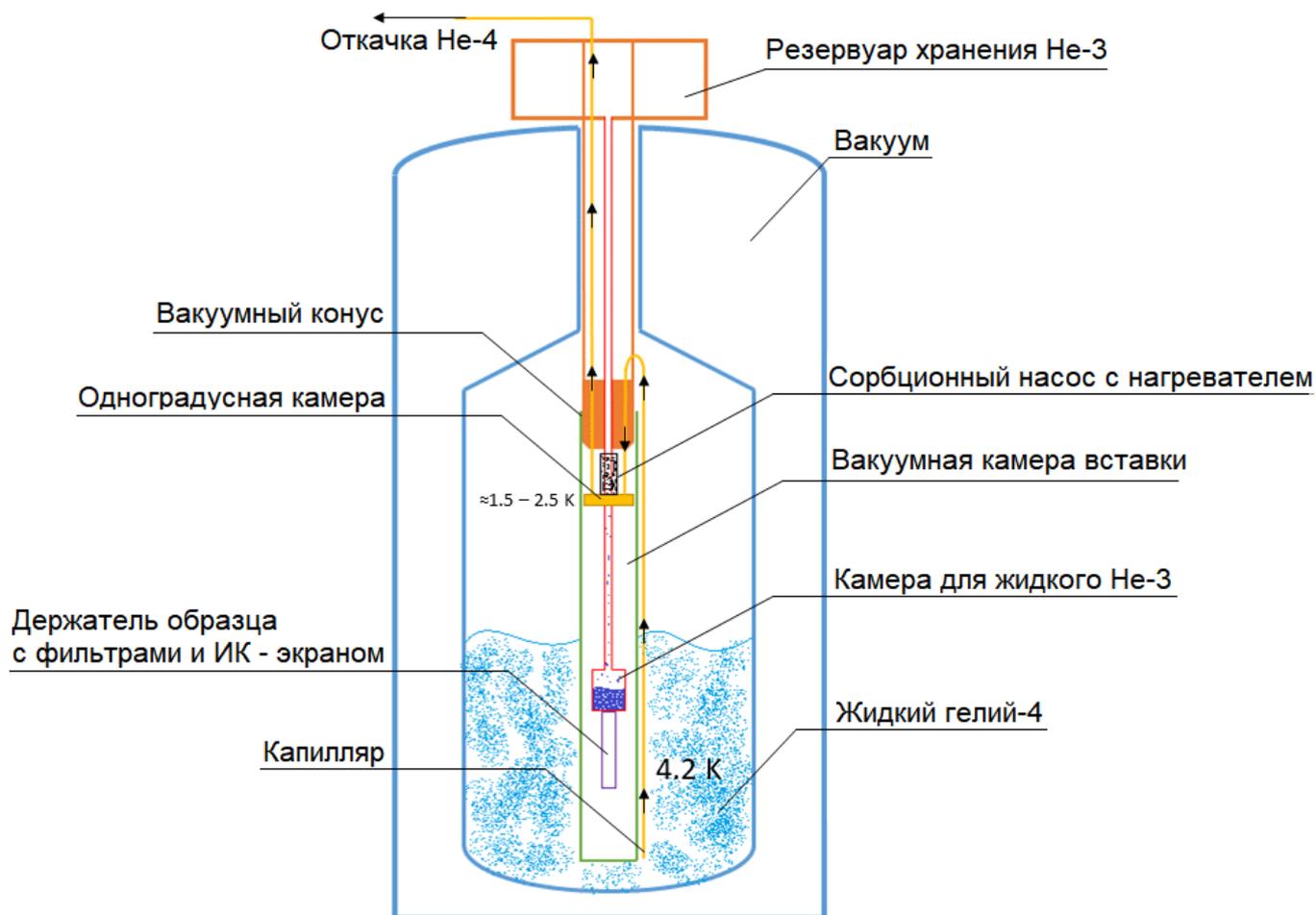


Рисунок 2.11 — Устройство вставки Oxford Heliox VL.

Исследуемый образец помещается в держатель, закрывается экраном для защиты от неравновесных фотонов, после чего вставка закрывается вакуумным экраном и откачивается турбомолекулярным вакуумным насосом. Далее в вакуумную камеру напускается обменный газ (гелий) в строго заданном количестве, после чего вставка медленно погружается в дьюар с жидким гелием. При этом производится постоянная откачка гелиевой системы вставки внешним вакуумным насосом (см. чёрные стрелки на рис. 2.11). К концу охлаждения весь обменный газ собирается ещё одним сорбционным насосом,

расположенным на 1К pot. Это позволяет прервать тепловой контакт частей вставки с наружным гелием и тем самым охладиться до более низких температур. Проводить конденсации, охлаждение и выполнять измерения можно до тех пор, пока уровень гелия в дьюаре не опустится ниже конца капилляра.

Измерительная схема. Транспортные измерения и измерения вольтамперных характеристик в криостате Heliox осуществлялись по стандартной 4-х точечной схеме при помощи нановольтметра Keithley 2182A (рис.2.12(А)) и прецизионного источника тока Keithley 6220. Термометрия образца осуществлялась при помощи мультиметра Keithley 2000 и прецизионного источника тока Keithley 6220. Цифровой контроллер Mercury iTC (рис.2.12(А)(сверху)) управляет встроенными термометрами, которые используются при охлаждении. Источник тока Yokogawa GS200 применяется для работы с нагревателем держателя. Коммутационная коробка на 24 сигнальные линии, располагается на входе во вставку.



Рисунок 2.12 — А) Фотография стойки с измерительными приборами. Б) Сверхпроводящий соленоид с полем до 2 Тл, установленный в транспортный дьюар.

Для проведения магнитотранспортных измерений транспортный дьюар был дополнительно оборудован сверхпроводящим соленоидом рисунок 2.12(Б). Сверхпроводящий соленоид разрабатывался исходя из геометрических размеров вставки $d = 40$ см и горловины транспортного дьюара $d = 68$ см. Стенки соленоида составляют 2 см длина $l = 20$ см, а рабочая область

намотки составляет 7 см. Для намотки был взят Nb провод диаметром 0.33 мм. Магнитное поле в соленоиде рассчитывалось по формуле:

$$B = \mu_0 n I \quad (2.1)$$

где $n = N/l$ - плотность намотки, а $N = 12800$ количество витков. В итоге расчетное поле составило 800 Гс/А. После установки и охлаждения соленоида, он был откалиброван датчиком Холла и показал магнитное поле 500 Гс/А, что вполне достаточно для образцов. На рисунке 2.13 показана установка для намотки соленоидов.



Рисунок 2.13 — (а) Установка для намотки соленоидов.

2.3.3 Криостат Bluefors LD250

Описание. Криостат растворения Bluefors LD-250 предназначен для проведения измерений при постоянном и ВЧ токе при температурах до 10 мК. Охлаждение до таких температур выполняется в три этапа: сначала с помощью криоголовки на пульсационной трубе происходит охлаждение до 4.2 К, после чего за счёт откачки гелиевой смеси – до 0.8 К, и, наконец, за счёт растворения гелия-3 в гелии-4 – до 10 мК. Общая конструкция криостата показана на рис. 5. В основе конструкции лежат плиты, имеющие различные температуры: комнатную (300 К), 50 К, 4.2 К, 700 мК (Still), 100 мК (Cold Plate) и 10 мК (Mixing Chamber plate). Каждая плита (кроме Cold Plate) снабжена экраном, который крепится к ней и внутри которого находятся все остальные плиты со своими экранами.

Охлаждение до милликельвиновых температур происходит с помощью частичного растворения гелия-3 в гелии-4. Процесс основан на особых свойствах жидкого гелия. На рис. 8 показана фазовая диаграмма смеси гелия-3 и

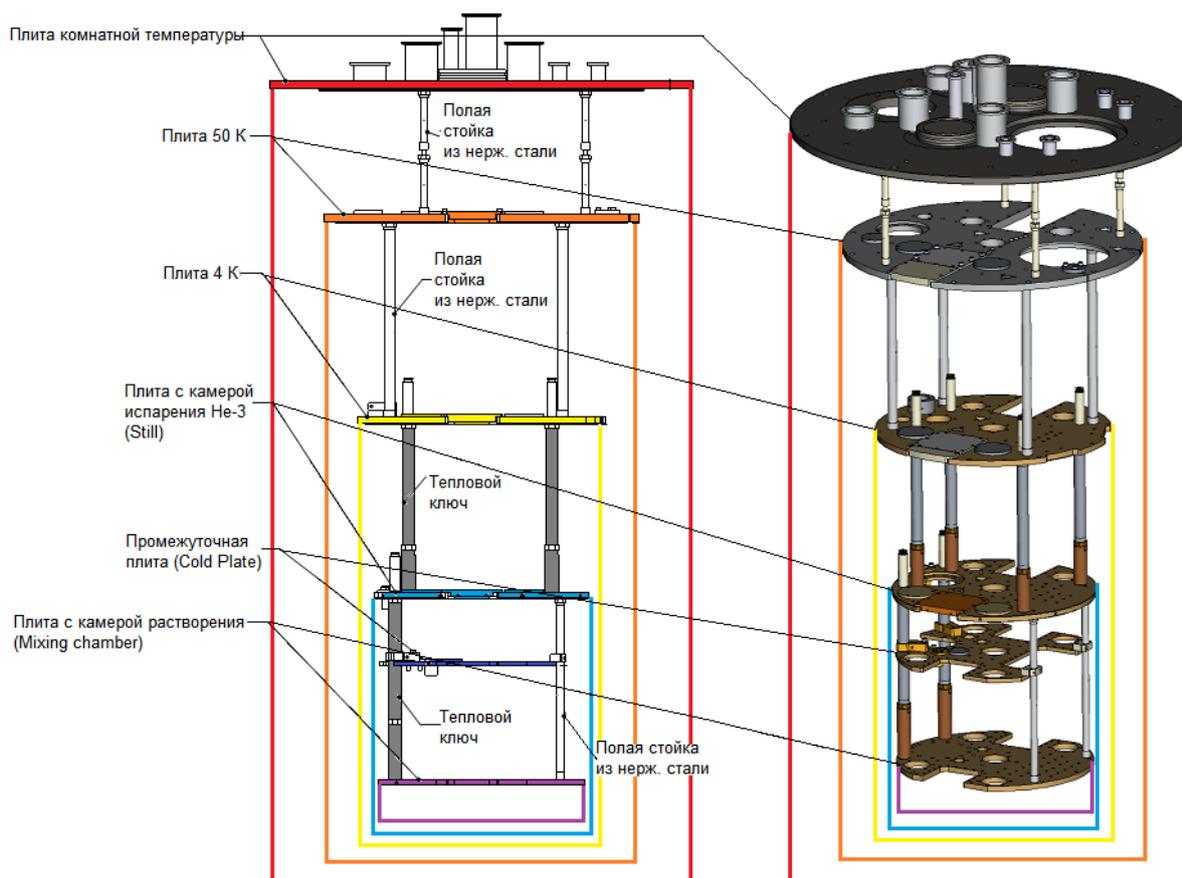


Рисунок 2.14 — Общее устройство криостата растворения Bluefors LD-250. Криоголовка и модуль охлаждения до милликельвиновых температур не показаны для наглядности.

гелия-4 в зависимости от температуры смеси и концентрации гелия-3 в ней. Серая область является запрещённой, при любой конкретной температуре смесь может стабильно существовать только в одной из двух фаз (слева или справа от запрещённой области) [2.15](#).

Измерительная схема. На рисунке [2.16](#) изображена типичная измерительная схема, использованная в рефрижераторе Bluefors. Транспортные измерения осуществлялись при помощи прецизионного источника тока Keithley 6220 и нановольтметра Keithley 2182A. Термометрия и нагрев образца осуществляется при помощи цифрового контроллера Lake shore temperature controller model 370, управляющего термометрами и нагревателями. На входе в криостат располагаются три коммутационные коробки на 24 измерительные линии рисунок [2.17\(а\)](#). Для проведения экспериментов с малым уровнем шумов были изготовлены специальные RC-фильтры, которые располагаются на плите 4 К рисунок [2.17\(в\)](#). Все 72 DC линии термализуются на каждой плите

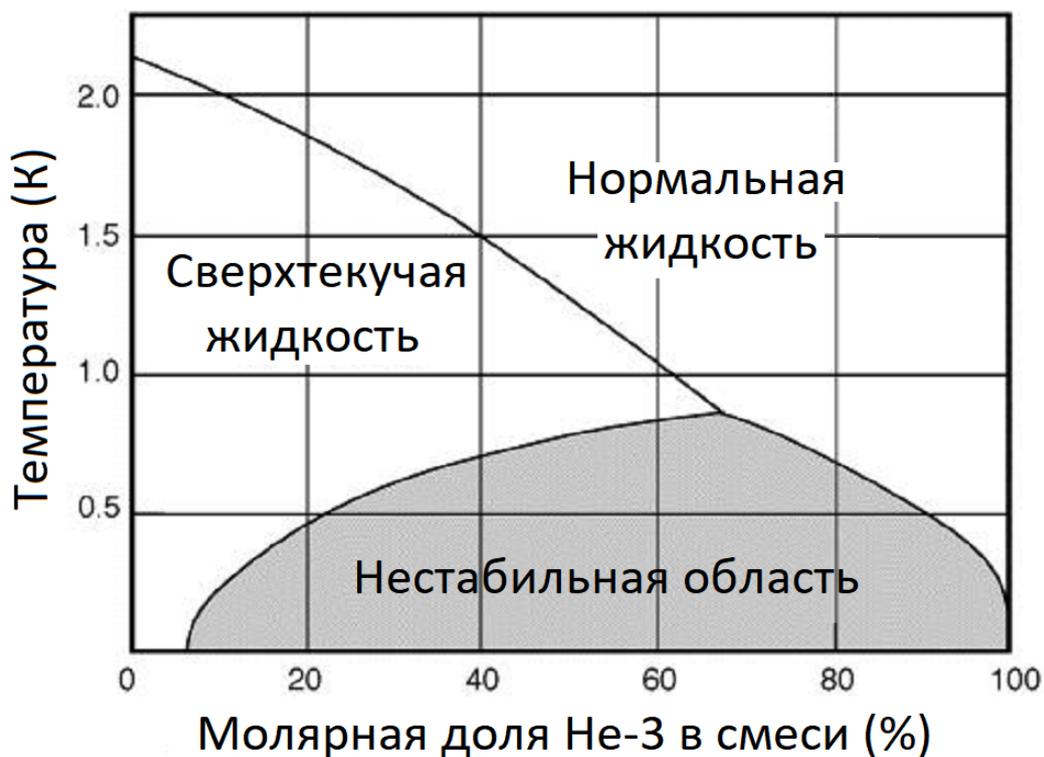


Рисунок 2.15 — Фазовая диаграмма смесей жидкого гелия-3 и гелия-4.

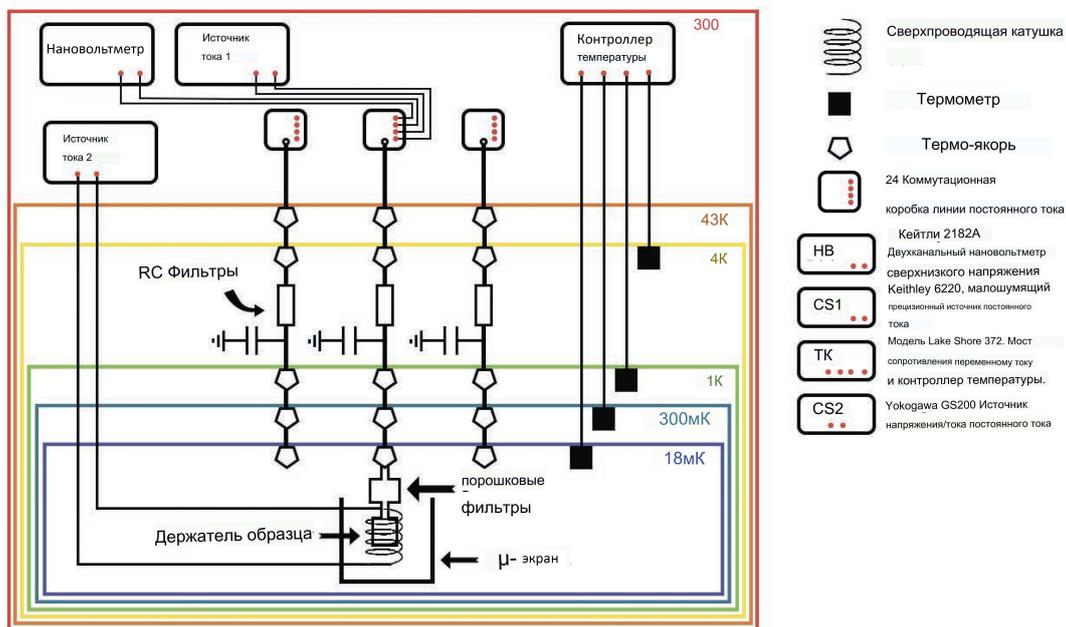


Рисунок 2.16 — Измерительная схема для DC измерений, включая основное оборудование и проводку внутри рефрижератора. Здесь 3 линии для DC измерений по 24 контакта каждая. Также показаны RC и порошковые фильтры. Держатель образца расположен на самой холодной ступени криостата и укомплектован сверхпроводящим соленоидом.

рефрижератора рисунок 2.17(б). На нижней ступени криостата располагаются массивные медные держатели образца, закрытые магнитным экраном рисунок 2.17(г). Термометрия осуществляется при помощи германиевого термометра с диапазоном работы от 120К до 10мК.

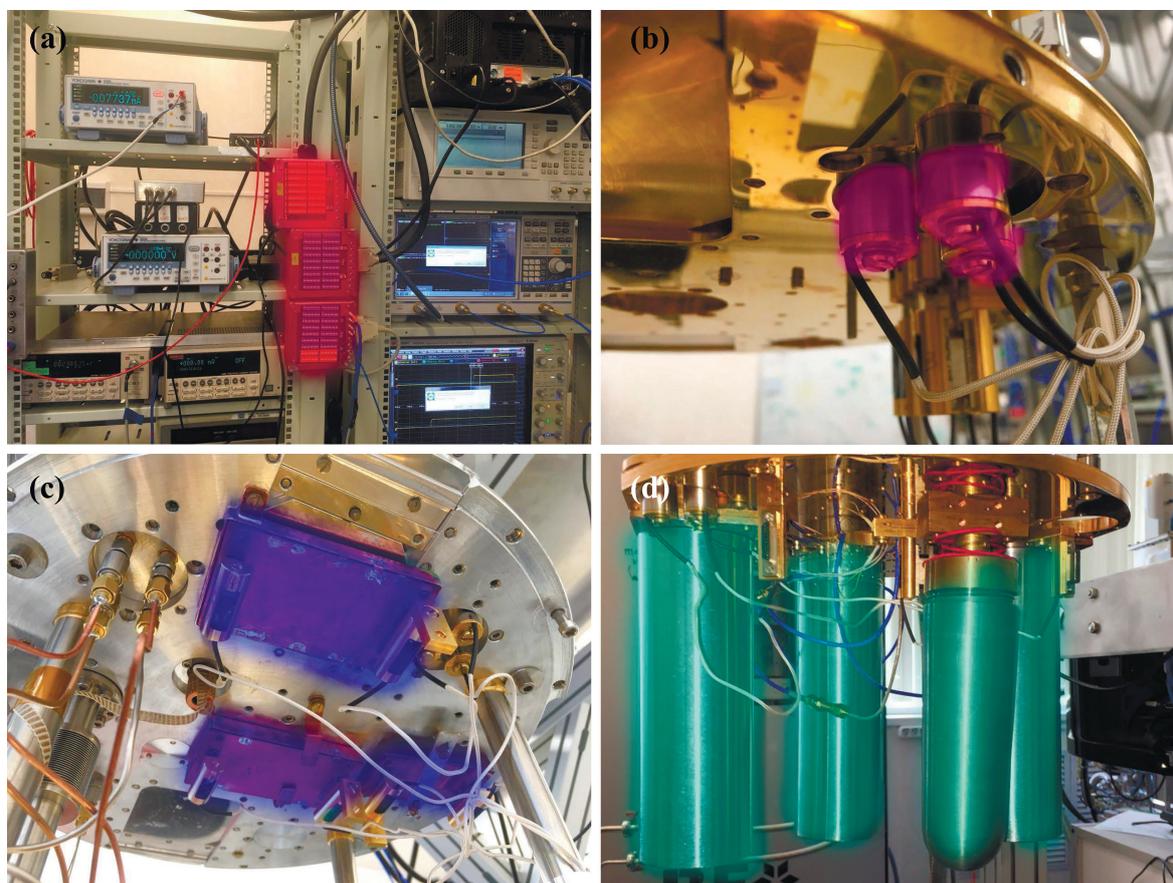


Рисунок 2.17 — Система DC измерений на рефрижераторе растворения VF-LD250. (а)Стойка измерительных приборов, красным цветом отмечены три коммутационные коробки на 24 измерительных линии. (б) Термоякля для термализации измерительных линий, они расположены на каждой температурной ступени криостата. (в) RC - фильтры, выполненные в герметичном и экранированном медном корпусе. Данные фильтры расположены на плите 4 К. (г) Криогенные держатели образцов, закрытые пермаллоевыми и ниобиевыми экранами.

2.4 Выводы

В Лаборатории топологических квантовых явлений в сверхпроводящих системах (МФТИ) была создана установка PVD-синтеза микро- и наноразмерных кристаллов топологических изоляторов. Результаты работы опубликованы в патенте **[А6]**.

Глава 3. Синтез монокристаллов топологических изоляторов $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ для гибридных субмикронных планарных джозефсоновских переходов

В данной главе исследованы структурные и электронные свойства ультратонких нанокристаллов халькогенида $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$. Их химический состав и структура были проанализированы методами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, обратного рассеяния электронов и дифракции рентгеновских лучей. Данный раздел посвящен роли условий роста в морфологии, структурных и электронных свойствах нанокристаллов.

3.1 Введение

Изготовление функциональных устройств на основе топологических изоляторов [130] требует контроля таких параметров, как размеры ТИ-нанопластин [131], химический состав [132–134] и положение уровней энергии Ферми [135–138]. Для реализации электронного транспорта по поверхностным состояниям уровень Ферми должен находиться внутри щели между валентной зоной и зоной проводимости [139–142]. Подавляющее большинство таких соединений как Bi_2Te_3 [3] и Bi_2Se_3 [143], синтезированных к настоящему времени, имеют относительно высокую объемную проводимость, шунтирующую поверхностные моды [144]. При использовании методов синтеза, которые позволяют контролировать химический состав кристаллов, возможно подстраивать уровень Ферми в получаемых структурах. Это может обеспечить значительное увеличение вклада топологических поверхностных состояний в явлениях спинового [145], зарядового [30; 48; 146] и джозефсоновского транспорта [147; 148]. Тройные системы $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ являются перспективными трехмерными топологическими изоляторами с большим отношением поверхностной проводимости к объемной [69; 70; 72–74; 136; 149; 150]. Нестехиометрический сплав $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ [151] имеет величину спин-орбитального взаимодействия и ширину объемной запрещенной

зоны, близкие к таковым у систем Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 , а также имеет аналогичную кристаллическую структуру ($(R\bar{3}m)$, гексагональная). Ожидается, что $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ будет иметь топологические свойства во всем диапазоне концентраций $0 < x < 1$, аналогично тому, как ведет себя система $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2 \text{Te}_3$ [75; 152]. Сплавы Bi–Te–Se, богатые Te, имеют обедненную зону проводимости и, следовательно, высокое удельное сопротивление объемных каналов, отчего являются предпочтительными для наблюдения топологических явлений [1; 69]. Результаты исследований $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.5}\text{Se}_{0.5}$ методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES от англ. Angle-resolved photoemission spectroscopy) показывают присутствие только топологических поверхностных состояний на уровне Ферми [144]. В то же время $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.5}\text{Se}_{0.5}$ имеет меньшую запрещенную зону по сравнению с $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$, что приводит к более низкому сопротивлению при низких температурах. Обычно пластины и пленки трехмерного топологического изолятора изготавливают эксфолиацией от объемного кристалла [30; 153–155], либо методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [12; 156; 157]. Основным ограничением метода эксфолиации является то, что поперечные размеры пластин, а также их толщину и форму трудно контролировать [154; 158]. Более того, метод эксфолиации не позволяет масштабировать размеры получаемых кристаллов ТИ. Высококачественные пленки ТИ могут быть изготовлены методами МЛЭ, но этот метод требует наличия сложной и дорогостоящей установки. Напротив, метод физического осаждения из газовой фазы (PVD) предлагает недорогой и простой способ синтеза кристаллов ТИ, и в то же время не имеет недостатков, присущих методике эксфолиации [159–162].

3.2 Методика синтеза нанокристаллов

3.2.1 Описание установки синтеза

Рост нанопластин проводился в установке PVD-синтеза (рис. 3.1(A)), состоящей из кварцевой трубки диаметром 30 мм и длиной 120 см и двух внешних индукционных нагревателей. В качестве исходного материала ис-

пользовался стехиометрический поликристаллический расплав $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ (рис. 3.1(Б)), а в качестве подложки — пластина Si (100) размером $5 \times 10 \text{ мм}^2$. Подложки проходили предварительную очистку с помощью ацетона и изопропилового спирта в ультразвуковой ванне (по 10 мин в каждом из веществ) для удаления загрязнений, затем их промывали в деионизированной воде и высушивали потоком азота. Материал держателей — никель-медь — удовлетворяет следующим критериям: 1) относительно высокая магнитная проницаемость для более эффективного использования индукционных нагревателей; 2) высокая теплопроводность для однородного распределения температуры. Поверхность держателей была покрыта танталом для предотвращения химической реакции материала держателя с продуктами синтеза. Исходный материал и подложки находились на двух разных держателях внутри в кварцевой трубки-реактора на расстоянии примерно 10 см друг от друга. Температуры исходного материала ($500 - 600^\circ\text{C}$) и подложки ($70 - 450^\circ\text{C}$). В ходе синтеза использовались два типа подложек — Si и Si/SiO₂, т.е. кремниевые подложки со 100 нм слоем термического оксида. Было обнаружено, что основные параметры синтеза, определяющие размеры и форму монокристаллических нанопластин — это температура держателя источника T1, держателя подложки T2, материал подложки, продолжительность синтеза t и расстояние между подложкой и источником. Все данные параметры для удобства сведены в табл.2.

3.2.2 Описание процесса синтеза

Синтез производится в условиях контролируемого температурного режима, что обеспечивает стабильные условия для роста кристаллов. Сначала кварцевая трубка откачивается до 0,1–1 Торр, а затем продувается чистым аргоном (99,995 %). Аргон играет роль газа-носителя, который способствует переносу материала к подложке. Скорость откачки и расход газа регулируются таким образом, чтобы поддерживать постоянное давление в кварцевой трубке ок. 100 Торр. Типичный процесс осаждения занимает около 10 минут. После завершения синтеза нагреватели выключают и установку оставляют остывать естественным образом. Синтезированные кристаллы обладают

Таблица 2 — Параметры синтеза нанокристаллов. Расстояние — дистанция между держателем источника и держателем подложки, T_1 — температура источника, T_2 — температура подложки, t — продолжительность синтеза.

Образец	Подложка	Расстояние, см	$T_1, ^\circ\text{C}$	$T_2, ^\circ\text{C}$	t , мин
S1	Si	5	525	150	10
S2	Si	5	528	225	10
S3	Si	5	544	350	10
S4	Si	10	545	450	20
S6	Si	10	550	355	10
S5	Si	15	539	345	10
S7	Si	15	545	325	30
S8	SiO ₂	10	555	320	20
S9	SiO ₂	10	548	332	10
S10	SiO ₂	10	530	330	10

хорошей адгезией к подложке: их сложно удалить даже органическим растворителем в ультразвуковой ванне. Морфология синтезированных кристаллов зависит от температуры подложки. Приведенные в тексте параметры синтеза обеспечивают оптимальные условия роста тонких (10–40 нм) нанопластин с поперечным размером от 100 нм до 1 мкм. Толщина и поперечные размеры нанопластин измерялись средствами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на приборе Jeol JSM 7001FA. Параметры кристаллической решетки $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ сильно отличаются от решетки Si/SiO₂, поэтому рост кристаллов происходит по островковому механизму (модель Волльмера-Вебера) [163].

3.3 Результаты синтеза

3.3.1 Влияние параметров осаждения

Было обнаружено, что морфология полученных наноструктур в первую очередь определяется следующими параметрами: 1) материалом подложки, 2) температурой подложки и 3) расстоянием между подложкой и источни-

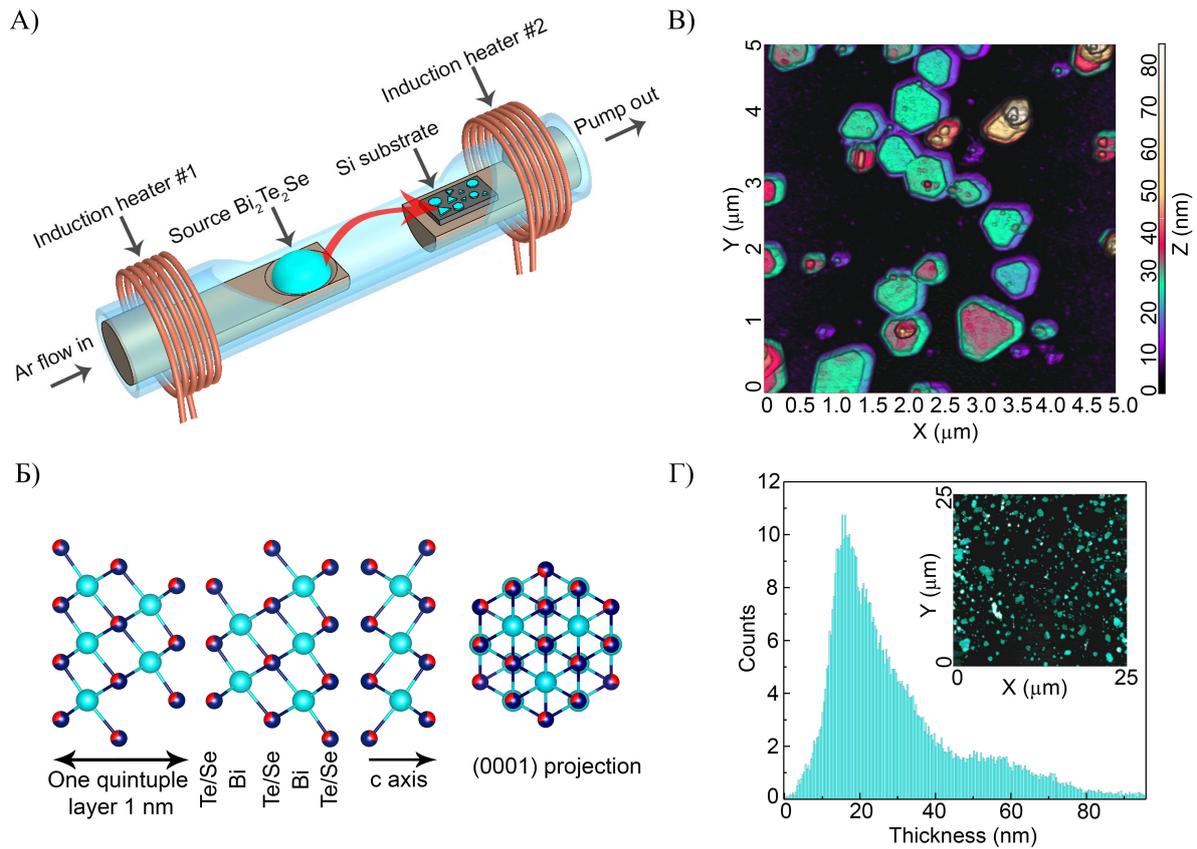


Рисунок 3.1 — Экспериментальная установка и схема роста кристаллов. А) Изображение установки PVD-синтеза; Б) кристаллическая структура $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$; В) Изображение монокристаллов с атомно-силового микроскопа; Г) Распределение толщин монокристаллов.

ком. На рис. 3.2 показано, как тип синтезируемых микроструктур изменяется при варьировании одного параметра при постоянных других. Ниже в тексте более подробно раскрывается влияние перечисленных факторов на морфологию образцов.

1. Кремниевая подложка имеет тонкий слой естественного оксида на поверхности толщиной до 4 нм [164], однако адгезия атомов исходного материала к тонкому слою оксида сильнее, чем к поверхности толстого слоя термического оксида толщиной 100 нм подложки Si/SiO₂. Также более активная миграция осажденных атомов на поверхности кремния подтверждается явной корреляцией между латеральными размерами нанопластин и их плотностью на подложке. Кристаллы ТИ, выращенные на кремнии, имеют гексагональную структуру с осью *c*, перпендикулярной поверхности подложки. Островковый механизм роста кристаллов приводит к тому, что сперва увеличиваются поперечные размеры нанопластины, а затем ее тол-

щина. С увеличением продолжительности синтеза полученные кристаллы имеют все большие поперечные размеры, а затем сливаются друг с другом. Процесс роста на кремниевой подложке схематически изображен на рис. 3.2, на нем же на вставке приведены СЭМ-изображения кристаллов (образцы S1—S7). Напротив, кристаллы, выращенные на подложках Si/SiO₂ не имеют преимущественного направления роста и располагаются хаотично, зачастую под углом к поверхности. Соответствующая модель роста и СЭМ-микрофотографии представлены на рис. 3.2 в верхнем правом углу (образцы S8—S10). Можно заметить, что на поверхности оксида образуются не только тонкие плоские кристаллы, но и т.н. вис커сы. Скорее всего это объясняется аморфной структурой SiO₂, которая не влияет на симметрию растущих кристаллов Bi₂(Te_xSe_{1-x})₃ каким-либо конкретным образом.

2. СЭМ-микрофотографии образцов, выращенных при различных температурах принимающей подложки, представлены на рис. 3.2. При относительно низких температурах кремниевой подложки ($T_{\text{sub}} = 70^\circ\text{C}$)

подвижность осаждаемых атомов мала, так что они образуют аморфную пленку. С увеличением температуры до 150°C (образец S1) из равномерно покрытой аморфной пленкой поверхности начинают прорастать отдельные нанопроволоки. Таким образом, большой перепад температур между источником и подложкой является нежелательным условием синтеза. При дальнейшем повышении температуры (225°C) растущие нанопроволоки начинают увеличиваться в диаметре. Наконец при $T_{\text{sub}} = 350^\circ\text{C}$ образуются тонкие кристаллы, с относительно большими поперечными размерами (до нескольких мкм), имеющие выраженную треугольную или шестиугольную огранку. При более высоких температурах (450°C и выше) размер синтезируемых кристаллов очень мал — несколько десятков нм. По всей видимости, это происходит из-за слишком больших тепловых колебаний решетки кремния, что не позволяет осаждаемым атомам формировать кристаллы ТИ.

3. Также была обнаружено, что размеры получаемых кристаллов можно изменять, варьируя расстояние между источником и подложкой. Если подложка размещается на расстоянии 5 см от источника (образец S3), синтезированные нанопластины имеют площадь не более 0,080 мкм² при среднем значении 0,040 мкм² (см. гистограмму на рис. 3.3). С увеличением дистанции число зародышей уменьшается, но увеличиваются средние размеры кристаллов. Так, кристаллы, синтезированные при расстоянии между источником

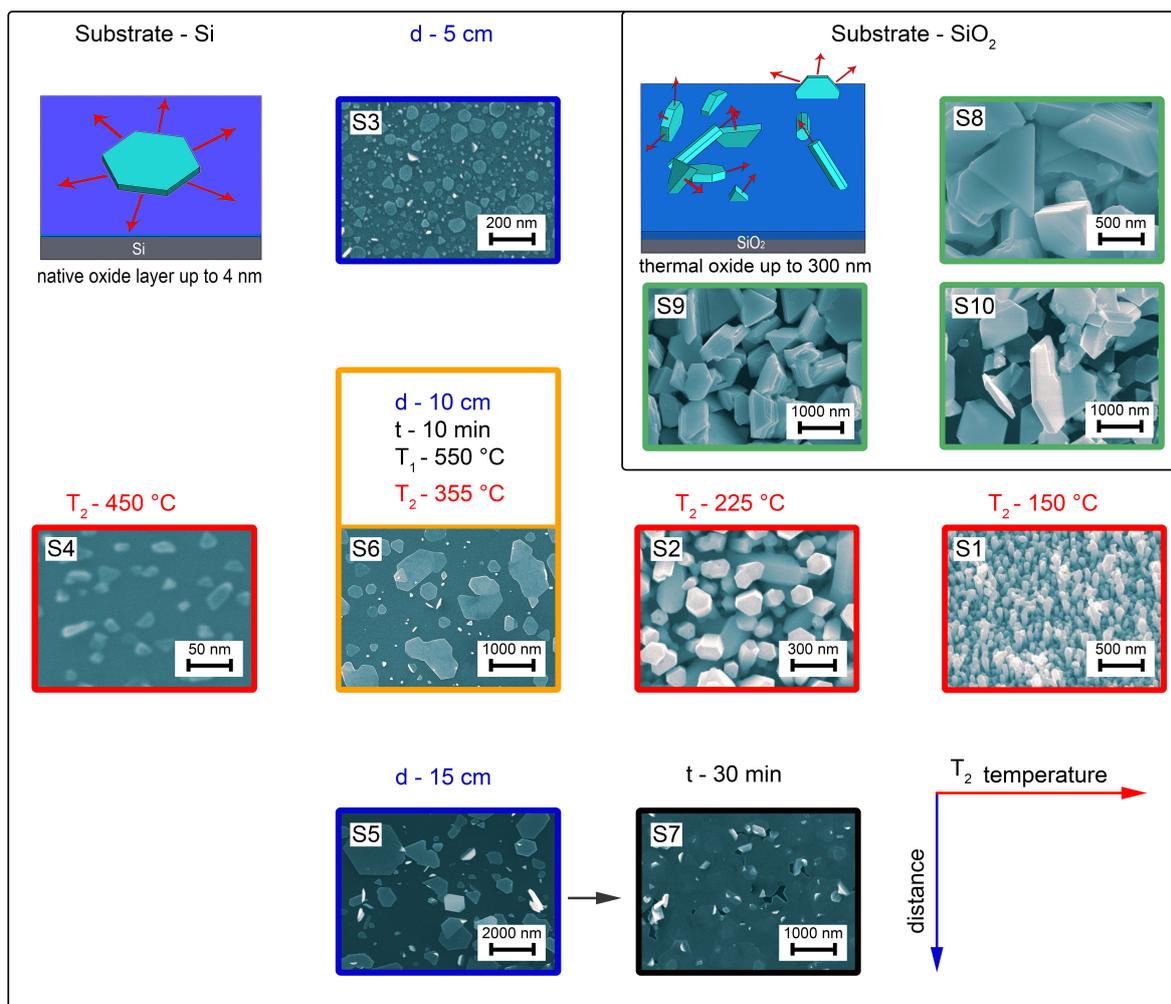


Рисунок 3.2 — СЭМ-изображение и схема механизма роста кристаллов. Основной рисунок — влияние температуры подложки (изменяется по горизонтали) и расстояния между держателями (по вертикали) на вид синтезируемых кристаллов. Параметры осаждения подписаны около каждой микрофотографии, иначе см. подписи к изображению с оранжевой рамкой. На вставке — хаотически расположенные кристаллы, выращенные на поверхности оксида кремния.

и подложкой 10 см (образец S6), имеют площадь до 1,5 мкм² со средним значением около 0,28 мкм². Далее на расстоянии 15 см (S5) получаемые нанопластины имеют уже микронные размеры, они имеют площадь до 11 мкм² и среднюю площадь 2,51 мкм². Следовательно, возможно управлять размерами синтезированных кристаллов в диапазоне от 0,01 мкм² до 10 мкм² с помощью положения подложки при неизменном времени осаждения и остальных параметрах. Характеризация изготовленных образцов проводилась с помощью таких методик как дифракция отраженных электронов (ДОЭ) и рентгеноспектральный микроанализ (установка ZEISS Gemini), рент-

геновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС) (установка Kratos AXIS UltraDLD), а также рентгеновская дифрактометрия (XRD, Rigaku Smart-Lab SE). Проведение данного анализа позволило изучить морфологию полученных кристаллов ТИ, найти их химический состав, а также измерить параметры кристаллической решетки.

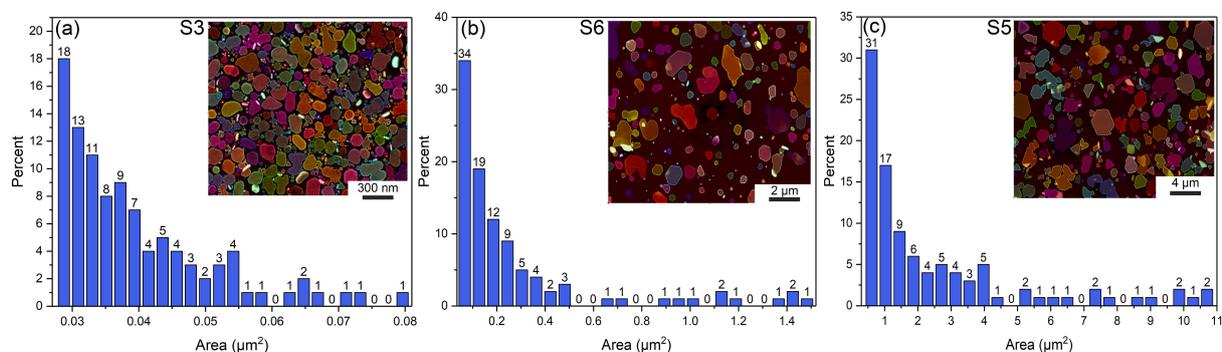


Рисунок 3.3 — Распределение синтезированных кристаллов по площади для различных расстояний между держателями. а) Образец S3, расстояние 5 см; б) образец S6, расстояние 10 см; в) образец S5, расстояние 15 см.

3.3.2 Определение химического состава

Химический состав образцов изучался с помощью методов РФЭС и рентгеноспектрального микроанализа, показавших, что полученные кристаллы отличаются от исходного материала $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ дефицитом атомов Se. Результаты анализа РФЭС приведены на рис. 3.4(А). Из графиков видно влияние аргонного травления на образцы. Образцы с нанопластинами, не подвергнутыми травлению (черная кривая на рис. 3.4(А)), имеют в своем составе висмут и теллур, соответствующие пики — $\text{Bi } 4f \ 7/2 \ 159.6 \ \text{эВ}$ и $\text{Te } 3d \ 5/2 \ 576.4 \ \text{эВ}$; кислород — $\text{O } 1s \ 532,6 \ \text{эВ}$; а также следы органических загрязнений — $\text{C } 1s \ 285,2 \ \text{эВ}$. Двойная структура пиков висмута и теллура объясняется присутствием оксидов — Te-O ($\text{Te } 3d \ 5/2 \ 587,2 \ \text{эВ}$) и Bi-O ($\text{Bi } 4f \ 7/2 \ 164,8 \ \text{эВ}$), увеличенные участки спектров приведены на рис. 3.4(Б и В), соответственно. Видно, что сигнал от оксидов исчезает после травления аргоновой плазмой Ar в течение 120 секунд (синяя кривая на рис. 3.4(А)). Более длительное травление плазмой в течение 240 с привело к полному удалению нанопластин

с подложки, что заметно по исчезновению сигнала от Вi и Те (пурпурная кривая на рис. 3.4(A)).

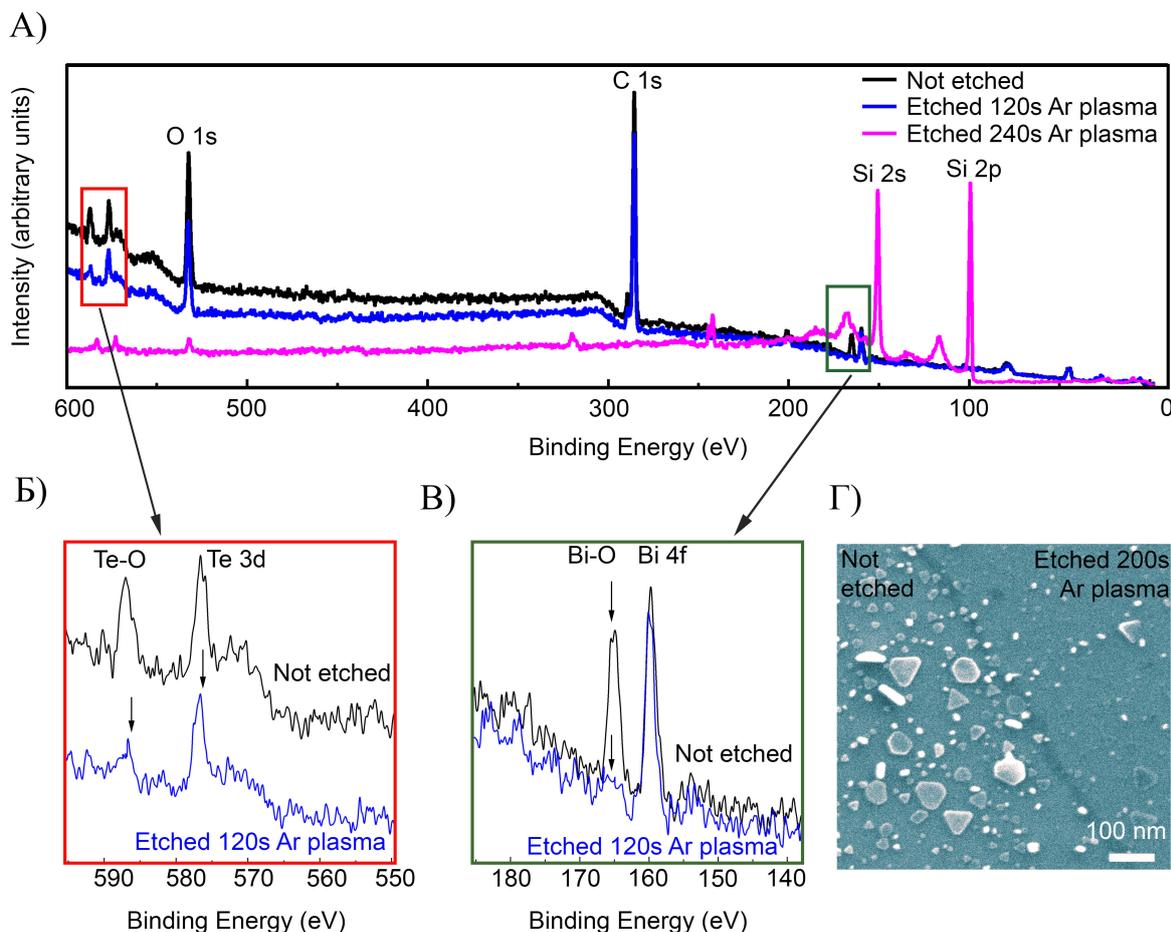


Рисунок 3.4 — Спектры различных измерений образцов. А): Спектры до аргонного травления (черный), после 120 с (синий) и после 240 с травления (пурпурный); Б) часть спектра с пиками, соответствующими Те и Те-О, заметно, что оксид исчезает после 120 с травления; В) то же для Вi и Вi-О; Г) СЭМ изображения влияния 200 секунд травления на образец.

Кристаллы в левой части были накрыты резистом (250 нм ПММА), что предохранило их от полного стравливания. Кристаллы в правой части полностью удалены с подложки. Единственные оставшиеся пики на спектре относятся к материалу подложки — Si 2p 99,2 эВ и Si 2s 150,8 эВ. Воздействие процесса травления на кристаллы ТИ видно на СЭМ-изображении на рис. 3.4(Г). Таким образом, для РФЭС анализа предпочтительные параметры подготовки образцов, которые позволяют удалить поверхностные оксиды и загрязнения без серьезного повреждения нанопластин, следующие: время травления 120 с, давление Ar — $1,6 \times 10^{-6}$ мбар, ускоряющее напряжение 4

кВ. Средняя скорость травления при таких параметрах составляет 0,05-0,10 нм/с для кристаллов толщиной ок. 20 нм.

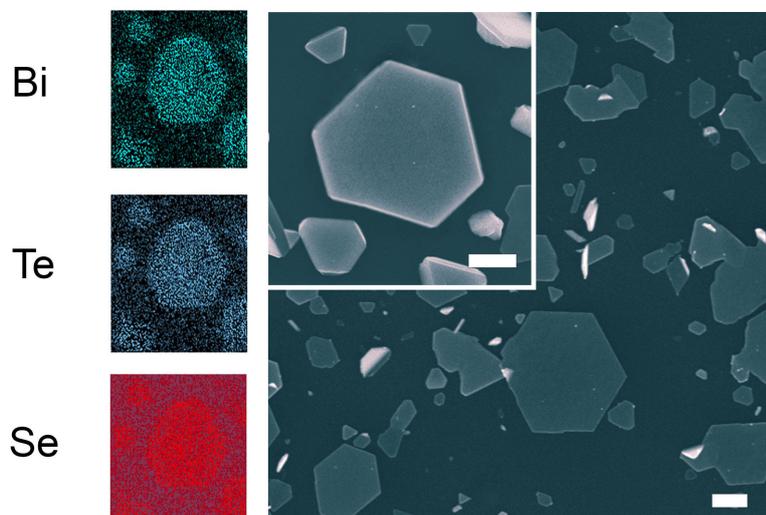


Рисунок 3.5 — Справа СЭМ-изображение участка подложки с кристаллами ТИ. Слева — распределение атомов висмута (красный), теллура (синий), селена (зеленый) и кремния (черный), полученное с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии.

Для определения химического состава синтезированных нанокристаллов использовалась методика энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. В табл. 3 представлены результаты соответствующего анализа исходного вещества $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ (S) и синтезированных нанокристаллов (SS). Исходное вещество использовалось в качестве эталонного образца; соответствие его состава стехиометрическому $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ было выяснено в ходе независимого исследования. Высокоэнергетические электроны (10 кэВ) проникают в образец на глубину до 0.5 мкм, что значительно превышает толщину синтезированных кристаллов. Поэтому спектры показывают присутствие большого количества кремния, составляющего материал подложки. Всего было исследовано двадцать различных нанокристаллов, показавших состав, близкий к $\text{Bi}_2(\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7})$. Распределение атомов висмута, теллура и селена в отдельном кристалле представлено рис. 3.5. Видно, что атомы висмута и теллура достаточно равномерно распределены по объему кристаллов.

Таблица 3 — Результаты EDX-анализа. Атомный состав исходного материала 'S' и отдельных нанокристаллов. Для сравнения исходные ЭРС-спектры нормированы по пику Bi (2,51 кэВ). Спектры нанокристаллов разложены на эталонные спектры Bi_2Te_3 и Bi_2Se_3 для определения атомного соотношения между Te и Se

Образец	Bi, at.%	X_{EDX} , усред.	Формула
S	39.22 ± 1.44	0.67 ± 0.012	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.01}\text{Se}_{0.99}$
S3	38.15 ± 1.53	0.81 ± 0.015	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.43}\text{Se}_{0.57}$
S5	41.43 ± 1.91	0.59 ± 0.017	$\text{Bi}_2\text{Te}_{1.77}\text{Se}_{1.23}$
S6	39.24 ± 1.51	0.77 ± 0.009	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.31}\text{Se}_{0.69}$
S7	43.55 ± 2.36	0.79 ± 0.011	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.37}\text{Se}_{0.63}$
S8	53.07 ± 3.2	0.85 ± 0.007	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.57}\text{Se}_{0.43}$
S9	38.71 ± 2.54	0.74 ± 0.013	$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.22}\text{Se}_{0.78}$

3.3.3 Определение параметров кристаллической решетки

Кристаллическая структура и ориентация ультратонких нанопластинок $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ были исследованы методами рентгеновской дифракции с использованием $\theta - 2\theta$ - сканирования ДОЭ (рис. 3.6). Полученные с помощью рентгеновской дифракции отвечают структуре $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ (ICDD No. 01-089-2006, 166: $((R\bar{3}m))$ гексагональная). Из рентгенограммы видно, что образцы $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ кристаллизовались в единую гексагональную фазу с преобладанием пиков, проиндексированных в плоскости (001). Три высокоинтенсивных пика в спектре могут быть проиндексированы кристаллографическими плоскостями (006), (015) и (1010) гексагональной фазы $((R\bar{3}m))$. Анализ относительной интенсивности линий указывает на наличие слабой ориентации типа (001). Полученные параметры кристаллической решетки — $a = b = 4.319 \text{ \AA}$, $c = 30.018 \text{ \AA}$.

Согласно базе данных PDF-2 (ICDD), объем элементарной ячейки фаз $\text{Bi}_2(\text{Se}_2\text{Te})$ и Bi_2Te_3 составляет $V_A^0 = 450.5 \text{ \AA}^3$ и $V_B^0 = 508.4 \text{ \AA}^3$, соответственно. Объем элементарной ячейки уменьшается с увеличением атомной доли Se в соответствии с законом Vegarda [165] и может быть записан в линейном приближении как $V = V_A^0(1 - Y) + V_B^0(Y)$, где V — объем элементарной ячейки, V_A^0 — объем элементарной ячейки Bi_2Te_3 , V_B^0 — Bi_2Se_3 и Y -относи-

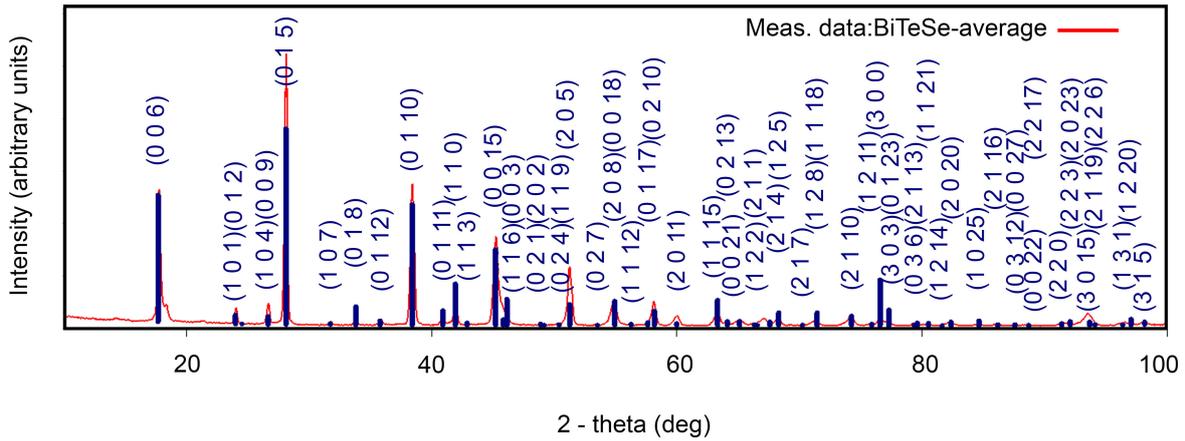


Рисунок 3.6 — Рентгенограмма, полученная $\theta - 2\theta$ -сканированием. Индексы (hkl), соответствующие различным атомным плоскостям, подписаны над пиками.

тельная концентрация Te и Se. Отсюда можно получить зависимость объема элементарной ячейки от степени замещения, которая представлена на рис. 3.7. Экспериментально измеренный объем элементарной ячейки составляет $V = 486.03(7) \text{ \AA}^3$, что соответствует составу образца $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$.

Чтобы сопоставить морфологию поверхности с локальной кристаллографической ориентацией, был проведен анализ методами ДОЭ. Для этого был исследован отдельный кристалл вдали от ниобиевой пленки (СЭМ-изображение показано на рис. 3.8 а). Данные ДОЭ подтверждают, что кристаллическая структура соответствует тригональной решетке $\text{Bi}_2\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ в базе данных PDF2: пространственная группа ($R\bar{3}m$) h (166), $a = b = 0,430 \text{ нм}$, $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$. Кристаллографическая ориентация нанокристаллов $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ и подложки Si показана с помощью обратной полюсной фигуры (IPF) на рис. 3.8(b-d), соответственно. Ориентация кристаллов вдоль осей обозначена цветом; однородность цвета свидетельствует о практически идеальной кристаллической структуре образца.

IPF-схема (рис. 3.8) указывает на ориентацию кристаллических осей образца вдоль направлений $\langle 1120 \rangle$, $\langle 1010 \rangle$ и $\langle 0001 \rangle$. Ориентация подложки показана также на рис. 3.8. Сравнительный анализ указывает на следующую взаимную ориентацию кристалла ТИ и кремниевой подложки: $(0001) \text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3 \parallel (001) \text{Si}$, $[1120] \text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3 \parallel [101] \text{Si}$.

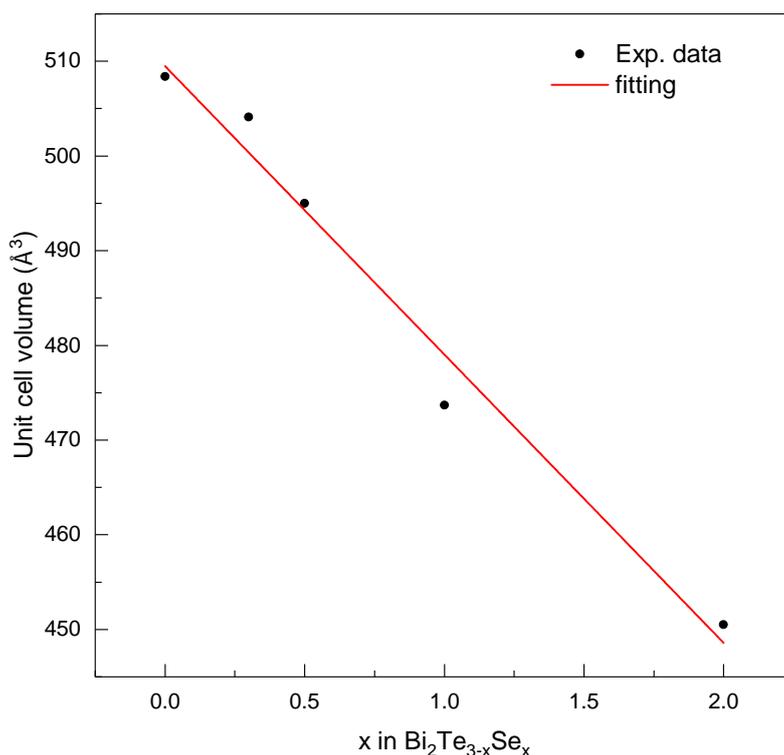


Рисунок 3.7 — Зависимость объема элементарной ячейки от степени замещения атомов Se, полученная из закона Вегарда. Размер точек соответствует погрешности измерения.

3.4 Транспортные измерения

Исследованы транспортные свойства трех планарных переходов Nb - Bi₂Te_{2,43}Se_{0,57} - Nb J1–J3 (см. рис. 3.9(A)). Области слабых связей имеют длину $L_n \approx 130$ нм и различную ширину W_n от 154 до 211 нм (см. Таблицу 4). Зависимость сопротивления R от температуры T представлена на рисунках 3.9(Б,В) для различных толщин нанокристаллов.

При комнатной температуре сопротивление переходов Nb - Bi₂Te_{2,43}Se_{0,57} - Nb составило 1,5–2,2 кΩ. Измерения проводились квазиточечным методом, поэтому сопротивление, измеренное выше критической температуры T_c , включает сопротивление самого нанокристалла, две границы Nb - Bi₂Te_{2,43}Se_{0,57} и сопротивление контактов из Nb. Контакты имеют сопротивление при комнатной температуре около 100, Ω,

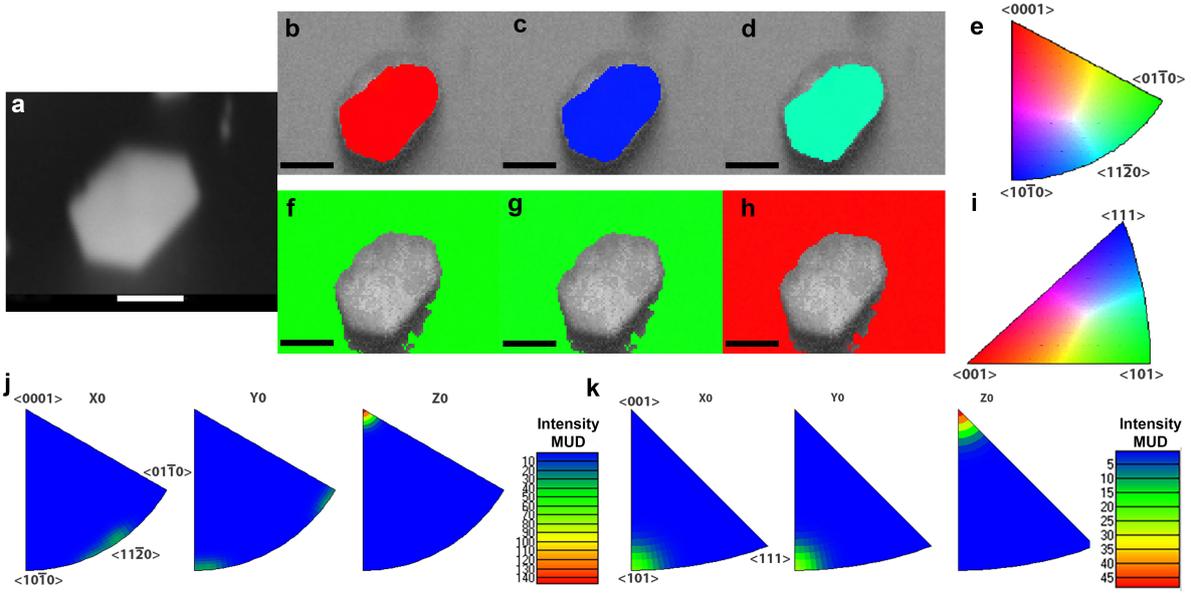


Рисунок 3.8 — Результаты измерений ДОЭ. а) СЭМ-изображение (получено с помощью системы ДОЭ) исследованного кристалла $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ b-d) Отображение кристаллографической ориентации с использованием обратной полюсной фигуры (IPF) IPF-X, IPF-Y и IPF-Z, соответственно. е) Цветовая диаграмма для расшифровки кристаллографической ориентации на рис b-d. f-h) Кристаллографическая ориентация кремниевой подложки — IPF-X, IPF-Y и IPF-Z, соответственно. i) Цветовая диаграмма для кристаллографической ориентации на рис f-h). j) Обратная полюсная фигура кристалла $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ вдоль направлений X, Y, и Z соответственно. k) Обратная полюсная фигура для кремниевой подложки вдоль направлений X, Y, и Z соответственно. Черные полосы соответствуют длине 500 нм.

Таблица 4 — Параметры переходов: расстояние между Nb-электродами L_n , ширина нанокристалла W_n , нормальное сопротивление перехода R_n , толщина нанокристалла d , рассчитанная из сопротивления, согласуется с данными АСМ.

Название	L_n , нм	W_n , нм	R_n, Ω	d , нм
J1	125 ± 5	211 ± 10	2057	10
J2	129 ± 5	193 ± 10	1727	15
J3	127 ± 5	154 ± 10	1430	20

значение коэффициента остаточного сопротивления $\text{RRR} = 3$. Низкотемпературное сопротивление Nb-контактов $\sim 30 \Omega$ намного меньше сопротивления нанокристалла, а R_n (см. таблицу 4), измеренное чуть выше T_c , соответ-

ствует сопротивлению нанокристалла. Это позволяет оценить толщину нанокристалла, используя удельное электрическое сопротивление ρ , взятое из работы [144].

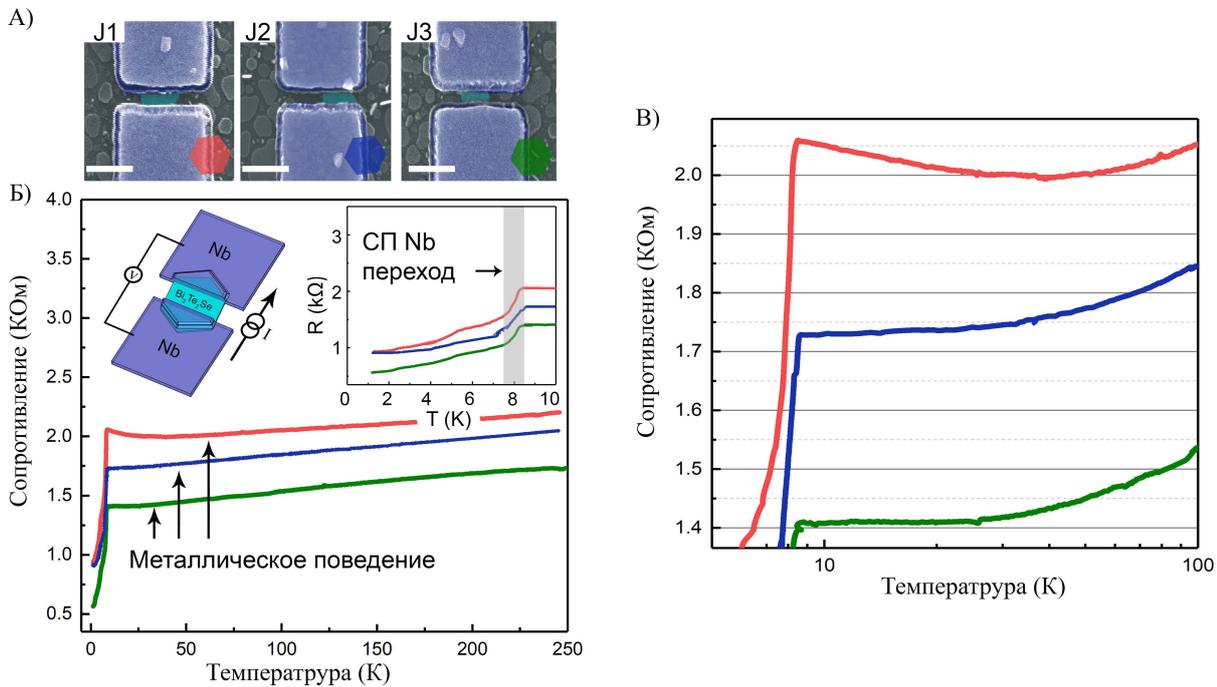


Рисунок 3.9 — **А:** СЭМ-изображения контактов J1–J3. **Б:** Температурная зависимость сопротивлений образцов в диапазоне от 250 К до 1,2 К. Вставка вверху слева: схемы измерений, использованных в этой работе. Область сверхпроводящего перехода показана серой полосой на вставке вверху справа. **В:** Логарифмическая зависимость сопротивления $\ln T$.

В диапазоне температур от 300 до 40 К переходы (J1–J3) демонстрируют металлическое поведение ($dR/dT > 0$). Сопротивление этих образцов уменьшается почти линейно. Ниже 40 К образцы ведут себя по-разному: сопротивление J1 имеет небольшой излом 50Ω перед сверхпроводящим переходом, в то время как сопротивление двух других образцов J2 и J3 продолжает монотонно падать. Более четкое сравнение сопротивлений показано на графике (рис. 3.9(В)). Данное различие можно объяснить увеличением сопротивления поверхностных состояний на фоне вымерзания объемных носителей в топологических изоляторах, которое более заметно в более тонких образцах [166; 167].

Сверхпроводящий переход контакта Nb-Bi₂Te_{2.43}Se_{0.57}-Nb происходит ниже $T_c^{Nb} \approx 8.2$ К, как показано на вставке рисунка 3.9(Б). Ниже критиче-

ской температуры Nb наблюдается уширенный переход в сверхпроводящее состояние.

3.5 Выводы

В рамках работы были исследованы различные режимы осаждения монокристаллов ТИ и их влияние на морфологию полученных образцов. Образцы синтезированных кристаллов были охарактеризованы с помощью таких методик, как СЭМ, РФЭС, энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия, рентгеновская дифракция, ДОЭ, что позволило определить химический состав образцов, параметры кристаллической решетки и ориентацию кристаллов на подложке. На базе полученных кристаллов $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ были созданы субмикронные гибридные джозефсоновские переходы, исследование которых подробно описано в главе 4. Результаты опубликованы в работах [A2,A8].

Глава 4. Исследование баллистического транспорта в субмикронных джозефсоновских контактах Nb/ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ /Nb

В данной главе описан процесс создания гибридных джозефсоновских переходов на основе наноразмерных кристаллов топологических изоляторов, а также результаты из магнетотранспортных измерений. Показано, что из-за малой толщины кристаллов в транспортных свойствах реализованных устройств участвуют топологические поверхностные каналы. Экспериментальные результаты сравниваются с численным моделированием, выполненным в рамках диффузионной и баллистической моделей, что свидетельствует о сильной джозефсоновской связи и преимущественно баллистическом когерентном транспорте.

4.1 Введение

Эффект близости на границе топологического сверхпроводника может индуцировать майорановские связанные состояния [14; 19; 168]. Один из первых экспериментов по наблюдению этих состояний был продемонстрирован с использованием полупроводниковой нанонитки с баллистическим транспортным режимом [169]. Основной задачей для раскрытия предсказанных свойств фермионов майораны, является подбор правильных материалов для реализации гибридных контактов со сверхпроводником. В данной главе описаны сверхпроводящие свойства гибридных джозефсоновских переходов на основе отдельных нанокристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ толщиной в несколько постоянных решетки. Переходы на основе одного нанокристалла проявляют свойства, характерные для планарных джозефсоновских контактов, тогда как переходы, использующие пару нанокристаллов в качестве слабой связи, ведут себя как наноразмерные СКВИДы. Особенности в зависимости критического тока контактов от температуры и магнитного поля указывают на баллистический режим транспорта по топологическим каналам проводимости. Данные структуры интересны для изучения топологической сверхпроводимости в двухмерных структурах.

4.2 Изготовление экспериментальных образцов

Были изготовлены субмикронные планарные гибридные СП-ТИ-СП структуры на основе наноразмерных монокристаллов топологических изоляторов. Для получения таких кристаллов была создана установка PVD-синтеза микро- и наноразмерных монокристаллов топологических изоляторов.

4.2.1 Формирование субмикронных планарных СП-ТИ-СП контактов

Гибридные джозефсоновские переходы на основе нанокристаллов были изготовлены методами электронно-лучевой литографии и магнетронного распыления ниобия на поверхность подложки, покрытой нанокристаллами $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$. После синтезирования кристаллов подложка покрывается слоем резиста РММА толщиной 250 нм, структурирование маски для последующего напыления производится средствами электронно-лучевой литографии. Базовое давление в магнетронной камере составляет 5×10^{-9} мбар. Перед напылением ниобиевой пленки части кристаллов, не покрытые резистом, для удаления органических и загрязняющих остатков с поверхности подвергались травлению аргонной плазмой при следующих параметрах: мощность 60 Вт, ускоряющее напряжение 483 В, давление 2×10^{-2} мБар, продолжительность 10 с. Затем камера откачивалась до базового давления ($1,3 \times 10^{-8}$ мБар) и заполнялась сверхчистым аргоном (99,9995 %) до давления 2×10^{-2} мБар. Затем производилось напыление ниобия толщиной 118 нм с помощью ВЧ-магнетрона. Скорость осаждения составляла 0,19 нм/с, давление аргона в камере — 4×10^{-3} мБар, мощность — 200 Вт, ускоряющее напряжение 202 В. После этого производилась стандартная процедура отрыва для удаления ненужных участков металлической пленки. Контакт сверхпроводник — ТИ реализуется в области нахлеста ниобиевой пленки на нанокристалл $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$. Непосредственно перед напылением ниобия эти области подвергались травлению аргонной плазмой для улучшения прозрачности контакта. Геометрия устройств схематически представлена на рис. 4.1. Несколько от-

дельных контактов были изготовлены на подложке в ходе одного процесса фабрикации — синтез/литография/напыление.

На рис. 4.1 показаны исследованные структуры — СЭМ-изображения трех джозефсоновских контактов (SJ1, SJ2 и SJ3), каждый из которых содержит один единственный нанокристалл, подключенный к двум ниобиевым электродам шириной ок. 500 нм; а также джозефсоновские контакты (SQ1 и SQ2) включающие по два параллельно соединенных нанокристалла, т.е. СКВИДы. Зазор между сверхпроводящими контактами для всех структур составляет $L \approx 130 - 140$ нм. Три одиночных перехода (SJ1, SJ2 и SJ3) различаются размерами нанокристаллов, выступающих в качестве слабой связи. В SJ1 нанокристалл уже ниобиевых электродов; в SJ2 ширины нанокристалла и электродов почти равны; в SJ3 нанокристалл существенно шире. Геометрические параметры образцов представлены в табл. 5.

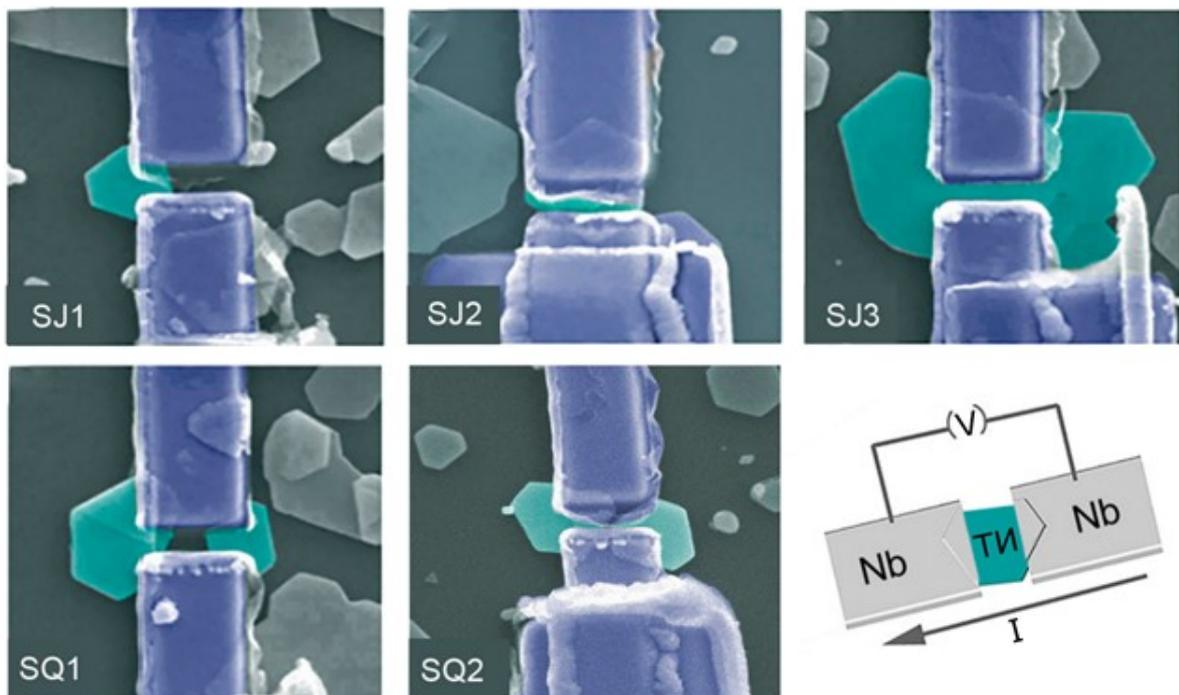


Рисунок 4.1 — СЭМ-изображения изготовленных гибридных переходов СП-ТИ-СП. Темно синим цветом выделены сверхпроводящие ниобиевые электроды, бирюзовым — кристаллы ТИ, выступающие в качестве слабой связи. В верхнем ряду показаны одиночные переходы, основанные на отдельном кристалле ТИ; в нижнем ряду — двухконтактные СКВИДы. Справа внизу представлено схематическое изображение одиночного контакта.

4.2.2 Техника измерений

Измерения ВАХ выполнялись по квазичетырехточечной схеме с использованием нановольтметра Keithley 2182А и прецизионного источника тока Keithley 6220. Все измерения были проведены с помощью системы Oxford Instruments Heliox-VL, представляющей криостат откачки He-3. Для измерений в магнитном поле использовался сверхпроводящий соленоид, обеспечивающий магнитную индукцию до 1 Тл. Образцы размещались на держателе так, что магнитное поле было перпендикулярно поверхности образцов. На низкотемпературной части держателя (700 мК) располагались низкочастотные RC-фильтры ($R = 1$ кОм, $C = 100$ мФ) с частотой среза 1,6 Гц. Криостат оснащен 12 витыми парами из бериллиевой бронзы.

Таблица 5 — Основные геометрические параметры образцов.

Образец	W^{cryst} , нм	d, нм	$W^{weakl.}$, нм	L , нм	A_{eff} , мкм ²
SJ1	443 ± 8	28 ± 3	135	136 ± 10	0.04
SJ2	514 ± 6	18 ± 3	412	132 ± 10	0.16
SJ3	1538 ± 5	29 ± 2	524	132 ± 10	0.25
SQ1	$(470 \pm 8) +$ (343 ± 10)	$(44 \pm 2) +$ (20 ± 3)	$(128 \pm 10) +$ (170 ± 10)	138 ± 10	0.195
SQ2	$(520 \pm 5) + (410 \pm 8)$ (410 ± 8)	$(35 \pm 2) +$ (44 ± 2)	$(235 \pm 9) +$ (255 ± 9)	128 ± 10	0.148

4.3 Результаты транспортных измерений

4.3.1 Зависимость сопротивления от температуры

На рис. 4.2а показана зависимость сопротивления джозефсоновских переходов от температуры в нулевом магнитном поле. С понижением темпе-

ратуры состояние контактов претерпевает несколько переходов, прежде чем достигнуть сверхпроводящего состояния (соответствующие температурные диапазоны отмечены серыми полосами). Последовательность этих переходов схематически представлена на рис. 4.2б. При комнатной температуре (см. рис 4.3а) сопротивление всех образцов находится в диапазоне 0,8–1,5 кОм, что включает сопротивление ниобиевых электродов на чипе. Сопротивление ниобиевых электродов, полученное из независимого эксперимента, составило 100 Ом при комнатной температуре и примерно в пять раз меньше при температуре 10 К, примерно 20–30 Ом.

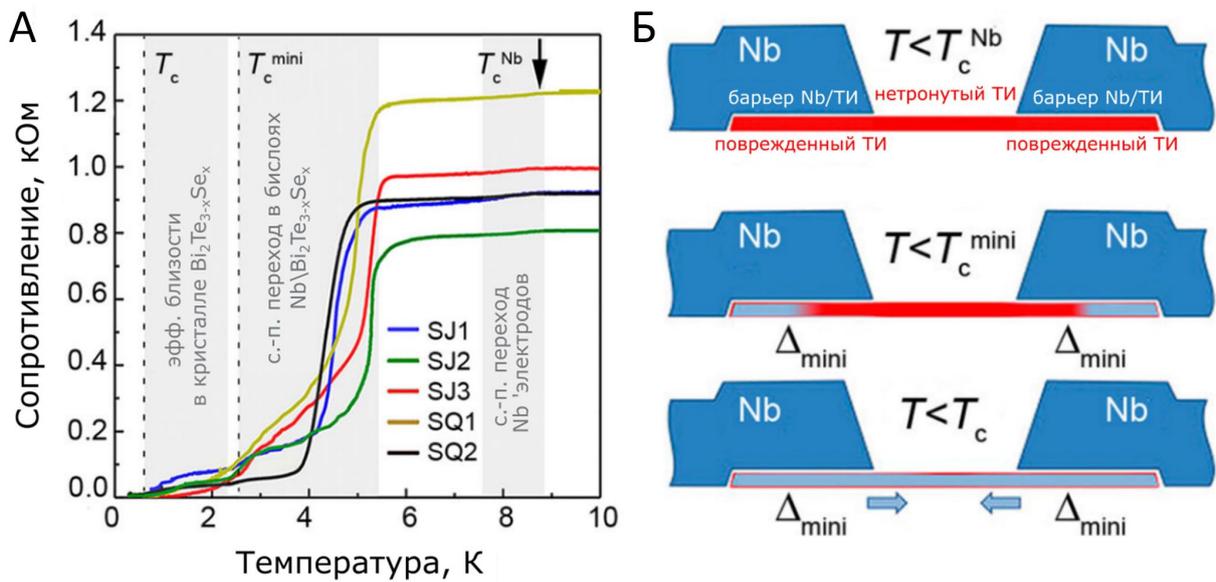


Рисунок 4.2 — Поведение сопротивления образцов при низких температурах. а) Графики $R(T)$ для пяти изученных образцов. Серыми полосами указаны температурные интервалы, на которых различные части образца переходят в сверхпроводящее состояние. б) Схематическое изображение последовательности сверхпроводящих переходов. Сначала при 8,5–9 К переходят ниобиевые электроды, затем, с понижением температуры, эффект близости начинает проявляться в бислоях Nb/ТИ, и, наконец, ниже 2,5 К весь кристалл ТИ постепенно становится сверхпроводящим.

От комнатной температуры до температуры 10 К сопротивление образцов носит т.н. металлический характер, то есть падает почти линейно с температурой. Наблюдающийся затем при 8,5–9 К небольшой скачок сопротивления около 20–30 Ом свидетельствует о сверхпроводящем переходе ниобиевых электродов (критическая температура T_c^{Nb} отмечена черной стрелкой). Далее бислои сверхпроводник-ТИ, образованные нахлестом ниобиевого

электрода на нанокристалл $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$, переходят в сверхпроводящее состояние при 2,5–5,5 К. Этот переход постепенный, что объясняется неидеальной прозрачностью границы сверхпроводник-ТИ, а также тем, что нормальные квазичастицы из непокрытых частей кристалла $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ подавляют сверхпроводящие корреляции, наведенных в ТИ эффектом близости. В результате зависимость $R(T)$ определяется параметрами границы Nb/ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ и геометрией конкретного джозефсоновского перехода.

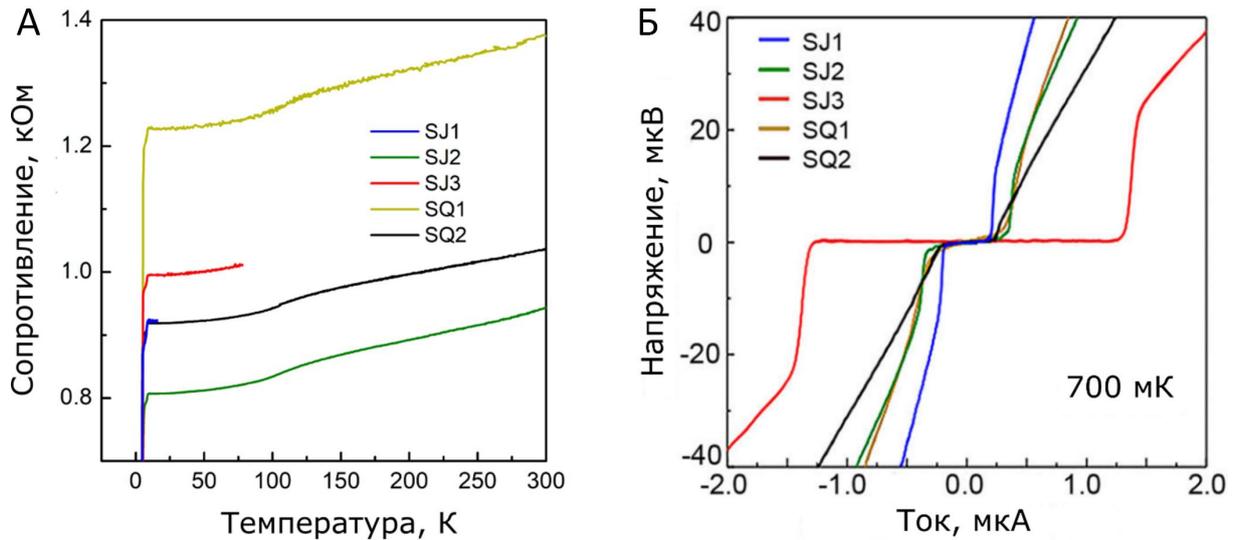


Рисунок 4.3 — а) Зависимость сопротивления изученных образцов от температуры в широких пределах. Заметен характерный металлический ход сопротивления от 10 К до 300 К. б) Вольтамперные характеристики при температуре 700 мК.

При $T_c \approx 2,5\text{К}$ бислои Nb/ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ становятся сверхпроводящими и остаточное сопротивление всех структур падает ниже 90 Ом. При дальнейшем понижении температуры сопротивление переходов продолжает уменьшаться, что отражает проникновение сверхпроводящих корреляций, наведенных в областях ТИ, покрытых сверхпроводником, вглубь кристалла. Наконец ниже $\sim 1\text{К}$ сопротивление всех переходов становится неизмеримо малым. Вольтамперные характеристики (ВАХ), измеренные ниже 1 К имеют характерный для джозефсоновских контактов вид. На рис. 4.3(б) видно, что при малых токах смещения сопротивление структур нулевое, ВАХ не имеют гистерезиса при изменении направления развертки тока. Это состояние сохраняется до достижения критического тока $I_c = 0,2\text{--}1,3\text{ мкА}$, при котором каждый джозефсоновский контакт резко переходит в резистивное состояние. При увеличении тока выше I_c ВАХ асимптотически приближаются к закону

Таблица 6 — Основные транспортные характеристики образцов.

Образец	I_c , мкА	R_n^{exp} , Ом	δH , мТ	α	T_c , К	ρ мкОм*см
SJ1	0,2	80	—	1,5	1,35	735
SJ2	0,45	44	12,9	1,3	1,77	325
SJ3	1,3	19	8,2	1,6	2,03	553
SQ1	0,38	48	10,5	1,9	1,25	1075
SQ2	0,25	32	13,5	1,9	1,3	764

Ома; наблюдающееся при этом нормальное сопротивление — $R_n^{exp}=19-80 \Omega$ (см. табл. 6).

4.3.2 Поведение образцов в магнитном поле

В магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости образца, наблюдаются выраженные фраунгоферовские осцилляции критического тока. Вид этих осцилляций (рис. 4.4, 4.6) зависит от конкретной формы и размеров данного нанокристалла $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ и его соединения с ниобиевыми электродами. Двухмерные графики дифференциального сопротивления dV/dI каждого перехода в зависимости от тока смещения I и приложенного магнитного поля H представлены на рис. 4.4 (а–в) для одиночных переходов SJ1–3 и на рис. 4.6 (а, б) для двухконтактных СКВИДов SQ1–2. Зависимости критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ показаны на рис. 4.4 (г–е) и 4.6 (в, г), соответственно. В самом узком контакте SJ1 наблюдается плавная монотонно убывающая зависимость $I_c(H)$ (рис. 4.4(а, г)). К этому приводит деструктивная интерференция между сверхтоком образца и мейсснеровскими токами, индуцируемыми полем внутри нанокристалла $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$, и джозефсоновским сверхтоком, протекающим через контакт.

Наиболее сильное влияние этой интерференции на вид зависимости $I_c(H)$ проявляется в области нанокристалла площадью $\sim LxW_{eff}$, где W_{eff} — эффективная ширина контакта, в которой протекает основная часть сверхтока. Исходя из СЭМ-изображения контакта SJ1 (рис. 4.1) величина W_{eff} должна быть меньше ширины кристалла — $W_{eff} < W_{crist} \approx 440$ нм (см. табл. 6) — из-за того, что нахлест ниобия на кристалл ТИ образован

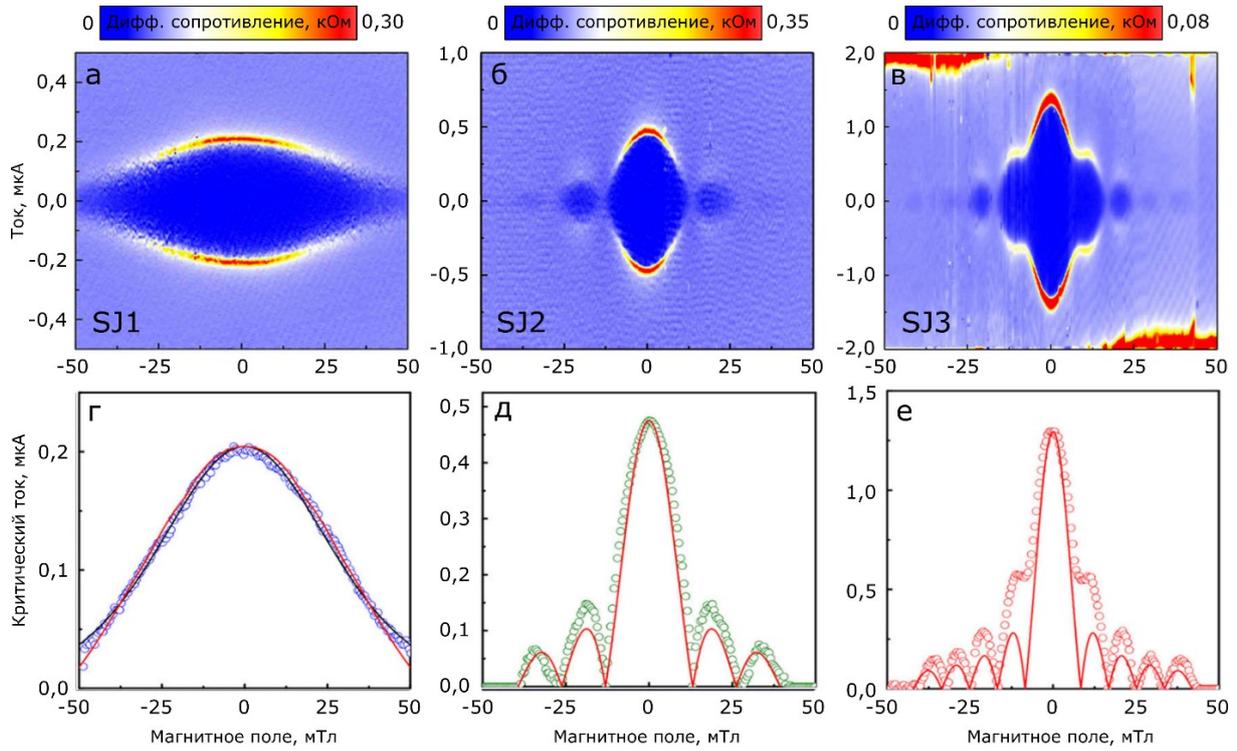


Рисунок 4.4 — а–в) Дифференциальное сопротивление в зависимости от тока через образец и приложенного магнитного поля $dVdI(I,H)$ для одиночных образцов. Сверхпроводящее состояние образцов соответствует темно-синей области, где сопротивление нулевое. г–е) Зависимость критического тока одиночных контактов от приложенного магнитного поля $I_c(H)$. Размер точек соответствует погрешности измерений. Сплошными цветными линиями показаны аппроксимации: г) аппроксимации выполнены по баллистической (красная кривая) [170] и диффузной модели (черная кривая) [171]; д, е) Период осцилляций образцов SJ2 и SJ3 составляет 12,9 мТл и 8,2 мТл, соответственно.

лишь в узкой области шириной примерно 140 нм. Рассматривая поведение образцов в магнитном поле, необходимо учитывать эффект Мейсснера, приводящий к вытеснению поля из сверхпроводящих электродов и его концентрации в области слабой связи. Влияние такого эффекта можно описать, введя коэффициент фокусировки магнитного потока α . Для оценки величины фокусировки магнитного потока использовалось моделирование в программе COMSOL. Геометрия джозефсоновского перехода представлена в виде нескольких прямоугольных электродов, размеры которых зависят от моделируемого образца (см. рис. 4.5). Для такой системы численно решались уравнения Максвелла с магнитным полем $H = 1$ на бесконечности. Сверхпроводящие электроды выступали в качестве идеальных диамагнетиков ($\mu =$

10^{-9}). Как видно из иллюстрации (рис. 4.5), в зазоре между сверхпроводящими электродами коэффициент α может достигать значений от 1,3 до 1,9 в зависимости от геометрии. Таким образом, в реальных образцах в области слабой связи магнитное поле может достигать величины αH (см. табл. 6).

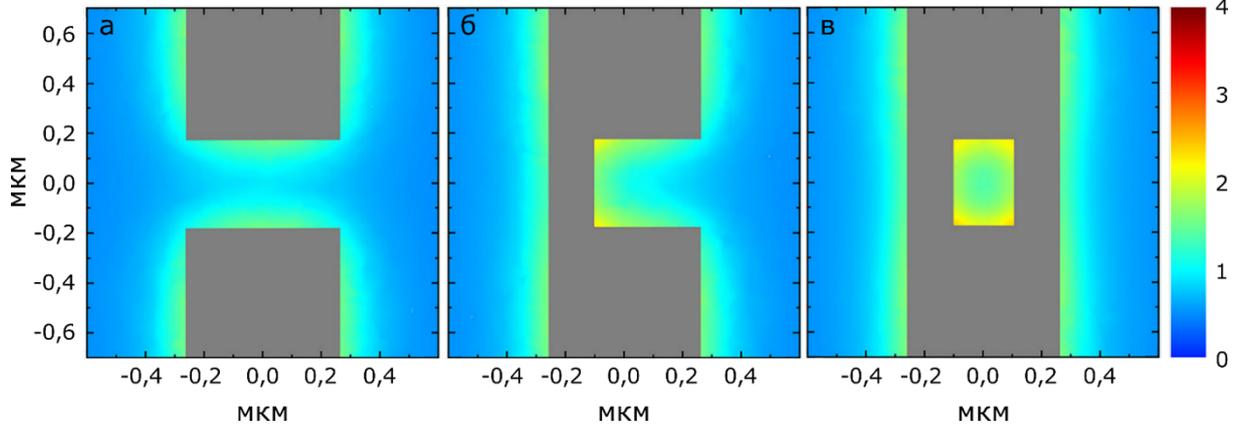


Рисунок 4.5 — Результаты расчета экранировки магнитного потока сверхпроводящими электродами в среде COMSOL. Вектор магнитной индукции перпендикулярен плоскости образцов. Представлены различные геометрии, соответствующие образцам а) SJ1, б) SJ2, в) SQ1. Цветом указано отличие магнитной индукции в каждой точке образца от случая с отсутствием экранировки.

4.3.3 Зависимость критического тока образцов от магнитного поля

На рис. 4.4(г) аппроксимация в рамках баллистического приближения по модели Барзыкина-Загоскина изображена сплошной красной линией [170]. В этой модели джозефсоновский ток описывается выражением

$$I_s(\chi) = \frac{ev_F}{W\lambda_FL} \iint_{-W/2}^{W/2} \frac{dy_1 dy_2}{\left[1 + \left(\frac{y_1 - y_2}{L}\right)^2\right]^{3/2}} \times \\ \times \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{L}{\xi_T \cos \theta_{y_1 - y_2}} \frac{\sin k \left(\frac{\pi\Phi}{W\Phi_0} (y_1 + y_2) + \chi \right)}{\sinh \frac{kL}{\xi_T \cos \theta_{y_1 - y_2}}}; \quad (4.1)$$

, где L и W — длина и ширина перехода, v_F — скорость Ферми, λ_F — фермиевская длина волны, Φ — магнитный поток, пронизывающий область слабой связи площадью $L \times W$, $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока, $\theta_{y_1-y_2} = \arctan((y_2 - y_1)/L)$ — разность фаз между точками y_1 и y_2 , на границе контакта сверхпроводник-нормальный металл, $\xi_T = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T}$. Параметры L и W определены из геометрии образца, величина $v_F = 5.8 \times 10^5$ м с⁻¹ взята из литературных источников [144; 172], а λ_F вычисляется из числа каналов N , которое получено из аппроксимации $I_c(T)$ (см. обсуждение в подразделе «Температурная зависимость критического тока» ниже). Вычисления произведены для параметра $W_{eff} = 395$ нм, который хорошо соответствует геометрии образца. Несмотря на согласие данного моделирования с экспериментальными данными, нельзя исключать присутствие диффузного транспорта в данном образце. Действительно, теория, разработанная Бержере и Куэвасом [171] в рамках формализма Узаделя для диффузного случая, также правильно воспроизводит колоколообразную зависимость $I_c(H)$; наилучшая аппроксимация изображена на рис. 4.4(г) сплошной черной линией. Параметры для такой аппроксимации также вполне разумны: $W_{eff} = 400$ нм и коэффициент диффузии $D = 0,02$ м²/с, что означает длину свободного пробега $l = D/v_F \approx 35$ нм, что все еще соответствует диффузному режиму $l < L$. Таким образом, анализ зависимости критического тока от приложенного магнитного поля не позволяет определить характер транспорта в данных образцах. Коэффициенты для обеих моделей приведены в табл. 7.

Таблица 7 — Параметры аппроксимации для зависимости критического тока образца SJ1

Модель	W, нм	L, нм	l
Барзыкин–Загоскин [170]	395	130	-
Бержере–Куэвас [171]	136	135	2.1

В отличие от SJ1, контакты SJ2 и SJ3 имеют широкие области нахлеста ниобиевой пленки на монокристалл $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ (см. рис. 4.1), в которых проявляется эффект близости. Эти структуры имеют осциллирующую зависимость $I_c(H)$, типичную для широких джозефсоновских переходов (см. таб. 7). Параметры аппроксимации для зависимости критического тока образца SJ1 переходов (рис. 4.5 д, е), причем ширина нулевой осцилляции шире последующих. Наилучшие кривые получаются при использовании формулы для

фраунгоферовских осцилляций

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\Phi(H)/\Phi_0)}{\Phi(H)/\Phi_0} \right| \quad (4.2)$$

где $\Phi(H) = \alpha H L W_{eff}$

— поток через джозефсоновский переход и $\Phi_0 = h/2e$ — квант магнитного потока. Отклонения экспериментальных точек от данной кривой скорее всего обусловлены сложной геометрией переходов, наличием фокусировки магнитного потока [173] и пространственно неоднородным магнитным полем.

4.3.4 Поведение двухконтактных образцов в приложенном магнитном поле

Образцы SQ1 и SQ2, состоящие из двух параллельно соединенных нанокристаллов (изображены на рис. 4.1), проявляют в магнитном поле, поведение, характерное для двухконтактных СКВИДов (рис. 4.6). Период осцилляций δH не изменяется, что может объясняться тем, что магнитный поток пронизывает некоторую эффективную площадь петли СКВИДа A_{eff} , такую что $\alpha \delta H A_{eff} = \Phi_0$. Для образца SQ1 период $\delta H \approx 10.5$ мТл. Данные СКВИДы слабо экранированы ниобиевыми электродами, поэтому справедлива оценка $A_{eff} \sim (W_L^{w-l}/2 + W_R^{w-l}/2 + \delta W) \times (L + 2\lambda^{Nb})$, где W_L^{w-l} где W_R^{w-l} — ширины левой и правой областей слабой связи, δW — расстояние между ними и $\lambda^{Nb} = 80$ нм — лондоновская глубина проникновения в ниобии. Так, для образца SQ1 $W_L^{w-l} = 130$ нм, $W_R^{w-l} = 170$ нм, $\delta W = 200$ нм и $L = 140$ нм, что дает $A_{eff} = 0.1$ мкм². Тогда получаем $\Phi_0/A_{eff} = 20$ мТл, что примерно в два раза больше, чем $\delta H = 10.5$ мТл; расчеты для образца SQ2 приводит к аналогичному результату. Это подтверждает наличие фокусировки магнитного потока в исследуемых образцах, а также позволяет оценить коэффициент фокусировки $\alpha \approx 2$.

Однако, в отличие от обычных СКВИДов, амплитуда осцилляций $I_c(H)$ образцов SQ1 и SQ2 быстро убывает с увеличением поля, аналогично поведению одиночных контактов SJ1–3. Можно предположить, что эффекты распаривания и дефазировки, которые наблюдаются в небольшом одиночном джозефсоновском переходе, подобном SJ1, должны иметь сходное влияние и

на отклик двухконтактных устройств типа СКВИДов, в которых площадь перехода сравнима с размером петли СКВИДа.

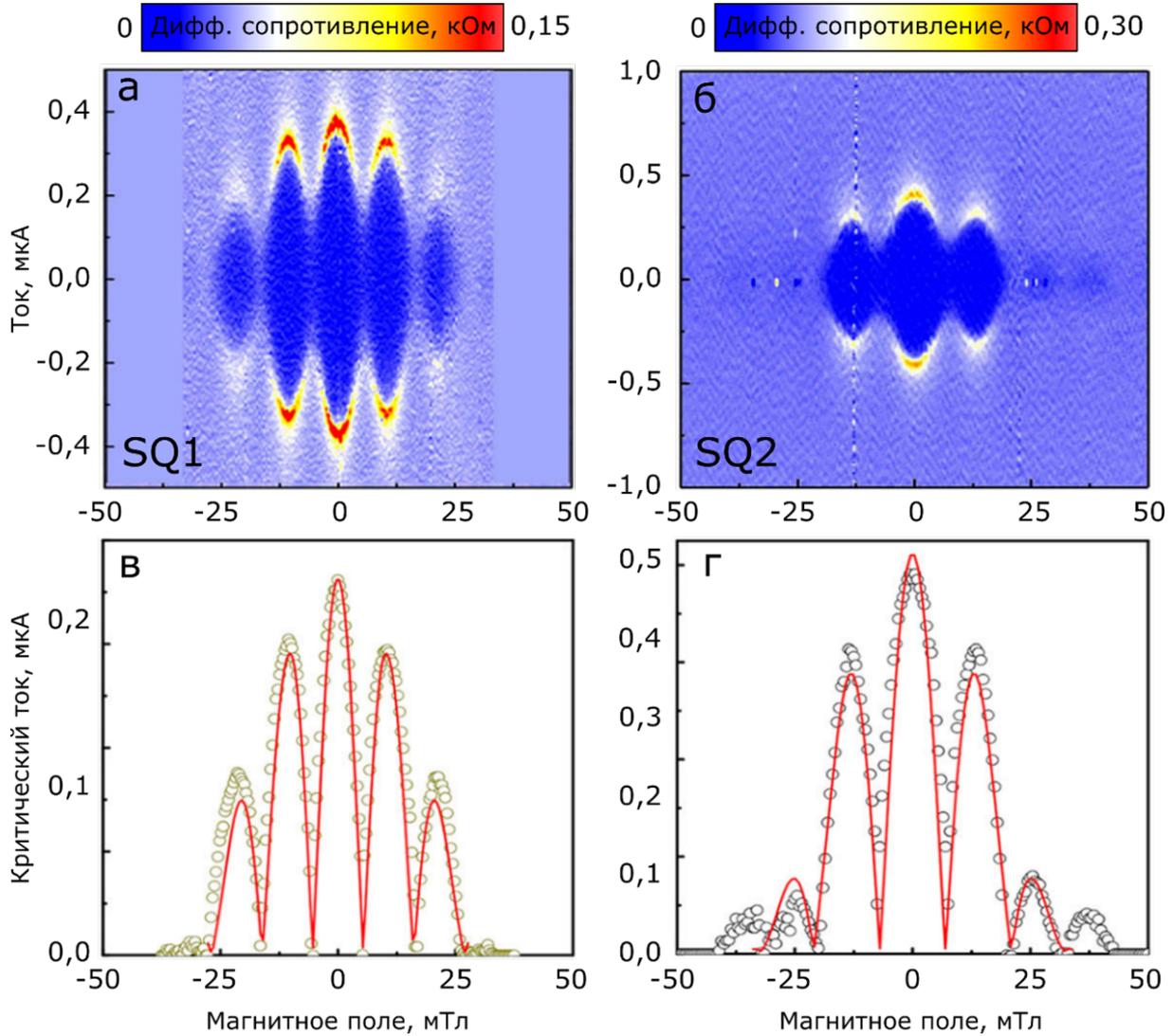


Рисунок 4.6 — а, б) Дифференциальное сопротивление в зависимости от тока через образец и приложенного магнитного поля $dV/dI(I, H)$ для образцов SQ1–2, основанных на двух параллельно подключенных кристаллах; в, г) зависимость критического тока контактов SQ1–2 от приложенного магнитного поля $I_c(H)$. Сплошными линиями показаны аппроксимации по формуле (4.3). Размер точек соответствует погрешности измерений. Период осцилляций образцов SQ1 и SQ2 составляет 10,5 мТл и 13,5 мТл, соответственно.

Так, можно скомбинировать выражение для зависимости критического тока СКВИДа от приложенного магнитного поля с колоколообразной огибающей $I_c(H)$ (рис. 4.6 г), которая представляет влияние распаривающих факторов в двух кристаллах, формирующих СКВИД, и получить выражение

$$I_c^{SQ}(H) = 2I_c(H) |\cos(\pi H/\alpha\delta H)| \quad (4.3)$$

Аппроксимирующие кривые, описываемые уравнением (4.3), представлены сплошными красными линиями на рис. 4.6 (в, г) для образцов SQ1 и SQ2, соответственно (соответствующие параметры аппроксимации приведены в табл. 8). Несмотря на простоту данного выражения, аппроксимации хорошо согласуются с экспериментальными данными. Отклик образцов на приложенное магнитное поле позволяет рассматривать как диффузный, так и баллистический режим транспорта, поэтому требуется более глубокий анализ характеристик $V(I, T)$, чтобы определить, какой из них реализуется на самом деле.

Таблица 8 — Параметры аппроксимации для зависимости критического тока СКВИДов SQ1 и SQ2 по формуле (4.3). Здесь W^{SJ} и L^{SJ} — ширина и длина джозефсоновского перехода, определяющие форму огибающей (по типу образца SJ1), S^{eff} — эффективная площадь самого СКВИДа.

Образец	W^{SJ} , нм	L^{SJ} , нм	S^{eff} , мкм ²
SQ1	550	138	0,195
SQ2	520	150	0,150

4.3.5 Анализ транспортного режима образцов

Нормальное сопротивление R_N свободной от сверхпроводника части монокристалла $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ возникает из-за двух параллельных проводящих каналов: топологических двумерных состояний на поверхности и тривиальных объемных состояний. В зависимости от качества кристалла и положения уровня Ферми удельное сопротивление тривиальных объемных каналов составляет $\sim 10^{-(2\div 3)} \Omega \text{ cm}$ [73], что приводит для кристаллов толщиной 15–30 нм к относительно высокому листовому сопротивлению $R^{bulk} \sim 10^{(3\div 4)} \Omega$. Общее сопротивление поверхностных каналов кристалла R^{surf} меньше в 10–100 раз, около 100–200 Ω [73]. Параллельное подключение двух топологических каналов (верхняя и нижняя поверхность кристалла) хорошо соответствует сопротивлению R_N , наблюдаемому при температуре $T \simeq 2 \text{ K}$. Следовательно, в соответствии с [73], топологические поверхностные каналы переносят

большую часть электрического тока нанокристаллах и шунтируют тривиальные. (Приведенные здесь и ниже оценки для удобства сведены в табл. 9) В случае проводимости только по баллистическим каналам нормальное сопротивление $R_n = h/2e^2 N \approx 12.9/N$ к Ω обусловлено наличием N параллельных мод с проводимостью $2e^2/h$ каждая. Экспериментально полученные значения $R_N^{exp} = 80, 44$ и 19 Ом для переходов SJ1, SJ2 и SJ3, соответственно, требуют величины $N \sim 160, 250$ и 680 . Число объемных тривиальных каналов проводимости — $N^{3D} \approx (2W^{crys}/\lambda_{F-3D}) \times (2d/\lambda_{F-3D})$, где W^{crys} и d — ширина и толщина кристалла, $\lambda_{F-3D} \approx 30$ нм — длина Ферми тривиального трехмерного канала [69; 73; 74]. Оценка геометрических параметров W^{crys} и d из СЭМ-изображений дает $N^{3D} \sim 55, 41$ и 198 для образцов SJ1, SJ2 и SJ3, соответственно. Это в 3-6 раз меньше числа N , полученного выше. Значит, в исследуемых образцах транспорт не может осуществляться только по объемным каналам. Действительно, сопротивление N^{3D} баллистических каналов должно составлять R_K/N^{3D} 234, 314 и 65 Ом, что в несколько раз ниже, чем R^{bulk} . Следовательно, тривиальная объемная проводимость осуществляется по диффузионному механизму. Число топологических поверхностных каналов, т.е. баллистических мод, — $N^{2D} \approx 2W^{crys}/\lambda_F$, где λ_F — длина Ферми топологического канала. Согласно источникам [74; 144], $\lambda_F = 2\pi/k_F \approx 6$ нм. Следовательно, для образцов SJ1, SJ2 и SJ3 получаем $N^{2D} \approx 147, 171$ и 512 , соответственно. Эти значения гораздо лучше соответствуют числу каналов, соответствующему экспериментальным данным, чем N^{3D} . Более того, ожидаемое общее сопротивление этих топологических баллистических мод составляет $\sim 87, 75$.

Таблица 9 — Оценка числа трехмерных и поверхностных баллистических каналов, участвующих в транспорте. Определения указанных величин см. в основном тексте.

Обр.	N^{3D}	R_K/N^{3D}	R^{bulk} , Ом	N^{2D}	R_K/N^{2D}	R_N^{exp} , Ом	R^{surf} , Ом
SJ1	55	234	$10^3 - 10^4$	147	87	80	100-200
SJ2	41	314		171	75	44	
SJ3	198	65		512	25	19	
SQ1	92+33	102		156+114	47	48	
SQ2	81+80	80		173+136	41	32	

Приведенная выше оценка также работает для образцов SQ1 и SQ2, и дает 25 Ом, что близко к экспериментально полученным R_N^{exp} (см. табл. 9) значениям 47 и 41 Ом, соответственно. Таким образом, в структурах транспорт электронов в нормальном состоянии через область слабой связи обеспечивается баллистическими топологическими модами, которые шунтируют диффузионный вклад тривиальных объемных каналов.

4.3.6 Температурная зависимость критического тока

Зависимости критического тока от температуры $I_c(T)$ в нулевом магнитном поле для трех одиночных переходов SJ1, SJ2 и SJ3 представлены на рис. 4.7 и 4.8. При рассмотрении этих данных важно обратить внимание на следующие моменты. Во-первых, хорошо заметно, что вид кривых $I_c(T)$ существенно зависит от геометрии структуры. Наибольшие значения I_c и T_c наблюдаются в образце SJ3, основанного на самом большом монокристалле с самым широким нахлестом ниобиевой пленки на кристалл ТИ; самые низкие значения наблюдаются в образце SJ1 с наименьшим кристаллом. Другой эффект — это почти линейный рост критического тока с понижением температуры. В диффузном режиме сверхток определяется по модели Кулика-Омельянчука (КО-1):

$$I_s(\chi) = \frac{4\pi k_B T}{e R_n} \sum_{\omega_n} \frac{\Delta_{min} \cos(\chi/2)}{\Omega} \arctan \left(\frac{\Delta_{mini} \sin(\chi/2)}{\Omega} \right) \quad (4.4)$$

, где χ — разность фаз между сверхпроводящими электродами, $\omega_n = \pi k_B T (2n + 1)$ — мацубаровские частоты, R_n — нормальное сопротивление перехода, $\Omega_n = \sqrt{\omega_n^2 + \Delta_{mini}^2 \cos^2(\chi/2)}$, Δ_{mini} — т.н. минищель, наведенная в плотности состояний кристалла ТИ сверхпроводящим эффектом близости, проявляющая характерную для теории БКШ температурную зависимость. Параметр Δ_{mini} для образца SJ1 был получен из формы ВАХ; для других одиночных контактов SJ2 и SJ3 этот параметр вычислен в предположении, что отношение $\frac{\Delta_{mini}}{k_B T_c}$ одинаково для всех синтезированных кристаллов. Это предположение вполне разумно, т. к. все кристаллы были получены в условиях одного синтеза, а гибридные переходы СП/ТИ/СП были изготовлены во

время одного и того же технологического процесса. Параметр T_c определен экспериментально, так что в качестве единственного изменяемого параметра выступает R_n . После того, как найдена зависимость $I_s(\chi)$, критический ток можно вычислить как $I_c = \max_{0 \leq \chi < 2\pi} I_s(\chi)$. Результирующие кривые представлены ниже на рисунках 4.7 а-в и 4.8, а соответствующие параметры указаны в табл. 10.

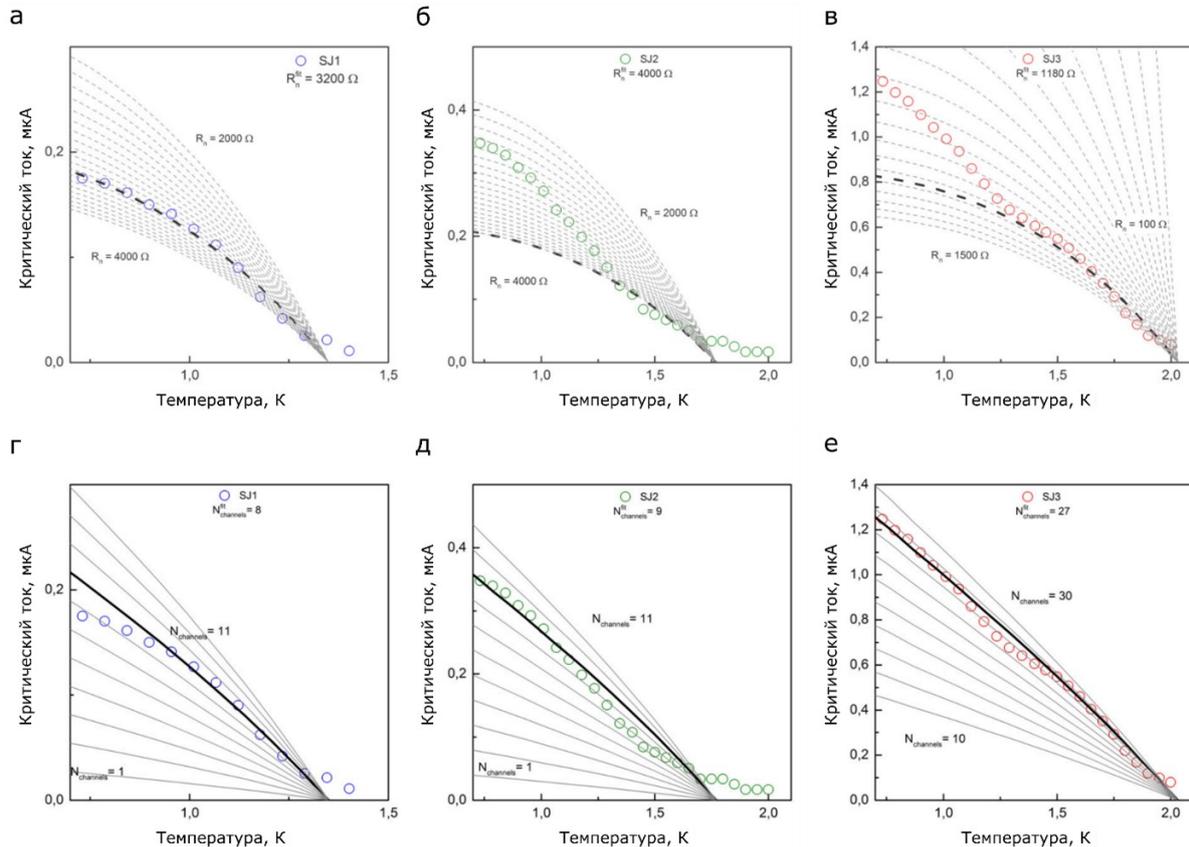


Рисунок 4.7 — Семейства кривых аппроксимации по модели диффузного и баллистического транспорта для образцов SJ1-3. Верхний ряд — аппроксимации по диффузной модели Кулика-Омельянчука КО-1. Нижний ряд — аппроксимации по баллистической модели Кулика-Омельянчука КО-2. Точками обозначены экспериментальные данные, серыми сплошными линиями — аппроксимации для различных величин параметров. На каждом из графиков указан диапазон перебора параметров и величина, лучше всего соответствующая экспериментальным данным (кривая выделена черной сплошной линией).

В баллистическом режиме зависимость критического тока описывается теорией Галактионова-Заикина [174]. В этой модели сверхток переносится N поверхностными модами, что записывается в виде

$$I_s = N \frac{2\pi}{\hbar} e k_B T \sin\chi \sum_{\omega_n > 0} \int_0^1 \mu d\mu \frac{t_1(\mu)t_2(\mu)}{Q^{1/2}(\chi, \mu)}, \quad (4.5)$$

где $\mu = k_x/k_F$ — переменная интегрирования, k_F — фермиевский волновой вектор, k_x — волновой вектор баллистической моды вдоль перехода, χ — разность фаз, N — число каналов проводимости, $t_1, t_2 = \frac{D_{1,2}}{2 - D_{1,2}}$, D_i — прозрачность левой и правой SN-границы, соответственно. Для баллистических поверхностных состояний принимается $D_i = 1$. Здесь же

$$Q = \left[t_1 t_2 \cos\chi + \left(1 + (t_1 t_2 + 1) \frac{\omega_n^2}{\Delta_{mini}^2} \right) \cosh \frac{2\omega_n L}{\mu \hbar v_F} + \right. \\ \left. + (t_1 + t_2) \frac{\omega_n \Omega_n}{\Delta_{mini}^2} \sinh \frac{2\omega_n L}{\mu \hbar v_F} \right]^2 - (1 - t_1^2)^2 (1 - t_2^2)^2 \frac{\Omega_n^4}{\Delta_{mini}^4},$$

где L — длина перехода. Длина когерентности при $T = T_c$ определяется как $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi k_B T_c}$. Чтобы обезразмерить параметры, введена длина $l = L/\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{2\pi k_B T_c L}$. Длина перехода (расстояние между ниобиевыми контактами) L для образцов определена из СЭМ-изображений (таблица 1), $v_F = 5.8 \times 10^5$ м/с (по литературным данным [172]). Оценки для образцов дают значение $\xi_0 \sim 1$ мкм. Таким образом, можно рассматривать контакты как короткие, когда $l \ll 1$, что описывается моделью Кулика-Омельянчука (КО-2) [175] и единственным изменяемым параметром является число баллистических каналов N . Полученные по модели КО-2 семейства кривых представлены на рис. 4.7 (г–е) и соответствующие параметры указаны в таблице 11. Примечательно, что полученное из аппроксимации число каналов $N=8$ для образца SJ1 совпадает с оценкой, полученной из величины избыточного тока.

Сравнивая наилучшие результаты аппроксимации по этим двум моделями (рис. 4.8), можно заметить, что модель КО-1, описывающая диффузный транспорт, не очень хорошо соответствует экспериментальным данным. В частности, для образцов SJ2 и SJ3 не воспроизводится значительный рост критического тока ниже 1,2–1,3 К, тогда как в диффузных контактах наблюдается насыщение $I_c(T)$ при низких температурах [76]. Напротив, аппроксимации по баллистической модели хорошо воспроизводят резкий рост $I_c(T)$ и показаны на рис. 4.7 сплошными черными линиями [76]. Результаты этих аппроксимаций дают величины наведенной минищели в спектре ТИ —

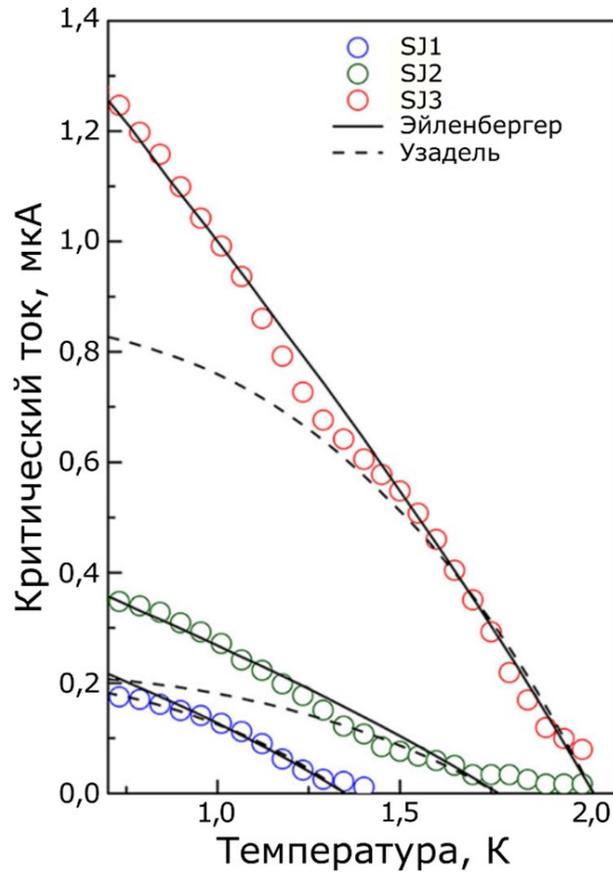


Рисунок 4.8 — Зависимость критического тока от температуры для одиночных СП/ТИ/СП переходов. Цветами обозначены экспериментальные данные. Сплошные линии — наилучшие аппроксимации по модели Эйленбергера (баллистический транспорт), штриховые — по модели Узаделя (диффузный транспорт).

Таблица 10 — Параметры аппроксимации для модели КО-1 (баллистический транспорт), Δ_{mini} — минищель, наведенная в плотности состояний кристалла ТИ, N — число баллистических каналов, переносящих сверхток, $l = \hbar v_F (2\pi k_B T_c L)^{-1}$ — безразмерный параметр, T_c — критическая температура, Δ_{mini} вычислена в предположении, что отношение $\Delta_{mini}/k_B T_c =$ одинаково для всех образцов.

Образец	Δ_{mini} , мэВ	N	l	T_c , К	$W_{нм}$	d , нм
SJ1	0,31	8	0,26	1,35	135	20
SJ2	0,40	9	0,33	1,77	412	19
SJ3	0,46	27	0,38	2,03	524	25

$\Delta_{mini} = 0,31, 0,40$ и $0,46$ мэВ для образцов SJ1, SJ2 и SJ3, соответственно, то есть $\Delta_{mini}/k_B T_c = 2,2 \pm 0,2$. Следует отметить, что обе модели недо-

статочно точно описывают образец SJ2 ввиду существенно асимметричных SN-границ в этом переходе.

Таблица 11 — Параметры аппроксимации для модели КО-2 (диффузный транспорт). R_n^{fit} — варьируемое сопротивление, Δ_{mini} — минищель, T_c — критическая температура, Δ_{mini} вычислена в предположении, что отношение $\Delta_{mini}/k_B T_c =$ одинаково для всех образцов.

Образец	Δ_{mini} , мэВ	T_c , К	R_n^{fit} , оМ
SJ1	0,31	1,35	3200
SJ2	0,40	1,77	4000
SJ3	0,46	2,03	1180

Оценочное число баллистических каналов, по которым протекает сверхток, очень мало: 8, 9 и 27 для переходов SJ1, SJ2 и SJ3, соответственно. Параметры приведены в табл. 10 и на рис. 4.7.

Исследована эволюция критического тока при температуре 20 мК. С уменьшением температуры кривая зависимости критического тока от температуры, $I_c(T)$, остается довольно линейной даже при очень низких температурах, что приводит к прозрачностям, близким к 1. На рисунке 4.9 представлены аппроксимированные зависимости, по которым был определен транспортный режим как короткий контакт. Полученная кривая сопоставлена с экспериментальными данными, что показывает наилучшее соответствие при следующих параметрах: $T_c = 1.13$ К, $N = 11$, $D = 1$.

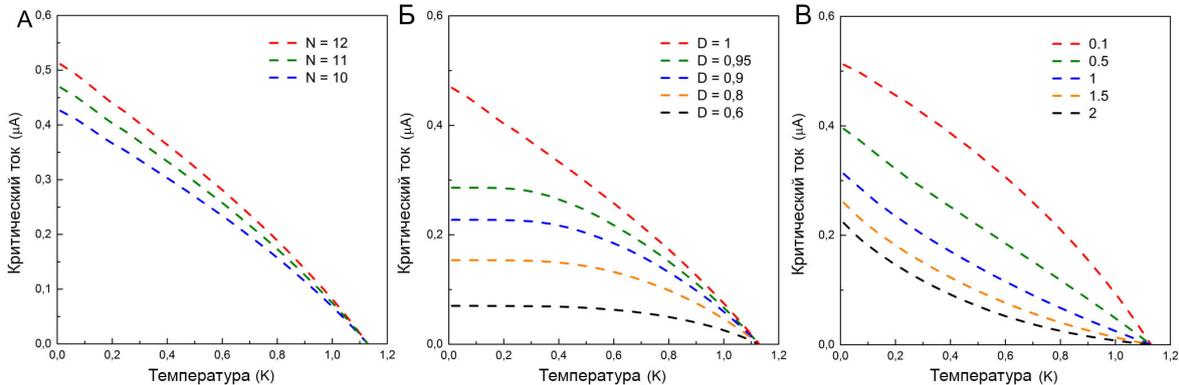


Рисунок 4.9 — Набор кривых для различного количества каналов N (А), прозрачности D (Б), безразмерного параметра l (В) из модели Кулика-Омельянука (КО-2) [175].

4.3.7 Избыточный ток в образцах

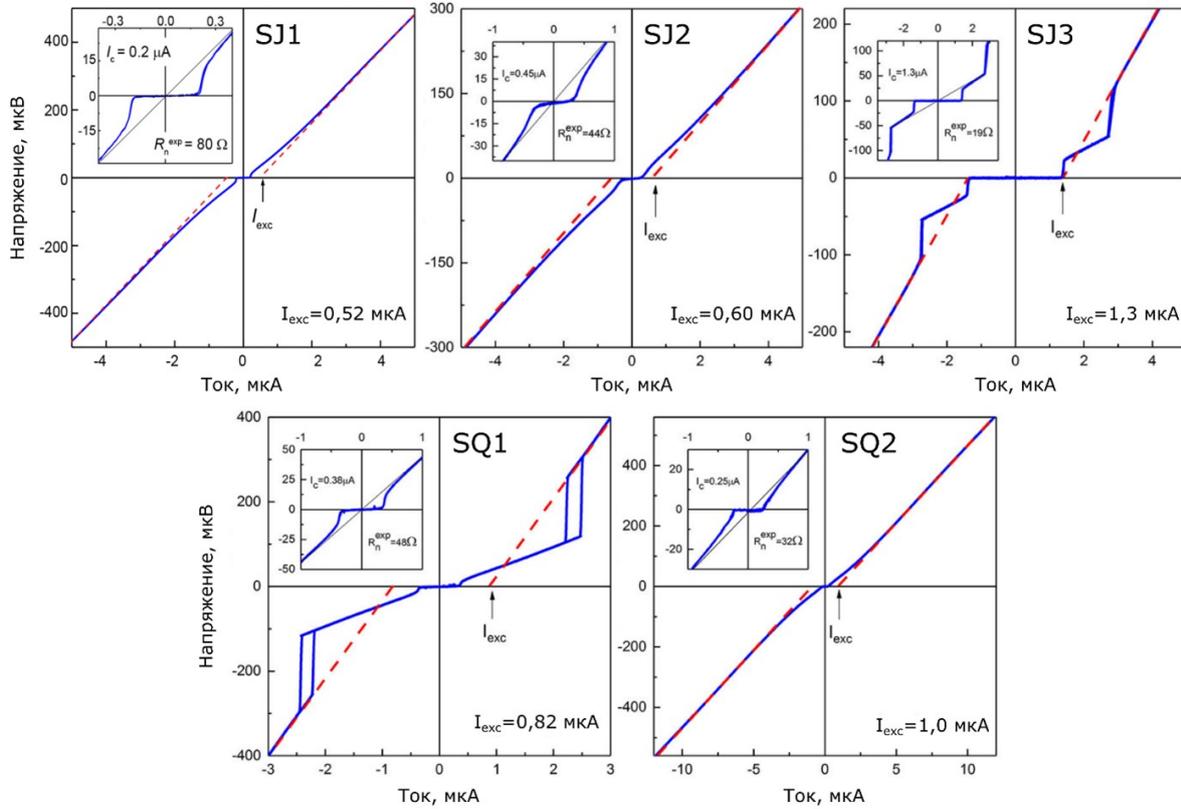


Рисунок 4.10 — Избыточный ток образцов. Синими сплошными линиями обозначены ВАХ образцов, измеренные при 700 мК. Красные штриховая линии — экстраполированные линейные участки ВАХ при $I \gg I_c$, позволяющие оценить величину избыточного тока I_{exc} (значения I_{exc} для каждого образца указаны непосредственно на графиках). На вставках изображены участки ВАХ в малом диапазоне токов, откуда получено значение нормального сопротивления R_n^{exp} .

При низких температурах на ВАХ (рис. 4.10) наблюдается так называемый избыточный ток I_{exc} [176]. При $T < T_c$ и больших токах $I > I_c$ ВАХ линейные (обозначены на рис. 4.10 красными пунктирными линиями) и пересекают горизонтальную ось при конечных значениях тока I_{exc} . Избыточный ток I_{exc} позволяет оценить количество действительно баллистических топологических каналов, несущих джозефсоновский ток с помощью выражения $I_{exc}R_n = (8/3)\Delta_{mini}/e$ [176–178], где R_n — суммарное сопротивление баллистических каналов в областях бислоев сверхпроводник-ТИ, в которых проявляется эффект близости. Для значения $I_{exc} = 0,52$ мкА (образец SJ1) и

оценки Δ_{mini} , полученной из аппроксимации, получаем $R_n \sim 1,6$ кОм, что соответствует приблизительно $N = 8$ баллистических каналов. Это очень близко к значению N , полученному в результате подбора кривой $I_c(T)$ по баллистической модели. Таким образом, число поверхностных баллистических каналов N , участвующих в переносе большей части сверхтока, примерно в 19 раз меньше общего числа N^{2D} поверхностных каналов, существующих в кристаллах. Можно предположить, что каждый из N^{2D} баллистических каналов связан со сверхпроводящими электродами отличным образом. Связь эта осуществляется через области SN-бислоев, в которых транспорт имеет диффузный характер. Только малое число каналов достаточно хорошо связаны со сверхпроводником; другие имеют плохой контакт, либо связаны через диффузные области с меньшей наведенной мини-щелью, так что они не дают значительного вклада в избыточный ток. В таком рассмотрении и критический ток I_c , и избыточный ток I_{exc} ограничены числом каналов N и соответствующим высоким значением $R_n = h/e^2 N \sim 1,6$ кОм. Однако в нормальном состоянии в транспорте участвуют уже все каналы: $R_n = h/e^2 N^{2D} \sim 90$ Ом, что согласуется с измеренным R_n^{exp} . Важно, что вклад объемных состояний в транспорт нельзя полностью исключить даже если экспериментальные результаты удастся объяснить рассмотрением только лишь поверхностных каналов.

4.3.8 Магнетотранспортные характеристики образцов при $I \gg I_c$

Наконец, для лучшего понимания магнетотранспортных свойств, были изучены ВАХ образцов в магнитном поле при очень больших токах $I \gg I_c \sim 1$ мкА. Результаты этих измерений для структуры SJ1 представлены на рис. 4.11. В нулевом поле ВАХ существенно нелинейная и имеет несколько изгибов при больших токах (рис. 4.11 а). Эти нелинейности лучше видны в дифференциальном сопротивлении $dV/dI(I)$ (красная и синяя кривые справа), которое имеет несколько пиков. При очень больших токах наблюдаются гистерезисные скачки (при изменении направления развертки тока), указывающие либо на неравновесные явления, либо на стохастические процессы перераспределения тока между каналами в моменты подключения (при увеличении тока) или выключения (при уменьшении тока) каналов. При значении $I \approx \pm 6$

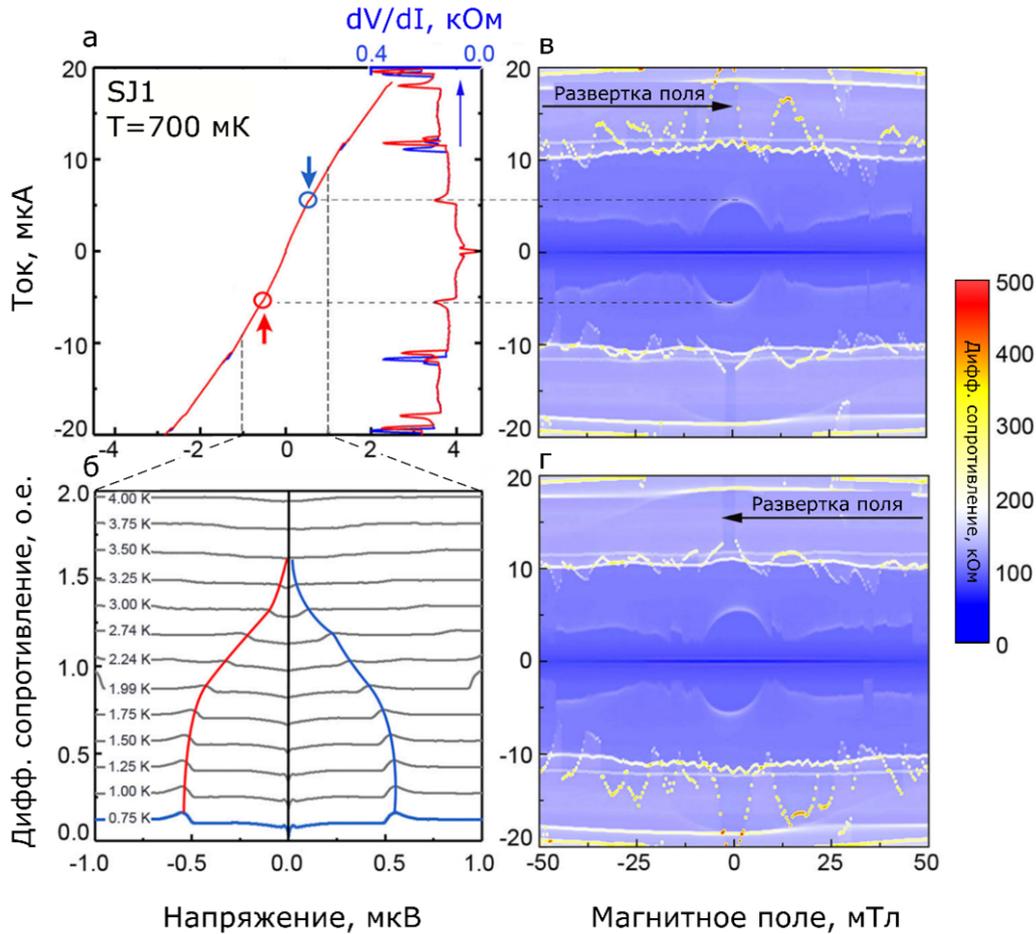


Рисунок 4.11 — Поведение образца SJ1 в диапазоне больших токов $I \gg I_c$ при температуре 700 мК. а) ВАХ образца и график $dV/dI(I)$ (справа) для двух направлений развертки тока (кривые, соответствующие одному направлению развертки, обозначены синим, либо красным цветом); б) Поведение особенностей в дифференциальном сопротивлении образцов в зависимости от температуры. Для наглядности особенности соединены красной и синей линиями. Соответствующий диапазон напряжения на графиках а) и б) указан штриховыми линиями; в, г) Зависимость дифференциального сопротивления образцов от приложенного тока и магнитного поля при разных направлениях развертки поля. Пики, соответствующие гистерезисным особенностям, ведут себя хаотически, однако воспроизводимым образом; безгистерезисные особенности проявляют совершенно иную куполообразную зависимость от поля.

мкА наблюдается безгистерезисный скачок напряжения (обозначен цветными кружками и стрелками). Соответствующее напряжение $V_0 \approx \pm 0,56$ мВ близко к величине $2\Delta_{\text{mini}}/e = 0,6$ мВ, что соотносится с процессом андреевского отражения. Изменение V_0 с увеличением температуры и поля представлена на рис. 4.11 б и в-г, соответственно. В целом график $V_0(T)$ воспроизводит

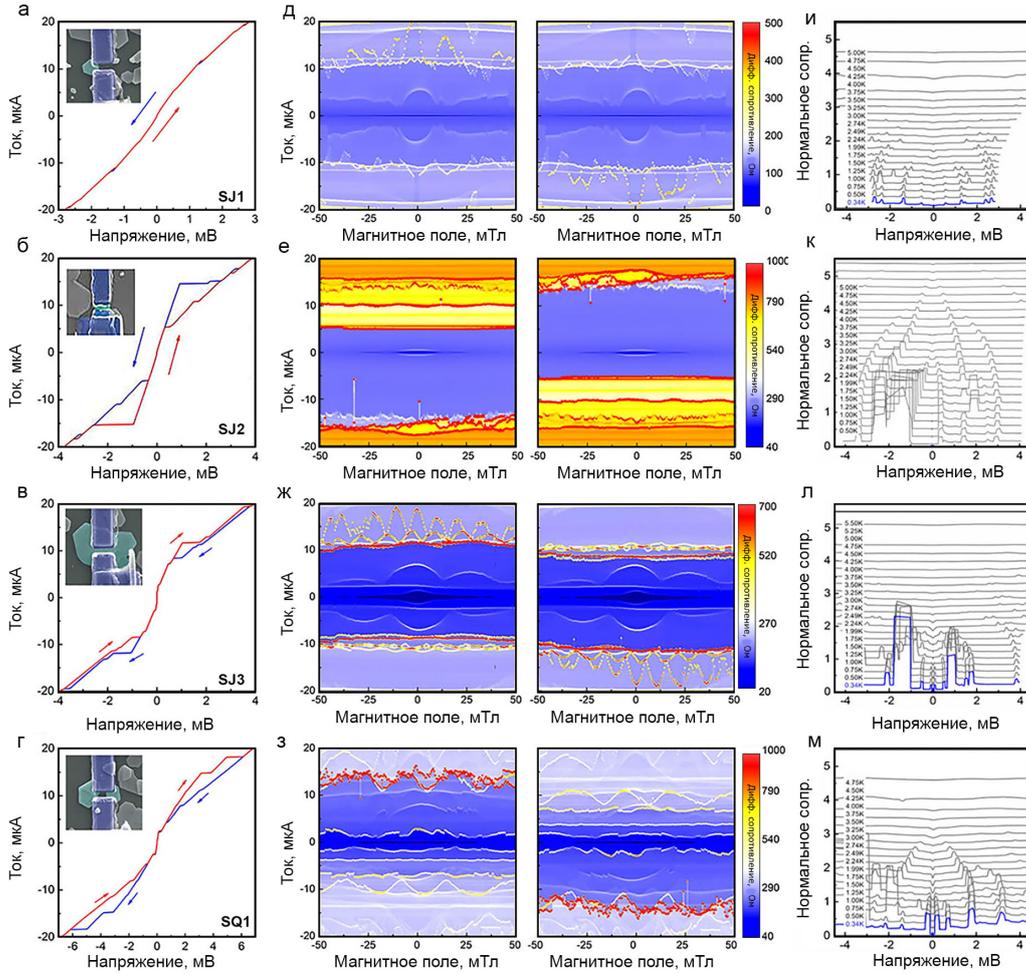


Рисунок 4.12 — Поведение образцов SJ1, SJ2, SJ3 и SQ1 в диапазоне больших токов $I \gg I_c$ при температуре 700 мК. ВАХ образцов и график $dV/dI(I)$ (справа) для двух направлений развертки тока (кривые соответствующие одному направлению развертки).

температурную зависимость наведенной в плотности состояний ТИ минищели $\Delta_{mini}(T)$. Более того, кривая $V_0(H)$ в слабых магнитных полях приводит к появлению на графике своеобразного купола, ширина которого зависит от размеров джозефсоновского перехода. Данные, представленные на рис. 4.11 б-г однозначно связывают наблюдаемую особенность V_0 с наведенной сверхпроводимостью и, в частности, с процессами андреевского отражения. Другие особенности на дифференциальной ВАХ ведут себя квазихаотически при изменении магнитного поля; однако, это поведение воспроизводимо при изменении направления развертки поля. В целом, явления, изображенные на рис. 4.11, разнообразны и сложны. Изучение их природы может быть темой отдельного исследования.

4.4 Выводы

В данной главе описаны результаты исследования джозефсоновских гибридных структур типа СП-ТИ-СП, в которых отдельные нанокристаллы трехмерного ТИ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ используются в качестве слабой связи. Были измерены магнетотранспортные характеристики трех таких образцов, основанных на одиночных монокристаллах и двух устройств, имеющих два параллельно подключенных кристалла и работающих как СКВИДы. Продемонстрированы квантовые интерференционные свойства данных структур в магнитном поле. Проведен анализ экспериментальных результатов в рамках существующих моделей как диффузионного, так и баллистического транспорта. Показано, что в исследованных образцах в сверхпроводящих транспортных свойствах преобладают топологические каналы со значительным вкладом баллистических мод. Данное исследование развивает тематику фундаментальных исследований сверхпроводящих гибридных структур на основе высококачественных топологических наноматериалов, а также служит базой для разработки перспективных сверхпроводящих квантовых устройств. На основе данных, приведенных в этой главе, опубликованы работы [A1, A3, A5, A7].

Глава 5. Исчезновение первой ступени Шапиро в джозефсоновских контактах на основе топологического изолятора

В данной главе рассматривается явление отсутствия первой ступени Шапиро в сверхпроводящих джозефсоновских переходах на основе топологических изоляторов. Считается, что в таких переходах существуют майорановские связанные состояния, и отсутствие нечетных или первой ступени в вольтамперных характеристиках может быть свидетельством наличия майорановских связанных состояний.

В данной главе исследуются ступени Шапиро в переходах Nb/Vi₂Te_{2,3}Se_{0,7}/Nb, основанных на сверхтонких монокристаллах трехмерных топологических изоляторов, полученных методом физического осаждения из газовой фазы. Для данных переходов характерно наличие баллистического транспорта. Воздействие микроволнового излучения на переходы приводит к появлению ступеней Шапиро, но первая ступень при некоторых параметрах отсутствует. Обычно считается, что отсутствие первой ступени невозможно из-за подавления 4π -периодической компоненты квазичастицами. Результаты, основанные на модели динамики джозефсоновского перехода (t-RSJ), показывают, что такое поведение образцов соответствует условию, требующему наличие минимум 5% 4π -компоненты для исчезновения первой ступени Шапиро.

5.1 Введение

Предсказано, что джозефсоновские переходы, содержащие майорановские фермионы, демонстрируют 4π периодическое ток-фазовое соотношение [18]. Майорановские состояния могут быть использованы для топологических квантовых вычислений. В настоящее время одной из важных задач в квантовой физике является поиск топологических защищенных состояний в различных материалах, подходящих для реализации топологических кубитов. Это стало актуальным после обнаружения аномального ВЧ-джозефсоновского эффекта [29]. Данный эффект может проявляться, как отсутствие

первой или четных ступеней Шапиро. Экспериментально недостающие нечетные ступени Шапиро наблюдались в ряде систем материалов с сильной спин-орбитальной связью и были интерпретированы в контексте топологической сверхпроводимости [114—116]. Однако интерпретация аномального эффекта Джозефсона под воздействием ВЧ излучения в таких системах все еще находится на стадии обсуждения.

Эффект отсутствия первой ступени может проявляться даже в тривиальных баллистических переходах. Различить между собой топологический и тривиальный случай чрезвычайно сложно. Важно отметить, что эффект исчезновения первой ступени не является редким: он также наблюдался в аморфных сверхпроводящих нанопроволоках и наносужениях [179]. Более того, первые шаги ступеней могут быть скрыты эффектами переключения тока и тока возврата.

Методология различия между топологическими и тривиальными эффектами была предложена в работе [119]. В ней отмечается, что джоулев нагрев может вызывать "отравление квазичастицами" что способно уничтожить топологические эффекты. Это объясняется тем, что в присутствии квазичастиц майорановские фермионы быстро релаксируют, что приводит к снижению их вклада до нуля. Согласно этой теории, это является ключевой причиной исчезновения первой ступеньки в случае наличия третьей. Появление эффекта отсутствия первой ступени при конечных напряжениях и токах связано с большой заселенностью квазичастицами в переходе из-за джоулева нагрева.

Исходя из этих соображений, было проведено систематическое измерение вольтамперных характеристик $V(I)$ в гибридных джозефсоновских контактах Nb/ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ /Nb под воздействием ВЧ излучения. Особое внимание было уделено току возврата.

5.2 Описание устройства

Исследуемый переход состоит из двух Nb-электродов, соединенных через сверхтонкий монокристалл трехмерного топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$, который играет роль слабой связи в джозефсоновском контакте.

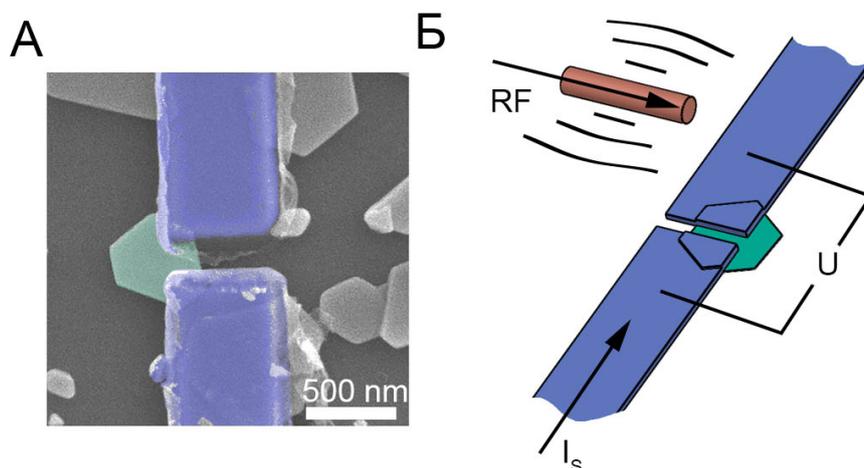


Рисунок 5.1 — Экспериментальное наблюдение сверхтока в джозефсоновском переходе на основе монокристалла топологического изолятора А) Структура джозефсоновского перехода показана на СЭМ изображении, метка соответствует 3×3 мкм². Б) Схема эксперимента и внешней электрической цепи: внешнее ВЧ-излучение поступает через антенну над образцом от СВЧ-генератора.

Монокристаллы топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$, используемые для создания джозефсоновских переходов, были получены методом физического осаждения из паровой фазы (PVD), процесс которого был подробно описан в работе [51] и в главе 3. Подробный рентгеноструктурный анализ показал, что образцы содержат только одну фазу $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$. СЭМ изображение, исследуемого СНС-перехода, представленное на рисунке 5.1(а). На этом изображении сверхпроводящие выводы Nb (S-области) выделены синим цветом, а тонкий слой $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ в N-области окрашен в светло-зеленый цвет. Толщина этого слоя составляет $t = 20$ нм. Длина N-области составляет $L = 150$ нм, а ширина Nb-электродов - $w = 500$ нм. В рамках экспериментов были изготовлены и изучены переходы разных размеров, и все устройства демонстрировали постоянство транспортных характеристик.

На рисунке 5.1 (b) представлена схематическая схема джозефсоновского перехода и внешней электрической цепи. Измерения проводятся при постоянном токе смещения I , при котором наблюдается падение напряжения U на переходе; также подается высокочастотный сигнал через СВЧ-генератор.

5.3 Результаты транспортных измерений

5.3.1 Зависимость сопротивления от температуры и вольтамперные характеристики

Сопротивление перехода в нормальном состоянии при комнатной температуре составляет примерно $R_N \approx 1,2$ КОм. Сопротивление показывает металлическую проводимость с понижением температуры T . Заметное изменение сопротивления происходит при $T = 8$ К, что связано со сверхпроводящим переходом Nb-контактов 5.2(А). При дальнейшем понижении температуры сопротивление постепенно снижается в диапазоне температур от 5 до 1 К. Такое поведение характерно при наличии эффекта близости между сверхпроводником и топологическим изолятором.

На рисунке 5.2(Б) изображена гистерезисная вольтамперная характеристика ($V(I)$), где критический ток (I_c) и ток возврата (I_r) различны. Красная кривая отвечает за участок при положительной развертке тока и показывает критический ток (I_c). Синяя кривая соответствует обратному направлению тока (I) и ток возврата. Черная кривая иллюстрирует вольтамперную характеристику под воздействием высокочастотного сигнала.

На рисунке 5.2(В) показана зависимость критического и возврата от температуры. Гистерезисное поведение образца наблюдается вплоть до 0,7 К. Важно отметить, что отсутствие насыщения при низких температурах в области зависимости $T_c(T)$ указывает на баллистический транспорт [180], что подтверждается аппроксимацией с использованием баллистических уравнений Эйленбергера и соответствующих решений, представленных в работе Галактионова и Заикина [181].

Гистерезисное поведение ВАХ указывает на наличие квазистатического перегрева, который подробно описан и является частным случаем Джоулева перегрева [182]. Это явление можно рассматривать, как потенциальный источник "отравления квазичастицами" [183]. Далее подробно анализируется воздействие микроволнового излучения.

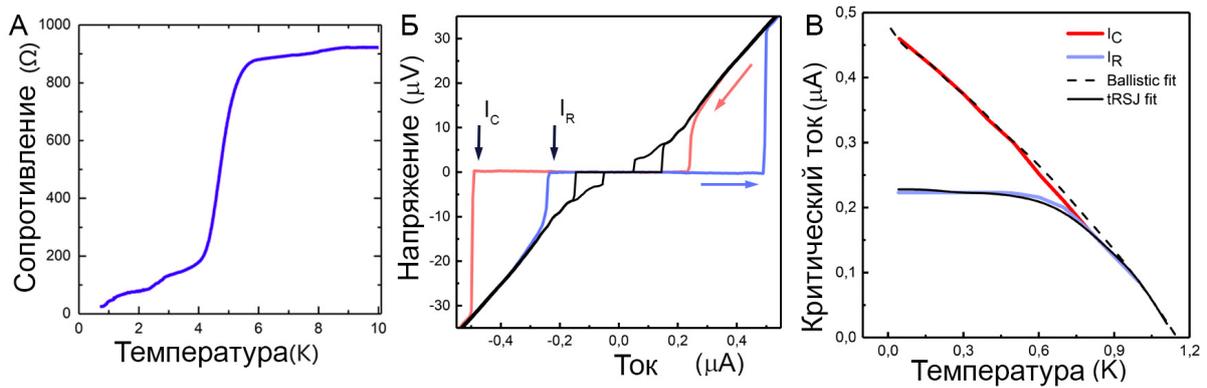


Рисунок 5.2 — А) Зависимость сопротивления от температуры. Б) Вольт-амперная $V(I)$ характеристика перехода при температуре $T = 20$ мК. На этой ВАХ виден сверхток при нулевой ВЧ мощности $U_{RF} = 0$, который соответствует критическому току $I_C = 0.46 \mu\text{A}$ и току возврата $I_R = 0.22 \mu\text{A}$. В) Приведены зависимости критического тока I_C и тока возврата I_R от температуры T . Критический ток был аппроксимирован с использованием уравнений Эйленбергера, а ток возврата был аппроксимирован с помощью модели tRSJ для разных температур.

5.3.2 Эволюция ступеней Шапиро в зависимости от ВЧ мощности

Эволюция дифференциального сопротивления в зависимости от мощности высокочастотного излучения показана на рисунке 5.3. Карты шапиро ступеней при частоте $f_{RF} = 0,9$ ГГц показаны на рисунках 5.3 (А,Б,В). В частности на средней картинке 5.3 (Б) представлены пять типичных вольт-амперных характеристик для разных амплитуд высокочастотного сигнала; вставка показывает производную, наглядно иллюстрирующую появление ступеней Шапиро на графике $V(I)$. График дифференциальной проводимости, зависящий от тока смещения и амплитуды ВЧ-сигнала, представлен на рисунке 5.3 (А). Темные области соответствуют ступеням Шапиро, которые отмечены номерами на рисунке 5.3 (А).

Центральная область черного цвета соответствует сверхпроводящему состоянию образца (нулевое напряжение). В этой центральной области нулевого сопротивления (0-области) отсутствуют ступеньки. Это объясняется просто: ступеньки возникают лишь при конечных напряжениях, а не при нулевом.

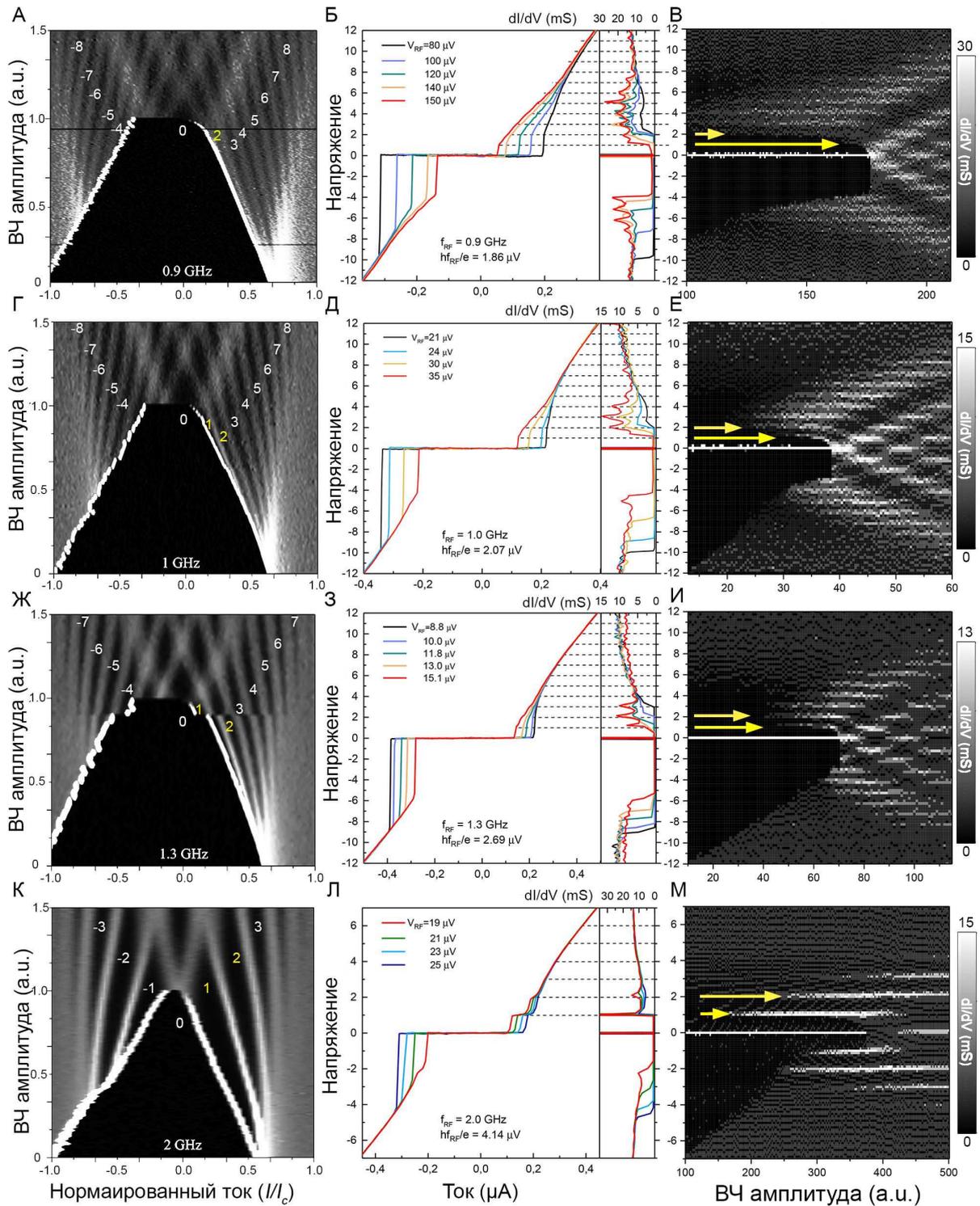


Рисунок 5.3 — Графики производной dV/dI для различных мощностей и частот излучения $f_{RF} = 0,9$ и 2 ГГц. Графики включают отрицательную (переключение) и положительную (возврат) ветви тока смещения и демонстрируют наличие гистерезиса. Для $I > 0$ наблюдается эффект "четный-нечетный". Он лучше виден на правой части графика, где показана зависимость dI/dV от тока смещения при различных мощностях ВЧ.

Слева эта центральная сверхпроводящая область ограничена критическим током, который зависит от амплитуды ВЧ излучения, и обозначается как $I_c(V_{RF})$. Справа 0-область ограничена током возврата, который также зависит от амплитуды ВЧ-излучения, и обозначается как $I_r(V_{RF})$.

В левой части, при небольшом токе смещения, первой появляется ступень с порядковым номером 10, что означает подавление ступеней с первой по девятую (см. рисунок 5.3 (Б-вставка)). Зависимости критического тока и тока возврата от амплитуды ВЧ-излучения линейны, но угол наклона критического тока больше. Поэтому при более высоких амплитудах возбуждения больше ступеней пересекает линию критического тока. Следовательно, при повышении амплитуды ВЧ-сигнала можно наблюдать ступеньки более низкого порядка. Например, на ветви критического тока при наименьшей мощности наименьшая ступень имеет порядок $n = 10$, а при наибольшей мощности наименьшая ступень имеет порядок $n = 4$ (рисунок 5.3(А)).

Для лучшего наблюдения ступеней с более низким индексом интереснее исследовать ток возврата. Это объясняется тем, что $I_r < I_c$, в результате чего на вольтамперной характеристике (положительная область на рисунке 5.3(А)), где ток уменьшается, напряжение принимает меньшие значения. Это позволяет наблюдать все ступени, кроме первой, на ветви тока возврата.

Общее условие для наблюдения ступени с порядковым номером n следующее: $V(I_c) < V_n = nhf/(2e)$ на ветви критического тока и $V(I_r) < V_n = nhf/(2e)$ на ветви тока возврата. С другой стороны, с увеличением амплитуды ВЧ-сигнала, как критический ток, так и ток возврата уменьшаются. В результате, при повышении амплитуды ВЧ-сигнала увеличивается количество обнаруживаемых ступеней.

Другой график, иллюстрирующий дифференциальную проводимость, представлена на рисунке 5.3(В), где значение dV/dI представлено в зависимости от амплитуды ВЧ-сигнала и фиксированного напряжения на образце, V , нормированного на напряжение, $hf/2e$. Вторая ступень на данном графике появляется при очень низких ВЧ мощностях, при этом первая ступень появляется при более высоких мощностях, приближающихся к $170 \mu\text{V}$.

При анализе ветви критического тока можно заметить, что первые 9 ступеней подавлены. Предположительно, это подавление связано с тем, что скачок напряжения при переходе тока больше, чем $nhf/2e$, где n - порядковый номер ступени. В связи с этим особое внимание уделено ветви тока

возврата, на которой отсутствует только первая ступень, в то время как вторая ступень наблюдается. Исчезновению первой ступени может быть дано несколько объяснений. Одно из них связано с топологическим характером используемого материала. Как отмечено ранее, майорановские фермионы поддерживают когерентный перенос одиночных электронов, и связанный с этим коэффициент пропорционален $\sin(\varphi/2)$, где φ - разность фаз на переходе. Это может привести к исчезновению первой ступени Шапиро. Другое объяснение заключается в том, что баллистический характер транспорта электронов через переход делает вторую ступень более заметной, чем первую. Ещё одно возможное объяснение заключается в том, что граница второй ступени пересекает кривую $I_r(V_{RF})$ при более низком значении амплитуды ВЧ-сигнала V_{RF} , как показано на рисунке 5.3(А).

Особое внимание было уделено ветви критического тока при более высоких частотах (где ток смещения положителен на всех графиках). Это связано с тем, что ветвь критического тока обладает большим скачком на критическом токе, что приводит к резкому изменению напряжения и создает условия для наблюдения ступеней низкого порядка. Тем не менее стоит отметить, что при частоте 2 ГГц на ветви критического тока первой наблюдаемой ступенькой является $n = 2$, при более высокой ВЧ мощности $n = 1$ становится видимой (рисунок 5.3(Ж)).

Теперь стоит вернуться к обсуждению тока возврата. В первую очередь нужно обратить внимание на данные, полученные при частоте 1 ГГц, как показано на рисунке 5.3(Г), (Д) и (Е), используя предыдущий формат анализа. Аналогично тем результатам, которые были обсуждены ранее для частоты 0,9 ГГц, наблюдается, что на этой частоте вторая ступень появляется при более низкой амплитуде ВЧ сигнала по сравнению с первой ступенькой, как показано на рисунке 5.3(Е). Этот результат отражает аналогичное поведение, которое было выявлено на частоте 0,9 ГГц.

Однако при переходе к частоте 1,3 ГГц наблюдается заметное изменение поведения образца, как иллюстрируют рисунки 5.3(Ж), (З) и (И). На данной частоте при минимальном значении амплитуды ВЧ сигнала на ветви тока возврата не наблюдается ступеней. При увеличении амплитуды ВЧ излучения первая и вторая ступеньки становятся заметными примерно на одном и том же уровне ВЧ возбуждения, как видно на рисунке 5.3(И). Это поведение соответствует ожиданиям, что повышение частоты ВЧ излучения приводит

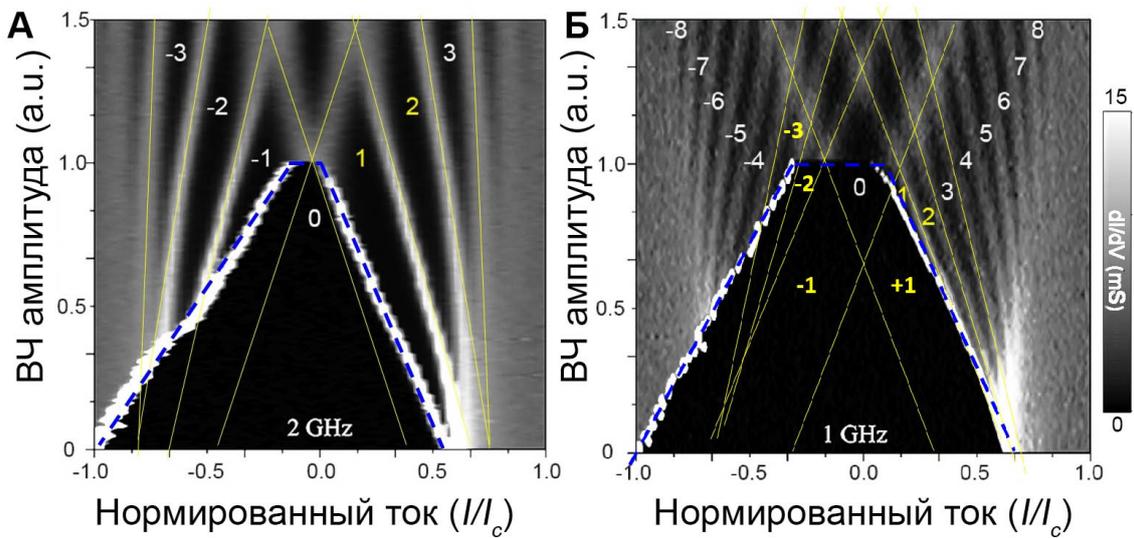


Рисунок 5.4 — Ток возврата, пересекающий ступени Шапиро. (А,Б) Графики дифференциального сопротивления в зависимости от нормированного тока смещения и свч мощности. Синие пунктирные линии представляют токи переключения и возврата, определяющие границы основной трапециевидной области с нулевым сопротивлением. Желтые линии обозначают ступени, вызванные воздействием СВЧ. (А) При частоте $f = 2$ ГГц. Первая ступень ($V = hf/2e$) становится видимой при низкой амплитуде ВЧ. (Б) При частоте $f = 1$ ГГц. Первая ступень не всегда заметна. При низких частотах виден переход от области нулевого сопротивления сразу к второй ступени ($V = hf/e$), минуя первую ступень.

к увеличению размера шага ($hf/2e$), который может достигнуть напряжения на образце перед током возврата и вызвать падение напряжения до нуля.

В заключение, на рисунке 5.3(К), (Л) и (М) представлены результаты, полученные на частоте 2, ГГц. На этой частоте не наблюдается эффект отсутствия ступеней Шапиро. При увеличении тока первая ступень появляется при напряжении $V = hf/2e$, за ней следует вторая ступень при более высоком токе, соответствующем $V = hf/e$. То есть, наблюдаются как первая, так и вторая ступени. Это заметно отличается от предыдущего поведения, что обусловлено тем, что наклон линии $I_r(V_{RF})$ теперь меньше наклона первой ступеньки. В отличие от ситуации на частоте 1,3, ГГц, где наклон линии первой ступеньки был меньше наклона линии тока возврата.

Общим явлением, наблюдаемым на всех частотах, является то, что при достаточно сильном ВЧ-сигнале все ступени становятся видимыми (см. верхние графики на рисунке 5.4(А,Б)). Это объясняется тем, что при достаточно

большой ВЧ амплитуде V_{RF} и критический ток, и ток возврата обращаются в нуль, в то время как параметр сверхпроводящего порядка нет. В таких условиях постоянное напряжение постепенно увеличивается с ростом постоянного тока смещения. В результате, при достаточно больших амплитудах ВЧ-сигнала, видны все ступени низкого порядка, и пропущенных ступеней не наблюдается. На рисунке 5.4(А,Б) желтыми линиями обозначены все ступени, а синим пунктиром - токи переключения и возврата. Существенное различие между данными при высокой частоте (2, ГГц) (рисунок 5.4(А)) и низкой частоте (1, ГГц) (рисунок 5.4(Б)) заключается в том, что в первом случае наклон желтых линий превышает наклон синих пунктирных линий тока переключения, тогда как во втором случае эти наклоны примерно равны. Кроме того, расстояние между желтыми линиями (ступеньками) естественно меньше при более низкой частоте ВЧ-сигнала, так как разница напряжений между ступеньками составляет $hf/2e$, где f - частота ВЧ-сигнала. С другой стороны, при высокой частоте ВЧ-сигнала между линией тока возврата (синей) и второй желтой линией образуется значительная область.

Для правильной интерпретации результатов была использована двухканальная модель теплового резистивно-шунтированного джозефсоновского перехода (t-RSJ), предложенной в предыдущих работах [119; 184]. Эта модель включает две ключевые компоненты: дополнительный когерентный сверхпроводящий канал, возникающий из майорановских связанных состояний и вносящий сверхток, описываемый $\sin(\varphi/2)$, а также саморегулирующийся тепловой баланс, который проявляется в гистерезисной вольтамперной характеристике ($V(I)$). На рисунке 5.5(а) показана схема двухканальной модели t-RSJ. В ней представлены два сверхпроводящих перехода, соединенных параллельно и имеющих шунтирующее сопротивление R . Переход J1 соответствует обычному джозефсоновскому переходу с 2π -периодичным ток фазовым соотношением, тогда как переход J2 является топологическим и обладает 4π -периодичным ток фазовым соотношением.

В соответствии с этим, полный сверхпроводящий ток может быть представлен как $I_s(\varphi) = I_c^{2\pi} \sin(\varphi) + I_c^{4\pi} \sin(\varphi/2)$, и уравнение, описывающее динамику фазы, может быть записано следующим образом:

$$\frac{\hbar d\varphi}{2eRdt} = I_{DC} + I_{RF} \sin(\omega_{RF}t) - (I_c^{2\pi} \sin(\varphi) + I_c^{4\pi} \sin(\varphi/2)), \quad (5.1)$$

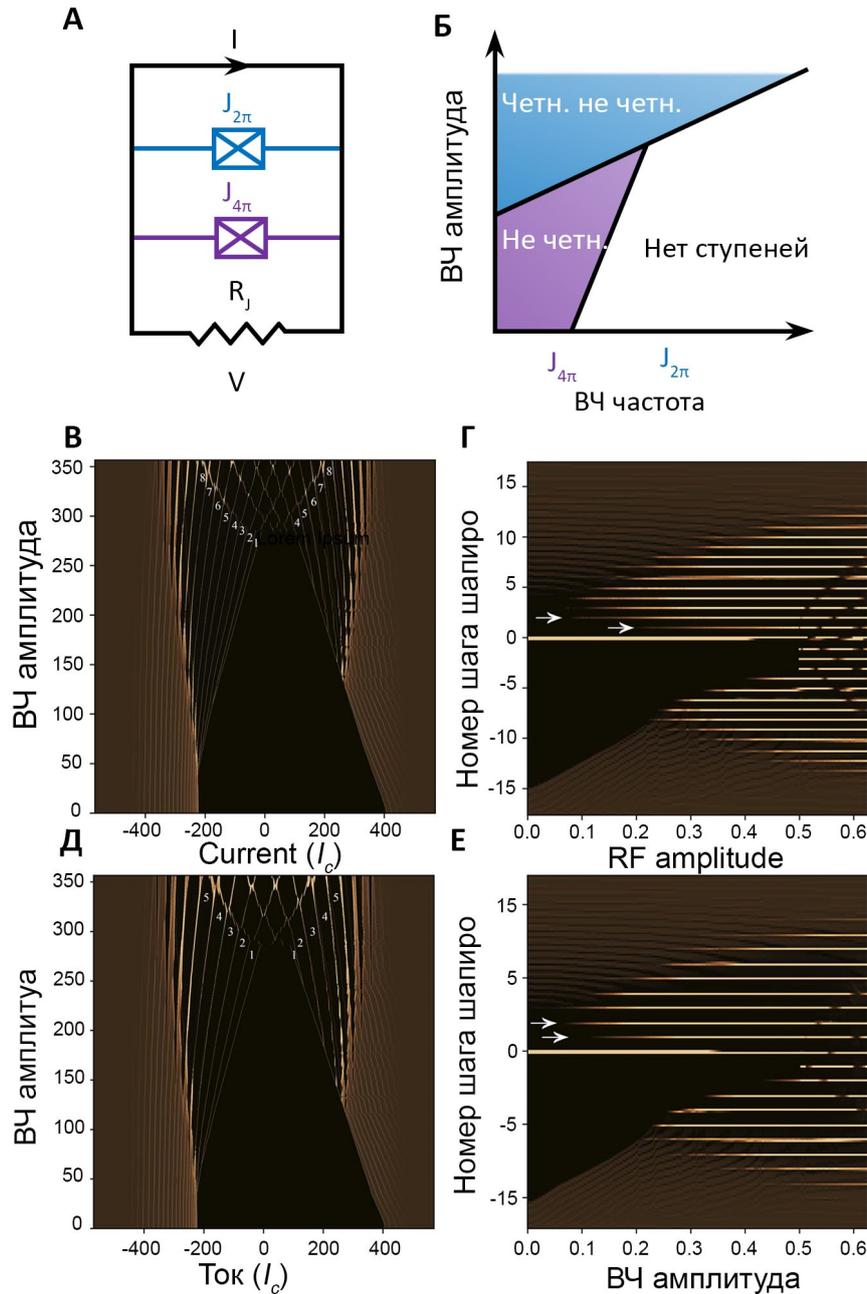


Рисунок 5.5

(А) Схема двухканальной модели $tRSJ$. Один из двух параллельных джозефсоновских переходов (J_1) - это тривиальный сверхток, в то время как другой (J_2) - это топологический канал, параллельно соединенный с шунтирующим сопротивлением R_n . (Б) Фазовая диаграмма нечетных и четных ступеней Шапиро в двухканальной тепловой модели RSJ .

Смоделированная карта дифференциального сопротивления в зависимости от амплитуды ВЧ тока для частот ВЧ тока (В) 2 ГГц и (Г) 0,9 ГГц с 2π и 5% 4π -компонент. Соответствующие карты шагов Шапиро для частот ВЧ тока (Д) 2 ГГц и (Е) 0,9 ГГц.

где I_{DC} обозначает постоянный ток смещения, I_{RF} - это переменный ток, индуцированный ВЧ-генератором, ω_{RF} - частота переменного тока, $I_c^{2\pi}$ и $I_c^{4\pi}$ представляют критические токи с 2π и 4π ток фазовым соотношением соответственно, \hbar - постоянная Планка, e - элементарный заряд электрона, а R - сопротивление в нормальном состоянии перехода.

Для учета гистерезиса $V(I)$ -характеристик, обусловленного эффектом Джоулева перегрева, вводится уравнение теплового баланса следующего вида:

$$\langle P(t) \rangle = \Sigma U (T_e^5 - T_{ph}^5), \quad (5.2)$$

где Σ - это константа, характеризующая взаимодействие между электронами и фононами в нормальном материале, U - эффективный объем образца, T_e и T_{ph} - электронная и фононная температуры соответственно.

Самосогласованная схема реализуется следующим образом: при заданных значениях I_{DC} и I_{RF} вначале вычисляется температура T (в первом случае, $T = T_{ph}$, что соответствует температуре криостата), которая определяет критический ток $I_c(T)$. Затем решается уравнение 5.1 и оцениваем джоулевскую мощность $P = \langle I(t)V(t) \rangle$. Это позволяет вычислить температуру электронной подсистемы $T_e = \sqrt[5]{T_{ph}^5 + \frac{P}{\Sigma V_{JJ}}}$, а также новый критический ток $I_c(T_e)$. Этот процесс повторяется до тех пор, пока разница между новой расчетной температурой T^{n+1} и температурой, полученной на предыдущем шаге T^n , не станет достаточно малой. Температурная зависимость критического тока $I_c(T)$ вычисляется с использованием баллистической модели (см. рис.5.1).

Как было показано в исследовании Calvez и соавторов [119], в данной системе существуют две характерные частоты: $f^{2\pi} = \frac{1}{\hbar} 2eRI_c^{2\pi}$ и $f^{4\pi} = \frac{1}{\hbar} eRI_c^{4\pi}$. Эти частоты определяют форму двумерной фазовой диаграммы (рис. 5.5(b)).

Чтобы разъяснить эволюцию ступеней шапиро, было проведено численное моделирование для частоты 0,9 ГГц (см. рис. 5.5(В,Г)). Результаты показали, что при низких уровнях мощности ВЧ-сигнала сначала появляется вторая ступень, а при высоких уровнях мощности - первая. Чтобы достичь наилучшего согласия с экспериментальными данными, необходимо было учесть не менее 5% 4π -периодичной компоненты. Для частоты 2 ГГц представлены результаты аналогичной аппроксимации (см. рис. 5.5(Д,Е)), которые воспроизводят поведение, наблюдаемое в экспериментальных данных.

Интересным результатом моделирования является способность модели воспроизвести область нулевого сопротивления при низких значениях постоянного тока и ВЧ-амплитуды, причем она предсказывает линейную форму границы. Эта граница обладает большим наклоном, чем наклоны ступеней (отсчитываемые от горизонтали). Важно отметить, что модель подтверждает наблюдаемый факт: наклон ступеней низшего порядка меньше, чем наклон ступеней высшего порядка.

Данное исследование проливает свет на интересное явление селективного отсутствия первой ступени Шапиро исключительно в топологических джозефсоновских переходах. В баллистическом джозефсоновском переходе, изготовленном с использованием трехмерного топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$, это явление хорошо описывается и может быть эффективно объяснено с использованием двухканальной тепловой модели t -RSJ. Данные результаты могут быть интерпретированы, как косвенное подтверждение наличия майорановских фермионов в системе, что делает джозефсоновские контакты на основе топологических изоляторов перспективными для дальнейшего изучения.

5.4 Выводы

В данной главе приведены результаты исследования джозефсоновских переходов СП/ТИ/СП на основе монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ в зависимости от высокочастотного излучения. Показана эволюция ступеней шапиро в широком диапазоне мощностей и частот ВЧ излучения. Продемонстрировано экспериментальное свидетельство отсутствия первой ступени Шапиро в диапазоне частот от 1 до 2 ГГц. Предложена теоретическая модель, объясняющая экспериментальные результаты и исчезновение первой ступени при учете 5 % 4π -компоненты. Изложенные в третьей главе результаты опубликованы в [A4].

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработана, реализована и запатентована специализированная установка для синтеза монокристаллов топологических изоляторов методом физического осаждения из газовой фазы (PVD) с двузонным индукционным нагревом. Эта установка позволяет контролировать дефицит селена дихалькогенида висмута $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ влияющего на положение уровня Ферми.
2. Получены ультратонкие нанокристаллы $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ с нестехиометрическим содержанием селена $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$. Они демонстрируют высокое сопротивление $R = 2.5$ кОм с $\text{RRR}=2$ и металлическое поведение с понижением температуры. Особенно у тонких кристаллов с толщиной около 10 нм наблюдается небольшой рост сопротивления при низких температурах, что может указывать на расположение уровня Ферми близко к нижней точке зоны проводимости. Образцы были проанализированы с использованием методов сканирующей электронной микроскопии, дифракции отраженных электронов, рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии, рентгеновской дифракции и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, что позволило определить химический состав и кристаллическую структуру нанокристаллов.
3. Изготовлены субмикронные планарные джозефсоновские контакты Nb- $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ -Nb различной геометрии на основе синтезированных нанокристаллов. Они демонстрируют наличие критического тока на уровне 1 мкА, при нормальном сопротивлении порядка 1 кОм. Были исследованы температурные зависимости сопротивления структур, температурные зависимости вольтамперных характеристик и критического тока, дифференциального сопротивления образцов. Анализ вольтамперных характеристик указывает на высокую прозрачность границы Nb/ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$. Теоретический анализ данных о проводимости, а также анализ температурной зависимости критического тока указывает на баллистический характер переноса сверхтока через нанокристаллы $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$.

4. Исследованы джозефсоновские контакты Nb-Bi₂Te_{2.3}Se_{0.7}-Nb в присутствии внешнего высокочастотного излучения. Продемонстрировано исчезновение первой ступени Шапиро при уменьшении частоты от 2 ГГц до 1 ГГц. Теоретический расчет с использованием t-RSJ модели показывает, что такое поведение может свидетельствовать о присутствии вклада 4π компоненты в сверхток, как минимум на уровне 5%.

5.5 Благодарности

Искренне благодарю профессора Столярова Василия Сергеевича за превосходное обучение и возможность защитить кандидатскую диссертацию. Его руководство и щедрость в передаче своих выдающихся навыков в экспериментальной физике стали для меня надежным фундаментом для роста и профессионального развития. Его мастерство в области физики конденсированного состояния не только обогатило мои знания, но и вдохновило меня на поиски новых горизонтов.

Отдельное спасибо профессору Валерию Владимировичу Рязанову за уникальную возможность поработать в лаборатории сверхпроводимости в Черноголовке. Его поддержка и наставничество имели для меня огромное значение, как в профессиональном, так и в личном плане.

Большая благодарность профессору Дмитрию Родичеву за ценное время, проведенное в его лаборатории в ESPCI Paris. Его вклад в мою научную подготовку был невероятно ценен.

Отдельное спасибо сотрудникам лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН: Егорову Сергею, Сидельникову Михаилу, Дмитрию Львову, Владимиру Гуротовому, Олегу Вяселеву, Татьяне Голиковой, Игорю Батову, Андрею Кокотину, Николаю Степакову и Надежде Букште.

Также выражаю благодарность сотрудникам лаборатории топологических квантовых явлений МФТИ за их поддержку и сотрудничество. В частности, профессору Александру Авраамовичу Голубову, Ольге Скрыбиной, Денису Баранову, Андрею Шишкину, Размику Оганнисяну, Андрею

Кудряшову, Игорю Головчанскому, Роману Морарю, Ирине Егоровой и Вячеславу Дремову.

Выражаю отдельную благодарность профессору Алексею Устинову, профессору Олегу Астафьеву, профессору Илье Родионову, Глебу Федорову, Илье Беседину, Илье Москаленко, Надежде Санниковой, Алексею Дмитриеву, Ивану Храпачу, Владимиру Чичкову, Николаю Абрамову, Елене Егоровой, Виктории Юрсе, Дарье Калачевой, Владимиру Мельчакову, Станиславу Гильмулину, Дмитрию Москалеву, Антону Иванову, Алине Доброносовой, Александру Бабурину, которые работали со мной в рамках проекта "Лиман".

От всей души благодарю сотрудников лаборатории LPEM ESPCI: профессора Cheryl Feuillet-Palma, профессора Nicolas Bergeal, Sergei Kozlov, Zoe Velluire, Yingchao Ren, Dan Wang, Charles Menil, Wei Zhou, Alexis Jouan и Arthur Marguerite за их вклад и сотрудничество.

Отдельной благодарности заслуживают сотрудники лаборатории сверхпроводимости LS Bar-Ilan University: профессору Yosef Yeshurun, Shuki Wolfus, Alex Friedman, Menahem Katz, Jonathan Shvartzberg and Lior Shani.

И, конечно же, огромная благодарность сотрудникам группы квантовых вычислений на сверхпроводниках РКЦ: профессору Игорю Соловьеву, профессору Николаю Кленову, Ивану Нажесткину, Карине Андреевой, Анне Астраханцевой, Ирине Тарасовой, Екатерине Мухановой, Анатолию Белановскому, Сергею Лисицину, Михаилу Хренову, Гоше Хисматуллину и Гоше Губочкину. Ваше содействие и дружеская поддержка вдохновили меня на большие достижения.

Выражаю искреннюю признательность всем коллегам, с которыми я шел от самого начала до защиты диссертации.

Список литературы

1. The gigantic Rashba effect of surface states energetically buried in the topological insulator Bi_2Te_2Se / K. Miyamoto [и др.] // New Journal of Physics. — 2014. — Т. 16, № 6. — С. 065016.
2. *Hasan, M. Z.* Colloquium: topological insulators / M. Z. Hasan, C. L. Kane // Reviews of modern physics. — 2010. — Т. 82, № 4. — С. 3045.
3. Experimental realization of a three-dimensional topological insulator, Bi_2Te_3 / Y. Chen [и др.] // science. — 2009. — Т. 325, № 5937. — С. 178–181.
4. Observation of unconventional quantum spin textures in topological insulators / D. Hsieh [и др.] // Science. — 2009. — Т. 323, № 5916. — С. 919–922.
5. *Moore, J. E.* Topological invariants of time-reversal-invariant band structures / J. E. Moore, L. Balents // Physical Review B. — 2007. — Т. 75, № 12. — С. 121306.
6. Band engineering of Dirac surface states in topological-insulator-based van der Waals heterostructures / C.-Z. Chang [и др.] // Physical review letters. — 2015. — Т. 115, № 13. — С. 136801.
7. *Sato, M.* Topological superconductors: a review / M. Sato, Y. Ando // Reports on Progress in Physics. — 2017. — Т. 80, № 7. — С. 076501.
8. *Fu, L.* Superconducting proximity effect and Majorana fermions at the surface of a topological insulator / L. Fu, C. L. Kane // Physical review letters. — 2008. — Т. 100, № 9. — С. 096407.
9. *Beenakker, C.* Search for Majorana fermions in superconductors / C. Beenakker // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. — 2013. — Т. 4, № 1. — С. 113–136.
10. *Alicea, J.* New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems / J. Alicea // Reports on progress in physics. — 2012. — Т. 75, № 7. — С. 076501.

11. Strong superconducting proximity effect in Pb-Bi₂Te₃ hybrid structures / F. Qu [и др.] // Scientific reports. — 2012. — Т. 2, № 1. — С. 339.
12. Induced unconventional superconductivity on the surface states of Bi₂Te₃ topological insulator / S. Charpentier [и др.] // Nature communications. — 2017. — Т. 8, № 1. — С. 1–8.
13. *Majorana, E.* A symmetric theory of electrons and positrons / E. Majorana // Soryushiron Kenkyu Electronics. — 1981. — Т. 63, № 3. — С. 149–162.
14. *Kitaev, A. Y.* Unpaired Majorana fermions in quantum wires / A. Y. Kitaev // Physics-uspekhi. — 2001. — Т. 44, 10S. — С. 131.
15. *Lutchyn, R. M.* Majorana fermions and a topological phase transition in semiconductor-superconductor heterostructures / R. M. Lutchyn, J. D. Sau, S. D. Sarma // Physical review letters. — 2010. — Т. 105, № 7. — С. 077001.
16. *Oreg, Y.* Helical liquids and Majorana bound states in quantum wires / Y. Oreg, G. Refael, F. Von Oppen // Physical review letters. — 2010. — Т. 105, № 17. — С. 177002.
17. *Cha, J. J.* Topological insulator nanostructures / J. J. Cha, K. J. Koski, Y. Cui // physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters. — 2013. — Т. 7, № 1/2. — С. 15–25.
18. *Qi, X.-L.* Topological insulators and superconductors / X.-L. Qi, S.-C. Zhang // Reviews of Modern Physics. — 2011. — Т. 83, № 4. — С. 1057.
19. *Fu, L.* Topological insulators in three dimensions / L. Fu, C. L. Kane, E. J. Mele // Physical review letters. — 2007. — Т. 98, № 10. — С. 106803.
20. A tunable topological insulator in the spin helical Dirac transport regime / D. Hsieh [и др.] // Nature. — 2009. — Т. 460, № 7259. — С. 1101–1105.
21. Ultrafast helicity control of surface currents in topological insulators with near-unity fidelity / C. Kastl [и др.] // Nature communications. — 2015. — Т. 6, № 1. — С. 6617.
22. *Weber, S. J.* Gatemons get serious / S. J. Weber // Nature Nanotechnology. — 2018. — Т. 13, № 10. — С. 877–878.

23. Semiconductor-nanowire-based superconducting qubit / T. W. Larsen [и др.] // Physical review letters. — 2015. — Т. 115, № 12. — С. 127001.
24. Superconducting gatemon qubit based on a proximitized two-dimensional electron gas / L. Casparis [и др.] // Nature nanotechnology. — 2018. — Т. 13, № 10. — С. 915–919.
25. Josephson supercurrent through the topological surface states of strained bulk HgTe / J. B. Oostinga [и др.] // Physical Review X. — 2013. — Т. 3, № 2. — С. 021007.
26. Influence of topological edge states on the properties of Al/Bi₂Se₃/Al hybrid Josephson devices / L. Galletti [и др.] // Physical Review B. — 2014. — Т. 89, № 13. — С. 134512.
27. Observation of the superconducting proximity effect in the surface state of SmB₆ thin films / S. Lee [и др.] // Physical Review X. — 2016. — Т. 6, № 3. — С. 031031.
28. Phase coherence and Andreev reflection in topological insulator devices / A. Finck [и др.] // Physical Review X. — 2014. — Т. 4, № 4. — С. 041022.
29. Evidence for an anomalous current–phase relation in topological insulator Josephson junctions / C. Kurter [и др.] // Nature communications. — 2015. — Т. 6, № 1. — С. 7130.
30. Symmetry protected Josephson supercurrents in three-dimensional topological insulators / S. Cho [и др.] // Nature communications. — 2013. — Т. 4, № 1. — С. 1–6.
31. Gate-tuned normal and superconducting transport at the surface of a topological insulator / B. Sacépé [и др.] // Nature communications. — 2011. — Т. 2, № 1. — С. 575.
32. Experimental realization of superconducting quantum interference devices with topological insulator junctions / M. Veldhorst [и др.] // Applied physics letters. — 2012. — Т. 100, № 7.
33. Electrically switchable Berry curvature dipole in the monolayer topological insulator WTe₂ / S.-Y. Xu [и др.] // Nature Physics. — 2018. — Т. 14, № 9. — С. 900–906.

34. 4π -periodic Andreev bound states in a Dirac semimetal / C. Li [и др.] // Nature materials. — 2018. — Т. 17, № 10. — С. 875—880.
35. Two-dimensional topological superconductivity in Pb/Co/Si (111) / G. C. Menard [и др.] // Nature communications. — 2017. — Т. 8, № 1. — С. 1—7.
36. *Rachel, S.* Interacting topological insulators: a review / S. Rachel // Reports on Progress in Physics. — 2018. — Т. 81, № 11. — С. 116501.
37. Growth dynamics and thickness-dependent electronic structure of topological insulator Bi₂Te₃ thin films on Si / Y.-Y. Li [и др.] // arXiv preprint arXiv:0912.5054. — 2009.
38. Highly tunable electron transport in epitaxial topological insulator (Bi_{1-x}Sb_x)₂Te₃ thin films / X. He [и др.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Т. 101, № 12. — С. 123111.
39. *Teweldebrhan, D.* Exfoliation and characterization of bismuth telluride atomic quintuples and quasi-two-dimensional crystals / D. Teweldebrhan, V. Goyal, A. A. Balandin // Nano letters. — 2010. — Т. 10, № 4. — С. 1209—1218.
40. Topological insulator nanowires and nanoribbons / D. Kong [и др.] // Nano letters. — 2010. — Т. 10, № 1. — С. 329—333.
41. Ultra-low carrier concentration and surface-dominant transport in antimony-doped Bi₂Se₃ topological insulator nanoribbons / S. S. Hong [и др.] // Nature communications. — 2012. — Т. 3, № 1. — С. 1—7.
42. Synthesis and quantum transport properties of Bi₂Se₃ topological insulator nanostructures / Y. Yan [и др.] // Scientific reports. — 2013. — Т. 3, № 1. — С. 1—5.
43. Dual-gated topological insulator thin-film device for efficient fermi-level tuning / F. Yang [и др.] // Acs Nano. — 2015. — Т. 9, № 4. — С. 4050—4055.
44. *Usadel, K. D.* Generalized diffusion equation for superconducting alloys / K. D. Usadel // Physical Review Letters. — 1970. — Т. 25, № 8. — С. 507.
45. *Zyuzin, A.* Josephson junction through a disordered topological insulator with helical magnetization / A. Zyuzin, M. Alidoust, D. Loss // Physical Review B. — 2016. — Т. 93, № 21. — С. 214502.

46. Magnetoelectrics in disordered topological insulator Josephson junctions / I. Bobkova [и др.] // *Physical Review B*. — 2016. — Т. 94, № 13. — С. 134506.
47. Josephson supercurrent in a topological insulator without a bulk shunt / M. Snelder [и др.] // *Superconductor science and technology*. — 2014. — Т. 27, № 10. — С. 104001.
48. Anomalous Fraunhofer patterns in gated Josephson junctions based on the bulk-insulating topological insulator $BiSbTeSe_2$ / S. Ghatak [и др.] // *Nano letters*. — 2018. — Т. 18, № 8. — С. 5124–5131.
49. *Beenakker, C.* Random-matrix theory of Majorana fermions and topological superconductors / C. Beenakker // *Reviews of Modern Physics*. — 2015. — Т. 87, № 3. — С. 1037.
50. Induced unconventional superconductivity on the surface states of Bi_2Te_3 topological insulator / S. Charpentier [и др.] // *Nature communications*. — 2017. — Т. 8, № 1. — С. 2019.
51. Physical Vapor Deposition Features of Ultrathin Nanocrystals of $Bi_2(Te_xSe_{1-x})_3$ / D. S. Yakovlev [и др.] // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. — 2022. — Т. 13, № 39. — С. 9221–9231.
52. Double Fe-impurity charge state in the topological insulator Bi_2Se_3 / V. Stolyarov [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Т. 111, № 25.
53. Selective trapping of hexagonally warped topological surface states in a triangular quantum corral / M. Chen [и др.] // *Science Advances*. — 2019. — Т. 5, № 5. — eaaw3988.
54. Few-layer nanoplates of Bi_2Se_3 and Bi_2Te_3 with highly tunable chemical potential / D. Kong [и др.] // *Nano letters*. — 2010. — Т. 10, № 6. — С. 2245–2250.
55. Tellurium-assisted epitaxial growth of large-area, highly crystalline ReS_2 atomic layers on mica substrate / F. Cui [и др.] // *Advanced Materials*. — 2016. — Т. 28, № 25. — С. 5019–5024.
56. Epitaxial growth of Bi_2Te_3 topological insulator thin films by temperature-gradient induced physical vapor deposition (PVD) / H.-Y. Lee [и др.] // *Journal of Alloys and Compounds*. — 2016. — Т. 686. — С. 989–997.

57. *Crowley, J. M.* Accurate Ab initio quantum mechanics simulations of Bi₂Se₃ and Bi₂Te₃ topological insulator surfaces / J. M. Crowley, J. Tahir-Kheli, W. A. Goddard III // *The journal of physical chemistry letters*. — 2015. — Т. 6, № 19. — С. 3792—3796.
58. Bi₂Te₃ nanoplates' selective growth morphology on different interfaces for enhancing thermoelectric properties / Z. Wu [и др.] // *Crystal Growth & Design*. — 2019. — Т. 19, № 7. — С. 3639—3646.
59. *Патент на полезную модель № 203742.* Аппарат для получения микронных и наноразмерных монокристаллов топологических изоляторов методом физического осаждения из газовой фазы (PVD) / Д. С. Яковлев (Российская Федерация). — № 203742 ; заявл. 2020 ; опубл. 2021.
60. Growth of high-mobility Bi₂Te₂Se nanoplatelets on hBN sheets by van der Waals epitaxy / P. Gehring [и др.] // *Nano letters*. — 2012. — Т. 12, № 10. — С. 5137—5142.
61. Vapour-liquid-solid growth of ternary Bi₂Se₂Te nanowires / P. Schonherr [и др.] // *Nanoscale research letters*. — 2014. — Т. 9, № 1. — С. 1—6.
62. The changing colors of a quantum-confined topological insulator / A. Vargas [и др.] // *Acs Nano*. — 2014. — Т. 8, № 2. — С. 1222—1230.
63. Scalable synthesis of two-dimensional antimony telluride nanoplates down to a single quintuple layer / F. Yang [и др.] // *RSC Advances*. — 2015. — Т. 5, № 73. — С. 59320—59325.
64. *Diaz, O. C.* Substrate influence on preferential orientation of Bi₂Te₃ layers grown by physical vapor transport using elemental Bi and Te sources / O. C. Diaz, O. de Melo Pereira, A. E. Echavarria // *Materials Chemistry and Physics*. — 2017. — Т. 198. — С. 341—345.
65. Texture analysis and epitaxial relationships in Bi₂Te₃ thin film grown by physical vapor transport on silicon substrates / O. Concepcion [и др.] // *Applied Surface Science*. — 2019. — Т. 464. — С. 280—286.
66. Epitaxial synthesis of highly oriented 2D Janus rashba semiconductor BiTeCl and BiTeBr layers / D. Hajra [и др.] // *ACS nano*. — 2020. — Т. 14, № 11. — С. 15626—15632.
67. General synthesis of two-dimensional van der Waals heterostructure arrays / J. Li [и др.] // *Nature*. — 2020. — Т. 579, № 7799. — С. 368—374.

68. Chemical Vapor Deposition of Superconducting $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ Nanosheets / D. Hu [и др.] // Nano Letters. — 2021. — Т. 21, № 12. — С. 5338—5344.
69. Topological surface states with persistent high spin polarization across the Dirac point in $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ and $\text{Bi}_2\text{Se}_2\text{Te}$ / К. Miyamoto [и др.] // Physical review letters. — 2012. — Т. 109, № 16. — С. 166802.
70. Evidence of surface transport and weak antilocalization in a single crystal of the $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ topological insulator / С. Shekhar [и др.] // Physical Review B. — 2014. — Т. 90, № 16. — С. 165140.
71. Surface origin of quasi-2D Shubnikov–de Haas oscillations in $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ / А. Kapustin [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2015. — Т. 121. — С. 279—288.
72. Defects and high bulk resistivities in the *Bi*-rich tetradymite topological insulator $\text{Bi}_{(2+x)}\text{Te}_{(2-x)}\text{Se}$ / S. Jia [и др.] // Physical Review B. — 2012. — Т. 86, № 16. — С. 165119.
73. Differentiation of surface and bulk conductivities in topological insulators via four-probe spectroscopy / С. Durand [и др.] // Nano letters. — 2016. — Т. 16, № 4. — С. 2213—2220.
74. Unoccupied topological surface state in $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ / М. Nurmatamat [и др.] // Physical Review B. — 2013. — Т. 88, № 8. — С. 081301.
75. Ambipolar field effect in the ternary topological insulator $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{(1-x)})_2\text{Te}_3$ by composition tuning / D. Kong [и др.] // Nature nanotechnology. — 2011. — Т. 6, № 11. — С. 705—709.
76. *Golubov, A. A.* The current-phase relation in Josephson junctions / А. А. Golubov, М. Y. Kupriyanov, Е. Il'ichev // Reviews of modern physics. — 2004. — Т. 76, № 2. — С. 411.
77. *Johnson, M.* Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals / М. Johnson, R. H. Silsbee // Physical review letters. — 1985. — Т. 55, № 17. — С. 1790.
78. *Taskin, A.* Quantum oscillations in a topological insulator $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ / А. Taskin, Y. Ando // Physical Review B. — 2009. — Т. 80, № 8. — С. 085303.

79. Topological surface states protected from backscattering by chiral spin texture / P. Roushan [и др.] // *Nature*. — 2009. — Т. 460, № 7259. — С. 1106—1109.
80. Topological insulators in Bi₂Se₃, Bi₂Te₃ and Sb₂Te₃ with a single Dirac cone on the surface / H. Zhang [и др.] // *Nature physics*. — 2009. — Т. 5, № 6. — С. 438—442.
81. Observation of a large-gap topological-insulator class with a single Dirac cone on the surface / Y. Xia [и др.] // *Nature physics*. — 2009. — Т. 5, № 6. — С. 398—402.
82. *Leijnse, M.* Introduction to topological superconductivity and Majorana fermions / M. Leijnse, K. Flensberg // *Semiconductor Science and Technology*. — 2012. — Т. 27, № 12. — С. 124003.
83. Non-Abelian anyons and topological quantum computation / C. Nayak [и др.] // *Reviews of Modern Physics*. — 2008. — Т. 80, № 3. — С. 1083.
84. *Beenakker, C.* Search for Majorana fermions in superconductors / C. Beenakker // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* — 2013. — Т. 4, № 1. — С. 113—136.
85. *Onnes, H. K.* Through measurement to knowledge: The selected papers of Heike Kamerlingh Onnes 1853–1926. Т. 124 / H. K. Onnes. — Springer Science & Business Media, 2012.
86. *London, F.* The electromagnetic equations of the supraconductor / F. London, H. London // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*. — 1935. — Т. 149, № 866. — С. 71—88.
87. *Ginzburg, V. L.* On the theory of superconductivity / V. L. Ginzburg, V. L. Ginzburg, L. Landau. — 2009.
88. *Bardeen, J.* Theory of superconductivity / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // *Physical Review*. — 1957. — Т. 108, № 5. — С. 1175—1204. — arXiv: 1101.0277.
89. *Blonder, G.* Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion / G. Blonder, m. M. Tinkham, k. T. Klapwijk // *Physical Review B*. — 1982. — Т. 25, № 7. — С. 4515.

90. *Kulik, I.* Macroscopic quantization and the proximity effect in SNS junctions / I. Kulik // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1970. — T. 57. — C. 1745.
91. *Cyrot, M.* Introduction to superconductivity and high-Tc materials / M. Cyrot, D. Pavuna. — World Scientific, 1992.
92. *Averin, D.* ac Josephson effect in a single quantum channel / D. Averin, A. Bardas // Physical review letters. — 1995. — T. 75, № 9. — C. 1831.
93. *Zagoskin, A. M.* Quantum theory of many-body systems / A. M. Zagoskin. — Springer, 1998.
94. Josephson junction dynamics in the presence of 2 π - and 4 π -periodic supercurrents / F. Dominguez [и др.] // Physical Review B. — 2017. — T. 95, № 19. — C. 195430.
95. *Josephson, B.* Coupled superconductors / B. Josephson // Reviews of Modern Physics. — 1964. — T. 36, № 1. — C. 216.
96. *Anderson, P. W.* Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect / P. W. Anderson, J. M. Rowell // Physical Review Letters. — 1963. — T. 10, № 6. — C. 230.
97. Unconventional Josephson effect in hybrid superconductor-topological insulator devices / J. Williams [и др.] // Physical review letters. — 2012. — T. 109, № 5. — C. 056803.
98. Conduction spectroscopy of a proximity induced superconducting topological insulator / M. P. Stehno [и др.] // Semiconductor Science and Technology. — 2017. — T. 32, № 9. — arXiv: 1707.03640.
99. *Usadel, K. D.* Generalized diffusion equation for superconducting alloys / K. D. Usadel // Physical Review Letters. — 1970. — T. 25, № 8. — C. 507—509.
100. *Zaitsev, A. V.* Quasiclassical equations of the theory of superconductivity for contiguous metals and the properties of constricted microcontacts / A. V. Zaitsev // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1984. — T. 86, July 1983. — C. 1742.
101. *Kuprianov, M. Y.* Influence of boundary transparency on the critical current of dirty / M. Y. Kuprianov, V. F. Lukichev // Sov. Phys. JETP. — 1988. — T. 67, June. — C. 1163.

102. Proximity effect in superconductor-insulator-superconductor Josephson tunnel junctions: Theory and experiment / A. A. Golubov [и др.] // Physical Review B. — 1995. — Т. 51, № 2. — С. 1073–1089.
103. *Beenakker, C.* Three “universal” mesoscopic Josephson effects / C. Beenakker // Transport Phenomena in Mesoscopic Systems: Proceedings of the 14th Taniguchi Symposium, Shima, Japan, November 10–14, 1991. — Springer. 1992. — С. 235–253.
104. *Likharev, K. K.* Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions / K. K. Likharev // IBM Journal of Research and Development. — 1988. — Т. 32, № 1. — С. 144–158.
105. *Delin, K. A.* Stationary Properties of High Critical Temperature Proximity Effect Josephson Junctions / K. A. Delin, A. W. Kleinsasser // Superconductor Science and Technology. — 1996. — Т. 9. — С. 227. — URL: <http://iopscience.iop.org/0953-2048/9/4/001>.
106. *Al'tshuler, B. L.* Mesoscopic fluctuations in a superconductor-normal metal-superconductor junction / B. L. Al'tshuler, B. Z. Spivak // Sov. Phys. JETP. — 1987. — Т. 65, February. — С. 343.
107. *Giovannini, B.* Gorkov equations for a pseudogapped high-temperature superconductor / B. Giovannini, C. Berthod // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. — 2001. — Т. 63, № 14. — arXiv: 0008059 [cond-mat].
108. *Brinkman, A.* Coherent effects in double-barrier Josephson junctions / A. Brinkman, A. A. Golubov. — 1999. — arXiv: 9912109 [cond-mat]. — URL: <http://arxiv.org/abs/cond-mat/9912109%7B%5C%%7D0Ahttp://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.61.11297>.
109. *Galaktionov, A. V.* Quantum interference and supercurrent in multiple-barrier proximity structures / A. V. Galaktionov, A. D. Zaikin // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. — 2002. — Т. 65, № 18. — С. 1–13. — arXiv: 0112242 [cond-mat].
110. Anomalous temperature dependence of multiple Andreev reflections in a topological insulator Josephson junction / T. W. Schmitt [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2022. — Т. 36, № 2. — С. 024002.

111. Ballistic surface channels in fully in situ defined Bi₂Te₃ Josephson junctions with aluminum contacts / D. Rosenbach [и др.] // arXiv preprint arXiv:2301.03968. — 2023.
112. *Shapiro, S.* Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations / S. Shapiro // Physical Review Letters. — 1963. — Т. 11, № 2. — С. 80.
113. *Russer, P.* Influence of microwave radiation on current-voltage characteristic of superconducting weak links / P. Russer // Journal of Applied Physics. — 1972. — Т. 43, № 4. — С. 2008—2010.
114. *Rokhinson, L. P.* The fractional ac Josephson effect in a semiconductor–superconductor nanowire as a signature of Majorana particles / L. P. Rokhinson, X. Liu, J. K. Furdyna // Nature Physics. — 2012. — Т. 8, № 11. — С. 795—799.
115. Signatures of Majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices / V. Mourik [и др.] // Science. — 2012. — Т. 336, № 6084. — С. 1003—1007.
116. Zero-bias peaks and splitting in an Al–InAs nanowire topological superconductor as a signature of Majorana fermions / A. Das [и др.] // Nature Physics. — 2012. — Т. 8, № 12. — С. 887—895.
117. 4π -periodic Josephson supercurrent in HgTe-based topological Josephson junctions / J. Wiedenmann [и др.] // Nature communications. — 2016. — Т. 7, № 1. — С. 10303.
118. Gapless Andreev bound states in the quantum spin Hall insulator HgTe / E. Bocquillon [и др.] // Nature Nanotechnology. — 2017. — Т. 12, № 2. — С. 137—143.
119. Joule overheating poisons the fractional ac Josephson effect in topological Josephson junctions / K. Le Calvez [и др.] // Communications Physics. — 2019. — Т. 2, № 1. — С. 4.
120. Dynamics of Majorana states in a topological Josephson junction / M. Houzet [и др.] // Physical review letters. — 2013. — Т. 111, № 4. — С. 046401.
121. Unconventional Josephson signatures of Majorana bound states / L. Jiang [и др.] // Physical review letters. — 2011. — Т. 107, № 23. — С. 236401.

122. *Dominguez, F.* Dynamical detection of Majorana fermions in current-biased nanowires / F. Dominguez, F. Hassler, G. Platero // Physical Review B. — 2012. — Т. 86, № 14. — С. 140503.
123. Ac Josephson effect in topological Josephson junctions / D. M. Badiane [и др.] // Comptes Rendus Physique. — 2013. — Т. 14, № 9/10. — С. 840—856.
124. *Virtanen, P.* Microwave spectroscopy of Josephson junctions in topological superconductors / P. Virtanen, P. Recher // Physical Review B. — 2013. — Т. 88, № 14. — С. 144507.
125. Boosting Transparency in Topological Josephson Junctions via Stencil Lithography / P. Schüffelgen [и др.]. — 2017. — arXiv: 1711.01665. — URL: <http://arxiv.org/abs/1711.01665>.
126. Sub-10 nm electron beam lithography using cold development of poly (methylmethacrylate) / W. Hu [и др.] // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. — 2004. — Т. 22, № 4. — С. 1711—1716.
127. *Wong, A. K.-K.* Resolution enhancement techniques in optical lithography. Т. 47 / A. K.-K. Wong. — SPIE press, 2001.
128. *Isaacson, M.* In situ vaporization of very low molecular weight resists using 1/2 nm diameter electron beams / M. Isaacson, A. Muray // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1981. — Т. 19, № 4. — С. 1117—1120.
129. *Gifford, W. E.* The gifford-mcmahon cycle / W. E. Gifford // Advances in Cryogenic Engineering: Proceedings of the 1965 Cryogenic Engineering Conference Rice University Houston, Texas August 23–25, 1965. — Springer. 1966. — С. 152—159.
130. Transport in two-dimensional topological materials: recent developments in experiment and theory / D. Culcer [и др.] // 2D Materials. — 2020. — Т. 7. — С. 022007. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2053-1583/ab6ff7>.
131. Quasi-one-dimensional quantum anomalous Hall systems as new platforms for scalable topological quantum computation / C.-Z. Chen [и др.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Март. — Т. 97, вып. 10. — С. 104504.

132. Dirac gap opening and Dirac-fermion-mediated magnetic coupling in antiferromagnetic Gd-doped topological insulators and their manipulation by synchrotron radiation / A. Shikin [и др.] // Scientific reports. — 2019. — Т. 9, № 1. — С. 1–17.
133. High-precision realization of robust quantum anomalous Hall state in a hard ferromagnetic topological insulator / C.-Z. Chang [и др.] // Nature materials. — 2015. — Т. 14, № 5. — С. 473–477.
134. Scale-invariant quantum anomalous Hall effect in magnetic topological insulators beyond the two-dimensional limit / X. Kou [и др.] // Physical review letters. — 2014. — Т. 113, № 13. — С. 137201.
135. Tunable Fermi level and hedgehog spin texture in gapped graphene / A. Varykhalov [и др.] // Nature communications. — 2015. — Т. 6, № 1. — С. 1–6.
136. Fully gapped topological surface states in Bi_2Se_3 films induced by ad-wave high-temperature superconductor / E. Wang [и др.] // Nature physics. — 2013. — Т. 9, № 10. — С. 621–625.
137. Elemental topological insulator with tunable Fermi level: Strained α -Sn on $InSb(001)$ / A. Barfuss [и др.] // Physical review letters. — 2013. — Т. 111, № 15. — С. 157205.
138. Fermi level manipulation through native doping in the topological insulator Bi_2Se_3 / L. A. Walsh [и др.] // ACS nano. — 2018. — Т. 12, № 6. — С. 6310–6318.
139. Tuning the Dirac point to the Fermi level in the ternary topological insulator / J. Kellner [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Т. 107, № 25. — С. 251603.
140. Topological surface states and Dirac point tuning in ternary topological insulators / M. Neupane [и др.] // Physical Review B. — 2012. — Т. 85, № 23. — С. 235406.
141. Chiral Majorana fermion modes in a quantum anomalous Hall insulator–superconductor structure / Q. L. He [и др.] // Science. — 2017. — Т. 357, № 6348. — С. 294–299.

142. Massive Dirac fermion on the surface of a magnetically doped topological insulator / Y. Chen [и др.] // *Science*. — 2010. — Т. 329, № 5992. — С. 659–662.
143. Aging and reduced bulk conductance in thin films of the topological insulator Bi_2Se_3 / R. Valdés Aguilar [и др.] // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — Т. 113, № 15. — С. 153702.
144. Controlling Bulk Conductivity in Topological Insulators: Key Role of Anti-Site Defects / D. Scanlon [и др.] // *Advanced Materials*. — 2012. — Т. 24, № 16. — С. 2154–2158.
145. *Bobkova, I.* Electrically controllable spin filtering based on superconducting helical states / I. Bobkova, A. Bobkov // *Physical Review B*. — 2017. — Т. 96, № 22. — С. 224505.
146. Gate-tunable supercurrent and multiple Andreev reflections in a superconductor-topological insulator nanoribbon-superconductor hybrid device / L. A. Jauregui [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2018. — Т. 112, № 9. — С. 093105.
147. Josephson Effect and Charge Distribution in Thin Bi_2Te_3 Topological Insulators / M. P. Stehno [и др.] // *Advanced Materials*. — 2020. — Т. 32, № 14. — С. 1908351.
148. Induced Topological Superconductivity in a $BiSbTeSe_2$ -Based Josephson Junction / B. De Ronde [и др.] // *Nanomaterials*. — 2020. — Т. 10, № 4. — С. 794.
149. $Bi_{1.9}Me_{0.1}Te_3$ nanocrystal functionalized diamagnetic glasses: optical, luminescence, magnetic and Faraday rotation / Q. Chen [и др.] // *Journal of Non-Crystalline Solids*. — 2020. — Т. 543. — С. 120092.
150. Infrared Optical Conductivity of Bulk Bi_2Te_2Se / E. S. Zhukova [и др.] // *Crystals*. — 2020. — Т. 10, № 7. — С. 553.
151. Weak Antilocalization and Anisotropic Magnetoresistance as a Probe of Surface States in Topological $Bi_2Te_xSe_{3-x}$ Thin Films / G. M. Stephen [и др.] // *Scientific reports*. — 2020. — Т. 10, № 1. — С. 1–7.
152. Band structure engineering in $(Bi_xSb_{1-x})_2Te_3$ ternary topological insulators / J. Zhang [и др.] // *Nature communications*. — 2011. — Т. 2, № 1. — С. 1–6.

153. Ultrathin topological insulator Bi_2Se_3 nanoribbons exfoliated by atomic force microscopy / S. S. Hong [и др.] // Nano letters. — 2010. — Т. 10, № 8. — С. 3118—3122.
154. Goyal, V. Mechanically-exfoliated stacks of thin films of Bi_2Te_3 topological insulators with enhanced thermoelectric performance / V. Goyal, D. Teweldebrhan, A. A. Balandin // Applied Physics Letters. — 2010. — Т. 97, № 13. — С. 133117.
155. Exfoliation of layered topological insulators Bi_2Se_3 and Bi_2Te_3 via electrochemistry / A. Ambrosi [и др.] // ACS nano. — 2016. — Т. 10, № 12. — С. 11442—11448.
156. Molecular beam epitaxy of superconducting $PdTe_2$ films on topological insulator Bi_2Te_3 / H. Xue [и др.] // SCIENCE CHINA Physics, Mechanics & Astronomy. — 2019. — Т. 62, № 7. — С. 76801.
157. Selective area growth and stencil lithography for in situ fabricated quantum devices / P. Schüffelgen [и др.] // Nature nanotechnology. — 2019. — Т. 14, № 9. — С. 825—831.
158. Fabrication and characterization of topological insulator Bi_2Se_3 nanocrystals / S. Zhao [и др.] // Applied Physics Letters. — 2011. — Т. 98, № 14. — С. 141911.
159. Aharonov–Bohm interference in topological insulator nanoribbons / H. Peng [и др.] // Nature materials. — 2010. — Т. 9, № 3. — С. 225—229.
160. Magnetic doping and Kondo effect in Bi_2Se_3 nanoribbons / J. J. Cha [и др.] // Nano letters. — 2010. — Т. 10, № 3. — С. 1076—1081.
161. Vapour-liquid-solid growth of ternary Bi_2Se_2Te nanowires / P. Schönherr [и др.] // Nanoscale research letters. — 2014. — Т. 9, № 1. — С. 1—6.
162. Epitaxial growth of Bi_2Te_3 topological insulator thin films by temperature-gradient induced physical vapor deposition (PVD) / H.-Y. Lee [и др.] // Journal of Alloys and Compounds. — 2016. — Т. 686. — С. 989—997.
163. Novel synthesis of topological insulator based nanostructures Bi_2Te_3 demonstrating high performance photodetection / A. Sharma [и др.] // Scientific reports. — 2019. — Т. 9, № 1. — С. 1—8.

164. *Lin, C.* Oxidation of Silicon, Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics / C. Lin. — 2008.
165. *Denton, A. R.* Vegard's law / A. R. Denton, N. W. Ashcroft // Physical review A. — 1991. — T. 43, № 6. — C. 3161.
166. Crossover between weak antilocalization and weak localization in a magnetically doped topological insulator / M. Liu [и др.] // Physical review letters. — 2012. — T. 108, № 3. — C. 036805.
167. Thickness-dependent bulk properties and weak antilocalization effect in topological insulator Bi_2Se_3 / Y. S. Kim [и др.] // Physical Review B. — 2011. — T. 84, № 7. — C. 073109.
168. *Read, N.* Paired states of fermions in two dimensions with breaking of parity and time-reversal symmetries and the fractional quantum Hall effect / N. Read, D. Green // Physical Review B. — 2000. — T. 61, № 15. — C. 10267.
169. Ballistic superconductivity in semiconductor nanowires / H. Zhang [и др.] // Nature communications. — 2017. — T. 8, № 1. — C. 16025.
170. *Barzykin, V.* Coherent transport and nonlocality in mesoscopic SNS junctions: anomalous magnetic interference patterns / V. Barzykin, A. M. Zagoskin // Superlattices and microstructures. — 1999. — T. 25, № 5/6. — C. 797–807.
171. *Bergeret, F.* The vortex state and Josephson critical current of a diffusive SNS junction / F. Bergeret, J. Cuevas // Journal of Low Temperature Physics. — 2008. — T. 153, № 5/6. — C. 304–324.
172. Unoccupied topological surface state in Bi_2Te_2Se / M. Nurmamat [и др.] // Physical Review B. — 2013. — T. 88, № 8. — C. 081301.
173. Local Josephson vortex generation and manipulation with a Magnetic Force Microscope / V. V. Dremov [и др.] // Nature communications. — 2019. — T. 10, № 1. — C. 4009.
174. *Galaktionov, A. V.* Quantum interference and supercurrent in multiple-barrier proximity structures / A. V. Galaktionov, A. D. Zaikin // Physical Review B. — 2002. — T. 65, № 18. — C. 184507.

175. *Kulik, I.* Properties of superconducting microbridges in the pure limit / I. Kulik, A. Omel'Yanchuk // Sov. J. Low Temp. Phys.(Engl. Transl.);(United States). — 1977. — T. 3, № 7.
176. *Blonder, G.* Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion / G. Blonder, m. M. Tinkham, k. T. Klapwijk // Physical Review B. — 1982. — T. 25, № 7. — C. 4515.
177. *Zaitsev, A.* Quasiclassical equations of the theory of superconductivity for contiguous metals and the properties of constricted microcontacts / A. Zaitsev // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1984. — T. 86. — C. 1742—1758.
178. *Zaitsev, A.* Properties of "dirty" S-S'-N and S-S'-S structures with potential barriers at the metal boundaries / A. Zaitsev // JETP Lett. — 1990. — № 51. — C. 41—46.
179. Current-phase relationship, thermal and quantum phase slips in superconducting nanowires made on a scaffold created using adhesive tape / M.-H. Bae [и др.] // Nano letters. — 2009. — T. 9, № 5. — C. 1889—1896.
180. Josephson current mediated by ballistic topological states in $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.3}\text{Se}_{0.7}$ single nanocrystals / V. S. Stolyarov, D. S. Yakovlev, S. N. Kozlov [и др.] // Nature Communications Materials. — 2020. — T. 1, № 1. — C. 38.
181. *Galaktionov, A. V.* Fractional Shapiro steps without fractional Josephson effect / A. V. Galaktionov, A. D. Zaikin // Physical Review B. — 2021. — T. 104, № 5. — C. 054521.
182. Origin of hysteresis in a proximity Josephson junction / H. Courtois [и др.] // Physical review letters. — 2008. — T. 101, № 6. — C. 067002.
183. *Karzig, T.* Quasiparticle poisoning of Majorana qubits / T. Karzig, W. S. Cole, D. I. Pikulin // Physical Review Letters. — 2021. — T. 126, № 5. — C. 057702.
184. Interplay between electron overheating and ac Josephson effect / A. De Cecco [и др.] // Physical Review B. — 2016. — T. 93, № 18. — C. 180505.

Список рисунков

- 1.1 Кристаллическая структура изученного семейства соединений $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$. Структура состоит из (V)-атомов (синие) и (VI)-атомов (красные/лазурный), расположенных в плоскостях А, В и С внутри суперячейки из атомных слоев (3 нм) с повторяющимися Q1 (1 нм), которые связаны между собой силой Ван-дер-Ваальса. 15
- 1.2 Структура трехкомпонентного состава $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Te}_3$ и ARPES исследование [75] эволюции проводимости от объемного n-типа к р-типу по мере уменьшения x в составе ТИ. 19
- 1.3 (а) Линейный закон дисперсии Дирака (конус Дирака) для поверхностных состояний. (б) Зонная структура нормального изолятора. (в) Зонная структура топологического изолятора. (г) Порядок инверсии зонной структуры, которая приводит к топологически защищенным состояниям. 20
- 1.4 (А) Плотность состояний для электронов поверхностного состояния в ТИ (Б) Спектр ARPES на поверхности Sb_{111} (В) Дираковские поверхностные состояния в трехмерном ТИ (Г) Карта интенсивности ARPES показывает дираковский конус в ТИ. 21
- 1.5 А) Процесс андреевского отражения в СНС переходе. Б) Андреевские состояния для СНС-перехода с длиной, меньшей длины когерентности. 24
- 1.6 Поведение волновой функции на SN границе. 25
- 1.7 А) Джозефсоновский СП/ТИ/СП переход, разность фаз равна φ . Б) Спектр майорановских связанных состояний (бирюзовый цвет) и андреевских состояний для системы сверхпроводник - топологический изолятор - сверхпроводник (красный цвет). . . . 26
- 1.8 Поведение волновой функции в джозефсоновском СНС контакте. . 27
- 1.9 А) Зависимость дифференциального сопротивления dV/dI перехода № 1 (обозначенного стрелкой), измеренная при температуре 15 мК от магнитного поля. Б) Зависимость dV/dI от магнитного для перехода №2. Критический ток осциллирует при повышении магнитного поля, отклоняясь от стандартной зависимости Фраунгофера. 28

- 1.10 А) Температурная зависимость критического тока. Б) Серия вольт-амперных характеристик при различных температурах. В) Зависимость критического тока от перпендикулярно приложенного магнитного поля. Г) Вольт-амперная характеристика и производная при базовой температуре, $I_c = 14$ нА, $R_n = 460$ Ом. 29
- 1.11 Зависимости критического тока от температуры $I_c(T)$, промоделированные с помощью уравнений 1.11, 1.12 для баллистического (Эйленбергер) и диффузионного (Узадель) транспортных режимов. 32
- 1.12 А) Зависимость критического тока от температуры и длины; демонстрация баллистического транспорта [32]; Б) Температурная зависимость критического тока джозефсоновского перехода, показано сосуществование диффузионного и баллистического транспорта [110]; В) Анализ транспортного режима в полуметаллическом материале Bi_4Te_3 [111]; Г) Температурная зависимость критического тока для перехода с высокой прозрачностью границы [12]. 34
- 1.13 А) Эквивалентная схема модели RSCJ. Б) Потенциальная энергия частицы в наклонном потенциале. 36
- 1.14 А) Наклонный потенциал для различного тока смещения I . Б) Вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода. Цветные точки обозначают разный ток смещения I 37
- 1.15 А) Наклонный потенциал для различной мощности СВЧ сигнала. Б) Ступени Шапиро на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода для двух разных амплитуд. 38

- 1.16 А) Дифференциальное сопротивление $\frac{dV}{dI}$, как функция амплитуды ВЧ V_{rf} и постоянного тока I для $f_0 = 3$ ГГц. Для $V > 2$ Т плато при 6 мкВ исчезает, что подчеркнуто пунктирными овалами, и первая ступень наблюдается при 12 мкВ. Это удвоение первой ступени Шапиро переменного тока является признаком дробного эффекта Джозефсона и может являться отличительной чертой топологической сверхпроводимости. Б) Ступени Шапиро для трех различных частот, измеренные при $T \approx 800$ мК. Шкала напряжения на графике приведена в нормированных единицах $\frac{hf}{2e}$, чтобы подчеркнуть ступени Шапиро на кривой I-V в присутствии РЧ-облучения. Для высокой частоты $f = 11,2$ ГГц (синяя линия) все ступеньки хорошо видны при напряжениях (вплоть до $|n| > 12$), но для наглядности показаны только первые три. Для промежуточной частоты ($f = 5,3$ ГГц, синяя линия) первая ступенька ($n = 1$) заметно уменьшается. На низкой частоте ($f = 2,7$ ГГц, красная линия) первая ступенька полностью подавлена. 40
- 1.17 А) СЭМ изображение джозефсоновского перехода со сверхпроводящими Nb-электродами на поверхности отшелушенной чешуйки $\text{Bi}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}$ и схема энергетического спектра андреевского связанного состояния (нормированного на сверхпроводящую щель)[34]; Б) Вольтамперные характеристики образца при температуре $T = 12$ мК при воздействия радиочастотным (РЧ) излучением с частотой $f = 0,90$ ГГц и мощностью $-1,0$ дБ. Видно отсутствие первой ступени Шапиро. В) Показано отсутствие первой ступени Шапиро в доджозефосновском контакте на основе Bi_2Se_3 ТИ [119]. 41
- 1.18 А) Наблюдение ступенек Шапиро. Куперовские пары при поглощении фотона показывают целочисленные ступеньки Шапиро. Б) Поглощение фотона одним электроном приводит к удваиванию периода ступенек Шапиро. В) Реакция ступенек Шапиро на различные частотные диапазоны от 9.3 ГГц до 4 ГГц. . 42

2.1	Конструкция установки для получения микро- и наноразмерных монокристаллов ТИ методом физического осаждения из газовой фазы (PVD).	46
2.2	Вид установки в разрезе.	46
2.3	Схема.	47
2.4	Окно интерфейса управления установкой.	49
2.5	Схема контактов для исследуемого образца.	51
2.6	Технологический процесс изготовления контактов СП/ТИ/СП. . .	52
2.7	Модель установки магнетронного напыления.	53
2.8	Схематическое изображение S/TI/S контакта. Сверхпроводящие контакты выполнены из ниобия Nb, в качестве слабой связи использован монокристалл топологического изолятора $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. .	53
2.9	СЭМ фотография джозефсоновского СП/ТИ/СП контакта под углом 45° , виден зазор 150 нм между сверхпроводящими Nb берегами.	54
2.10	Схема устройства криостата на 4К Advanced research system.	55
2.11	Устройство вставки Oxford Heliox VL.	56
2.12	А) Фотография стойки с измерительными приборами. Б) Сверхпроводящий соленоид с полем до 2 Тл, установленный в транспортный дьюар.	57
2.13	(а) Установка для намотки соленоидов.	58
2.14	Общее устройство криостата растворения Bluefors LD-250. Криоголовка и модуль охлаждения до милликельвиновых температур не показаны для наглядности.	59
2.15	Фазовая диаграмма смесей жидкого гелия-3 и гелия-4.	60
2.16	Измерительная схема для DC измерений, включая основное оборудование и проводку внутри рефрижератора. Здесь 3 линии для DC измерений по 24 контакта каждая. Также показаны RC и порошковые фильтры. Держатель образца расположен на самой холодной ступени криостата и укомплектован сверхпроводящим соленоидом.	60

- 2.17 Система DC измерений на рефрижераторе растворения BF-LD250. (а)Стойка измерительных приборов, красным цветом отмечены три коммутационные коробки на 24 измерительных линии. (б) Термоякоря для термализации измерительных линий, они расположены на каждой температурной ступени криостата. (в) RC - фильтры, выполненные в герметичном и экранированном медном корпусе. Данные фильтры расположены на плите 4 К. (г) Криогенные держатели образцов, закрытые пермаллоевыми и ниобиевыми экранами. 61
- 3.1 Экспериментальная установка и схема роста кристаллов. А) Изображение установки PVD-синтеза; Б) кристаллическая структура $Bi_2(Te_xSe_{1-x})_3$; В) Изображение монокристаллов с атомно-силового микроскопа; Г)Распределение толщин монокристаллов. 67
- 3.2 СЭМ-изображение и схема механизма роста кристаллов. Основной рисунок — влияние температуры подложки (изменяется по горизонтали) и расстояния между держателями (по вертикали) на вид синтезируемых кристаллов. Параметры осаждения подписаны около каждой микрофотографии, иначе см. подписи к изображению с оранжевой рамкой. На вставке — хаотически расположенные кристаллы, выращенные на поверхности оксида кремния. 69
- 3.3 Распределение синтезированных кристаллов по площади для различных расстояний между держателями. а) Образец S3, расстояние 5 см; б) образец S6, расстояние 10 см; в) образец S5, расстояние 15 см. 70
- 3.4 Спектры различных измерений образцов. А):Спектры до аргонного травления (черный), после 120 с (синий) и после 240 с травления (пурпурный); Б) часть спектра с пиками, соответствующими Te и Te-O, заметно, что оксид исчезает после 120 с травления; В) то же для Bi и Bi-O; Г) СЭМ изображения влияния 200 секунд травления на образец. 71

- 3.5 Справа СЭМ-изображение участка подложки с кристаллами ТИ. Слева — распределение атомов висмута (красный), теллура (синий), селена (зеленый) и кремния (черный), полученное с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. . . . 72
- 3.6 Рентгенограмма, полученная $\theta - 2\theta$ -сканированием. Индексы (hkl), соответствующие различным атомным плоскостям, подписаны над пиками. 74
- 3.7 Зависимость объема элементарной ячейки от степени замещения атомов Se, полученная из закона Вегарда. Размер точек соответствует погрешности измерения. 75
- 3.8 Результаты измерений ДОЭ. а) СЭМ-изображение (получено с помощью системы ДОЭ) исследованного кристалла $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ b-d) Отображение кристаллографической ориентации с использованием обратной полюсной фигуры (IPF) IPF-X, IPF-Y и IPF-Z, соответственно. е) Цветовая диаграмма для расшифровки кристаллографической ориентации на рис b-d. f-h) Кристаллографическая ориентация кремниевой подложки — IPF-X, IPF-Y и IPF-Z, соответственно. i) Цветовая диаграмма для кристаллографической ориентации на рис f-h). j) Обратная полюсная фигура кристалла $\text{Bi}_2(\text{Te}_x\text{Se}_{1-x})_3$ вдоль направлений X, Y, и Z соответственно. k) Обратная полюсная фигура для кремниевой подложки вдоль направлений X, Y, и Z соответственно. Черные полосы соответствуют длине 500 нм. . . . 76
- 3.9 **А:** СЭМ-изображения контактов J1-J3. **Б:** Температурная зависимость сопротивлений образцов в диапазоне от 250 К до 1,2 К. Вставка вверху слева: схемы измерений, использованных в этой работе. Область сверхпроводящего перехода показана серой полосой на вставке вверху справа. **В:** Логарифмическая зависимость сопротивления $\ln T$ 77

- 4.1 СЭМ-изображения изготовленных гибридных переходов СП-ТИ-СП. Темно синим цветом выделены сверхпроводящие ниобиевые электроды, бирюзовым — кристаллы ТИ, выступающие в качестве слабой связи. В верхнем ряду показаны одиночные переходы, основанные на отдельном кристалле ТИ; в нижнем ряду — двухконтактные СКВИДы. Справа внизу представлено схематическое изображение одиночного контакта. 81
- 4.2 Поведение сопротивления образцов при низких температурах. а) Графики $R(T)$ для пяти изученных образцов. Серыми полосами указаны температурные интервалы, на которых различные части образца переходят в сверхпроводящее состояние. б) Схематическое изображение последовательности сверхпроводящих переходов. Сначала при 8,5-9 К переходят ниобиевые электроды, затем, с понижением температуры, эффект близости начинает проявляться в бислоях Nb/ТИ, и, наконец, ниже 2,5 К весь кристалл ТИ постепенно становится сверхпроводящим. 83
- 4.3 а) Зависимость сопротивления изученных образцов от температуры в широких пределах. Заметен характерный металлический ход сопротивления от 10 К до 300 К. б) Вольтамперные характеристики при температуре 700 мК. 84
- 4.4 а-в) Дифференциальное сопротивление в зависимости от тока через образец и приложенного магнитного поля $dV/dI(I,H)$ для одиночных образцов. Сверхпроводящее состояние образцов соответствует темно-синей области, где сопротивление нулевое. г-е) Зависимость критического тока одиночных контактов от приложенного магнитного поля $I_c(H)$. Размер точек соответствует погрешности измерений. Сплошными цветными линиями показаны аппроксимации: г) аппроксимации выполнены по баллистической (красная кривая) [170] и диффузной модели (черная кривая) [171] ; д, е) Период осцилляций образцов SJ2 и SJ3 составляет 12,9 мТл и 8,2 мТл, соответственно. 86

- 4.5 Результаты расчета экранировки магнитного потока сверхпроводящими электродами в среде COMSOL. Вектор магнитной индукции перпендикулярен плоскости образцов. Представлены различные геометрии, соответствующие образцам а) SJ1, б) SJ2, в) SQ1. Цветом указано отличие магнитной индукции в каждой точке образца от случая с отсутствием экранировки. 87
- 4.6 а, б) Дифференциальное сопротивление в зависимости от тока через образец и приложенного магнитного поля $dV/dI(I, H)$ для образцов SQ1–2, основанных на двух параллельно подключенных кристаллах; в, г) зависимость критического тока контактов SQ1–2 от приложенного магнитного поля $I_c(H)$. Сплошными линиями показаны аппроксимации по формуле (4.3). Размер точек соответствует погрешности измерений. Период осцилляций образцов SQ1 и SQ2 составляет 10,5 мТл и 13,5 мТл, соответственно. 90
- 4.7 Семейства кривых аппроксимации по модели диффузного и баллистического транспорта для образцов SJ1-3. Верхний ряд — аппроксимации по диффузной модели Кулика-Омельянчука КО-1. Нижний ряд - аппроксимации по баллистической модели Кулика-Омельянчука КО-2. Точками обозначены экспериментальные данные, серыми сплошными линиями — аппроксимации для различных величин параметров. На каждом из графиков указан диапазон перебора параметров и величина, лучше всего соответствующая экспериментальным данным (кривая выделена черной сплошной линией). 94
- 4.8 Зависимость критического тока от температуры для одиночных СП/ТИ/СП переходов. Цветами обозначены экспериментальные данные. Сплошные линии — наилучшие аппроксимации по модели Эйленбергера (баллистический транспорт), штриховые — по модели Узаделя (диффузный транспорт). 96
- 4.9 Набор кривых для различного количества каналов N (А), прозрачности D (Б), безразмерного параметра l (В) из модели Кулика-Омельянчука (КО-2) [175]. 97

- 4.10 Избыточный ток образцов. Синими сплошными линиями обозначены ВАХ образцов, измеренные при 700 мК. Красные штриховая линии — экстраполированные линейные участки ВАХ при $I \gg I_c$, позволяющие оценить величину избыточного тока I_{exc} (значения I_{exc} для каждого образца указаны непосредственно на графиках). На вставках изображены участки ВАХ в малом диапазоне токов, откуда получено значение нормального сопротивления R_n^{exp} 98
- 4.11 Поведение образца SJ1 в диапазоне больших токов $I \gg I_c$ при температуре 700 мК. а) ВАХ образца и график $dV/dI(I)$ (справа) для двух направлений развертки тока (кривые, соответствующие одному направлению развертки, обозначены синим, либо красным цветом); б) Поведение особенностей в дифференциальном сопротивлении образцов в зависимости от температуры. Для наглядности особенности соединены красной и синей линиями. Соответствующий диапазон напряжения на графиках а) и б) указан штриховыми линиями; в, г) Зависимость дифференциального сопротивления образцов от приложенного тока и магнитного поля при разных направления развертки поля. Пики, соответствующие гистерезисным особенностям, ведут себя хаотически, однако воспроизводимым образом; безгистерезисные особенности проявляют совершенно иную куполообразную зависимость от поля. 100
- 4.12 Поведение образцов SJ1, SJ2, SJ3 и SQ1 в диапазоне больших токов $I \gg I_c$ при температуре 700 мК. ВАХ образцов и график $dV/dI(I)$ (справа) для двух направлений развертки тока (кривые соответствующие одному направлению развертки). 101
- 5.1 Экспериментальное наблюдение сверхтока в джозефсоновском переходе на основе монокристалла топологического изолятора А) Структура джозефсоновского перехода показана на СЭМ изображении, метка соответствует 3×3 мкм². Б) Схема эксперимента и внешней электрической цепи: внешнее ВЧ-излучение поступает через антенну над образцом от СВЧ-генератора. 105

- 5.2 А) Зависимость сопротивления от температуры. Б)
 Вольтамперная $V(I)$ характеристика перехода при температуре $T = 20$ мК. На этой ВАХ виден сверхток при нулевой ВЧ мощности $U_{RF} = 0$, который соответствует критическому току $I_C = 0.46$ μ А и току возврата $I_R = 0.22$ μ А. В) Приведены зависимости критического тока I_C и тока возврата I_R от температуры T . Критический ток был аппроксимирован с использованием уравнений Эйленбергера, а ток возврата был аппроксимирован с помощью модели tRSJ для разных температур. 107
- 5.3 Графики производной dV/dI для различных мощностей и частот излучения $f_{RF} = 0,9$ и 2 ГГц. Графики включают отрицательную (переключение) и положительную (возврат) ветви тока смещения и демонстрируют наличие гистерезиса. Для $I > 0$ наблюдается эффект "четный -нечетный". Он лучше виден на правой части графика, где показана зависимость dI/dV от тока смещения при различных мощностях ВЧ. 108
- 5.4 **Ток возврата, пересекающий ступени Шапиро. (А,Б)**
 Графики дифференциального сопротивления в зависимости от нормированного тока смещения и свч мощности. Синие пунктирные линии представляют токи переключения и возврата, определяющие границы основной трапецевидной области с нулевым сопротивлением. Желтые линии обозначают ступени, вызванные воздействием СВЧ. (А) При частоте $f = 2$ ГГц. Первая ступень ($V = hf/2e$) становится видимой при низкой амплитуде ВЧ. (Б) При частоте $f = 1$ ГГц. Первая ступень не всегда заметна. При низких частотах виден переход от области нулевого сопротивления сразу к второй ступени ($V = hf/e$), минуя первую ступень. 111
- 5.5 113

Список таблиц

1	Резюме параметров PVD и CVD синтеза из современной литературы.	17
2	Параметры синтеза нанокристаллов. Расстояние — дистанция между держателем источника и держателем подложки, T1 — температура источника, T2 — температура подложки, t — продолжительность синтеза.	66
3	Результаты EDX-анализа. Атомный состав исходного материала 'S' и отдельных нанокристаллов. Для сравнения исходные ЭРС-спектры нормированы по пику Bi (2,51 кэВ). Спектры нанокристаллов разложены на эталонные спектры Bi ₂ Te ₃ и Bi ₂ Se ₃ для определения атомного соотношения между Te и Se	73
4	Параметры переходов: расстояние между Nb-электродами L_n , ширина нанокристалла W_n , нормальное сопротивление перехода R_n , толщина нанокристалла d , рассчитанная из сопротивления, согласуется с данными АСМ.	76
5	Основные геометрические параметры образцов.	82
6	Основные транспортные характеристики образцов.	85
7	Параметры аппроксимации для зависимости критического тока образца SJ1	88
8	Параметры аппроксимации для зависимости критического тока СКВИДов SQ1 и SQ2 по формуле (4.3). Здесь W^{SJ} и L^{SJ} — ширина и длина джозефсоновского перехода, определяющие форму огибающей (по типу образца SJ1), S^{eff} — эффективная площадь самого СКВИДа.	91
9	Оценка числа трехмерных и поверхностных баллистических каналов, участвующих в транспорте. Определения указанных величин см. в основном тексте.	92

- 10 Параметры аппроксимации для модели КО-1 (баллистический транспорт), Δ_{mini} — минищель, наведенная в плотности состояний кристалла ТИ, N — число баллистических каналов, переносящих сверхток, $l = \hbar v_F (2\pi k_B T_c L)^{-1}$ — безразмерный параметр, T_c — критическая температура, Δ_{mini} вычислена в предположении, что отношение $\Delta_{mini}/k_B T_c =$ одинаково для всех образцов. 96
- 11 Параметры аппроксимации для модели КО-2 (диффузный транспорт). R_n^{fit} — варьируемое сопротивление, Δ_{mini} — минищель, T_c — критическая температура, Δ_{mini} вычислена в предположении, что отношение $\Delta_{mini}/k_B T_c =$ одинаково для всех образцов. 97